



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO

INSTITUTO DE FÍSICA

Sensibilidade ao Parâmetro ϕ_S
com o Canal de Decaimento
 $B_S \rightarrow \phi\phi$ e Efeitos Sistemáticos
no Experimento LHCb

Bruno Souza de Paula

Orientadora: Sandra Amato

Rio de Janeiro

Dezembro de 2006



Paula, Bruno Souza de.

P324 Sensibilidade ao Parâmetro ϕ_s com o Canal de Decaimento $B_s \rightarrow \phi\phi$ e Efeitos Sistemáticos no Experimento LHCb/ Bruno Souza de Paula.-Rio de Janeiro: UFRJ/IF, 2006.

xx, 131f.: il.; 29,7cm.

Orientadora: Sandra Amato

Tese (Doutorado) - UFRJ/ Instituto de Física/ Programa de Pós-graduação em Física , 2006.

Referências Bibliográficas: f. 127-131.

1. Modelo Padrão. 2. Violação de CP. 3. Física do Méson B_s . 4. Efeitos Sistemáticos nas medidas. I. Amato, Sandra. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, Instituto de Física, Programa de Pós-graduação em Física. III. Sensibilidade ao Parâmetro ϕ_s com o Canal de Decaimento $B_s \rightarrow \phi\phi$ e Efeitos Sistemáticos no Experimento LHCb.

Resumo

Sensibilidade ao Parâmetro ϕ_s com o Canal de Decaimento $B_s \rightarrow \phi\phi$ e Efeitos Sistemáticos no Experimento LHCb

Bruno Souza de Paula

Orientadora: Sandra Amato

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

O LHCb é um experimento que está sendo montado para estudar as colisões de prótons do LHC. O objetivo principal do experimento é fazer medidas precisas de violação de CP, tendo como alvo de estudo o sistema de mésons com o quark b (ou \bar{b}). Nessa tese são apresentados dois estudos distintos, tendo como base o LHCb. Como o início das colisões do LHC está previsto para o final de 2007, os estudos feitos são baseados em dados simulados.

Um dos estudos feitos foi para medir efeitos sistemáticos devido à seleção do sistema de *Trigger* na identificação de sabor de mésons neutros. É mostrado que essa seleção altera o espaço de fase, de maneira diferente para canais distintos por causa da correlação entre as partículas, e esse fato cria um erro sistemático na identificação de sabor. Um método é proposto para a correção de tal efeito. Este consiste em separar os eventos em categorias distintas e fazer uma correção do espaço de fase, levando em conta a correlação existente. Esse método se mostrou muito eficiente na maioria dos eventos e possui a vantagem de só depender de dados que serão medidos, sem precisar recorrer à simulação de eventos.

Outro estudo feito foi sobre a sensibilidade na medida de ϕ_s , um parâmetro que quantifica a violação de CP no sistema do méson B_s , utilizando o canal de decaimento $B_s \rightarrow \phi\phi$. Foi desenvolvida uma seleção dos eventos desse canal e, com os resultados obtidos, uma simulação rápida de Monte Carlo foi feita para testar a precisão que o experimento pode atingir na medida de ϕ_s . Foram testados alguns cenários de contaminação de ruído e diluição diferentes.

Rio de Janeiro
dezembro de 2006

Abstract

Sensitivity to the ϕ_s Parameter Using the $B_s \rightarrow \phi\phi$ Decay and Systematic Effects at the LHCb Experiment

Bruno Souza de Paula

Supervisor: Sandra Amato

Abstract da Tese de Doutorado 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 Doutor em Ciências (Física).

LHCb is one of the experiments being made to study the proton-proton collisions that will take place at the LHC. Its main goal is to make precise measurements of CP violation in the b quark system. In this thesis are presented two different studies based on LHCb. As the start of data taking is expected to the end of 2007, the studies were performed based on simulations.

The first study was done to measure systematic effects due to the trigger selection in the flavour tagging. It was shown that this selection alters the phase space in a different way for distinct decay channels. This fact creates a systematic error in the measurement of the flavour of neutral mesons. A method is proposed to correct for this effect. It is based on sorting the events in different categories, taking into account the correlation between the particles. The method works for the majority of the events and has the advantage of depending only in data that will be measured.

Another study was performed to estimate the sensitivity in the measurement of ϕ_s , which is a parameter that measures CP violation in the B_s system, using the decay channel $B_s \rightarrow \phi\phi$. A selection for this channel was developed and a fast Monte Carlo simulation performed to obtain the sensitivity.

Rio de Janeiro

December 2006

Para minhas avós: Eny e Letícia.

Agradecimentos

Primeriamente gostaria de agradecer a minha orientadora Sandra Amato. Tanto pela ajuda na parte da física, dos problemas computacionais e na correção da tese quanto (principalmete) pela paciência e compreesão em períodos de baixa eficiência minha.

Gostaria também de agradecer a José Helder Lopes, que foi inclusive meu primeiro orientador de iniciação científica, e a Érica Polycarpo, pelas contribuições com sugestões e palpites nas reuniões de grupo.

Obrigado a Bernard Maréchal, com quem muito aprendi, tanto no curso de Laboratório Avançado II quanto no período de iniciação científica. E, em especial, pela compreensão quando optei por mudar de rumo, no início do doutorado.

Queria também agradecer aos demais professores do IF-UFRJ, sem os quais não teria sido possível chegar até aqui. Dentre esses, agradeço, em especial, a Carlos Farina e Luis Davidovich, que, com seus cursos de Clássica e Quântica, me mantiveram empolgado com a física, mesmo em momentos de dúvida.

Ao Casé, por ajudar com a burocracia e problemas com o as agências de fomento.

Ao pessoal da salinha do café do departamento: Valmar, Ana Maria, Tatiana, Curt, Pedro, Joaquim et al pelos tão necessários momentos de descontração após o almoço.

Agradeço muito aos amigos, sem os quais não seria possível ter aguentado os 9 anos indo a Ilha da Fantasia, aprender física e fazer a tese. Em especial: Ao Fernando Felufero, também pelas caronas, e ao Filipe, também por me substituir no CEDERJ, por tornarem os dias mais engraçados. E, é claro, ao Kazu e ao Mente, apesar de terem abandonado o barco, momentaneamente. Ao Kazu tenho que agradecer também pelas ajudas com o ROOT e o DaVinci. Aos amigos extra-física, Rafael Ramiro, Thiago Jorjão e Rodrigo, por sempre me permitirem a lembrança de que existe um mundo fora da física. Ao Holmes e ao Fábio, pela convivência desde os primórdios de 98.

Agradeço, especialmente, Felipe Siqueira e Thiago de Melo Britto, pelas ajudas com a física e, principalmente, pelos chopes e pela amizade. Tenho também que agradecê-los

por aturarem os telefonemas de Genebra, no meio da madrugada. E por isso agradeço também a Mariana Orioli.

A meus pais, Leandro e Rose, a Miriam, também pela ajuda no ROOFIT, Jorge, minhas avós, Eny e Letícia, a quem essa tese é dedicada, e que são motivo de grande admiração. E a minhas irmãs Aline e Marininha, por todos esses anos de apoio que me fizeram chegar até aqui.

A Marina e, mais recentemente, a Rhanna. É sempre saudável ter crianças por perto para não levar a vida a sério demais.

Agradeço a Rosane, pelo amor e carinho nesse difícil período final de tese.

Um agradecimento especial a Eurico Miranda, responsável pelos únicos títulos do Flamengo durante o meu período de doutorado.

Essa tese foi parcialmente financiada por CAPES, CNPq e FAPERJ.

Acknowledgements

I thank Hans Dijkstra, with whom I learned so much. Thanks for all the help in the systematic studies but also for the bike, skiing, lending the apartment in Amsterdam and dinners, and for that I also have to thank Susan Weeda. In short, thank you both for taking care of me during the year I spent in Europe. And thank you for coming all the way to the thesis defence!

I thank Olav Ullaland for making an effort to pay me a complement to my scholarship during the year I spent at CERN.

I also have to thank the CERN VELO group, especially Juan Palacios, Doris Eckstein, Lars Eklund, Paula Collins and Alison Bates, for taking me as part of the group, for non-physics matters. I don't know if I would have survived the year I spent at CERN without you.

Thank you also to my non-CERN friends. In particular Cathy Bull, Tania Teague and Amandine Cazet.

“Não Sou Nada.

Nunca Serei Nada.

Não posso querer ser nada.

À parte isso, tenho em mim todos os sonhos do mundo... ”

Tabacaria - Fernando Pessoa

Índice

1	Introdução	1
2	A Violação de CP no sistema dos mésons $B_s - \bar{B}_s$	4
2.1	Introdução	4
2.2	A Estrutura do Modelo Padrão	5
2.3	A Matriz CKM	6
2.3.1	Os Triângulos Unitários	9
2.4	O Sistema $B_s - \bar{B}_s$	10
2.4.1	A Oscilação $B_s - \bar{B}_s$	12
2.4.2	Os Autoestados de Massa	14
2.4.3	O Hamiltoniano Efetivo	15
2.4.4	Taxas de Decaimento Dependentes do Tempo	16
2.4.5	Os Tipos de Violação de CP	17
2.5	$B_s \rightarrow \phi\phi$	19
2.5.1	Efeitos de Diluição	21
3	O Experimento LHCb	25
3.1	O LHC	25
3.1.1	Alguns dados técnicos do LHC	26
3.1.2	Os Grandes Experimentos	28
3.2	O LHCb	29

3.2.1	A Luminosidade no LHCb	29
3.2.2	A Produção de Pares $b\bar{b}$	31
3.2.3	Características básicas do LHCb	33
3.2.4	O Magneto	34
3.2.5	O Localizador de Vértices (VELO)	35
3.2.6	Os Contadores Cherenkov (RICH)	36
3.2.7	Estações para Reconstrução de Trajetória	38
3.2.8	Calorímetros	41
3.2.9	As Câmaras de Múon (M1, M2, M3, M4 e M5)	43
3.2.10	O Sistema de <i>Trigger</i>	45
3.2.11	Sistema de Identificação de Sabor (SIS)	50
4	Efeitos Sistemáticos da Seleção de Trigger na Identificação de Sabor	54
4.1	Introdução	54
4.2	Simulação do <i>Trigger</i> e do SIS	57
4.2.1	Trigger	57
4.2.2	SIS	60
4.3	A Correlação	63
4.3.1	Categorias de <i>Trigger</i>	65
4.4	$B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$	68
4.4.1	Resultados de SIS	75
4.4.2	Correção da Taxa de Identificação Errada de Sabor	80
4.5	$B_s \rightarrow K^+K^-$	87
4.5.1	Eventos TOB	92
4.6	Conclusão	94
5	Sensibilidade do LHCb ao Parâmetro ϕ_s, Utilizando o Canal de Decaimento	
	$B_s \rightarrow \phi\phi$	95

5.1	Introdução	95
5.2	A Simulação dos Dados	96
5.3	A Seleção dos Eventos $B_s \rightarrow \phi\phi$	98
5.3.1	A Pré-Seleção	98
5.3.2	As Variáveis de Corte	100
5.3.3	As Janelas de Massa	105
5.3.4	Desempenho de <i>Trigger</i> e SIS	107
5.4	O Desempenho Anual	109
5.5	O Estudo da Sensibilidade ao Parâmetro ϕ_s	111
5.5.1	As Funções de Aceitação Temporal	112
5.5.2	A Resolução de Tempo Próprio	113
5.5.3	A Verossimilhança	114
5.6	Resultados	117
5.7	Conclusão	122
6	Conclusão	124
	Referências	126

Lista de Figuras

2.1	Processos esquemáticos das interações com mudança de sabor para os quarks e os anti-quarks	8
2.2	Visão esquemática do triângulo no plano complexo, gerado a partir das relações de unitariedade da matriz CKM, de onde se tira o ângulo χ	10
2.3	Diagramas de caixa, que dominam as contribuições ao elemento de matriz M_{12}	13
2.4	Diagrama de ordem mais baixa, do tipo pinguim, responsável pelo decaimento $B_s \rightarrow \phi\phi$	20
3.1	Vista aérea da região em volta do CERN com a indicação da localização do LHC e de seus pré-aceleradores, PS (menor) e SPS (maior).	26
3.2	Sistema de aceleração de prótons para atingirem a energia final de 7 TeV, no LHC.	27
3.3	Localização de cada um dos experimentos na circunferência do acelerador LHC.	29
3.4	Probabilidade de haver $n_{pp} = 0, 1, 2, 3$ e 4 interações inelásticas pp por cruzamento de nuvens como função da luminosidade.	30
3.5	Ângulo de produção do b (θ_b) e do \bar{b} ($\theta_{\bar{b}}$) nas formações de pares depois das colisões próton-próton do LHC.	32
3.6	Visão lateral do LHCb ao longo da direção dos feixes de prótons.	32
3.7	Desenho esquemático das bobinas do magneto	34

3.8	Foto de um sensor do tipo r junto com a eletrônica que faz a leitura dos sinais.	36
3.9	Visão esquemática do RICH1, junto com uma indicação do caminho dos fótons emitidos até serem lidos.	38
3.10	Visão esquemática da primeira camada de TTa e da segunda de TTb, respectivamente.	40
3.11	Visão esquemática mais detalhada de uma das ITs à esquerda e de todas as estações de traço à direita	41
3.12	Visão esquemática da segmentação das células no ECAL e no HCAL . . .	43
3.13	A divisão das 4 regiões, com diferentes granularidades, de um dos quadrantes de M2	44
4.1	Suavização do parâmetro de impacto em relação ao vértice primário, como função de P_T	58
4.2	Distribuições de P_T para o B responsável pelo sinal estudado e para o outro B, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ depois da seleção de <i>trigger</i>	64
4.3	Distribuições de τ para o B responsável pelo sinal e o outro B, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$, depois da seleção de <i>trigger</i> . . .	64
4.4	Distribuições de P_T para o B de sinal e para o outro B, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ depois de uma seleção de <i>trigger</i> do tipo TIS em L0 e L1.	70
4.5	Distribuições de P_T para o B de sinal e para o outro B, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ em eventos dentro da cobertura geométrica do detector.	70
4.6	Distribuições de P_T para o B de sinal e para o outro B, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ depois de uma seleção de <i>trigger</i> do tipo TOS em L0 e L1.	72

4.7	Distribuições de P_T para o B de sinal e para o outro B, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ depois de uma seleção de <i>trigger</i> do tipo TIS em L0 e TOS em L1.	72
4.8	Distribuições de P_T para o B de sinal e para o outro B, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ depois de uma seleção de <i>trigger</i> do tipo TOS em L0 e TIS em L1.	73
4.9	Distribuições de τ para o B responsável pelo sinal estudado e o outro B, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ depois de uma seleção de <i>trigger</i> do tipo TOS em L0 e L1.	73
4.10	Distribuições de τ para o B responsável pelo sinal estudado e o outro B, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ depois de uma seleção de <i>trigger</i> do tipo TIS em L0 e TOS em L1.	74
4.11	Distribuições de τ para o B responsável pelo sinal estudado e o outro B, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ depois de uma seleção de <i>trigger</i> do tipo TOS em L0 e TIS em L1.	74
4.12	Distribuições de τ para o B responsável pelo sinal estudado e o outro B, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ depois de uma seleção de <i>trigger</i> do tipo TIS em L0 e em L1.	76
4.13	Distribuições de P_T para os káons utilizados na escolha de sabor pelo próprio B, para eventos com seleção do tipo TOS em L0, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$	76
4.14	Distribuições de P_T para os káons utilizados na escolha de sabor pelo próprio B, para eventos com seleção do tipo TIS em L0, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$	77
4.15	Tamanho do bin $\times P_T$ para distribuições igualmente populadas por eventos de $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ com seleção L0 TOS.	82

4.16	Tamanho do bin x P_T para distribuições igualmente populadas por eventos de $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ com seleção L0 TIS.	82
4.17	Taxa de identificação errada, como função de P_T , de eventos do tipo L0 TOS, para os canais de controle e $J/\psi\phi$	83
4.18	Taxa de identificação errada, como função de P_T , de eventos do tipo L0 TIS, para os canais de controle e $J/\psi\phi$	84
4.19	Taxa de identificação errada obtida, a partir do $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$, para cada faixa de P_T utilizada na correção, em eventos na categoria L0 TOS. . . .	86
4.20	Taxa de identificação errada obtida, a partir do $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$, para cada faixa de P_T utilizada na correção, em eventos na categoria L0 TIS.	86
4.21	Distribuições de P_T para o B de sinal e para o outro B, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow K^+K^-$ depois de uma seleção de <i>trigger</i> do tipo TOS em L0 e L1.	88
4.22	Distribuições de P_T para o B de sinal e para o outro B, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow K^+K^-$ depois de uma seleção de <i>trigger</i> do tipo TOS em L0 e TIS em L1.	89
4.23	A taxa de identificação errada obtida, a partir do $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$, para cada faixa de P_T utilizada na correção, para as categorias com L0 TOS.	90
4.24	A taxa de identificação errada obtida, a partir do $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$, para cada faixa de P_T utilizada na correção, para as categorias com L0 TIS.	91
4.25	Distribuições de P_T para o B de sinal e para o outro B, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow K^+K^-$ depois de uma seleção de <i>trigger</i> do tipo TOS em L0 e TOB em L1.	91
4.26	Distribuições de P_T para o B de sinal e para o outro B, para o canal de controle e para o $B_s \rightarrow K^+K^-$ depois de uma seleção de <i>trigger</i> do tipo TIS em L0 e TOB em L1.	92

4.27	A taxa de identificação errada obtida, a partir do $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$, para cada faixa de P_T utilizada na correção para as categorias com L1 TOB.	93
5.1	Diagrama de ordem mais baixa, do tipo pinguim, responsável pelo decaimento $B_s \rightarrow \phi\phi$	96
5.2	Distribuições do menor dos momentos transversos dos káons para a amostra do sinal $B_s \rightarrow \phi\phi$ e para a de $b\bar{b}$ inclusivo.	101
5.3	Distribuições da massa dos ϕ s para as amostras do sinal $B_s \rightarrow \phi\phi$ e a de $b\bar{b}$ inclusivo.	102
5.4	Distribuições do menor dos momentos transversos dos ϕ s para as amostras do sinal $B_s \rightarrow \phi\phi$ e a de $b\bar{b}$ inclusivo.	103
5.5	Distribuições do ϕ de menor I_P/σ em relação ao vértice primário das amostras do sinal $B_s \rightarrow \phi\phi$ e de $b\bar{b}$ inclusivo.	103
5.6	Distribuições de χ^2 do vértice do B_s , formado pelos 4 káons carregados, das amostras do sinal $B_s \rightarrow \phi\phi$ e de $b\bar{b}$ inclusivo.	104
5.7	Distribuições da componente z da diferença entre as posições dos vértices do B_s e primário das amostras do sinal $B_s \rightarrow \phi\phi$ e de $b\bar{b}$ inclusivo.	105
5.8	Distribuições da massa do B_s reconstruído das amostras do sinal $B_s \rightarrow \phi\phi$ e de $b\bar{b}$ inclusivo.	106
5.9	Distribuição de massa do B_s reconstruído, nos eventos restantes, e o ajuste de uma gaussiana.	107
5.10	Razão dos histogramas com o tempo próprio de decaimento entre eventos selecionados e gerados, junto com o ajuste da função $A(t) = \frac{at^3}{b+t^3}$	112
5.11	Tempo próprio de decaimento medido nos eventos de $b\bar{b}$ inclusivo aceitos pela pré-seleção. É feito um ajuste da função $f(t) = ce^{-t/\tau_b} + d$	113
5.12	Tempo próprio de decaimento medido menos o de Monte Carlo gerado, nos eventos de sinal aceitos pela seleção, pelo <i>trigger</i> e identificados pelo SIS.	114

5.13	Distribuições dos tempos próprios de decaimento t_{exp} gerados na amostra de sinal para eventos que se originaram como um B_s ou como um \bar{B}_s e da assimetria de CP.	119
5.14	Distribuições dos tempos próprios de decaimento t_{exp} gerados na soma da amostra de sinal com a de ruído para eventos identificados como B_s ou um \bar{B}_s em $t=0$ e da assimetria de CP.	120

Lista de Tabelas

3.1	Alguns parâmetros importantes para o funcionamento do LHC	27
3.2	Frequência de entrada e saída de cada um dos níveis do <i>trigger</i>	46
3.3	Valores obtidos para as eficiências do L0 e L1 para o TDR do <i>Trigger</i> [33]. A eficiência total do <i>trigger</i> é dada por $\epsilon_{\text{trig}} = \epsilon_{\text{L0}} \cdot \epsilon_{\text{L1}} \cdot \epsilon_{\text{HLT}}$	50
3.4	Cortes aplicados pelo SIS para escolher o sabor pelo outro B	51
3.5	Cortes aplicados pelo SIS para escolher o sabor pelo próprio B	52
3.6	Desempenho do SIS para o TDR de otimização do LHCb [33].	53
4.1	Valores de ω , obtidos da tabela verdade de MC para o TDR de Otimização, para os canais de controle e sinal estudados.	55
4.2	Cortes aplicados em P_T e E_T usados como L0, nesse estudo no nível de gerador de eventos e na simulação completa do LHCb, respectivamente.	57
4.3	Quantidade de eventos gerados, com os produtos dentro da cobertura geométrica considerada e as eficiências de <i>trigger</i> para os canais estuda- dos. Estes são comparados com as eficiências obtidas no TDR do <i>Trigger</i>	59
4.4	Eficiência de SIS e taxa de identificação errada para eventos na geometria do detector, selecionados por L0 e L1 para os canais de controle e sinal. A eficiência efetiva também é mostrada para os eventos que passaram em L1.	61

4.5	Eficiência de SIS e taxa de identificação errada para eventos dentro do detector, selecionados pelo L0 e pelo L1 para cada um dos canais de sinal e controle estudados, separados de acordo com o tipo de partícula que gerou a resposta do SIS. A eficiência efetiva também é mostrada para os eventos selecionados em L1.	62
4.6	Diagrama mostrando como a divisão nas categorias de <i>trigger</i> é feita. . .	66
4.7	Contribuições das 2 categorias exclusivas de L0 para eventos dentro da cobertura geométrica para os canais de sinal e controle utilizados no estudo.	68
4.8	O percentual de eventos em cada uma das categorias exclusivas de <i>trigger</i> para os canais de sinal e controle.	69
4.9	Eficiência de SIS, taxa de identificação errada e poder de SIS para os canais estudados, em cada uma das categorias de <i>trigger</i>	78
4.10	Eficiência de SIS e ω para os canais estudados, em cada uma das categorias para os diversos tipos de partícula usadas pelo SIS na simulação	79
4.11	Quantidade de eventos descartados por não terem correspondência no espaço de fase do canal de controle. Também são mostrados os novos valores para ω , obtidos com o restante dos eventos. Somente as categorias com L0 TOS são afetadas.	84
4.12	Quantidade de eventos descartados por não terem correspondência no espaço de fase do canal de controle. Também são mostrados os novos valores para ω , obtidos com o restante dos eventos. Somente as categorias com L0 TOS são afetadas. Tais valores acarretam num descarte de 1,7 % dos eventos.	89
5.1	Sumário dos cortes aplicados e a quantidade de eventos restando nas amostras após cada uma deles.	108

5.2	Resultado da aplicação dos algoritmos de <i>trigger</i> e SIS nos eventos aceitos pela seleção.	108
5.3	Valores obtidos para cada uma das eficiências que contribuem para ϵ_{tot} , na amostra de sinal.	110
5.4	Sensibilidade obtida no ajuste da quantidade $\text{sen}(\phi_s)$, no caso tratado de $N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 0,6$ e $R_T = 0$, para 1, 2 e 5 anos de tomada de dados.	121
5.5	Sensibilidade obtida no ajuste da quantidade $\text{sen}(\phi_s)$, no caso tratado de $N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 1,2$ e $R_T = 0$, para 1, 2 e 5 anos de tomada de dados.	121
5.6	Sensibilidade obtida no ajuste da quantidade $\text{sen}(\phi_s)$, no caso tratado de $N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 0,2$ e $R_T = 0$, para 1, 2 e 5 anos de tomada de dados.	121
5.7	Sensibilidade obtida no ajuste das quantidade $\text{sen}(\phi_s)$ e R_T , no caso tratado de $N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 0,6$, para diferentes valores de entrada para R_T . São simulados 1, 2 e 5 anos de tomada de dados.	122

Capítulo 1

Introdução

A grande diferença entre as quantidades de matéria e antimatéria observada no nosso Universo é um dos grandes mistérios da física de altas energias atualmente, não possuindo uma explicação teórica satisfatória. Um dos ingredientes necessários para explicar tal desigualdade é a violação de CP [1], mecanismo que faz a matéria se comportar de maneira diferente da antimatéria.

O Modelo Padrão das partículas elementares procura descrever a interação entre os constituintes fundamentais e vem tendo enorme sucesso, desde que foi proposto, para prever as medidas experimentais. Entretanto, ele não inclui a gravidade na sua descrição e tem muitos parâmetros livres. Além disso, uma das partículas previstas por ele, o bóson de Higgs, ainda não foi detectada. Por esses motivos ele não é uma teoria fundamental e torna-se importante fazer testes mais aprofundados. Por exemplo, apesar de ser permitido pelo Modelo que haja violação de CP nas interações fracas, através da matriz CKM [2], principalmente no setor dos quarks b e \bar{b} , essa quantidade não é suficiente para explicar o acúmulo de matéria observado no Universo [3]. Medidas mais precisas nesse setor da teoria são boas candidatas a levar a resultados que poderiam não se encaixar no Modelo Padrão, o que traria a necessidade de física nova para explicar tais resultados.

Tendo como um dos principais objetivos fazer medidas precisas da violação de CP

nos decaimentos de hádrons com o quark b , o LHCb (*Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP Violation and Rare Decays*) [4] está sendo construído para estudar as colisões próton-próton produzidas pelo LHC (*Large Hadron Collider*) [5], no CERN (*European Organization for Nuclear Research*). Tais colisões terão uma inédita energia no centro de massa de 14 TeV e uma alta luminosidade, possibilitando a produção de cerca de 10^{12} pares de quark $b\bar{b}$ por ano que vão permitir o estudo da assimetria de CP, através de canais de decaimento específicos.

Como o início do funcionamento do experimento está previsto para o final de 2007, há uma crescente preocupação na colaboração com possíveis efeitos sistemáticos que atuem nas medidas.

Nessa tese foram desenvolvidos dois estudos distintos, tendo como base o LHCb, para tratar tanto a medida da violação de CP quanto a correção de efeitos sistemáticos. No primeiro, foram estudados possíveis efeitos sistemáticos causados pela seleção de *trigger* e um método para corrigir tais efeitos foi proposto. No segundo, foi feito um teste da sensibilidade que o experimento pode alcançar na medida do parâmetro ϕ_s , um dos que quantifica a violação de CP, utilizando o canal de decaimento $B_s \rightarrow \phi\phi$. Ela está estruturada da seguinte forma:

No capítulo 2 é apresentada a teoria da violação de CP no sistema dos mésons $B_s - \bar{B}_s$, em especial para a assimetria de CP no canal de decaimento $B_s \rightarrow \phi\phi$, mostrando que com este processo é possível medir o parâmetro ϕ_s , que quantifica a violação de CP no sistema do B_s .

No capítulo 3 é apresentado o experimento LHCb com alguns detalhes, em especial dos sistemas de *trigger* e de identificação de sabor, que serão utilizados no capítulo seguinte.

No capítulo 4 está mostrado o estudo feito sobre os efeitos sistemáticos causados pela seleção de *trigger* na identificação de sabor. Neste, é proposto um método para corrigir tal efeito, com o qual obtemos um resultado satisfatório para a maioria dos eventos.

No capítulo 5 é apresentado o estudo feito para obter a sensibilidade que esperamos alcançar, no LHCb, na medida do parâmetro ϕ_s , utilizando o canal de decaimento $B_s \rightarrow \phi\phi$. Para isso, é mostrada a seleção feita para separar os eventos desse canal dos demais e uma simulação rápida de Monte Carlo, com alguns cenários diferentes, para os quais se obteve a incerteza na medida de $\sin(\phi_s)$.

No capítulo 6 estão apresentadas as conclusões do trabalho de tese desenvolvido e apresentado nos capítulos 4 e 5.

Capítulo 2

A Violação de CP no sistema dos mésons $B_S - \bar{B}_S$

2.1 Introdução

Supondo que estamos no espaço de Minkowski, existem transformações do sistema para as quais a relatividade especial permanece inalterada. As transformações contínuas desse tipo são translações, rotações e empurrões de Lorentz, agrupadas no grupo de simetria de Poincaré. Há também transformações discretas desse tipo: C, P e T. C é a conjugação de carga e transforma uma partícula em sua antipartícula, invertendo os números quânticos aditivos. P é a paridade, que inverte as coordenadas espaciais. T é a operação antiunitária de inversão temporal.

A quebra de cada uma dessas simetrias discretas já foi observada experimentalmente [6]. Porém, de acordo com o teorema CPT [7], qualquer teoria quântica de campo invariante de Poincaré é conservada sob a ação da CPT. Nessa tese, estamos interessados na assimetria de CP, que é um dos ingredientes necessários para explicar o acúmulo de matéria, em relação à antimatéria, no Universo [1].

O Modelo Padrão das partículas elementares (MP) se propõe a explicar as interações

entre os menores constituintes da matéria. Ele tem tido enorme sucesso desde a sua proposição, na década de 60, para prever resultados experimentais na física de partículas. Todavia, o MP inclui apenas as forças forte, fraca e eletromagnética, deixando de fora a gravidade em sua descrição, e tem muitos parâmetros livres. Além disso, o bóson de Higgs, necessário para a geração da massa das demais partículas no MP, ainda não foi detectado. Por esses motivos, o MP não é uma teoria fundamental completa e é importante testar seus limites na procura por uma nova física.

Será discutido posteriormente que a violação de CP só ocorre, no MP, via interação fraca. É possível fazer medidas limpas desse tipo no decaimento de mésons pesados, com pouca influência da interação forte. Além disso, tal assimetria é esperada em vários decaimentos de mésons com o quark b (e \bar{b}). Ainda mais, a quantidade de violação de CP esperada pelo Modelo Padrão é insuficiente para explicar a maior concentração de matéria do que antimatéria no Universo. Por todos esses motivos, a violação de CP no decaimento de mésons com quark b (e \bar{b}) é uma boa candidata para se testar o MP.

2.2 A Estrutura do Modelo Padrão

O Modelo Padrão é uma teoria de campo que procura explicar as interações forte, fraca e eletromagnética entre as partículas elementares. A força forte é descrita pela Cromodinâmica Quântica (QCD) [8]. Já as forças fraca e eletromagnética foram unificadas na teoria eletrofraca de Glashow, Salam e Weinberg [9, 10, 11]. Cada uma das forças é mediada por bósons de interação, de spin 1. A QCD é caracterizada pelo grupo de calibre SU(3) e tem como propagadores de interação oito glúons. A teoria eletrofraca possui a estrutura de um grupo SU(2)⊗U(1), havendo, entretanto, uma quebra espontânea de simetria, descrita pelo mecanismo de Higgs. Os mediadores da força fraca são os W^\pm e o Z^0 enquanto a eletromagnética é propagada pelos fótons γ .

A matéria é formada por férmions de spin 1/2, que se dividem em quarks e léptons. Existem 3 gerações (ou famílias) de quarks, cada uma com um componente de carga

elétrica $+2/3$ e outro com carga $-1/3$. Essas famílias são, por ordem crescente de massa: (u d), (c s) e (t b). Os léptons também são organizados em 3 gerações, cada uma com um lépton de carga $-1/2$ (elétron (e^-), múon (μ^-) e tau (τ^-)) e um neutrino sem carga elétrica (ν_e , ν_μ e ν_τ). Além disso, cada partícula possui uma anti-partícula, de mesma massa e números quânticos aditivos opostos, relacionada a ela.

O mecanismo de quebra espontânea de simetria que ocorre no setor eletrofraco da teoria requer a existência de um novo campo bosônico, o de Higgs. O Higgs, uma partícula de spin 0, é, atualmente, a única partícula fundamental do MP ainda não detectada. O mecanismo de Higgs também é responsável por dar massa aos bósons mediadores da força fraca e aos léptons carregados. Como tal campo não se acopla com os neutrinos, estes permanecem sem massa ¹.

Por estarem sujeitos ao confinamento imposto pela QCD, os quarks não ficam livres, formando compostos sem cor, chamados hádrons. Esses hádrons podem ser mésons, que são compostos de um quark e um anti-quark de cores opostas, ou bárions, que contém 3 quarks de cores distintas. Toda a matéria com a qual estamos em contato no dia-a-dia é formada por elétrons, prótons e nêutrons (os últimos são bárions formados por quarks u e d).

2.3 A Matriz CKM

O acoplamento dos quarks com o bóson de Higgs não é diagonal, fazendo com que os autoestados de massa não sejam os mesmos da interação eletrofraca. Nesse ponto é introduzida a matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [2], que faz a conexão entre os autoestados de massa (d s b) com os da interação eletrofraca (d' s' b')

¹As recentes evidências de que os neutrinos têm massa sugerem que deve haver uma modificação nesse setor da teoria.

transformação unitária:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Portanto, os estados da interação fraca são misturas dos autoestados de massa e, por isso, pode haver troca de família nesse tipo de processo. Além disso, só pode ocorrer a troca de sabor mediada por bósons carregados. A estrutura desses processos é da forma $D \rightarrow U W^-$, onde $D \in \{d, s, b\}$ e $U \in \{u, c, t\}$. O termo responsável pela interação entre quarks com corrente carregada é dado por:

$$\mathcal{L}_{\text{CC}} = \frac{-g}{\sqrt{2}} (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t}) \gamma^\mu V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} W_\mu^+ + \text{h.c.} \quad (2.2)$$

onde γ^μ são as matrizes de Dirac. Esse termo da Lagrangeana mostra que cada vértice de interação possui o acoplamento dado por um dos elementos da matriz CKM. Devido à forma de \mathcal{L}_{CC} , para haver violação da simetria CP, $V_{ij} \neq V_{ij}^*$ e, portanto, ela está relacionada a fases na matriz CKM. Esses processos estão mostrados esquematicamente na figura 2.1.

Uma matriz de dimensão $N \times N$ tem, em princípio, N^2 parâmetros livres. No caso tratado, temos a liberdade de escolher a fase de $2N$ campos de quarks. Dessa forma, o número de parâmetros independentes dessa matriz unitária se torna:

$$N^2 - (2N - 1) = \underbrace{\frac{1}{2}N(N - 1)}_{\text{ângulos de Euler}} + \underbrace{\frac{1}{2}(N - 2)(N - 1)}_{\text{fases complexas}}.$$

Com isso, vê-se que, como a dimensão da matriz representa o número de famílias, para $N=2$ só haveria 1 ângulo livre e, portanto, não haveria violação de CP. Já no caso de 3 famílias de férmions, pode-se parametrizar a matriz com 3 ângulos e uma fase complexa, que é a fonte da assimetria de CP no Modelo Padrão.

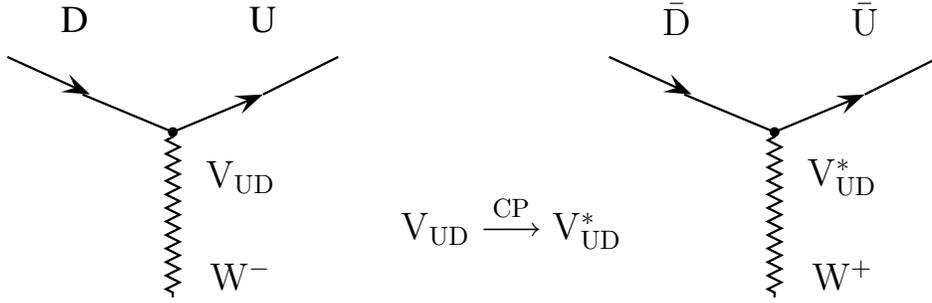


Figura 2.1: Processos esquemáticos das interações com mudança de sabor para os quarks e os anti-quarks. $D \in \{d, s, b\}$ e $U \in \{u, c, t\}$. Repare que no processo onde é aplicado o operador CP, $V_{UD} \rightarrow V_{UD}^*$.

Uma parametrização bastante usual e útil da matriz CKM é a de Wolfenstein [12]. Ela consiste em uma expansão até a terceira ordem em um parâmetro, $\lambda = 0,2257 \pm 0,0002$ ². Porém, para estudar o sistema do méson B_s é necessário ir até ordem 5 em tal parâmetro. É possível encontrar uma parametrização exata em termos da expansão de Wolfenstein dada por [14]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{8}\lambda^4 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda(1 - \frac{1}{2}A^2\lambda^4(1 - 2(\rho + i\eta))) & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{8}\lambda^4(1 + 4A^2) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) & -A\lambda^2(1 - \frac{1}{2}\lambda^2(1 - 2(\rho + i\eta))) & 1 - \frac{1}{2}A^2\lambda^4 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^6), \quad (2.3)$$

onde

$$\bar{\rho} \equiv \rho \left(1 - \frac{1}{2}\lambda^2\right), \quad \bar{\eta} \equiv \eta \left(1 - \frac{1}{2}\lambda^2\right). \quad (2.4)$$

Nessa parametrização vê-se que a fase complexa é caracterizada por η . Medidas diretas de violação de CP, traduzidas pelos parâmetros da matriz CKM, indicam que esse é

²Esse parâmetro é definido a partir do ângulo de Cabbibo θ_C [13], responsável pela mistura entre a primeira e segunda famílias em primeira aproximação : $\lambda \equiv \text{sen}(\theta_C)$.

um efeito bem pequeno no MP. Todavia, é possível que haja novos acoplamentos vindos de física além do Modelo Padrão que tragam novas fontes de violação de CP.

2.3.1 Os Triângulos Unitários

Por se tratar de uma matriz de mudança de base, a matriz CKM é unitária. As relações saídas de $V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = V_{CKM} V_{CKM}^\dagger = \mathbb{1}$ constituem equações para os elementos da matriz $\sum_k V_{ki} V_{kj}^* = \delta_{ij}$. Os casos $i=j$ levam às equações de normalização enquanto para $i \neq j$ tem-se as equações de ortogonalidade. Essas últimas podem ser expressas graficamente na forma de triângulos no plano complexo, uma vez que são a soma de 3 números complexos igualados a zero [15]. A medida dos ângulos e lados dos triângulos é a forma usual de se quantificar a violação de CP. Essa parametrização em termos dos ângulos formados por esses triângulos pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \gamma &\equiv \arg \left[-\frac{V_{ud} V_{ub}^*}{V_{cd} V_{cb}^*} \right], \beta \equiv \arg \left[-\frac{V_{cd} V_{cb}^*}{V_{td} V_{tb}^*} \right], \\ \chi &\equiv \arg \left[-\frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{tb} V_{ts}^*} \right], \chi' \equiv \arg \left[-\frac{V_{us} V_{ud}^*}{V_{cs} V_{cd}^*} \right]. \end{aligned} \quad (2.5)$$

A relação de unitariedade que mais interessa ao sistema do B_s e, conseqüentemente, a essa tese é:

$$V_{ub}^* V_{us} + V_{cb}^* V_{cs} + V_{tb}^* V_{ts} = 0. \quad (2.6)$$

O triângulo formado no plano complexo por essa relação é muito achatado e, por isso, difícil de ser enxergado se mostrado na escala correta. Por essa razão, uma visão esquemática desse triângulo é mostrada na figura 2.2. Dessa figura vemos que o ângulo χ é suprimido duplamente por Cabbibo (ordem de λ).

Em termos das quantidades definidas na parametrização da matriz CKM temos que:

$$\chi = \arg \left[1 - \lambda^2 \left(\frac{1}{2} - \rho - i\eta \right) + \mathcal{O}(\lambda^4) \right] \approx \lambda^2 \eta. \quad (2.7)$$

O ângulo χ pode ser medido através da assimetria de CP em canais de decaimento do méson B_s e, por ser o equivalente de β , substituindo o B_d por B_s , também é iden-

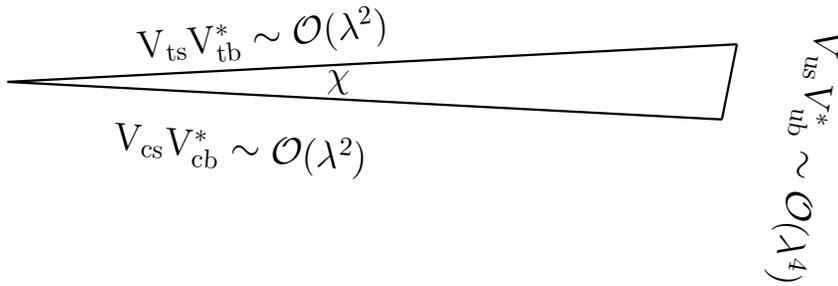


Figura 2.2: Visão esquemática do triângulo no plano complexo, gerado a partir das relações de unitariedade da matriz CKM, de onde se tira o ângulo χ .

tificado como β_s . Apesar de ainda não existir uma medida direta para esse ângulo, seu valor pode ser obtido, através de ajustes que levam em conta outros parâmetros medidos, considerando que o Modelo Padrão esteja certo. O valor típico obtido é de $\sin(2\chi) \approx 0,04$ [16].

2.4 O Sistema $B_s - \bar{B}_s$

Sejam $|B_s\rangle$ e $|\bar{B}_s\rangle$ os autoestados de sabor, correspondendo aos estados com os quarks de valência $B_s = \bar{b}s$ e $\bar{B}_s = b\bar{s}$. Essas partículas são estáveis sob a ação da interação forte e, pela conservação de sabor, temos que $\langle B_s | \bar{B}_s \rangle = 0$.

Num dado instante $t=0$, liga-se a interação fraca e os mésons B_s e \bar{B}_s deixam de ser autoestados do hamiltoniano. Dessa forma, um estado pode oscilar no de outro sabor durante a evolução. Podemos escrever o estado de evolução $|\psi(t)\rangle$ como uma superposição dos estados:

$$|\psi(t)\rangle = a(t)|B_s\rangle + b(t)|\bar{B}_s\rangle. \quad (2.8)$$

Os coeficientes $a(t)$ e $b(t)$ satisfazem a uma equação do tipo Schrodinger, com um

hamiltoniano efetivo \mathbf{H} [17]:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \mathbf{H} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

onde esse hamiltoniano efetivo é uma matriz 2×2 . É útil separar \mathbf{H} em duas outras matrizes, que são identificadas como matrizes de massa e decaimento do sistema, que são hermitianas.

$$\mathbf{H} = \mathbf{M} - \frac{i}{2} \mathbf{\Gamma}. \quad (2.10)$$

A exigência de que o sistema seja invariante de CPT leva à condição $H_{11} = H_{22} \equiv H_0$ [17]. Dessa forma, é possível obter os autovalores, e os respectivos autovetores de \mathbf{H} , obedecendo a:

$$\mathbf{H}|B_{\pm}\rangle = \lambda_{\pm}|B_{\pm}\rangle. \quad (2.11)$$

Para isso, se escolhe uma solução do tipo $a(t) = Ae^{-i\lambda t}$. A resolução da equação (2.9) nos leva à equação :

$$\lambda^2 - 2\lambda H_0 - (H_{21}H_{12} - H_0^2) = 0, \quad (2.12)$$

que tem como soluções:

$$\lambda_{\pm} = H_0 \pm \sqrt{H_{21}H_{12}} \equiv H_0 \pm H_{12} \frac{q}{p}, \quad (2.13)$$

onde foi introduzida a quantidade q/p , dada por

$$\frac{q}{p} \equiv e^{in\pi} \sqrt{\frac{H_{21}}{H_{12}}} = e^{in\pi} \sqrt{\frac{2M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*}{2M_{12} - i\Gamma_{12}}}, \quad (2.14)$$

onde $n=0,1$ é para dar o sinal da raiz quadrada. Portanto, no caso mais geral as soluções para $a(t)$ são combinações lineares do tipo $a(t) = Ae^{-i\lambda_+ t} + Be^{-i\lambda_- t}$. Além disso, supondo que em $t=0$ foi criado um B_s ou um \bar{B}_s , temos que $|a(0)|^2 = 1, |b(0)|^2 = 0$ ou $|a(0)|^2 = 0, |b(0)|^2 = 1$. Com essas duas hipóteses, chega-se aos autoestados do hamiltoniano efetivo:

$$|B_{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + \left|\frac{q}{p}\right|^2}} \left(|B_s\rangle \pm \frac{q}{p} |\bar{B}_s\rangle \right), \quad |q|^2 + |p|^2 = 1. \quad (2.15)$$

Portanto, os coeficientes $a(t)$ e $b(t)$ podem ser escritos em termos dos autovalores de H . Se denotarmos por $|B_s(t)\rangle$ um estado criado em $t=0$ como um autoestado de sabor B_s e por $|\bar{B}_s(t)\rangle$ um criado como \bar{B}_s , temos, aplicando as condições iniciais corretamente:

$$\begin{aligned} |B_s(t)\rangle &= \frac{1}{2} \left[(e^{-i\lambda_+t} + e^{-i\lambda_-t})|B_s\rangle + \frac{q}{p}(e^{-i\lambda_+t} - e^{-i\lambda_-t})|\bar{B}_s\rangle \right] \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{1 + \left| \frac{q}{p} \right|^2} (e^{-i\lambda_+t}|B_+\rangle + e^{-i\lambda_-t}|B_-\rangle), \\ |\bar{B}_s(t)\rangle &= \frac{1}{2} \left[(e^{-i\lambda_+t} + e^{-i\lambda_-t})|\bar{B}_s\rangle + \frac{p}{q}(e^{-i\lambda_+t} - e^{-i\lambda_-t})|B_s\rangle \right] \\ &= \frac{p}{2q} \sqrt{1 + \left| \frac{q}{p} \right|^2} (e^{-i\lambda_+t}|B_+\rangle - e^{-i\lambda_-t}|B_-\rangle). \end{aligned} \quad (2.16)$$

Verifica-se que um autoestado de sabor pode permanecer inalterado ou oscilar para o seu estado conjugado, ocorrendo assim a mistura dos estados. Olhando para a expressão de um estado geral em termos de $|B_\pm\rangle$, percebe-se que estes mostram uma evolução exponencial, com massa e larguras de decaimento bem definidas, M_\pm e Γ_\pm . Definindo essas quantidades reais:

$$\lambda_\pm = H_0 \pm \frac{q}{p}H_{12} \equiv M_\pm - i\Gamma_\pm/2, \quad (2.17)$$

onde identifica-se:

$$M_\pm = \mathcal{R}e(\lambda_\pm) = M_{11} \pm \mathcal{R}e\left(\frac{q}{p}H_{12}\right), \Gamma_\pm = -2\mathcal{I}m(\lambda_\pm) = \Gamma_{11} \pm \mathcal{I}m\left(\frac{q}{p}H_{12}\right). \quad (2.18)$$

2.4.1 A Oscilação $B_s - \bar{B}_s$

A mistura de estados $B_s - \bar{B}_s$ é causada pelos termos fora da diagonal da matriz H . Além disso, pode-se tratar a força fraca como uma perturbação no hamiltoniano responsável pelos autoestados de sabor. Dessa forma, o cálculo desses termos fora da diagonal, utilizando teoria de perturbação até segunda ordem, leva a [18]:

$$\begin{aligned} M_{12} &= \langle B_s | H_w | \bar{B}_s \rangle + \sum_n \mathcal{P} \left(\frac{\langle B_s | H_w | n \rangle \langle n | H_w | \bar{B}_s \rangle}{M_{B_s} - E_n} \right), \\ \Gamma_{12} &= 2\pi \sum_n \delta(M_{B_s} - E_n) \langle B_s | H_w | n \rangle \langle n | H_w | \bar{B}_s \rangle, \end{aligned} \quad (2.19)$$

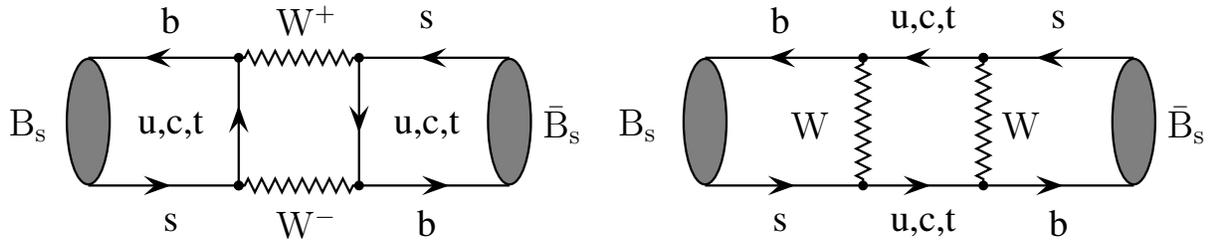


Figura 2.3: Diagramas de caixa, que dominam as contribuições ao elemento de matriz M_{12} .

onde \mathcal{P} é o valor principal, M_{B_s} é o autovalor de $|B_s\rangle$ e $|\bar{B}_s\rangle$ quando aplicado o hamiltoniano sem perturbação, E_n são os autovalores de todos os autoestados $|n\rangle$ do hamiltoniano sem perturbação e H_w representa a perturbação causada pela força fraca. A presença da Delta de Dirac em Γ_{12} significa que somente estados físicos reais contribuem nesse termo. Por outro lado, vê-se que os termos que aparecem em M_{12} são virtuais e, portanto, estados intermediários. Por esse motivo, Γ_{12} é dominado por decaimentos com diagramas de Feynman no nível de árvore, já muito bem medidos e de acordo com o Modelo Padrão. Por outro lado, os diagramas de menor ordem contribuindo para M_{12} são os de caixa, exemplificados na figura 2.3. Com isso, é possível que haja contribuição de física além do Modelo Padrão nesse termo.

O cálculo dos diagramas de mistura apresentados acima, mostra que os termos dominantes são aqueles onde há troca de quarks top [14]. Assim sendo, ignorando-se efeitos de QCD, no modelo padrão temos:

$$M_{12}^{\text{MP}} \propto (V_{ts}^* V_{tb})^2 e^{i(\pi - \varphi_{CP})}, \quad (2.20)$$

onde φ_{CP} é uma fase arbitrária que surge ao se definir o operador CP, por causa da invariância dos campos de quark frente a escolhas diferentes de fase: $CP|B_s\rangle = e^{i\varphi_{CP}}|\bar{B}_s\rangle$

e $CP|\bar{B}_s\rangle = e^{-i\varphi_{CP}}|B_s\rangle$. Portanto, M_{12} depende da escolha da fase de CP. Separando as contribuições desse elemento de matriz em módulo e fase, temos:

$$\begin{aligned}\theta_M &\equiv \arg[M_{12}] = \phi_s + \pi - \varphi_{CP}, \\ M_{12} &= e^{i\theta_M} |M_{12}|,\end{aligned}\tag{2.21}$$

onde foi introduzida a fase observável do hamiltoniano efetivo, ϕ_s , que no Modelo Padrão assume a forma:

$$\phi_s^{\text{MP}} \equiv 2\arg[V_{ts}^* V_{tb}] \approx -2\chi.\tag{2.22}$$

A aproximação feita leva em conta termos da matriz CKM até a ordem λ^5 . Como já foi mencionado, no cenário do Modelo Padrão, o valor assumido por $-(2\chi)$ e, conseqüentemente, ϕ_s é bem pequeno, $\mathcal{O}(-0.04)$ rad. Qualquer desvio desse valor seria um claro sinal de que há uma física além do modelo padrão atuando. Por simplicidade, a partir daqui, vamos supor $\varphi_{CP} = \pi$ de maneira a identificar ϕ_s como a fase do elemento de matriz M_{12} .

2.4.2 Os Autoestados de Massa

O sinal presente na equação (2.14) é fixado ao se escolher o sinal da diferença de massa dos autoestados B_{\pm} . Nesse caso, $M_- - M_+ > 0$. Por esse motivo faremos $B_- \rightarrow B_H$ e $B_+ \rightarrow B_L$, onde B_H se refere ao estado mais pesado (*Heavy*) e B_L ao mais leve (*Light*). De (2.15), pode-se redefinir esses estados da seguinte forma:

$$\begin{aligned}|B_L\rangle &= p|B_s\rangle + q|\bar{B}_s\rangle, \\ |B_H\rangle &= p|B_s\rangle - q|\bar{B}_s\rangle.\end{aligned}\tag{2.23}$$

Dessa forma, ficam definidas as relações entre as massas e larguras de decaimento desses estados:

$$\begin{aligned}M_{B_s} = M_{11} &= \frac{M_H + M_L}{2}, & \Delta M_s &= M_H - M_L, \\ \Gamma_s = \Gamma_{11} &= \frac{\Gamma_H + \Gamma_L}{2}, & \Delta \Gamma_s &= \Gamma_L - \Gamma_H.\end{aligned}\tag{2.24}$$

A solução das equações de autovalores para os estados $|B_{H,L}\rangle$ nos leva às seguintes relações para os coeficientes p e q :

$$-\frac{q}{p} = \frac{\Delta M_s + \frac{i}{2}\Delta\Gamma_s}{2(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})} = \frac{2(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}{\Delta M_s + \frac{i}{2}\Delta\Gamma_s}. \quad (2.25)$$

Multiplicando o numerador de um dos termos pelo denominador do outro (e vice-versa) e igualando as partes reais e imaginárias chega-se em:

$$\begin{aligned} (\Delta M_s)^2 - \frac{1}{4}(\Delta\Gamma_s)^2 &= 4|M_{12}|^2 - |\Gamma_{12}|^2, \\ \Delta M_s \Delta\Gamma_s &= -4\mathcal{R}e(M_{12}\Gamma_{12}^*). \end{aligned} \quad (2.26)$$

O cálculo de Γ_{12} , através dos diagramas de decaimento em estados comuns do B_s e do \bar{B}_s leva a [14]:

$$\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \approx \mathcal{O}\left(\frac{m_b}{m_t}\right)^2 \ll 1. \quad (2.27)$$

Usando também que $\Delta M_s \gg \Delta\Gamma_s$ chega-se a [19]:

$$\begin{aligned} \Delta M_s &= 2|M_{12}| \left[1 + \mathcal{O}\left(\left|\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}}\right|^2\right) \right], \\ \Delta\Gamma_s &= 2|\Gamma_{12}| \cos\left(\arg\left[-\frac{M_{12}}{\Gamma_{12}}\right]\right) \left[1 + \mathcal{O}\left(\left|\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}}\right|^2\right) \right], \\ \frac{q}{p} &= -\exp[-i\theta_M] + \mathcal{O}\left(\mathcal{I}m\left(\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}}\right)\right), \end{aligned} \quad (2.28)$$

com θ_M definido em (2.21).

2.4.3 O Hamiltoniano Efetivo

Até aqui estamos tratando a interação como sendo apenas a atuação da força eletrofraca sobre os quarks individualmente. Todavia, os estados iniciais e finais são compostos hadrônicos e, por isso, é necessário considerar correções de QCD. Isso é feito através do formalismo da Expansão em Produto de Operadores (OPE) [20]. Tal formalismo é bastante sutil e complexo e somente as suas principais características são mencionadas

aqui, por simplicidade. Nessa expansão, a descrição da interação é feita através de um hamiltoniano efetivo, que é a soma de produtos de operadores locais O_i , que descrevem os vértices entre os quarks, e coeficientes C_i , que englobam as correções de QCD.

$$\langle f | \mathcal{H}_{\text{eff}} | i \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \Lambda_{\text{CKM}} \sum_i C_i(\mu) \langle f | O_i(\mu) | i \rangle, \quad (2.29)$$

onde G_F é a constante de Fermi, que aparece quando se elimina os bósons W dos operadores, integrando sobre o domínio de seus graus de liberdade (*integrate out*). Isso pode ser feito pois M_W é grande, comparada à escala de renormalização. Além disso, a dependência nos elementos da matriz CKM é descrita por Λ_{CKM} , $C_i(\mu)$ são chamados coeficientes de Wilson e μ é a escala de renormalização. Note que tanto os coeficientes quanto os operadores dependem de μ , mas essas dependências devem se cancelar em \mathcal{H}_{eff} .

2.4.4 Taxas de Decaimento Dependentes do Tempo

A evolução de um estado criado como B_s ou \bar{B}_s é dada por (2.16). Supondo que \mathcal{H}_{eff} seja o hamiltoniano efetivo responsável por um decaimento $\bar{B}_s \rightarrow f$, com transição no nível de quarks $b \rightarrow q_1 \bar{q}_1 q_2$, as amplitudes de transição desse decaimento e de seu conjugado de CP, num instante t , é dada por:

$$A(B_s(t) \rightarrow f) = \langle f | \mathcal{H}_{\text{eff}} + \mathcal{H}_{\text{eff}}^\dagger | B_s(t) \rangle, \quad (2.30)$$

$$A(\bar{B}_s(t) \rightarrow f) = \langle f | \mathcal{H}_{\text{eff}} + \mathcal{H}_{\text{eff}}^\dagger | \bar{B}_s(t) \rangle. \quad (2.31)$$

Definindo as funções:

$$g_{\pm}(t) \equiv e^{-iM_{B_s}t} e^{-\Gamma_s t/2} \left[\exp \left[i \frac{1}{2} (\Delta M_{B_s} + i \Delta \Gamma_s / 2) t \right] \pm \exp \left[-i \frac{1}{2} (\Delta M_{B_s} + i \Delta \Gamma_s / 2) t \right] \right], \quad (2.32)$$

podemos escrever, usando a equação (2.16), que:

$$\begin{aligned} A(B_s(t) \rightarrow f) &= g_+(t) A_f + \frac{q}{p} g_-(t) \bar{A}_f, \\ A(\bar{B}_s(t) \rightarrow f) &= \frac{p}{q} g_-(t) A_f + g_+(t) \bar{A}_f, \end{aligned} \quad (2.33)$$

onde as amplitudes A_f e \bar{A}_f são as densidades de probabilidade de decaimento dos autoestados de sabor no estado final:

$$A_f = \langle f | \mathcal{H}_{\text{eff}}^\dagger | B_s \rangle, \quad \bar{A}_f = \langle f | \mathcal{H}_{\text{eff}} | \bar{B}_s \rangle. \quad (2.34)$$

As taxas de decaimento dependentes do tempo $\mathcal{D}[B, \bar{B}_s(t) \rightarrow f]$ são o módulo ao quadrado das densidades de probabilidade $A(B, \bar{B}_s(t) \rightarrow f)$. Portanto, usando (2.33) e (2.32) e identificando as exponenciais como as funções trigonométricas, chega-se a:

$$\begin{aligned} \mathcal{D}[B_s(t) \rightarrow f] = & N_f |A_f|^2 \frac{e^{-\Gamma_s t}}{2} \left\{ (1 + |\xi|^2) \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - 2\mathcal{R}e(\xi) \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) \right. \\ & \left. + (1 - |\xi|^2) \cos(\Delta M_s t) - 2\mathcal{I}m(\xi) \sin(\Delta M_s t) \right\}, \end{aligned} \quad (2.35)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{D}[\bar{B}_s(t) \rightarrow f] = & N_f |A_f|^2 \frac{e^{-\Gamma_s t}}{2} \left| \frac{p}{q} \right|^2 \left\{ (1 + |\xi|^2) \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - 2\mathcal{R}e(\xi) \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) \right. \\ & \left. - (1 - |\xi|^2) \cos(\Delta M_s t) + 2\mathcal{I}m(\xi) \sin(\Delta M_s t) \right\}, \end{aligned} \quad (2.36)$$

onde N_f é um fator de normalização e foi usado que $\xi + \xi^* = 2\mathcal{R}e(\xi)$ e $\xi - \xi^* = 2\mathcal{I}m(\xi)$.

A quantidade ξ é definida como:

$$\xi \equiv \frac{q \bar{A}_f}{p A_f}. \quad (2.37)$$

2.4.5 Os Tipos de Violação de CP

O caso onde o estado final é autoestado do operador CP é o caso de interesse para essa tese. Sendo o autovalor de CP $\eta_f = \pm 1$, temos que, para um autoestado de CP:

$$|\bar{f}\rangle = \text{CP}|f\rangle = \eta_f |f\rangle. \quad (2.38)$$

Nesse caso, pode-se identificar a violação de CP quando ocorrer $\mathcal{D}[B_s(t) \rightarrow f] \neq \mathcal{D}[\bar{B}_s(t) \rightarrow f]$. As expressões encontradas para as taxas de decaimento dependentes do tempo impõem, portanto, as condições necessárias para ocorrer a violação de CP.

É possível distinguir 3 tipos de violação da simetria CP no sistema dos mésons neutros $B_s - \bar{B}_s$.

Violação de CP na mistura

Primeiramente, vemos que, se $\left| \frac{p}{q} \right| \neq 1$ não haverá conservação de CP. Quando isso ocorre, diz-se que há violação de CP na mistura. Isso, pois os autoestados de massa não seriam ortogonais se essa condição fosse satisfeita, uma vez que $\langle B_H | B_L \rangle = |p|^2 - |q|^2$. Esse fato faz com que tais estados não sejam autoestados de CP, como pode ser visto de (2.23).

Esse tipo de violação de CP é bem pequena no sistema de mésons B, como visto em (2.28). A partir desse ponto, consideraremos nos cálculos que $\left| \frac{q}{p} \right| = 1$.

Violação de CP no decaimento

Outra condição para ocorrer a quebra de simetria estudada ocorre quando $|\xi| \neq 1$. Supondo que não ocorre violação na mistura de estados, pela definição de ξ , essa condição se traduz em $\left| \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right| \neq 1$. Quando esse é o caso, diz-se que há violação de CP no decaimento, já que a assimetria surge diretamente da diferença nos decaimentos dos autoestados de sabor. Esse tipo de processo é também chamado de violação direta de CP.

Violação de CP na Interferência

Por último, se $\mathcal{I}m(\xi) \neq 0$ vemos que também haverá violação de CP. Esse tipo de violação de CP ocorre pela interferência entre as fases da mistura de estados e das amplitudes de decaimento. Mesmo que não haja os outros dois tipos de assimetria, a soma das fases de q/p e das amplitudes de decaimento A_f pode não ser zero.

Quando o canal de decaimento for dominado por uma única fase da matriz CKM, não teremos violação de CP no decaimento e, portanto, será possível inferir diretamente a fase de mistura $B_s - \bar{B}_s$. Mais adiante será mostrado que esse é o caso do $B_s \rightarrow \phi\phi$.

A assimetria de CP

Define-se a assimetria de CP \mathcal{A}_{CP} como:

$$\mathcal{A}_{CP} = \frac{\mathcal{D}[B_s(t) \rightarrow f] - \mathcal{D}[\bar{B}_s(t) \rightarrow f]}{\mathcal{D}[B_s(t) \rightarrow f] + \mathcal{D}[\bar{B}_s(t) \rightarrow f]}. \quad (2.39)$$

Com essa definição, veremos que correções de QCD no cálculo das amplitudes de decaimento se cancelam tornando a medida mais limpa. Supondo, então, que só ocorre violação de CP na interferência:

$$\left| \frac{p}{q} \right| = 1, \quad \left| \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right| = |\xi| = 1. \quad (2.40)$$

O que transforma a assimetria de CP em:

$$\mathcal{A}_{CP} = -\frac{\mathcal{I}m(\xi)\text{sen}(\Delta M_s t)}{\cosh(\Delta\Gamma_s t/2) - \mathcal{R}e(\xi)\text{senh}(\Delta\Gamma_s t/2)}. \quad (2.41)$$

2.5 $B_s \rightarrow \phi\phi$

O decaimento $B_s \rightarrow \phi\phi$ pode ser tratado, no formalismo mencionado na seção anterior, como uma transição $\bar{b} \rightarrow \bar{s}s\bar{s}$. O diagrama de ordem mais baixa que permite essa transição é do tipo pinguim, como mostrado na figura 2.4.

Em princípio, esse decaimento tem a contribuição de laços dos quarks u, c e t, mostrados na figura 2.4. A amplitude de decaimento toma a forma:

$$A(\bar{b} \rightarrow \bar{s}s\bar{s}) = V_{us}V_{ub}^*P_u + V_{cs}V_{cb}^*P_c + V_{ts}V_{tb}^*P_t, \quad (2.42)$$

onde P_k são as contribuições dos operadores pinguim responsáveis pela transição via quark $k \in \{u, c, t\}$. Usando a relação de unitariedade (2.6), é possível eliminar uma das fases de CKM:

$$A(\bar{b} \rightarrow \bar{s}s\bar{s}) = V_{us}V_{ub}^*(P_u - P_t) + V_{cs}V_{cb}^*(P_c - P_t). \quad (2.43)$$

De acordo com a parametrização da matriz CKM apresentada na seção 2.3, o termo $V_{us}V_{ub}^* \sim A\lambda^4(\rho + i\eta)$ e o termo $V_{cs}V_{cb}^* \sim A\lambda^2(1 - \lambda^2/2)$. Dessa forma, vemos que

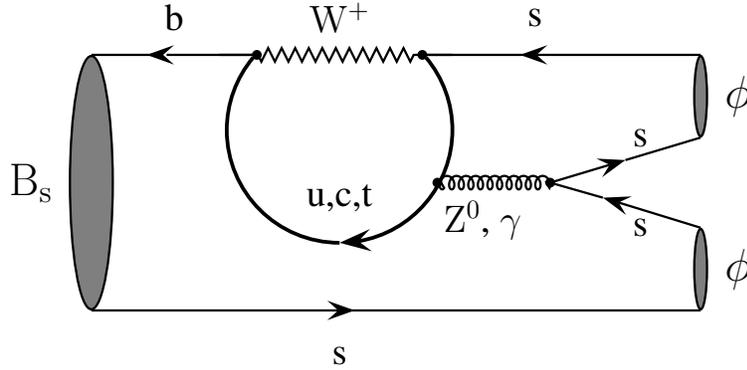


Figura 2.4: Diagrama de ordem mais baixa, do tipo pinguim, responsável pelo decaimento $B_s \rightarrow \phi\phi$

o primeiro termo da expressão (2.43) é duplamente suprimido por Cabbibo e, portanto, a amplitude de decaimento é, numa boa aproximação, dominada por uma única fase. Sendo assim, $\left| \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right| \approx 1$ e não há violação de CP no decaimento.

Para relacionar a assimetria de CP no canal de decaimento estudado com a expressão (2.41) é necessário identificar as quantidades relacionadas a ξ . Como dito anteriormente, a transição estudada é dominada pelo termo de fase $V_{cs}V_{cb}^*$. Definindo essa fase como:

$$\varphi_D \equiv \arg [V_{cb}V_{cs}^*] = \mathcal{O}(\lambda^6) \sim 0, \quad (2.44)$$

vê-se que podemos desprezar a fase de decaimento. Supondo que o operador responsável pela transição de quarks $b \rightarrow s\bar{s}s$ seja Q , temos:

$$\bar{A}_f = e^{i\varphi_D} \langle f|Q|\bar{B}_s \rangle \approx \langle f|Q|\bar{B}_s \rangle, \quad A_f = e^{-i\varphi_D} \langle f|Q^\dagger|B_s \rangle \approx \langle f|Q^\dagger|B_s \rangle. \quad (2.45)$$

Inserindo $CP^\dagger CP = \mathbb{1}$ depois de $\langle f|$ e antes de $|\bar{B}_s \rangle$ e usando as relações $Q^\dagger = CPQCP^\dagger$, $\langle f|CP^\dagger = \langle f|\eta_f$ e que $CP|\bar{B}_s \rangle = e^{-i\varphi_{CP}}|B_s \rangle$ temos que:

$$\bar{A}_f \approx \langle f|Q|\bar{B}_s \rangle = \eta_f e^{-i\varphi_{CP}} \langle f|Q^\dagger|B_s \rangle \approx \eta_f e^{-i\varphi_{CP}} A_f. \quad (2.46)$$

Por outro lado, como estamos supondo que não há violação de CP na mistura, usando as relações (2.28) e (2.21) temos que:

$$\frac{q}{p} = e^{-i(\phi_s - \varphi_{CP})}. \quad (2.47)$$

Juntando essas últimas relações, obtém-se o valor para ξ no caso tratado:

$$\begin{aligned} \xi &= \eta_f e^{-i\phi_s}, \\ \mathcal{R}e(\xi) &= \eta_f \cos(\phi_s), \quad \mathcal{I}m(\xi) = -\eta_f \sin(\phi_s). \end{aligned} \quad (2.48)$$

Com esses valores, a partir de (2.35) e (2.36), temos que, para decaimentos em autoestados de CP com autovalor η_f , as taxas de decaimento dependentes do tempo em processos $\bar{b} \rightarrow \bar{s}s\bar{s}$ são:

$$\begin{aligned} \mathcal{D}[B_s(t) \rightarrow f] &= N_f |A_f|^2 e^{-\Gamma_s t} \left\{ \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \eta_f \cos(\phi_s) \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) \right. \\ &\quad \left. + \eta_f \sin(\phi_s) \sin(\Delta M_s t) \right\}, \end{aligned} \quad (2.49)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{D}[\bar{B}_s(t) \rightarrow f] &= N_f |A_f|^2 e^{-\Gamma_s t} \left\{ \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \eta_f \cos(\phi_s) \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) \right. \\ &\quad \left. - \eta_f \sin(\phi_s) \sin(\Delta M_s t) \right\}. \end{aligned} \quad (2.50)$$

2.5.1 Efeitos de Diluição

A Identificação de Sabor

As taxas de decaimento mostradas na seção anterior representam a situação teórica ideal. Todavia, existem fatores que diluem a medida da violação de CP. Primeiramente, uma vez que estamos tratando casos onde os produtos finais do B_s e do \bar{B}_s são os mesmos, é necessário identificar, por outros meios, qual méson decaiu. No próximo capítulo, essa identificação de sabor será apresentada em mais detalhes. Por enquanto, basta supor que existe uma probabilidade ω de essa resposta ser equivocada.

Assim sendo, as taxas observadas de decaimento (R) em um autoestado de CP, através da transição $\bar{b} \rightarrow \bar{s}s\bar{s}$, serão:

$$\begin{aligned} R [B_s(t) \rightarrow f] &= (1 - \omega)\mathcal{D} [B_s(t) \rightarrow f] + \omega\mathcal{D} [\bar{B}_s(t) \rightarrow f], \\ R [\bar{B}_s(t) \rightarrow f] &= (1 - \omega)\mathcal{D} [\bar{B}_s(t) \rightarrow f] + \omega\mathcal{D} [B_s(t) \rightarrow f], \end{aligned} \quad (2.51)$$

levando a:

$$\begin{aligned} R [B_s(t) \rightarrow f] &= N_f |A_f|^2 e^{-\Gamma_s t} \left\{ \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \eta_f \cos(\phi_s) \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) \right. \\ &\quad \left. + D_{\text{tag}} \eta_f \sin(\phi_s) \sin(\Delta M_s t) \right\}, \end{aligned} \quad (2.52)$$

$$\begin{aligned} R [\bar{B}_s(t) \rightarrow f] &= N_f |A_f|^2 e^{-\Gamma_s t} \left\{ \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - \eta_f \cos(\phi_s) \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) \right. \\ &\quad \left. - D_{\text{tag}} \eta_f \sin(\phi_s) \sin(\Delta M_s t) \right\}, \end{aligned} \quad (2.53)$$

onde foi introduzido o fator de diluição devido à identificação de sabor $D_{\text{tag}} \equiv (1 - 2\omega)$. Dessa forma, vemos que, se $\omega = 0,5$, $D_{\text{tag}} = 0$ e a assimetria de CP também vai a zero. Essa situação ocorre quando não é possível identificar o sabor do méson.

A Distribuição Angular

As taxas de decaimento encontradas são válidas para autoestados de CP, o que não é o caso do $B_s \rightarrow \phi\phi$. Isso, pois o méson B_s tem spin 0. E assim sendo, como a partícula ϕ é um méson vetorial, por conservação de momento angular, haverá um momento angular l relativo entre os ϕ s, de valor permitido $l=0,1,2$. Portanto, para obter o autovalor de CP do estado final, aplica-se o operador CP:

$$\eta_f = CP(\phi\phi) = CP(\phi)CP(\phi)(-1)^l = (-1)^l. \quad (2.54)$$

Sendo assim, o estado final $\phi\phi$ é uma combinação de autoestados de CP. As taxas de decaimento dependentes do tempo, dos estados com $l=0,1,2$ são dadas por (2.49) e (2.50),

com autovalores $\eta_f = (-1)^l$. Denotaremos por $A_0(t)$, $A_\perp(t)$ e $A_\parallel(t)$ as amplitudes de decaimento nos estados $l=0,1$ e 2 , respectivamente.

A amplitude de decaimento em um estado final constituído pelos vetores V_1 e V_2 é dada por [21]:

$$A(B_s \rightarrow V_1 V_2) = \frac{A_0(t) M_{V_1} M_{V_2} \epsilon_{V_1}^{*L} \epsilon_{V_2}^{*L}}{p_{V_1} \cdot p_{V_2}} - \frac{A_\parallel(t) \epsilon_{V_1}^{*T} \epsilon_{V_2}^{*T}}{\sqrt{2}} - \frac{i A_\perp(t) \epsilon_{V_1}^* \times \epsilon_{V_2}^* \cdot \hat{p}_{V_2}}{\sqrt{2}}, \quad (2.55)$$

onde ϵ^* são os vetores de polarização no referencial de repouso de V_1 , as componentes longitudinal (L) e transversal (T) se referem à direção \hat{p}_{V_2} de propagação de V_2 no referencial de repouso de V_1 e p_{V_1, V_2} são os quadrimomentos.

Portanto, para tratar o decaimento $B_s \rightarrow \phi\phi$ seria necessária uma análise angular dos produtos para se separar as contribuições dos diferentes autoestados. Entretanto, não dispúnhamos de uma previsão teórica que relacionasse os ângulos entre os produtos do B_s com os fatores que multiplicam cada um dos termos $A_{0,\parallel,\perp}$ na expressão (2.55), para esse canal de decaimento. Assim sendo, por simplicidade, vamos supor que, assim como no caso do $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ [22], é possível integrar sobre os graus de liberdade do sistema de maneira a anular os termos de interferência entre as amplitudes de cada um dos estados de l , que apareceriam em $\mathcal{D}[B_s \rightarrow \phi\phi]$ e supor a mesma distribuição angular para cada uma das amplitudes³.

Tomando essa hipótese como verdadeira, é possível, então, separar as contribuições do autoestado de $l=1$, que tem autovalor -1 , dos demais, que contribuem com $\eta_f = 1$. Teríamos, portanto:

$$\mathcal{D}[B_s(t) \rightarrow f] = N_f \left(|A_\perp(t)|^2 + |A_0(t)|^2 + |A_\parallel(t)|^2 \right). \quad (2.56)$$

³Na verdade, não há nenhuma indicação de que essa hipótese seja satisfeita e será necessário, para a medida de violação de CP nesse canal de decaimento, conhecer as distribuições esperadas para fazer uma análise angular completa.

Definindo a fração de eventos com autoestados de autovalor $\eta_f = -1$:

$$R_T \equiv \frac{|A_\perp|^2}{|A_\perp|^2 + |A_\parallel|^2 + |A_0|^2} \quad (2.57)$$

e chamando o autoestado de autovalor $\eta_f = -1$ de f_o e os outros dois de f_e , temos que, a partir de (2.49) e (2.50), a taxa de decaimento dependente do tempo será dada por:

$$\begin{aligned} \mathcal{D}[B_s(t) \rightarrow f] &\propto (1 - R_T)\mathcal{D}[B_s(t) \rightarrow f_e] + R_T\mathcal{D}[B_s(t) \rightarrow f_o], \\ \mathcal{D}[B_s(t) \rightarrow f] &\propto e^{-\Gamma_s t} \left[\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) - D_T \cos(\phi_s) \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma_s t}{2}\right) + \right. \\ &\quad \left. D_T \sin(\phi_s) \sin(\Delta M_s t) \right]. \end{aligned} \quad (2.58)$$

Assim, vemos que $D_T \equiv (1 - 2R_T)$ atua como um fator de diluição na medida de ϕ_s . Vemos por essa expressão que, se $R_T = 0,5$, não haveria sensibilidade nenhuma na medida dessa fase, da mesma forma que o ocorrido para a diluição causada pela identificação de sabor. Essas taxas de decaimento dependentes do tempo serão utilizadas no capítulo 5 no estudo da sensibilidade do LHCb à medida do parâmetro ϕ_s .

Capítulo 3

O Experimento LHCb

3.1 O LHC

O LHCb (*Large Hadron Collider Beauty experiment for precision measurements of CP violation and rare decays*) é um dos experimentos que estão sendo montados no CERN (*European Organization for Nuclear Research*), em Genebra, na Suíça, para estudar as colisões entre prótons que ocorrerão no LHC (*Large Hadron Collider*) [5]. Além dele, outros 3 grandes experimentos estão sendo construídos para estudar essas colisões: o ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [23, 24], o CMS (The Compact Muon Solenoid) [25, 26] e o ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [27, 28].

O LHC consiste de dois aceleradores de próton ¹, aproximadamente circulares, de 27 quilômetros de perímetro, situados fisicamente no mesmo túnel. Todavia, os prótons de cada um dos aceleradores circulam em sentidos opostos, possibilitando assim que as colisões aconteçam nos 4 pontos de interação, onde estão sendo montados os experimentos mencionados. O LHC fica localizado em um túnel abaixo do solo, nas proximidades da fronteira franco-suíça. A localização do LHC está indicada na figura 3.1 e o início de seu funcionamento está previsto para o final de 2007.

¹Para o funcionamento do ALICE haverá também aceleração de íons pesados, em alguns períodos.



Figura 3.1: Vista aérea da região em volta do CERN com a indicação da localização do LHC e de seus pré-aceleradores, PS (menor) e SPS (maior).

3.1.1 Alguns dados técnicos do LHC

A energia, no centro de massa, das colisões produzidas pelo LHC será de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Para atingir essa inédita energia em um colisor, é utilizado um sistema de injeção que inclui um acelerador linear, o LINAC (LINear ACcelerator), de onde os prótons saem com energia de 50 MeV, e dois pré-aceleradores aproximadamente circulares: O PS (Proton Synchrotron) e o SPS (Super Proton Synchrotron) de onde as nuvens de prótons saem com energia de 450 GeV, aproximadamente. Só então elas entram no LHC, onde cada nuvem atinge os 7 TeV. O esquema de injeção é mostrado na figura 3.2.

Para manter as nuvens de prótons circulando a esta energia de 7 TeV é necessário um campo magnético muito grande. Isso é conseguido através de magnetos supercondutores, que utilizam um condutor Nb-Ti colocado dentro de um criostato com He superfluido, mantido resfriado a uma temperatura de 1,9 K. Alguns parâmetros importantes do funcionamento do acelerador estão listados na tabela 3.1.

A quantidade de colisões pp observadas depende basicamente de duas grandezas: a

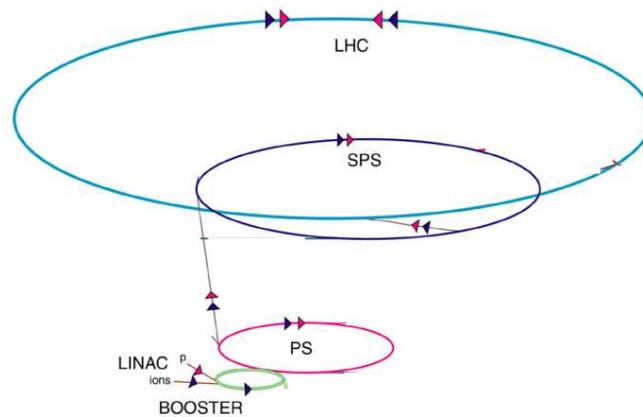


Figura 3.2: Sistema de aceleração de prótons para atingirem a energia final de 7 TeV, no LHC.

Parâmetro	Valor
Perímetro	27 Km
Campo Magnético	8.34 T
Nuvens por feixe	2835
Prótons em cada nuvem	$\sim 10^{11}$
Tempo entre cruzamento de nuvens	25 ns
Frequência de cruzamento	40 MHz
Raio da região de interação	16 μm

Tabela 3.1: Alguns parâmetros importantes para o funcionamento do LHC

seção de choque dos prótons σ_{pp} e da luminosidade \mathcal{L} , que é definida como a quantidade de colisões por unidade de área, por unidade de tempo. O LHC foi projetado para atingir uma luminosidade de $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Porém, nos 2 primeiros anos o acelerador deve funcionar com uma luminosidade abaixo do valor máximo [29]. Nesse regime inicial de baixa luminosidade, é esperado um funcionamento a $\mathcal{L} = 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. O número médio de interações por cruzamento de nuvens, calculado pela distribuição de Poisson, é dado por:

$$\langle n_{pp} \rangle = \frac{\sigma_{pp} \mathcal{L}}{\nu_{cz}} \quad (3.1)$$

Onde ν_{cz} é a frequência de cruzamento de nuvens. Quando os valores máximos forem atingidos ($\nu_{cz} = 40 \text{MHz}$ e $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) espera-se uma média de ~ 25 colisões por cruzamento de nuvens.

3.1.2 Os Grandes Experimentos

Como dito no início do capítulo, 4 grandes experimentos estão sendo montados para medir os resultados das colisões acontecidas no LHC. O ATLAS e o CMS são experimentos de propósito geral, que pretendem usar o grande potencial de descoberta de colisores de hádrons a alta energia. Tais projetos têm como principais objetivos as procuras pelo bóson de Higgs (tanto no cenário do Modelo Padrão como em extensões) e de partículas supersimétricas. Vale ressaltar que o Higgs é a única partícula fundamental, prevista pelo Modelo Padrão, ainda não detectada.

Por sua vez, o ALICE e o LHCb são experimentos com objetivos específicos. O ALICE será o único dos experimentos dedicado a colisões de íons pesados, visando estudar a possível formação do plasma de quarks e glúons, assim como suas propriedades. O LHCb por sua vez, tem o objetivo de estudar decaimentos de hádrons formados com o quark b (ou \bar{b}) para fazer medidas precisas de violação de CP e estudar canais de decaimentos raros. Uma vez que o trabalho dessa tese se baseia no LHCb, ele será explicado

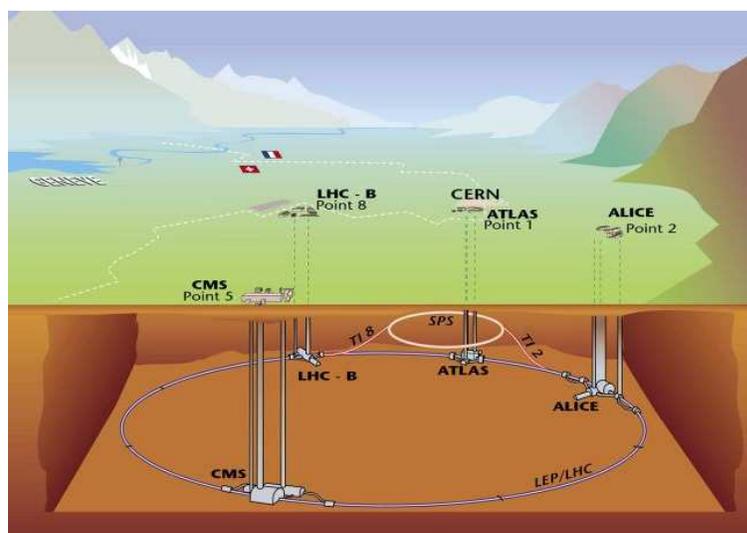


Figura 3.3: Localização de cada um dos experimentos na circunferência do acelerador LHC.

mais detalhadamente a partir da próxima seção.

A disposição dos experimentos ao longo do caminho do LHC está mostrada na figura 3.3.

3.2 O LHCb

3.2.1 A Luminosidade no LHCb

Tendo o objetivo de fazer estudos precisos de violação de CP, é muito importante para o LHCb identificar corretamente os vértices primários (VPs) e de decaimento dos hádrons estudados. Quanto maior a quantidade de colisões pp num mesmo evento, mais difícil se torna essa identificação. Portanto, o número médio de interações citado anteriormente, na luminosidade máxima do LHC (da ordem de 25), está longe de ser ideal para esse tipo de experimento. Por essa razão, o LHCb optou por um funcionamento com luminosidade mais baixa, através da desfocalização do feixe perto do ponto de interação.

A luminosidade de operação do experimento foi escolhida de maneira a ter uma maior

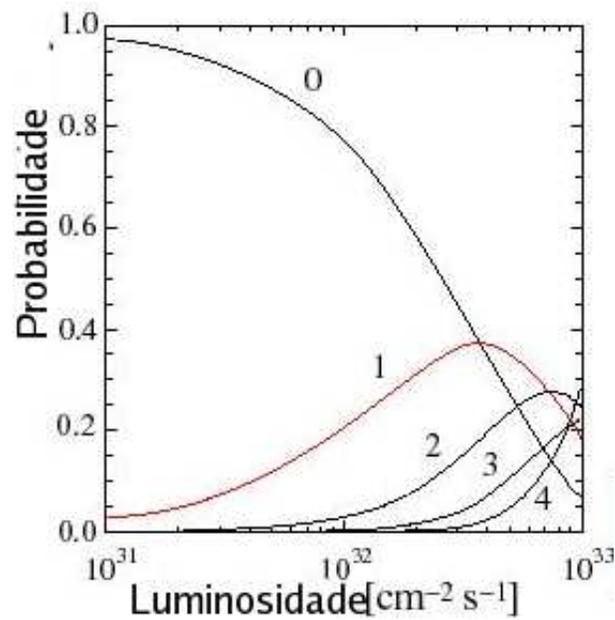


Figura 3.4: Probabilidade de haver $n_{pp} = 0, 1, 2, 3$ e 4 interações inelásticas pp por cruzamento de nuvens como função da luminosidade.

probabilidade de só haver uma interação inelástica pp por cruzamento de nuvens. A probabilidade de haver n_{pp} interações inelásticas por cruzamento, dada pela distribuição de Poisson com uma média de interações dada por (3.1), é:

$$P(\langle n_{pp} \rangle, n_{pp}) = \frac{\langle n_{pp} \rangle^{n_{pp}}}{n_{pp}!} e^{-\langle n_{pp} \rangle} \quad (3.2)$$

A probabilidade de se ter $n_{pp}=0, 1, 2, 3$ e 4 está mostrada, em função da luminosidade, na figura 3.4. Essa figura mostra o porquê do valor de operação escolhido ser de $\mathcal{L} = 2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Apesar dessa escolha, os detectores que formam o LHCb são desenhados para trabalhar com um valor máximo de $\mathcal{L} = 5 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Isso permitirá, no futuro, a operação em cenários de maior luminosidade.

3.2.2 A Produção de Pares $b\bar{b}$

Como o objetivo do LHCb é estudar hádrons com os quarks b e \bar{b} , é preciso primeiro saber como eles são produzidos. A seção de choque de produção de pares $b\bar{b}$ ($\sigma_{b\bar{b}}$) na colisão de prótons não é conhecida na energia de $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$ e tem que ser extrapolada a partir das energias conhecidas. Entretanto, esse cálculo possui grande incerteza teórica, podendo assumir valores entre 175 e 950 μb [30]. Utilizando o gerador de eventos PYTHIA [31], nas condições de funcionamento do LHCb obtém-se o valor de $\sigma_{b\bar{b}}=627 \mu\text{b}$ [32]. Esse será o valor utilizado a partir desse ponto para obter as quantidades de eventos tanto de sinal quanto de ruído esperadas. Isso faz com que a produção de pares no experimento deva ser da ordem de 10^{12} por ano, nas condições ideais de funcionamento do LHC.

Existe uma grande correlação entre os quarks b e \bar{b} produzidos no LHC. Em particular, eles serão produzidos em ângulos pequenos em relação ao eixo de propagação dos feixes de prótons [4]. A distribuição do ângulo que cada um dos quarks faz com esse eixo está mostrada na figura 3.5. Nesse gráfico, pode-se ver que os quarks, além dos pequenos ângulos, são sempre produzidos na mesma direção. Por esse motivo o LHCb possui uma geometria que procura cobrir apenas essa região, com uma cobertura de ± 300 mrad na horizontal e ± 250 mrad na vertical. Isso faz com que ele tenha um formato muito parecido com experimentos de alvo fixo, em oposição ao formato de barril, que é habitual para experimentos com colisões de feixes. Uma visão lateral do LHCb pode ser vista na figura 3.6.

Desde a proposição do experimento, em 1997, muitos estudos de simulações foram feitos, causando grande mudanças no projeto original. Por esse motivo, foi publicado o TDR (*Technical Design Report*) de Reotimização do LHCb [33], que agrupou todas as mudanças ocorridas até então, além de conter estudos mais detalhados sobre o desempenho nas medidas pretendidas. A descrição do experimento que será feita na seção a seguir se baseia bastante nesse TDR.

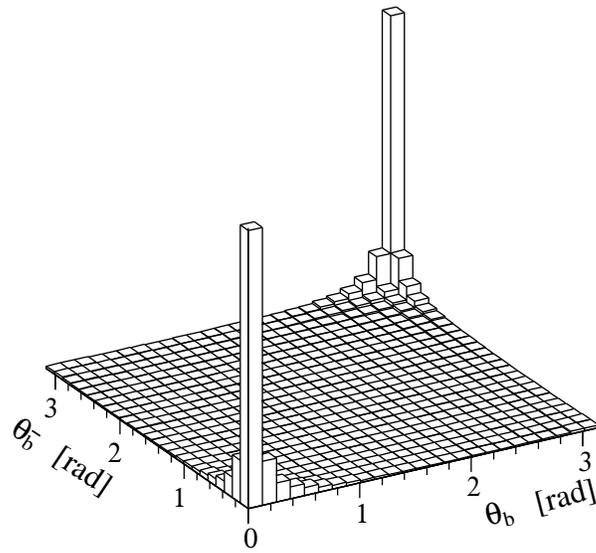


Figura 3.5: Ângulo de produção do b (θ_b) e do \bar{b} ($\theta_{\bar{b}}$) nas formações de pares depois das colisões próton-próton do LHC.

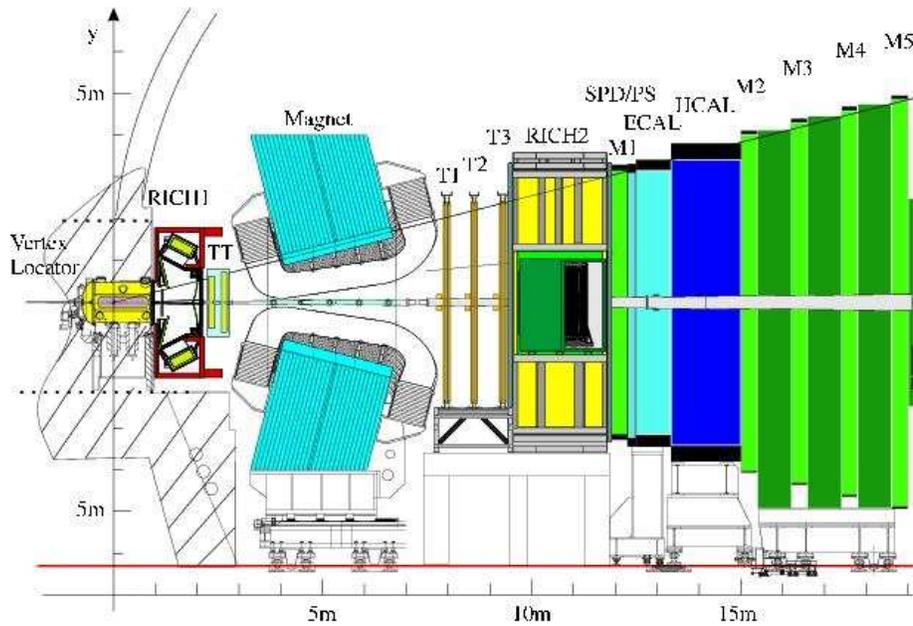


Figura 3.6: Visão lateral do LHCb ao longo da direção dos feixes de prótons [33]. As interações ocorrerão dentro do Vertex Locator.

3.2.3 Características básicas do LHCb

A região coberta pelo LHCb pode também ser expressa em termos da pseudo-rapidez, definida como $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ (onde θ é o ângulo com o eixo z , definido pela direção dos feixes). A cobertura é de $1,9 < \eta < 4,9$. A partir da definição do eixo z , que cresce do ponto de interação para o resto do detector, escolheu-se o eixo y apontando para cima e o eixo x na horizontal. Com essa escolha de eixos, as dimensões do experimento são de aproximadamente $x=6$ m, $y=5$ m e $z=20$ m.

O detector LHCb é composto de vários subdetectores e o magneto (como já visto na figura 3.6). Esses subsistemas são:

- O Localizador de Vértices (VELO);
- Dois contadores do tipo Cherenkov (RICH1 e RICH2);
- Detector de Traços para o *Trigger* (TT);
- O Magneto;
- As estações de Traços (T1, T2 e T3);
- Detector de Placa Cintiladora e Pré-Chuveiro (SPD/PS);
- O Calorímetro Eletromagnético (ECAL);
- O Calorímetro Hadrônico (HCAL).
- As estações de Múon (M1, M2, M3, M4 e M5);

Esses subsistemas físicos serão descritos concisamente a partir da próxima subseção. Além destes, pode-se destacar o sistema de *trigger*, que visa determinar rapidamente se um evento ocorrido é de interesse ou não, e o SIS-Sistema de Identificação de Sabor (*B Tagging*), que procura identificar se um méson neutro foi produzido como um $B_{d,s}$ ou como um $\bar{B}_{d,s}$. Tais sistemas também serão descritos a seguir.

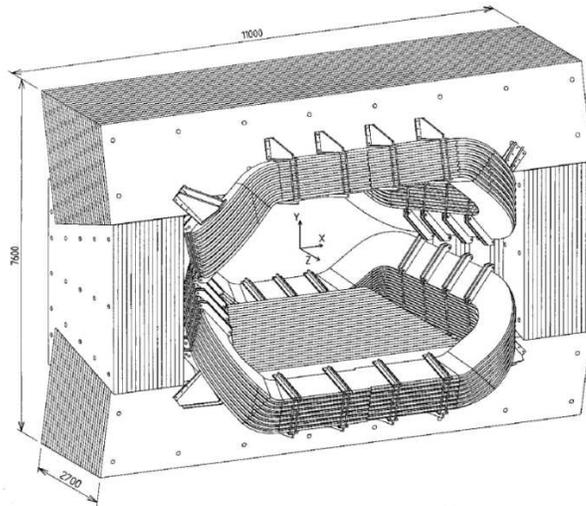


Figura 3.7: Desenho esquemático das bobinas do magneto [34].

3.2.4 O Magneto

O objetivo de criar um campo magnético no experimento é causar uma curvatura nas partículas carregadas e, assim, identificar suas cargas e medir o momento linear das mesmas, através da curvatura descrita por elas. O LHCb vai funcionar com um dipolo [34], mostrado na figura 3.7, localizado próximo à região de interação e cuja abertura define a cobertura geométrica do experimento já citada. A componente principal do campo magnético estará na direção y , fazendo com que a curvatura das partículas seja basicamente no plano x - z . Tal fato explica o porquê da maior cobertura horizontal do que vertical.

O poder de curvatura do magneto, caracterizado pela integração do campo magnético, será de $\int B dl \sim 4 \text{Tm}$. Com esse valor pode-se atingir, por exemplo, uma precisão de $\delta p/p \sim 0.4\%$ na medida do momento de partículas carregadas com $p \sim 40 \text{GeV}/c$. Outro ponto importante é que, para o estudo de possíveis efeitos sistemáticos induzidos por alguma assimetria no detector, a polaridade do magneto poderá ser invertida.

3.2.5 O Localizador de Vértices (VELO)

O subdetector localizado mais próximo do ponto de interação é o VELO (*Vertex Locator*) [35]. O objetivo principal do VELO é permitir a determinação precisa das posições dos vértices, tanto primários quanto os secundários, de decaimento. Para tanto é necessário fazer medidas precisas das posições das partículas carregadas próximas ao ponto de interação.

O VELO consiste de várias camadas de sensores de silício. Os sensores são semicirculares, cobrindo um ângulo azimutal um pouco maior de 180 graus cada um. Para obter a maior proximidade possível do ponto de interação e, conseqüentemente, dos vértices primários, esses sensores são colocados no vácuo, em 21 módulos retráteis. Dessa forma eles se aproximam do eixo z quando as colisões vão ocorrer e se afastam quando isso não acontece para evitar dano pelos feixes do LHC, que operarão desfocalizados quando não estiverem ocorrendo colisões. O fato de a luminosidade de operação do LHCb ser menor do que a máxima do LHC permite uma maior aproximação do ponto de interação.

Outra função do VELO é ajudar o *trigger* a decidir se o evento é ou não de interesse. Como será visto na subseção que detalha o *trigger*, uma das características dos decaimentos de compostos com quark b (ou \bar{b}) é o alto momento transversal (P_T) dos produtos. Por esse motivo e pelo fato, já mostrado na figura 3.5, de os quarks $b\bar{b}$ terem seu momento quase todo na direção z, foram escolhidos sensores semicirculares, colocados perpendicularmente ao eixo dos feixes, com microtiras de silício colocadas na direção r, ou na direção φ . Onde r e φ definem, juntamente com z, coordenadas cilíndricas. Com essa escolha, medindo o momento linear dado pelas tiras posicionadas radialmente tem-se diretamente o P_T ². Cada um dos 21 módulos possui dois sensores, um do tipo r e outro do tipo φ . Um sensor do tipo r é mostrado, junto com os chips que fazem a leitura, na figura 3.8. Os sensores possuem espessura de aproximadamente 300 μm e são semicondutores do tipo

²Sempre que for mencionado o momento transversal (P_T) nessa tese, estarei me referindo à componente r do momento linear.

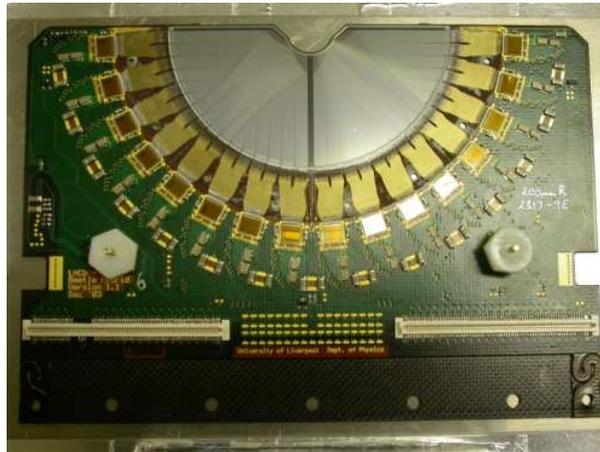


Figura 3.8: Foto de um sensor do tipo r junto com a eletrônica que faz a leitura dos sinais.

n, em substrato também do tipo n (n-em-n).

Além disso, o VELO possui alguns sensores colocados na região $z < 0$, sendo assim o único subsistema do LHCb que faz medidas nessa região. Apesar de decaimentos dos mésons de interesse indo nessa direção não poderem ser reconstruídos pelo experimento, isso serve para aumentar a precisão na medida das posições dos vértices primários. Existem também 2 sensores r nessa região dedicados a medir somente a multiplicidade de traços, informação usada pelo *trigger* para testar a sobreposição de traços.

3.2.6 Os Contadores Cherenkov (RICH)

Uma das tarefas fundamentais para a medida de sabor dos mésons de interesse no LHCb é a identificação de partículas. Além disso, essa identificação é muito importante para diferenciar alguns canais de decaimento com topologias parecidas. Esse é o objetivo dos dois RICH (*Ring Imaging Cherenkov Detectors*) [36]: RICH1 e RICH2.

Os subdetectores RICH, como o próprio nome sugere, fazem uso do efeito Cherenkov [37]. Tal efeito consiste na radiação emitida por partículas se propagando com velocidade maior do que a da luz em um dado meio. A medida do ângulo entre a direções de

emissão da luz Cherenkov e de propagação permite determinar a velocidade da partícula. Supondo o momento e o índice de refração do meio conhecidos, é possível determinar a massa e, assim, identificar a partícula.

O motivo de haver 2 detectores distintos com uma função parecida é cobrir com maior eficiência faixas de momento linear diferentes. O RICH1 fica localizado logo após o VELO, antes do magneto, e por isso servirá para fazer a identificação de partículas de menor P , com até $60 \text{ GeV}/c$. Já o RICH2 fica localizado entre as estações de traço e a primeira estação de múon (M1). Esse subdetector é mais eficiente para identificar partículas com momentos maiores, de até $150 \text{ GeV}/c$.

RICH1

O RICH1 usa dois meios diferentes. Primeiro está localizado um pequeno radiador de aerogel de sílica, de 5 cm de espessura. O aerogel utilizado tem um índice de refração de $n = 1,03$ e serve para distinguir káons de pions com P de até $10 \text{ GeV}/c$. Depois dessa pequena camada de aerogel vem um radiador com 85 cm de espessura com um gás C_4F_{10} , de índice de refração $n = 1,0014$. Essa parte de gás é mais eficiente em identificar as partículas com $10 \text{ GeV}/c < P < 60 \text{ GeV}/c$.

O RICH1 possui um abrigo de ferro que cobre todo o detector para minimizar o resquício de campo magnético presente nessa região. A luz Cherenkov emitida no RICH1 é refletida por espelhos esféricos e depois sofre uma segunda reflexão em espelhos planos, localizados fora da cobertura angular do detector. A radiação Cherenkov forma então anéis que serão lidos por detectores de fótons, os HPDs (*Hybrid Photon Detector*). Uma visão esquemática do RICH1 é mostrada na figura 3.9.

RICH2

O RICH 2 visa identificar partículas de momento linear maior. Por esse motivo vai utilizar como meio radiador um gás CF_4 com índice de refração $n = 1.0005$ e tem espessura de

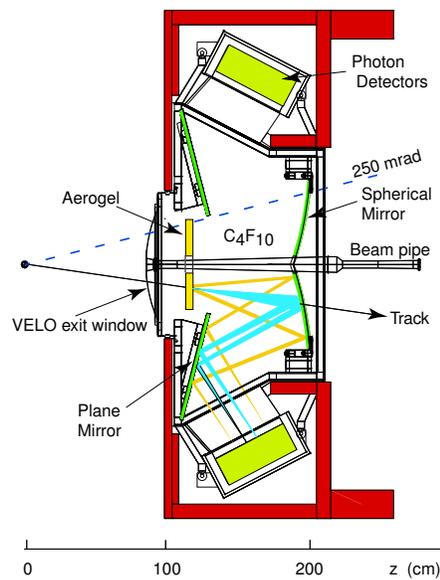


Figura 3.9: Visão esquemática do RICH1, junto com uma indicação do caminho dos fótons emitidos até serem lidos.

1,67 m. Ele possui uma cobertura angular menor que o resto do experimento (aproximadamente de 15 a 100 mrad), já que partículas com maior P tendem a ser produzidas em ângulos menores. Ele possui um esquema de reflexão e detecção de fótons parecido com o RICH1.

3.2.7 Estações para Reconstrução de Trajetória

As estações dedicadas a determinar a trajetória e medir o momento das partículas carregadas são 5 e podem ser divididas em 2 tipos: 2 são chamadas de TT (*Trigger Tracker*) e ficarão localizadas logo após o RICH1 e 3 são localizadas logo após o magneto. São chamadas simplesmente de estações de Traço (T1, T2 e T3).

Estações de Traço para o *Trigger* (TT)

As TTs (*Trigger Trackers*) [33] estarão localizadas logo após o RICH1 e logo antes do magneto. Por esse motivo, nessa região existe um resquício de campo magnético ($\int B dl \sim 0.15 Tm$) que gera curvatura nas partículas carregadas e possibilita, com isso, a medida do momento das mesmas. Por exemplo, para partículas com P de alguns GeV/c, uma deflexão de alguns milímetros permite a medida de P com uma precisão de 10-40 % sem a necessidade de utilizar as demais estações de traço.

As TT são usadas primeiramente para atribuir momento aos traços reconstruídos em estágios do *trigger*, nos quais não é possível utilizar toda a informação medida pelo LHCb, pela necessidade de uma rápida resposta. As TTs são também usadas para estimar o momento de traços com baixo P, que não atingem as estações T devido ao desvio sofrido ao passar pelo magneto. Além disso, elas possibilitam a reconstrução dos produtos de compostos neutros que só decaem depois do VELO.

As TTs são duas estações, TTA e TTb, com duas camadas de tiras de silício cada uma, separadas por 27 cm. TTA possui 420 e TTb 476 sensores, com 183 μm de espessura cada um, representando uma área total de leitura de $\sim 8,3 m^2$. A cobertura angular das TTs é limitada para pequenos ângulos em relação ao eixo z pelo tubo do feixe, que tem um buraco quadrado de lado $\sim 7,7$ cm em TTA e ~ 8 cm em TTb. Uma visão esquemática de uma camada de TTA e outra de TTb é mostrada na figura 3.10.

Estações de Traço (T1, T2 e T3)

O objetivo das estações T (*Tracking Stations*) é fornecer a base dos traços longos³. Essa base vai ser usada para a procura de locais onde pode haver anéis criados nos RICHs. O mesmo será feito para buscar possíveis sinais nos calorímetros e nas câmaras de múon. Essa informação das Ts será complementada por outros subdetectores para completar esses traços criados nas Ts.

³No LHCb traços longos são aqueles que deixam rastro desde o VELO até as estações T.

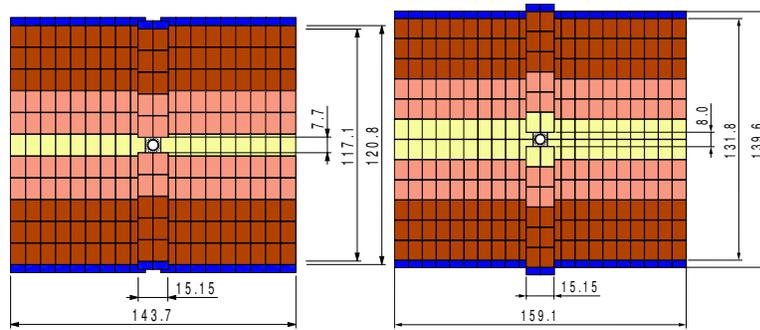


Figura 3.10: Visão esquemática da primeira camada de TTa e da segunda de TTb, respectivamente.

A densidade de partículas carregadas esperada diminui quando nos afastamos da direção dos feixes. Por esse motivo, as Ts são divididas em duas partes. Na região mais próxima ao eixo z , fica a IT (*Inner Tracker*) [38] e na região mais afastada fica a OT (*Outer Tracker*) [39] que tem uma granularidade menor que a IT.

Por ficar na parte com maior quantidade de traços, as ITs utilizarão microtiras de silício. Esses sensores ficarão dispostos em quatro camadas, numa organização em formato de cruz, parecida com a região central das TTs. Cada IT cobrirá uma área de, aproximadamente, 40 cm na vertical e 120 cm na horizontal. A cobertura maior na horizontal se deve ao fato de o campo magnético estar praticamente todo na direção y , espalhando as partículas que sofrem sua ação no plano x - z .

Por fora das ITs, as OTs ficam numa região com menos traços carregados e, por isso, utilizarão câmaras de gás. A detecção será feita em tubos cheios de uma composição de 75 % de Ar, 15 % CF_4 , 10 % CO_2 . Essa mistura foi escolhida para obter um tempo total de recolhimento de sinal menor do que 50 ns (o que corresponde a 2 vezes o tempo entre cruzamento de nuvens no LHC). Uma visão esquemática da região coberta tanto pela IT quanto pela OT está mostrada na figura 3.11.

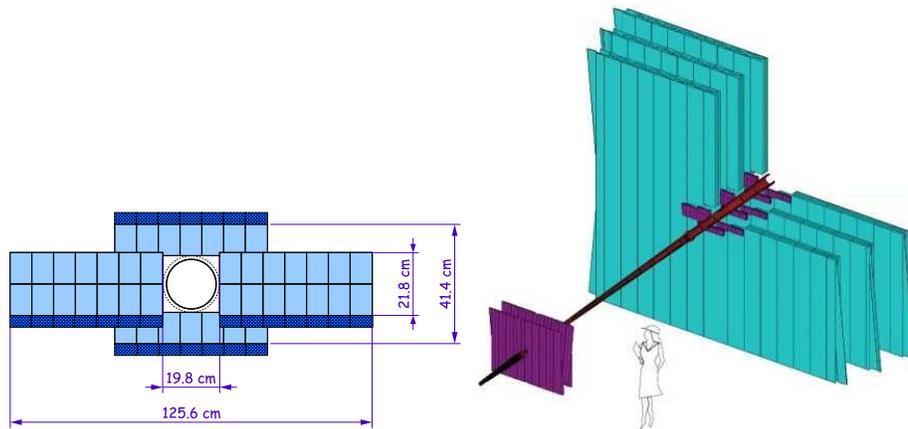


Figura 3.11: Visão esquemática mais detalhada de uma das ITs à esquerda e de todas as estações de traço à direita, junto o tubo dos feixes do LHC. Na última vemos primeiramente as 2 TTs e depois as ITs mais próximas ao feixe (na cor mais escura) e, mais afastadas, as OTs.

3.2.8 Calorímetros

A função principal dos calorímetros [40] no LHCb é fazer parar quase todas as partículas (excetuando-se os múons e neutrinos), medindo suas energias e posições. Estão localizados entre a primeira e a segunda câmaras de múon. As partículas geram chuveiros e vão perdendo energia, até serem absorvidas. Esses chuveiros são detectados e seu sinal agrupado em células nos calorímetros. Eles também servem para identificar elétrons e reconstruir partículas neutras que ainda não tenham decaído (γ , π^0). São ainda utilizados no primeiro nível do *trigger* para identificar objetos com alta energia.

Para atuar eficientemente em todos os tipos de partícula os calorímetros são 4. Temos, por ordem crescente de distância ao ponto de interação: o Detector de Placas Cintiladoras (SPD), o Pré-Chuveiro (PS), o Calorímetro Eletromagnético (ECAL) e o Calorímetro Hadrônico (HCAL).

SPD e PS

O SPD (*Scintillating Pad Detector*) identifica partículas carregadas antes de ocorrerem os chuveiros de partículas neutras, característicos dos calorímetros. Serve para ajudar a distinguir entre elétrons e fótons. É feito de placas cintiladoras de 15 mm de espessura e a luz que foi emitida nelas é direcionada à fotomultiplicadoras, por meio de fibras óticas.

O PS (*Pre-Shower*) funciona de maneira parecida, porém entre o SPD e ele existe uma parede de 12 mm de chumbo que inicia um chuveiro eletromagnético. Serve para distinguir entre elétrons e hádrons.

ECAL

O ECAL (*Electromagnetic Calorimeter*) usa módulos do tipo Shashlik, alternando placas cintiladoras de 4 mm de espessura e paredes de chumbo de 2 mm. A estrutura do ECAL é parecida com a do SPD/PS. O ECAL detecta fótons e elétrons e possui uma resolução de energia de $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1,5\%$, onde o primeiro termo representa a incerteza estatística nos chuveiros e o segundo traduz efeitos sistemáticos no calorímetro. Os termos devem ser adicionados quadraticamente.

HCAL

O HCAL (*Hadronic Calorimeter*), além de medir a energia, identifica hádrons. É composto por telhas de 16 mm de ferro com 4 mm de placas cintiladoras, colocadas paralelamente à direção dos feixes. A resolução de energia esperada é de $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$.

Tanto o ECAL quanto o HCAL possuem uma segmentação de células menor mais próximo ao tubo do feixe pelo fato, já mencionado anteriormente, de haver uma maior concentração de partículas carregadas mais próximas a essa região. A segmentação desses dois calorímetros é mostrada na figura 3.12.

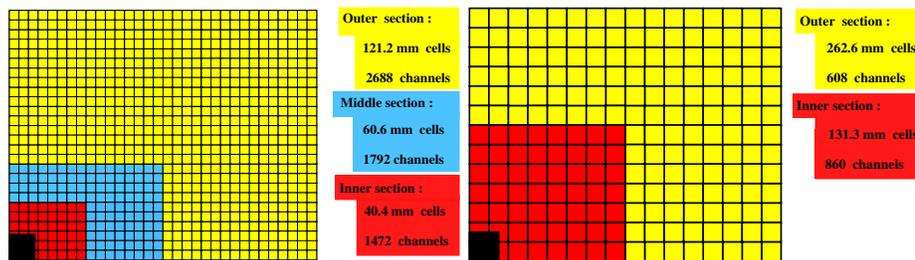


Figura 3.12: Visão esquemática da segmentação das células no ECAL, à esquerda e no HCAL, à direita, em um dos quadrantes dos calorímetros. O quadro ao lado de cada figura apresenta o tamanho das células (*cells*) e a quantidade de canais de leitura em cada região.

3.2.9 As Câmaras de Múon (M1, M2, M3, M4 e M5)

Das partículas que interagem com o detector, os múons são as que possuem maior poder de penetração. Por isso, as câmaras de Múon [41, 42, 43] são situadas no final da cadeia de detectores, excetuando-se M1 que fica antes dos calorímetros. O sistema de múons é constituído por 5 estações de traço e, de M2 a M5 há paredes de 80 cm de aço entre as câmaras para evitar a penetração de outras partículas que não sejam múons. O LHCb depende muito do sistema de múons para o funcionamento do *trigger*, para o qual deve fornecer rapidamente informação sobre o momento transversal dos múons que lá deixam rastro.

O sistema de múons também serve de base para a identificação de μ no LHCb. As exigências nessa identificação são bastante severas: um mínimo de 90 % de eficiência e uma identificação errada de no máximo 1,5 %. Para a reconstrução dos múons, os traços iniciados nas estações T são extrapolados até as M.

Na parte mais interna de M1 haverá uma incidência muito maior de partículas do que na camada externa e nas outras câmaras, já que ela está localizada antes dos calorímetros e por essa região ser próxima ao eixo z. Por esse motivo, nessa região serão usados detectores do tipo multiplicadores de elétrons gasosos, ou GEM (*Gaseous Electron Multiplier*) [44]. Um detector desse tipo consiste em uma fina folha de metal perfurada com

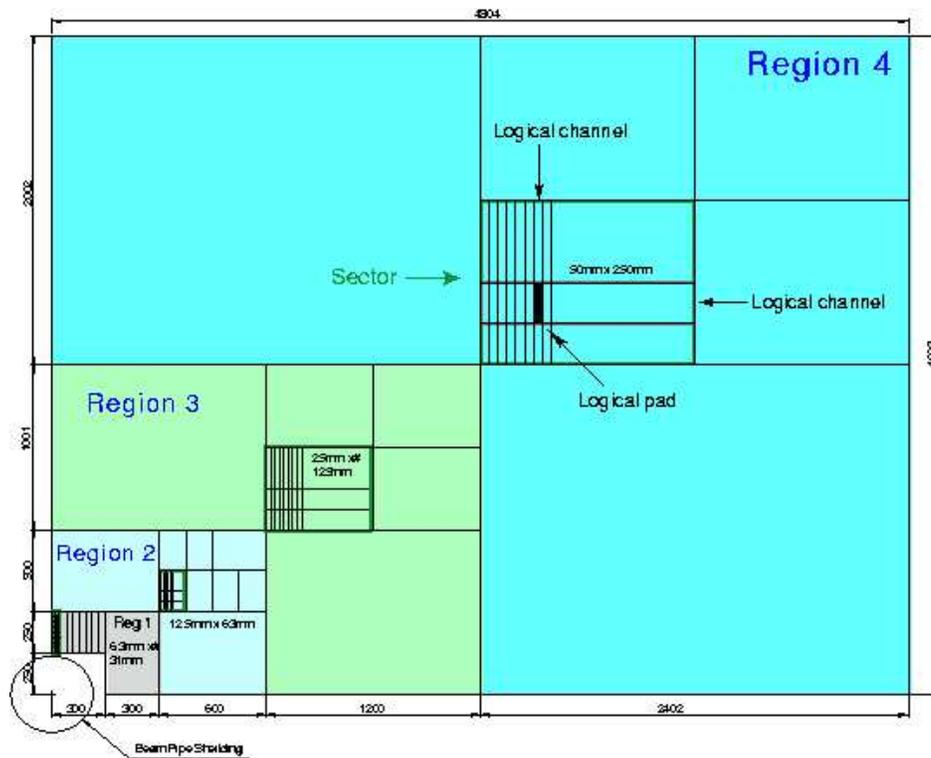


Figura 3.13: A divisão das 4 regiões, com diferentes granularidades, de um dos quadrantes de M2, com a indicação dos canais lógicos onde os sinais são lidos.

uma alta densidade de furos. Aplicando uma alta diferença de potencial nas diferentes GEMs, forma-se campo elétrico dentro dos buracos. Dessa forma, elétrons produzidos na ionização do gás são multiplicados e recolhidos nos buracos. No LHCb, serão usadas 3 GEMs em M1.

A região mais externa de M1 e as demais câmaras serão Câmaras Proporcionais Multi-Filares, ou MWPC (*Multi-Wire Proportional Chambers*). A espessura das câmaras será de 40 cm e estarão divididas em 4 regiões de granularidade diferentes (R1, R2, R3 e R4). A leitura dos sinais em diversas placas será feita em conjunto, criando um canal lógico. A granularidade de uma das câmaras e a indicação dos canais lógicos em cada uma das regiões está mostrada na figura 3.13.

3.2.10 O Sistema de *Trigger*

A frequência das interações entre as nuvens de prótons que gerarão produtos visíveis no LHCb será de aproximadamente 16 MHz. Porém, as ferramentas computacionais só permitirão o registro de eventos a uma taxa de aproximadamente 2 MHz.

Somente jogar fora aleatoriamente a quantidade de eventos que ultrapasse essa taxa seria um grande desperdício, uma vez que apenas uma pequena fração dessas colisões produzirá eventos de interesse para o experimento. Isso ocorre já que a probabilidade de produção de pares $b\bar{b}$ em colisões de prótons a essa energia é, apesar de nunca ter sido medida, estimada em $P(pp \rightarrow b\bar{b}) \approx 6,3 \times 10^{-3}$. Desses pares formados, somente em 49 % dos casos um dos hádrons interessantes para as medidas desejadas será formado. Ainda assim, apenas uma fração muito pequena dos hádrons com quark b decairão em algum canal onde se possa medir violação de CP ou gerarão um decaimento raro. E mesmo sendo um decaimento desejado pode não ser possível reconstruí-lo.

A função do sistema de trigger [45] é decidir, de maneira rápida, se o evento ocorrido deve ser gravado ou rejeitado. Com isso, espera-se que somente os dados provenientes de canais interessantes que possam ser reconstruídos sejam gravados, não se perdendo, assim, capacidade de armazenamento com eventos inúteis. O *trigger* é, portanto, um dos sistemas mais importantes do LHCb.

O *trigger* usa a assinatura típica de eventos com pares $b\bar{b}$ para fazer a seleção dos eventos. Essas características principais são: produtos com alto P_T , pelo fato dos mésons com esses quarks serem pesados, e com alto parâmetro de impacto (I_P) em relação ao vértice de criação do par ⁴, uma vez que os mésons estudados possuem um tempo médio de vida alto ⁵. O *trigger* é dividido em 3 níveis: Nível-0 (L0), Nível-1 (L1) e *Trigger* de Alto Nível (HLT) ⁶. Eles funcionam de maneira sequencial, só sendo analisados pelo nível seguinte

⁴Sempre que for mencionado o parâmetro de impacto de uma partícula em relação a um vértice, estarei me referindo à menor distância entre a extrapolação do traço dela e um vértice.

⁵Nesses casos, alto se comparado aos demais eventos esperados no LHCb.

⁶Está havendo uma mudança nos níveis do trigger que integra L1 e HLT, porém aqui é apresentada

Nível	Entrada	Saída
L0	16 MHz	1 MHz
L1	1 MHz	40 kHz
HLT	40 kHz	2 kHz

Tabela 3.2: Frequência de entrada e saída de cada um dos níveis do *trigger*

os eventos que foram aceitos pelo anterior. A taxa de redução da frequência de eventos em cada um dos níveis está especificada na tabela 3.2. Dessa forma, a complexidade e a quantidade de informação utilizada por cada um dos níveis vai crescendo.

O Nível-0

O L0 (*Level-0*) é o primeiro nível do *trigger* e é responsável por reduzir a taxa de eventos de 16 para 1 MHz. Devido à necessidade da rapidez de resposta, o L0 será implementado totalmente em eletrônica especializada (*trigger de hardware*). O tempo entre uma colisão pp e a decisão do L0 é de $4 \mu\text{s}$, o que exige que os dados sejam armazenados temporariamente até serem descartados ou não, dependendo da decisão do L0.

O L0 possui partes diferentes e segue a seguinte lógica:

- Di-múon: Se a soma dos momentos transversos dos dois μs de maior P_T (dado pelas câmaras de múon) for $> 1,5\text{GeV}/c$, o evento é aceito.
- Sobreposição de traços: Caso não tenha sido aceito pelo *trigger* de di-múon e se o número total de traços nos sensores do VELO em $z < 0$, dedicados a isso, for maior do que 112 o evento é rejeitado.
- Calorímetro: Caso não tenha ainda sido aceito ou rejeitado e a energia transversa total (E_T) depositada nos calorímetros for menor do que 5GeV , ou se a quantidade

apenas a situação na qual o trabalho dessa tese foi desenvolvido.

de traços no SPD for maior do que 280, o evento é rejeitado. Se o evento não tiver ainda sido rejeitado ou aceito e existir nos calorímetros um agrupamento de células com $E_T > 2,6\text{GeV}$ para elétrons, $> 2,3\text{GeV}$ para fótons, $> 3,5\text{GeV}$ para hádrons ou $> 4,0\text{GeV}$ para π^0 um evento é aceito.

- Múon: Se ainda não tiver sido rejeitado ou aceito e existir um múon parcialmente reconstruído pelas câmaras de múons, com $P_T > 1.3\text{GeV}/c$, o evento também é aceito.

É importante ressaltar que essa lógica é aplicada a posteriori pela Unidade de Decisão (DU) e os processos do L0 são todos feitos em paralelo.

O Nível-1

Os eventos aceitos pelo L0 chegariam então ao L1 (*Level-1*). O L1 é um nível de *trigger* programado em algoritmos para rodar em processadores, os quais dividirá com o HLT. A frequência de eventos chegando ao L1 é de 1 MHz e ele deve reduzi-la para 40 kHz. Considerando-se que 400 CPUs estariam dedicadas ao L1, o tempo de processamento de 1 evento seria de aproximadamente 0,4 ms.

O L1 utiliza informação do VELO, TT, das Câmaras de Múon e da unidade de decisão do L0. Antes que qualquer processamento relativo à decisão seja feito, há uma reconstrução de traços que passaram pelo VELO e pelas TTs. Isso é feito para determinar os vértices primários, os parâmetros de impacto (I_P) em relação a estes e o momento transversal (P_T) dos traços:

- Utilizando apenas informação do VELO, são reconstruídos traços no plano r-z e determinados vértices primários em 2 dimensões;
- Destes traços em 2D, os com $0,15 < I_P < 3\text{mm}$ ou que possuem um objeto correspondente no L0 são reconstruídos em 3D, utilizando também a informação em φ ;

- Estes traços em 3D são, então, relacionados a traços reconstruídos pelas Estações de Traço para o *Trigger*. Pelo desvio sofrido por esses traços no campo magnético, o momento dos mesmos é determinado.

Assim como no L0, existem alguns processos que funcionam em paralelo para determinar se o evento será aceito ou não. Todavia, no L1 não existe veto. As linhas paralelas são:

- Linha genérica: Um evento que atenda a condição de ter $\sum \ln P_T$ mínimo será aceito. A soma é feita nas duas partículas de maior P_T , que possuem um I_P mínimo em relação aos vértices primários.
- Linha de um múon: Eventos com um múon tendo P_T e I_P mínimos serão aceitos.
- Linha de di-múon: Se existem dois μ s no evento, cuja massa invariante do par atende à condição $m_{\mu\mu} > 500\text{MeV}/c^2$ e cada um possui um I_P mínimo em relação aos vértices primários, o evento é aceito.
- Linha do J/ψ : Um di-múon com massa satisfazendo $m_{\mu\mu} > m_{J/\psi} - 500\text{MeV}/c^2$ faz com que o evento seja aceito.
- Linha de elétrons: Se existe um elétron com E_T mínima, o mesmo corte da primeira condição é aplicado, com um valor de $\sum \ln P_T$ mais frouxo.
- Linha de Fótons: Se existe um fóton com E_T mínima, o corte de $\sum \ln P_T$ também é aplicado, mais frouxo.

Os valores dos cortes aplicados no L1 dependem de um ajuste fino que leva em consideração a taxa de rejeição de eventos necessária. Como esse ajuste varia a cada nova versão dos programas de simulação, os seus valores não são apresentados aqui. É importante ressaltar que somente na linha do J/ψ não há corte no I_P em relação aos vértices primários.

Trigger de Alto Nível

Os eventos aceitos pelo L1 chegam ao HLT (*High Level Trigger*) a uma taxa de 40 kHz. Sendo esse o último nível do *trigger* ele deve reduzir a frequência de eventos para 2 kHz e o tempo de processamento disponível será de aproximadamente 10 ms. Os eventos aceitos pelo HLT serão salvos em disco e nesse estágio já é possível utilizar toda informação detectada pelo LHCb para a tomada da decisão.

Primeiramente, os eventos aceitos pelo L1 passam por uma seleção genérica que faz a confirmação (ou não) da decisão do L1, com valores mais precisos de P_T e I_P , por utilizar também a informação das estações de Traço. Os eventos aceitos por essa parte genérica do HLT podem ser aceitos por 4 tipos diferentes de seleção:

- HLT Exclusivo (~ 200 Hz): Essa linha de seleção procura identificar alguns canais de decaimento específicos e representa a maior parte dos eventos interessantes para as medidas do LHCb, incluindo os canais de controle ⁷.
- $D^* \sim 300$ Hz: Procura eventos com $D^* \rightarrow D^0 h$, com $D^0 \rightarrow hh$. Aos hádrons presentes no estado final é sempre atribuída a massa do π , o que permite um estudo da eficiência de identificação de partículas e da taxa de identificação errada.
- Di-múon ~ 600 Hz: São selecionados di-múons, sem corte no I_P em relação aos VPs, para evitar um viés no tempo próprio de decaimento (τ) dos mésons com b. Servirão para estudar a incerteza em τ .
- Inclusivo $b \rightarrow \mu \sim (900$ Hz): Seleciona eventos com um múon de altos P_T e I_P . Serão utilizados para estudos da eficiência do *trigger*.

Ainda que os valores estejam mudando constantemente devido a novos ajustes, na tabela 3.3 estão apresentados valores demonstrativos de eficiência dos níveis de *trigger*

⁷Originalmente a taxa de gravação de dados seria 200 Hz, representando exatamente esse tipo de seleção.

Canal	ϵ_{L0}	ϵ_{L1}	ϵ_{HLT}
$B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$	$49,4 \pm 0,6$	$63,0 \pm 0,9$	$77,2 \pm 0,6$
$B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-) \phi$	$89,7 \pm 0,1$	$71,4 \pm 0,2$	$93,0 \pm 0,5$
$B_s \rightarrow K^+ K^-$	$51,8 \pm 0,3$	$60,0 \pm 0,4$	$93,5 \pm 0,4$
$B_s \rightarrow \phi \phi$	$41,8 \pm 0,9$	$60,3 \pm 1,5$	$79,3 \pm 1,3$

Tabela 3.3: Valores obtidos para as eficiências do L0 e L1 para o TDR do *Trigger* [33]. A eficiência total do *trigger* é dada por $\epsilon_{\text{trig}} = \epsilon_{L0} \cdot \epsilon_{L1} \cdot \epsilon_{HLT}$.

para os 4 canais que serão estudados nessa tese. Os valores para o L0 e L1 foram tirados do TDR do *trigger* [45] e para o HLT de [46].

3.2.11 Sistema de Identificação de Sabor (SIS)

O LHCb tem como principal objetivo fazer medidas precisas de violação de CP. Para tanto, é necessário saber se um dado méson neutro que decaiu, e pode ter oscilado, originou-se como um B ou seu estado conjugado de CP. Sendo assim, um dos sistemas imprescindíveis para o LHCb é o Sistema de Identificação de Sabor (SIS) [33, 47], que tem como objetivo dar essa resposta.

Assim como o *trigger*, o SIS utiliza características típicas dos eventos com pares $b\bar{b}$ para tomar sua decisão. Ele tenta fazer a identificação tanto por características do outro B do evento quanto pelo próprio B do decaimento estudado, no caso de ele ser um B_s .

Identificação pelo Outro B

No caso de se estar estudando o decaimento de um méson $B_{d,s}$, ele é composto por um quark \bar{b} . Uma vez que a criação desse quark se deu juntamente com um quark b, existe um outro composto no evento com tal componente. A idéia por trás da Identificação pelo Outro B é descobrir o sabor do méson estudado pelo(s) produto(s) de decaimento do

Partícula	Corte em $P(\text{GeV}/c)$	Corte em $P_T(\text{GeV}/c)$	Corte em $\frac{I_P}{\sigma}$
léptons	> 5	$> 1, 2$	Sem corte
K	> 3	$> 0, 4$	$> 3, 7$

Tabela 3.4: Cortes aplicados pelo SIS para escolher o sabor pelo outro B

composto com o outro quark do par, mesmo que esse outro decaimento não seja completamente reconstruído (o que ocorrerá quase sempre).

A identificação do sabor pode ser feita se houver um acúmulo de cargas vindas de um vértice secundário. Isso pode ocorrer se o outro b formou um hádron carregado. Outra maneira de identificar o sabor é procurar léptons ou káons carregados com exigências de P_T e I_P (como já mencionado características típicas de produtos de hádrons com quark b ou \bar{b}). Isso é feito pois existe uma maior probabilidade de um B ($B_{d,s}$ ou B^-) decair num lépton com carga positiva do que com carga negativa e, pela cadeia $b \rightarrow c \rightarrow s$, num K^+ do que num K^- [48]. Evidentemente, nos casos de estados conjugados de CP ($\bar{B}_{d,s}$ ou B^+), a carga dos léptons e káon são trocadas.

Os cortes aplicados pelo algoritmo do SIS na escolha do sabor pelo outro B estão listadas na tabela 3.4. O corte mais severo em P e P_T nos léptons é para reduzir a contaminação de $b \rightarrow c \rightarrow l$, caso no qual a carga do lépton tende a ser contrária ao desejado.

Identificação pelo Próprio B

Quando um méson B_s é formado, ele necessariamente pegou um quark s de um par $s\bar{s}$. Portanto existe um \bar{s} em excesso no evento, vindo do mesmo vértice de criação do B_s . Em muitos casos esse quark formará um K^+ . O algoritmo da escolha de sabor pelo próprio B tenta então achar esse káon carregado vindo do mesmo vértice do B estudado, aplicando cortes que os relacione. Os cortes aplicados pelo SIS para encontrar esses káons estão listados na tabela 3.5. Os cortes em η e φ são na diferença na pseudo-rapidez e no ângulo

Variável	Corte aplicado
P	$> 4 \text{ GeV}/c$
P_T	$> 0,4 \text{ GeV}/c$
$\frac{IP}{\sigma}$	$< 2,5$
$ \Delta\eta $	< 1
$ \Delta\varphi $	$< 1,1$
$ \Delta m $	$< 1,5 \text{ GeV}/c^2$

Tabela 3.5: Cortes aplicados pelo SIS para escolher o sabor pelo próprio B

polar entre o káon e o B_s . Já corte na massa é entre a massa da combinação $B_s K$ e a do B_s reconstruído.

Desempenho

A primeira quantidade para se avaliar o desempenho do SIS é a eficiência (ϵ_{tag}), definida como a quantidade de vezes em que se tem uma resposta de SIS dividido pelo número de eventos analisados. Uma das quantidades mais importantes da identificação de sabor porém, é a taxa de decisão errada (ω), definida como a quantidade de eventos para os quais foi obtida uma resposta errada para o sabor do B estudado, dividida pelo número total de eventos para os quais o SIS obteve uma resposta.

No caso da decisão pelo outro B, existe uma probabilidade menor de ele realmente decair nos léptons e káons com o sinal que leva à resposta equivocada do SIS. Além disso, esse outro B pode ser neutro e oscilar antes de decair, tendo assim uma maior probabilidade de levar à uma decisão errada. Portanto há uma taxa intrínseca de ω que sempre estará presente, mesmo que o detector e os algoritmos fossem perfeitos. Já no caso da decisão pelo próprio B, muitas partículas (incluindo possíveis káons) vêm do vértice primário e podem ser identificadas equivocadamente.

Como foi mostrado no capítulo 2, as quantidades de SIS entram no cálculo das quanti-

Canal de Decaimento	ϵ_{tag}	ω	ϵ_{eff}
$B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$	$54,6 \pm 1,2$	$30,0 \pm 1,6$	$8,7 \pm 1,2$
$B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-) \phi$	$50,4 \pm 0,3$	$33,4 \pm 0,4$	$5,5 \pm 0,3$
$B_s \rightarrow K^- K^+$	$49,8 \pm 0,5$	$33,0 \pm 0,8$	$5,8 \pm 0,5$

Tabela 3.6: Desempenho do SIS para o TDR de otimização do LHCb [33].

dades típicas de violação de CP no LHCb como: $\epsilon_{\text{eff}} \equiv \epsilon_{\text{tag}}(1 - 2\omega)^2$. É intuitivo entender que se $\omega = 0,5$ o SIS está sendo aleatório e, como não se consegue identificar o sabor do B estudado, é impossível fazer medidas de violação de CP. Assim como o *trigger*, o SIS está em constante modificação. Todavia, para se ter idéia dos valores em questão, os obtidos para o TDR de otimização do LHCb [33] são apresentados na tabela 3.6. Vale ressaltar que esses valores de ϵ_{eff} são bem melhores que os obtidos pelos detectores do Tevatron, que também funcionam num ambiente de colisões hadrônicas. Por exemplo, o experimento D0 obtém um valor de aproximadamente 2,5 [49].

Se mais de uma resposta para o SIS estiver disponível no evento, a carga do vértice secundário nunca é usada e o algoritmo de decisão é:

- Se existe a resposta de um lépton, ela é a escolhida;
- Se mais de um lépton foi selecionado no SIS, o de maior P_T dá a resposta final;
- Caso contrário, a decisão é feita pela resposta da maioria dos káons, independentemente de outras variáveis;
- Se existe um número igual de respostas dos káons, para sabores distintos, o sabor não é identificado.

Capítulo 4

Efeitos Sistemáticos da Seleção de Trigger na Identificação de Sabor

4.1 Introdução

Como dito na seção 3.2.11, um dos sistemas imprescindíveis para fazer medidas precisas de violação de CP é o que identifica o sabor do méson $B_{s,d}$ estudado (SIS-Sistema de Identificação de Sabor). Além de obter uma resposta para o sabor, é extremamente importante ter uma estimativa precisa da taxa de identificação errada (ω). A razão ω representa a probabilidade de termos uma resposta equivocada para o sabor do méson que gerou o decaimento estudado, no instante da criação do mesmo. Essa quantidade entra diretamente no cálculo das assimetrias de CP.

Para a medida de ω , os canais de decaimento podem ser separados em canais de controle e canais de sinal. Os de controle são aqueles para os quais é possível saber o sabor do méson estudado, no instante de decaimento, através de seus produtos. Já nos canais de sinal não se pode saber o sabor do méson que decaiu pelos seus produtos e, portanto, não se mede diretamente ω . Nesses casos, é preciso obter tal quantidade dos canais de controle.

$B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$	$B_s \rightarrow J/\psi \phi$	$B_s \rightarrow K^+ K^-$
$30,0 \pm 1,6$	$33,4 \pm 0,4$	$33,0 \pm 0,8$

Tabela 4.1: Valores de ω , obtidos da tabela verdade de MC para o TDR de Otimização, para os canais de controle e sinal estudados.

Uma comparação dos valores obtidos para o desempenho do SIS em diferentes canais de controle e sinal no TDR de Otimização [33] mostra diferenças claras. Por exemplo, usar $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$ como canal de controle para obter ω para $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-) \phi$ ou para $B_s \rightarrow K^+ K^-$, considerando que os valores seriam os mesmos, implicaria num grande erro sistemático, uma vez que os ω s obtidos diretamente da tabela verdade de Monte Carlo estão em desacordo, como mostrado na tabela 4.1.

Nesse capítulo, está apresentado o estudo que eu fiz sobre os efeitos sistemáticos causados pela seleção de *trigger* na identificação de sabor do LHCb. Além disso, foi proposto e testado um método para a correção de tais efeitos indesejáveis, conseguindo extrair corretamente o valor de ω para canais de sinal, a partir de um de controle. Esses resultados foram publicados em uma nota da colaboração [50]. Para obter os valores de ω nesse estudo, ao contrário do que vai ocorrer quando os dados reais estiverem sendo tomados, temos acesso e utilizamos a informação de MC para saber se um dado méson originou-se como um B_s ou como um \bar{B}_s .

Em princípio, tanto a eficiência de identificação de sabor (ϵ_{tag}) quanto ω deveriam ser as mesmas para um dado méson B, independentemente dos seus produtos de decaimento, contando que não haja nenhuma seleção que afete de maneira diferente o espaço de fase de tal hádrón para canais de decaimento distintos. Todavia, para dois canais diferentes, um canal de sinal e um de controle por exemplo, os produtos de decaimento estão diferentemente distribuídos no espaço de fase. Portanto, ao se aplicar a seleção de *trigger* nesses dois casos, o espaço de fase do B pode ser alterado de maneira desigual. Devido à correlação existente entre o B responsável pelo sinal e o resto do evento, especialmente

o outro quark b do par, criado junto com o responsável pelo B de sinal, essa mudança no espaço de fase faz com que não haja razão para esperar um mesmo desempenho do SIS para um canal de controle e um de sinal após a seleção de *trigger*. E pode-se esperar que tal efeito sistemático gere uma desigualdade ainda maior ao se aplicar as seleções específicas de cada canal, que possuem cortes distintos. A diferença total entre o desempenho de diversos canais pode ser vista em [33, 47].

A diferença em ϵ_{tag} pode ser medida diretamente em canais distintos, podendo, inclusive, servir de indicação de que o viés entre tais canais seja diferente. Por outro lado, é muito importante verificar a existência e tentar corrigir diferenças em ω , de maneira a se poder extrair corretamente tal valor para os canais de sinal a partir de canais de controle. O objetivo do trabalho de tese relatado nesse capítulo é mostrar os estudos que fiz nessa direção, sugerindo um possível método para solucionar as diferenças no espaço de fase produzidas pela seleção de *trigger*. Para isso, foi utilizado como canal de controle o $B_s \rightarrow D_s^-(K^+K^-\pi^-\pi^+)$ e como canais de sinal o $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$ e o $B_s \rightarrow K^+K^-$.

Foi escolhido fazer o estudo no nível de geração de eventos, usando o programa PYTHIA [31]. Isso foi feito para poder lidar somente com o viés causado no SIS, pela seleção do *trigger*, através de correlações cinemáticas entre as partículas, além de verificar que o método proposto para a correção é válido sem complicações desnecessárias. Somente foram tratados eventos com uma colisão pp , mas os demais parâmetros utilizados [51] no PYTHIA são os mesmos da simulação para o TDR de reotimização. Sendo assim, não é objetivo desse estudo obter valores individuais para ϵ_{tag} e ω que reproduzam as futuras medidas do LHCb e sim corrigir incompatibilidades entre os diferentes canais de decaimento. Outros efeitos que podem contribuir para o viés no experimento ¹ podem ser adicionados futuramente, na simulação completa existente do LHCb.

¹como a ineficiência de reconstrução de traços, identificação de partículas e principalmente a seleção específica de cada canal.

Partícula	Corte no estudo	corte na simulação completa
μ	$P_T > 1,2 \text{ GeV}/c$	$P_T > 1,3 \text{ GeV}/c$
e	$P_T > 2,6 \text{ GeV}/c$	$E_T > 2,6 \text{ GeV}$
hádron	$P_T > 3,5 \text{ GeV}/c$	$E_T > 3,5 \text{ GeV}$

Tabela 4.2: Cortes aplicados em P_T e E_T usados como L0, nesse estudo no nível de gerador de eventos e na simulação completa do LHCb, respectivamente.

4.2 Simulação do *Trigger* e do SIS

4.2.1 Trigger

Trabalhando diretamente no gerador de eventos, se torna necessário simular as decisões do *trigger*. Como o HLT age mais como uma seleção específica para cada canal e quando esse estudo começou ainda não havia uma definição de como seria estruturado, somente o L0 e o L1 foram tratados. Como um dos objetivos é evitar complicações desnecessárias, foi tentado simular tais níveis de uma maneira simples. Para tanto, foram utilizadas diretamente as variáveis de Monte Carlo geradas, com excessão do parâmetro de impacto (I_P) em relação ao vértice primário (VP), no qual foi aplicada uma suavização como função do momento transverso (P_T) da partícula em questão.

Para o L0 não foi utilizado nenhum veto, principalmente porque só estão sendo tratados eventos de canais físicos, que não necessitam ser vetados. Portanto procuro o múon, o elétron ou pósitron e o hádron de maior P_T dentro da cobertura geométrica do LHCb. Essa cobertura foi considerada como sendo a extrapolação dos traços, em uma linha reta, até uma das estações de Traço para o *Trigger*, TTb. Os cortes aplicados a essas partículas são parecidos com os feitos pela simulação completa, descritos na subseção 3.2.10, como mostra a tabela 4.2.

Já para o L1, é feita a soma $\sum \ln P_T$ das duas partículas de maior P_T , com $I_P > 200\mu\text{m}$, dentro da cobertura geométrica do LHCb. O valor do corte é definido para que

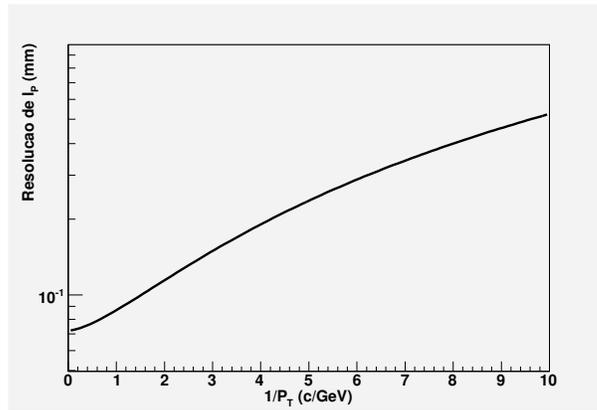


Figura 4.1: Suavização do parâmetro de impacto em relação ao vértice primário, como função do P_T , aplicada ao valor de MC.

40 kHz do total dos eventos sejam aceitos. Uma suavização no I_P é feita, em especial para evitar os valores de I_P nulos. É adicionado ao valor de MC um valor sorteado, a partir de uma distribuição gaussiana, com uma resolução que depende do P_T , mostrada na figura 4.1 e obtida através da fórmula [52]:

$$\sigma(I_P)[\text{mm}] = 0,072 + (206 \times \ln P_T[\text{MeV}/c] - 1,27) \times (P_T[\text{MeV}/c])^{-1,66} \quad (4.1)$$

Para levar em conta o viés causado pelo *trigger* de di-múon nos canais com di-múon, que é o caso de um dos canais de sinal estudados, um evento que tenha dois múons dentro da aceitação geométrica do detector é considerado aceito pelo L1, independentemente da $\sum \ln P_T$.

As eficiências de *trigger* obtidas nessa simulação simples são comparadas com as já mostradas no capítulo 3 para os canais estudados na tabela 4.3. Nessa tabela, também estão mostrados o número total de eventos gerados e a eficiência da geometria do experimento (ϵ_{geo}), que corresponde a ter todos os produtos do B_s dentro da cobertura geométrica. Assim como no caso completo, a seleção é feita sequencialmente, de modo que só eventos dentro da cobertura geométrica podem ser aceitos pelo L0 e só os que passarem por este são considerados pelo L1.

Canal	$B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$	$B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-) \phi$	$B_s \rightarrow K^+ K^-$
# Evt	17,8 M	12 M	14,5 M
ϵ_{geo}	$12,193 \pm 0,008$	$12,271 \pm 0,009$	$14,829 \pm 0,009$
ϵ_{L0}	$59,11 \pm 0,03$	$99,421 \pm 0,006$	$79,98 \pm 0,03$
TDR ϵ_{L0}	$49,4 \pm 0,6$	$89,7 \pm 0,1$	$51,8 \pm 0,3$
ϵ_{L1}	$65,75 \pm 0,04$	100 ± 0	$60,21 \pm 0,04$
TDR ϵ_{L1}	$63,0 \pm 0,9$	$71,4 \pm 0,2$	$60,0 \pm 0,4$

Tabela 4.3: Quantidade de eventos gerados, com os produtos dentro da cobertura geométrica considerada e as eficiências de *trigger* para os canais estudados. Estes são comparados com as eficiências obtidas em [45] (TDR do *Trigger*). As incertezas são estatísticas.

É possível verificar que já existe uma pequena diferença em ϵ_{geo} entre canais distintos. Essa diferença pode trazer também diferentes desempenhos de SIS, de uma maneira parecida com a seleção específica dos canais de decaimento. Um efeito importante presente é o de haver 100 % na eficiência de L1 para o $B_s \rightarrow J/\psi \phi$. Isso se dá por causa da implementação do *trigger* de di-múon: todos os eventos aceitos geometricamente terão, necessariamente, os dois múons dentro da cobertura do LHCb e, portanto, serão aceitos no L1, se tiverem passado também pelo L0. Esse efeito vai potencialmente aumentar a diferença no viés de SIS entre dois canais diferentes, uma vez que ele implica em não haver nenhuma exigência cinemática sendo feita em L1 para o canal $B_s \rightarrow J/\psi \phi$. Sendo assim, lembrando que o objetivo é corrigir tal diferença, esse efeito é aceitável e talvez até desejável.

4.2.2 SIS

Uma simulação parecida com a do *trigger* foi feita para imitar a identificação de sabor. Os mesmos cortes usados na simulação completa, apresentados na seção 3.2.11, foram aplicados. Portanto, para a identificação pelo outro B, um lépton com $P > 5 \text{ GeV}/c$ e $P_T > 1,2 \text{ GeV}/c$ ou um káon com $P > 3 \text{ GeV}/c$, $P_T > 0,4 \text{ GeV}/c$ e $\frac{I_P}{\sigma} > 3,7$, dentro da cobertura geométrica, foram consideradas partículas do SIS. Onde o I_P é em relação ao VP e foi mais uma vez suavizado, da mesma forma descrita na subseção anterior.

O mesmo foi feito para a identificação pelo próprio B: um káon com $P > 4 \text{ GeV}/c$, $P_T > 0,4 \text{ GeV}/c$, $\frac{I_P}{\sigma} < 2,5$ (com a mesma suavização de antes), $|\Delta\eta| < 1$, $|\Delta\varphi| < 1$, 1 e $|\Delta m| < 1,5 \text{ GeV}/c^2$ foi considerado como resposta do SIS. A diferença na pseudo-rapidez e no ângulo polar φ são entre o káon e o B_s . A diferença na massa é entre o B_s e a combinação $B_s K$.

Nessa simulação não foi utilizada a carga do vértice secundário e, além disso, outra diferença com a simulação completa acontece se mais de uma partícula for aceita pelo SIS. Nesse caso, a resposta é dada pela maioria simples, não importando o tipo de partícula que serviu para dar a resposta. Se existe um número igual de respostas para B_s e \bar{B}_s , o sabor do B nesse evento não é identificado.

Os resultados obtidos para a eficiência de SIS (ϵ_{tag}) e para a taxa de identificação errada (ω) são mostrados, para cada passo da seleção, na tabela 4.4 para o SIS total e na 4.5 para cada categoria de SIS, junto com eficiência efetiva de SIS (ϵ_{eff}) para eventos aceitos em todas as seleções.

Os resultados para o desempenho do SIS na simulação simplificada mostram que mesmo antes do *trigger* atuar, os canais já possuem valores ligeiramente diferentes, introduzidos pelo káon do próprio B (K_{same}). Tal fato pode ser entendido ao se observar os diferentes valores de ϵ_{geo} na tabela 4.3 e lembrando que esse káon está diretamente ligado, através dos cortes a ele aplicados, ao espaço de fase do B_s responsável pelo decaimento estudado. Todavia, o efeito mais interessante pode ser observado ao acompanhar os valo-

Seleção		$B_s \rightarrow D_s \pi$	$B_s \rightarrow J/\psi \phi$	$B_s \rightarrow KK$
Geo	ϵ_{tag}	$39,96 \pm 0,03$	$40,27 \pm 0,04$	$39,03 \pm 0,03$
	ω	$26,69 \pm 0,05$	$27,07 \pm 0,06$	$26,77 \pm 0,05$
L0	ϵ_{tag}	$45,14 \pm 0,04$	$40,33 \pm 0,04$	$41,72 \pm 0,04$
	ω	$25,10 \pm 0,06$	$27,05 \pm 0,06$	$26,10 \pm 0,05$
L1	ϵ_{tag}	$47,15 \pm 0,05$	$40,33 \pm 0,04$	$43,72 \pm 0,05$
	ω	$24,63 \pm 0,07$	$27,05 \pm 0,06$	$25,65 \pm 0,06$
	ϵ_{eff}	$12,14 \pm 0,03$	$8,49 \pm 0,02$	$10,37 \pm 0,03$

Tabela 4.4: Eficiência de SIS e taxa de identificação errada para eventos na geometria do detector, selecionados por L0 e L1 para os canais de controle e sinal. A eficiência efetiva também é mostrada para os eventos que passaram em L1.

res de ϵ_{tag} e ω ao longo do processo de seleção do *trigger*. Neste, pode-se verificar como as diferenças entre os canais aumentam para K_{same} e são introduzidas no SIS pelo outro B. Esse fato torna o desempenho total de SIS completamente diferente entre o $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$ e os canais de sinal. Portanto, assim como na simulação completa, estaria-se cometendo um erro ao aplicar cegamente o valor de ω obtido no canal de controle diretamente aos canais de sinal.

Com uma simulação simples do *trigger* e do SIS no nível de gerador de eventos, foi possível criar claras diferenças no viés causado pela seleção de *trigger* no SIS num canal de controle e em canais de sinal. Mais uma vez vale lembrar que o objetivo do estudo não é reproduzir os valores obtidos na simulação completa e sim corrigir os efeitos sistemáticos de maneira a obter corretamente ω para os canais de sinal, a partir do canal de controle.

		μ			e		
Sel		$B_s \rightarrow D_s\pi$	$B_s \rightarrow J/\psi\phi$	$B_s \rightarrow KK$	$B_s \rightarrow D_s\pi$	$B_s \rightarrow J/\psi\phi$	$B_s \rightarrow KK$
Geo	ϵ_{tag}	$4,77 \pm 0,01$	$4,78 \pm 0,02$	$4,77 \pm 0,01$	$4,88 \pm 0,01$	$4,93 \pm 0,02$	$4,89 \pm 0,01$
	ω	$25,6 \pm 0,1$	$25,8 \pm 0,2$	$25,4 \pm 0,1$	$26,2 \pm 0,1$	$26,3 \pm 0,2$	$26,1 \pm 0,1$
L0	ϵ_{tag}	$8,07 \pm 0,02$	$4,81 \pm 0,02$	$5,97 \pm 0,02$	$5,88 \pm 0,02$	$4,94 \pm 0,02$	$5,21 \pm 0,02$
	ω	$25,6 \pm 0,1$	$25,8 \pm 0,2$	$25,4 \pm 0,1$	$25,8 \pm 0,2$	$26,3 \pm 0,2$	$25,8 \pm 0,1$
L1	ϵ_{tag}	$9,43 \pm 0,03$	$4,81 \pm 0,02$	$7,23 \pm 0,03$	$6,74 \pm 0,03$	$4,94 \pm 0,02$	$6,14 \pm 0,02$
	ω	$26,5 \pm 0,2$	$25,8 \pm 0,2$	$26,5 \pm 0,2$	$26,7 \pm 0,2$	$26,3 \pm 0,2$	$26,7 \pm 0,2$
	ϵ_{eff}	$2,08 \pm 0,01$	$1,13 \pm 0,01$	$1,60 \pm 0,01$	$1,46 \pm 0,01$	$1,10 \pm 0,01$	$1,33 \pm 0,01$
		K_{opp}			K_{same}		
Sel		$B_s \rightarrow D_s\pi$	$B_s \rightarrow J/\psi\phi$	$B_s \rightarrow KK$	$B_s \rightarrow D_s\pi$	$B_s \rightarrow J/\psi\phi$	$B_s \rightarrow KK$
Geo	ϵ_{tag}	$10,19 \pm 0,02$	$10,26 \pm 0,02$	$10,24 \pm 0,02$	$29,09 \pm 0,03$	$29,39 \pm 0,04$	$27,79 \pm 0,03$
	ω	$19,89 \pm 0,08$	$19,8 \pm 0,1$	$19,83 \pm 0,08$	$31,09 \pm 0,06$	$31,63 \pm 0,07$	$31,42 \pm 0,06$
L0	ϵ_{tag}	$10,69 \pm 0,03$	$10,26 \pm 0,03$	$10,30 \pm 0,02$	$32,56 \pm 0,04$	$29,43 \pm 0,04$	$30,15 \pm 0,03$
	ω	$19,5 \pm 0,1$	$19,7 \pm 0,1$	$19,7 \pm 0,1$	$29,28 \pm 0,07$	$31,61 \pm 0,07$	$30,48 \pm 0,06$
L1	ϵ_{tag}	$12,83 \pm 0,04$	$10,26 \pm 0,03$	$12,94 \pm 0,03$	$32,63 \pm 0,05$	$29,43 \pm 0,04$	$29,73 \pm 0,04$
	ω	$19,3 \pm 0,1$	$19,7 \pm 0,1$	$19,6 \pm 0,1$	$29,09 \pm 0,09$	$31,61 \pm 0,07$	$30,58 \pm 0,08$
	ϵ_{eff}	$4,83 \pm 0,02$	$3,78 \pm 0,02$	$4,77 \pm 0,02$	$5,70 \pm 0,02$	$3,98 \pm 0,02$	$4,47 \pm 0,02$

Tabela 4.5: Eficiência de SIS e taxa de identificação errada para eventos dentro do detector, selecionados pelo L0 e pelo L1 para cada um dos canais de sinal e controle estudados, separados de acordo com o tipo de partícula que gerou a resposta do SIS. A eficiência efetiva também é mostrada para os eventos selecionados em L1.

4.3 A Correlação

Como já foi mencionado, a diferença no desempenho do SIS entre os canais poderia ser esperada e deve se originar na diferença no espaço de fase dos hádrons B, tanto o responsável pelo decaimento estudado quanto o outro criado com este. As figuras 4.2 e 4.3 mostram a comparação do P_T e do tempo próprio de decaimento (τ), tanto para o B estudado quanto para o outro B, entre o canal de controle e o $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$ depois da seleção do *trigger*. Vê-se que, de fato, o espaço de fase do B de sinal foi transformado de uma maneira completamente diferente nos dois canais. Este fato poderia ser facilmente previsto, mas uma consequência menos óbvia é que a seleção de *trigger* também alterou, de maneira diversa nos dois canais, o espaço de fase do outro B.

Corrigir as diferenças no espaço de fase dos Bs deve ser suficiente para também acabar com a discrepância em ω . Porém, quando o experimento estiver funcionando, nem sempre os dois Bs serão reconstruídos. Por esse motivo, não podemos usar a informação do outro B na correção, uma vez que as únicas informações que estarão sempre disponíveis são as que dizem respeito ao B responsável pelo decaimento estudado. A solução pode ser que, corrigindo o espaço de fase somente do B responsável pelo sinal, mas levando-se em conta corretamente a correlação entre o par $b\bar{b}$ criado, a taxa de identificação errada seja também corrigida.

A maioria dos cortes aplicados pelo *trigger* são no P_T das partículas. Portanto, deve-se esperar que essa seja a variável do B_s mais afetada pela seleção. Por isso, a idéia é tentar corrigir somente as distribuições de P_T . Todavia, como mostrado pela figura 4.3 estamos lidando com amostras de vieses bem diferentes em τ . Tal diferença pode ser explicada por causa do *trigger* de di-múon: o $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$ sempre vai ser aceito pelo L1 enquanto o canal de controle também é selecionado pelos produtos do outro B. Uma vez que é exigido um corte de I_P no L1, o outro B deverá ter um tempo de vida mínimo. Isso significa que, sem saber o espaço de fase do outro B, não deveria ser possível corrigir ω somente com o B responsável pelo sinal. Para prosseguir com o estudo, os eventos

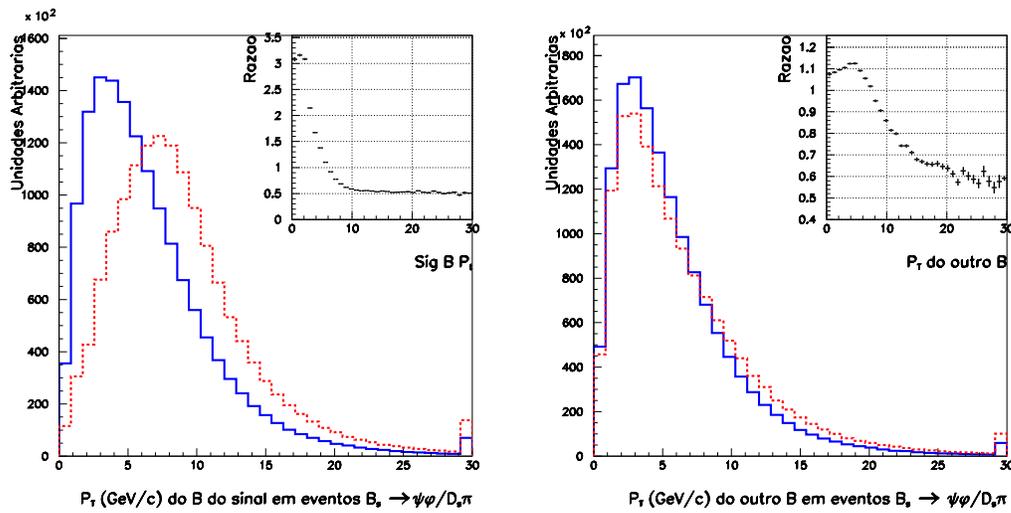


Figura 4.2: Distribuições de P_T para o B responsável pelo sinal estudado, à esquerda, e o outro B, à direita, para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ (linha sólida) depois da seleção de *trigger*. Os eventos que excedem a escala em x foram agrupados no último bin. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre os histogramas é mostrada no canto superior direito de cada gráfico.

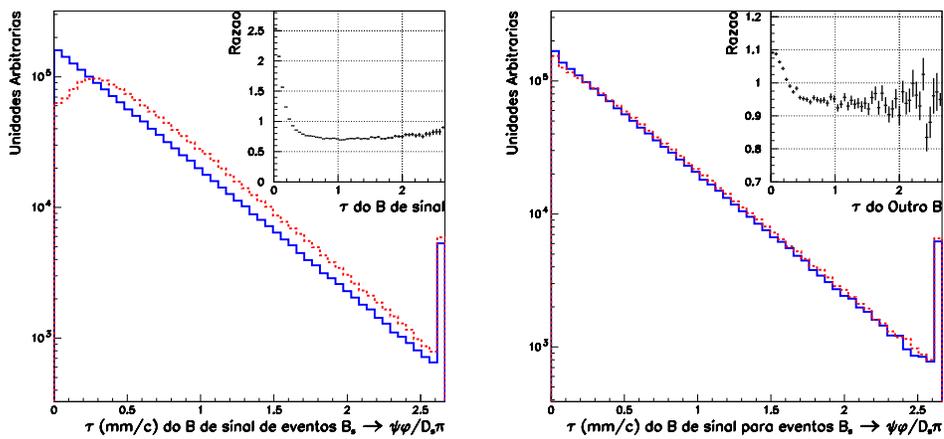


Figura 4.3: Distribuições de τ para o B responsável pelo sinal estudado, à esquerda, e o outro B, à direita, para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ (linha sólida) depois da seleção de *trigger*. Os eventos que excedem a escala em x foram agrupados no último bin. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre os histogramas é mostrada no canto superior direito de cada gráfico.

foram separados segundo categorias, de acordo com a seleção de *trigger*, de maneira a possibilitar a correção desejada.

4.3.1 Categorias de *Trigger*

A diferença óbvia na seleção do *trigger* entre canais distintos é introduzida quando os produtos do sinal são diretamente responsáveis pela escolha. Por esse motivo é feita uma divisão de cada nível de *trigger* em 3 categorias:

- Trigger Independente do Sinal (TIS) - A categoria TIS (*Trigger Independent of Signal*) é aquela na qual os eventos seriam selecionados pelo *trigger* mesmo que os produtos do B de sinal estudado não estivessem presentes no evento.
- Trigger no Sinal (TOS) - A categoria TOS (*Trigger On Signal*) é aquela na qual os eventos são, ou seriam, selecionados aplicando os cortes somente nos produtos de decaimento do B de sinal estudado.
- Trigger nos Dois (TOB) - A categoria TOB (*Trigger On Both*) é aquela na qual os eventos são selecionados e não se encaixam nas outras duas. Isso significa que tais eventos precisam tanto dos produtos do B estudado quanto do resto do evento para serem aceitos.

A maneira como essa divisão em categorias é feita está mostrada num diagrama, na tabela 4.6. A partir das definições e do diagrama de fluxo é possível inferir que um evento pode ser do tipo TIS e TOS ao mesmo tempo mas a categoria TOB é exclusiva.

Pela estrutura da divisão, pode-se esperar que nos eventos do tipo TOS, nos quais as exigências cinemáticas foram aplicadas somente ao sinal, o espaço de fase do B de sinal seja afetado drasticamente. Isso pode ocorrer, inclusive, de maneira diversa entre

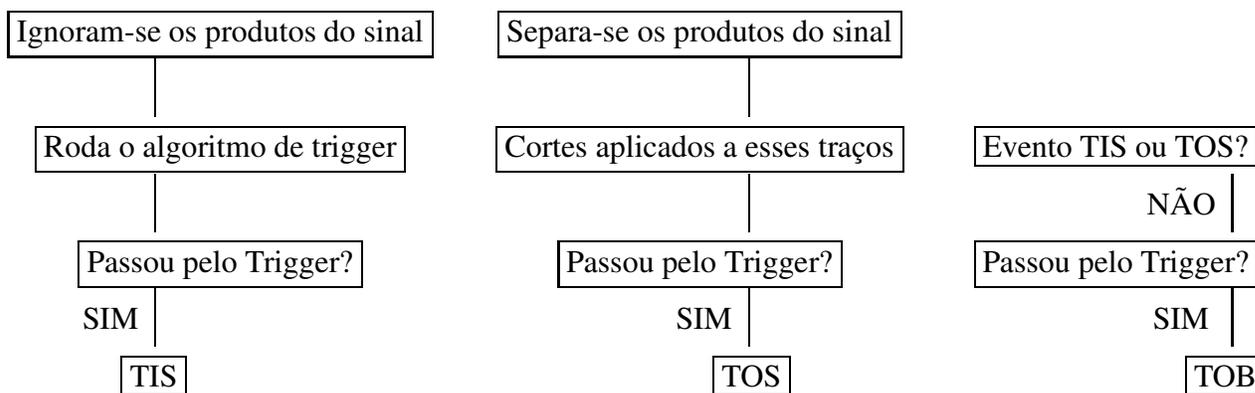


Tabela 4.6: Diagrama mostrando como a divisão nas categorias de *trigger* é feita.

diferentes canais de decaimento. Essa mudança deve afetar também o resto do evento. Contudo, tal alteração na parte responsável pelo SIS ocorre somente via correlação com o B de sinal. Portanto, ao se comparar o desempenho de identificação de sabor de um canal de controle com um de sinal, num volume infinitesimal do espaço de fase do B de sinal, devemos encontrar valores compatíveis.

Num evento do tipo TIS, todas as exigências foram feitas independentemente dos produtos do B estudado. Por esse motivo, o espaço de fase da parte do evento responsável pela identificação de sabor deve ser alterada de maneira significativa, juntamente com o desempenho de SIS. Apesar disso, uma vez que a parte diretamente ligada ao sinal foi ignorada na seleção, o efeito deve ser o mesmo para quaisquer canais de decaimento. Portanto, espera-se que eventos do tipo TIS tenham o mesmo desempenho de SIS para um dado canal de sinal e outro de controle.

Os eventos foram divididos em duas amostras. Na primeira, o SIS deve depender apenas do espaço de fase do sinal e pode, portanto, ter seu desempenho corrigido usando apenas a parte ligada ao B de sinal, à qual teremos sempre acesso completo no experimento. Na outra amostra, a parte responsável pela identificação de sabor, à qual não teremos acesso completo, deve ter sido bastante alterada, porém, de maneira igual para os canais.

Os demais eventos são colocados na categoria TOB. O tratamento dos efeitos sistemáticos para que seja possível obter o desempenho de SIS para os canais de sinal corretamente é bem mais complicado. Isso ocorre pois nesse tipo de evento os cortes são aplicados tanto nos produtos de sinal quanto no resto do evento ao mesmo tempo. Dessa forma, o raciocínio usado para explicar o porquê da necessidade da separação em categorias se aplica. Todavia, o mesmo método de correção aplicado às outras categorias será usado.

A divisão dos eventos em categorias se aplica a cada nível de *trigger*. Portanto, teríamos em princípio 9 diferentes categorias: L0 e L1 TOS, L0 TOS e L1 TIS etc. Entretanto, só existem cortes de 1 partícula no L0, fazendo com que não seja possível haver eventos do tipo L0 TOB. Além disso, por termos uma eficiência de 100 % do *trigger* de di-múon, também não haverá eventos do tipo L1 TOB para o $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$.

Para fazer a correção é preciso termos categorias exclusivas, o que não é o caso para TIS e TOS. Para resolver esse problema é necessário lembrar que antes de qualquer seleção ser feita, o desempenho de SIS deve ser o mesmo para quaisquer canais. Após aplicarmos uma seleção do tipo TIS, já foi dito que as mudanças devem acontecer de maneira igual para os canais. Da mesma forma, os eventos que não foram aceitos por tal seleção também devem ter desempenhos iguais. Aplicando-se, então, uma seleção do tipo TOS nesses eventos restantes deve aparecer uma diferença no desempenho de SIS entre os canais. Entretanto, tal diferença deve-se somente à correlação entre o B de sinal e o resto do evento, significando que uma correção pelo espaço de fase do B de sinal deve ser suficiente para corrigir também os valores de SIS. De agora em diante, quando me referir a TOS estarei tratando à categoria “TOS e não TIS”. As categorias exclusivas de *trigger* tratadas serão:

1. L0 TIS & L1 TIS
2. L0 TIS & L1 TOS

Canal	$\frac{\epsilon_{LOTOS}}{\epsilon_{L0}}$	$\frac{\epsilon_{LOTIS}}{\epsilon_{L0}}$
$B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$	$64,54 \pm 0,06$	$35,46 \pm 0,05$
$B_s \rightarrow J/\psi\phi$	$78,92 \pm 0,05$	$21,08 \pm 0,07$
$B_s \rightarrow K^- K^+$	$74,18 \pm 0,05$	$25,82 \pm 0,04$

Tabela 4.7: Contribuições das 2 categorias exclusivas de L0 para eventos dentro da cobertura geométrica para os canais de sinal e controle utilizados no estudo.

3. L0 TIS & L1 TOB
4. L0 TOS & L1 TIS
5. L0 TOS & L1 TOS
6. L0 TOS & L1 TOB

A contribuição de cada uma das categorias exclusivas é mostrada nas tabelas 4.7 para a seleção em L0 e 4.8 para L1. Nestas, pode-se ver as contribuições das diferentes categorias para cada um dos canais. Um ponto importante, já mencionado, é a ausência de eventos TOB para o canal $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$.

4.4 $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$

Para começar com menos categorias e também para evitar os eventos TOB, que são mais difíceis de serem tratados, primeiro foi tentada a correção de ω entre o $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$ e o canal de controle.

A partir do raciocínio dado para explicar a separação em categorias, são esperados comportamentos diferentes para elas. Por exemplo, na amostra completamente TIS, os espaços de fase tanto do B de sinal quanto do outro B presente no evento, devem ser

	L0 TOS		
	L1 TOS	L1 TIS	L1 TOB
$B_s \rightarrow D_s\pi$	$39,89 \pm 0,05$	$13,04 \pm 0,03$	$8,12 \pm 0,03$
$B_s \rightarrow \psi\phi$	$64,89 \pm 0,04$	$14,03 \pm 0,03$	0 ± 0
$B_s \rightarrow KK$	$32,19 \pm 0,04$	$16,93 \pm 0,03$	$22,39 \pm 0,03$
	L0 TIS		
	L1 TOS	L1 TIS	L1 TOB
$B_s \rightarrow D_s\pi$	$20,19 \pm 0,06$	$14,09 \pm 0,05$	$4,67 \pm 0,03$
$B_s \rightarrow \psi\phi$	$15,09 \pm 0,06$	$5,99 \pm 0,04$	0 ± 0
$B_s \rightarrow KK$	$9,22 \pm 0,04$	$11,41 \pm 0,05$	$7,86 \pm 0,04$

Tabela 4.8: O percentual de eventos em cada uma das categorias exclusivas de *trigger* para os canais de sinal e controle.

igualmente preenchidos para canais diferentes. A figura 4.4 mostra as distribuições de P_T para esses dois hádrons em eventos aceitos por uma seleção L0 e L1 do tipo TIS.

Nos gráficos mostrados na figura 4.4 é possível ver que as diferenças entre os canais são pequenas porém existem. Isso ocorre porque sempre está presente o requisito da cobertura geométrica. Como as exigências são aplicadas nos produtos de decaimento do B de sinal, essa pode ser pensada como uma seleção do tipo TOS. Olhando os valores para as eficiências de tal seleção, na tabela 4.3, deve-se esperar que essas diferenças sejam pequenas. Também, por ser do tipo TOS, o espaço de fase do B_s estudado deve ser mais alterado do que o do outro B. As distribuições de P_T para eventos dentro da cobertura geométrica do detector estão apresentadas na figura 4.5. Nestas, é possível verificar (especialmente olhando para as razões) que ambas as previsões são confirmadas.

Ao contrário do que ocorre para os eventos TIS, nos casos em que a seleção é toda do tipo TOS, espera-se uma diferença importante no viés entre os canais. A figura 4.6

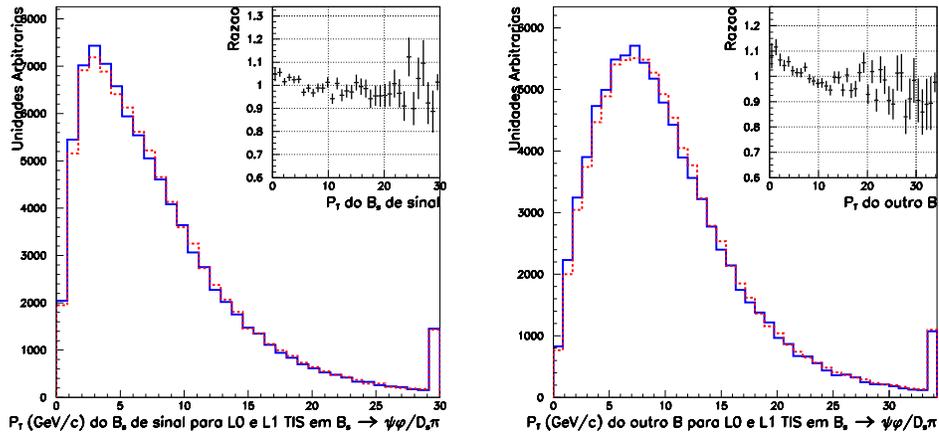


Figura 4.4: Distribuições de P_T para o B de sinal, à esquerda, e para o outro B, à direita, para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ (linha sólida) depois de uma seleção de *trigger* do tipo TIS em L0 e L1. Os eventos que excedem a escala em x foram agrupados no último bin. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre as distribuições é mostrada no topo direito de cada gráfico.

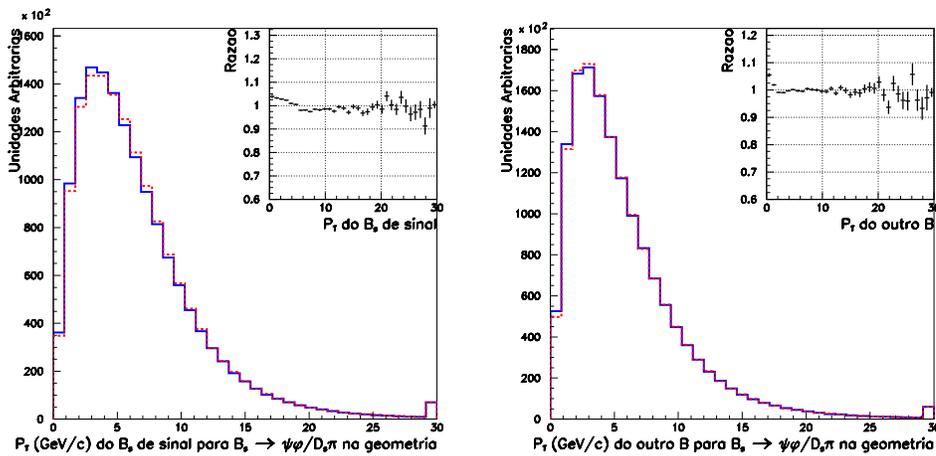


Figura 4.5: Distribuições de P_T para o B de sinal, à esquerda, e para o outro B, à direita, para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ (linha sólida) em eventos dentro da cobertura geométrica do detector. Os eventos que excedem a escala em x foram agrupados no último bin. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre as distribuições é mostrada no topo direito de cada gráfico.

mostra as distribuições de momento linear transverso para as amostras dos dois canais, selecionadas como TOS em ambos os níveis de *trigger* tratados. Nesses gráficos, vê-se com clareza que, de fato, a seleção TOS faz os espaços de fase dos canais ficarem bem diferentes, enquanto na seleção TIS o efeito é bem menor. As distribuições de P_T das categorias restantes são mostradas nas figuras 4.7 e 4.8.

Pode-se concluir claramente das distribuições que a seleção de L0 é a maior responsável por criar a desigualdade no P_T dos canais. Isso pode ser dito já que em ambas as amostras selecionadas como L0 TOS, as distribuições são bem diferentes. Por outro lado, para as categorias com L0 TIS elas são bem mais parecidas, mesmo para a categoria com L1 TOS. Também por esse motivo, nas distribuições do B de sinal, as diferenças são bem mais marcantes do que as do outro B. Essa é uma boa indicação de que o SIS pelo outro B será menos afetado, como será mostrado mais adiante.

Outra variável importante para o SIS é o tempo próprio de decaimento do outro B. Se a escolha de sabor foi feita baseada nos produtos desse méson, um maior τ se traduzirá numa maior probabilidade de ter havido a oscilação antes do decaimento. Evidentemente, se o outro B oscilou, provavelmente a resposta de SIS será equivocada. A diferença em τ entre os canais já foi mostrada na figura 4.3 para a amostra total. Assim como para o P_T , em cada uma das categorias o efeito em τ será diferente.

Como τ não depende das variáveis cinemáticas, o τ do outro B não deve ser afetado por uma seleção do tipo TOS. Por outro lado, o corte em I_P feito pelo L1 deve alterar o τ do B de sinal. Ambas as previsões podem ser comprovadas na figura 4.9. Como o corte de I_P é feito somente pelo L1, o mesmo comportamento é esperado para os eventos da categoria L0 TIS e L1 TOS. As distribuições de τ dessa categoria estão apresentadas na figura 4.10.

Já para as categorias do tipo TIS em L1, espera-se que o viés causado no τ do outro B venha de uma outra seleção do tipo TOS. Isso ocorre uma vez que a seleção do tipo TOS deve ter alterado o espaço de fase antes dele ser analisado pelo L1. Por isso, ao se aplicar

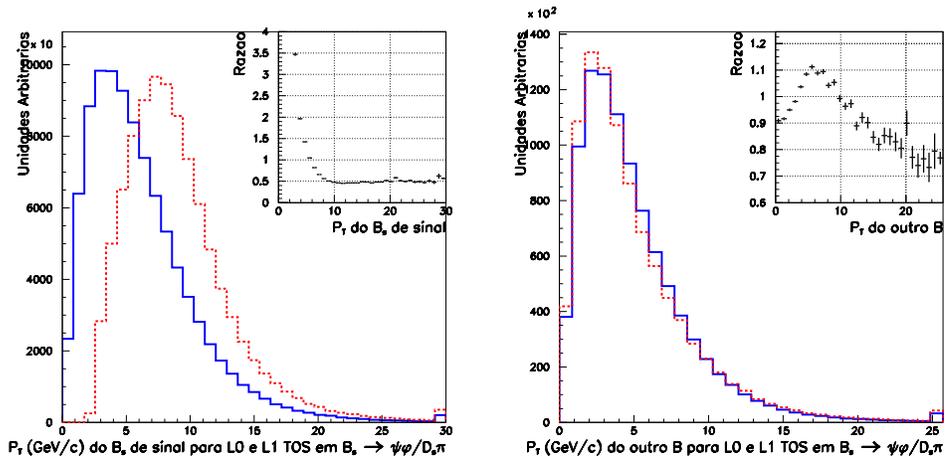


Figura 4.6: Distribuições de P_T para o B de sinal, à esquerda, e para o outro B, à direita, para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ (linha sólida) depois de uma seleção de *trigger* do tipo TOS em L0 e L1. Os eventos que excedem a escala em x foram agrupados no último bin. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre as distribuições é mostrada no topo direito de cada gráfico.

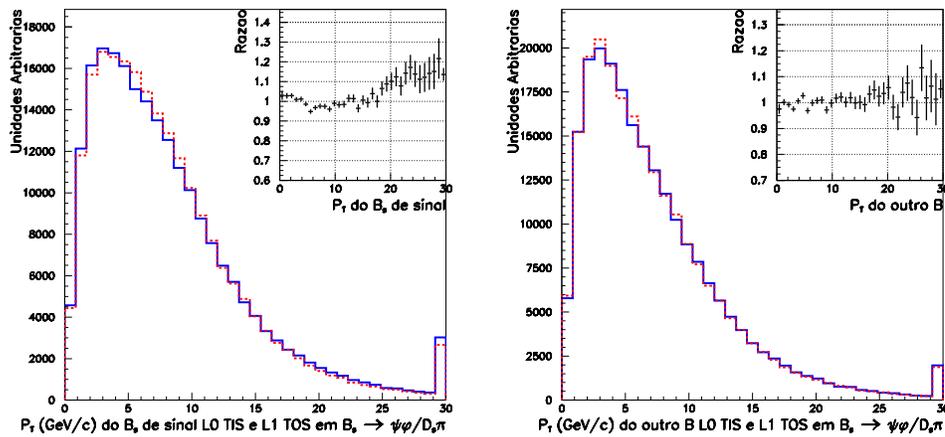


Figura 4.7: Distribuições de P_T para o B de sinal, à esquerda, e para o outro B, à direita, para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ (linha sólida) depois de uma seleção de *trigger* do tipo TIS em L0 e TOS em L1. Os eventos que excedem a escala em x foram agrupados no último bin. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre elas é mostrada no topo direito de cada gráfico.

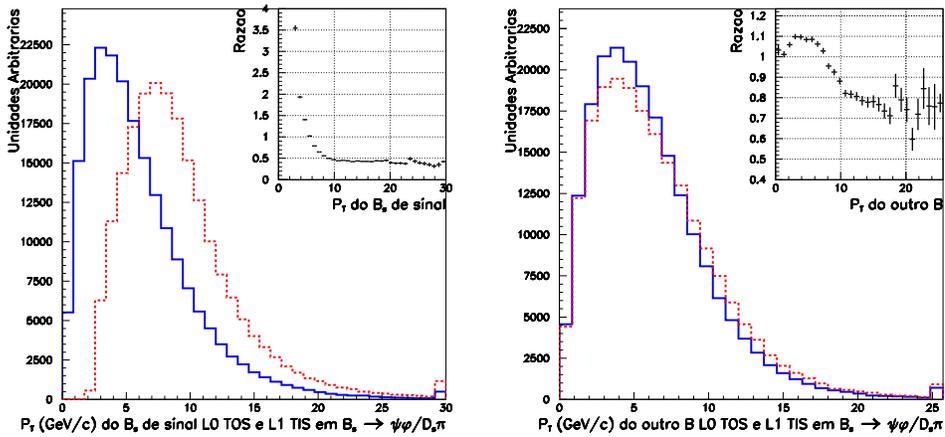


Figura 4.8: Distribuições de P_T para o B de sinal, à esquerda, e para o outro B, à direita, para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ (linha sólida) depois de uma seleção de *trigger* do tipo TOS em L0 e TIS em L1. Os eventos que excedem a escala em x foram agrupados no último bin. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre elas é mostrada no topo direito de cada gráfico.

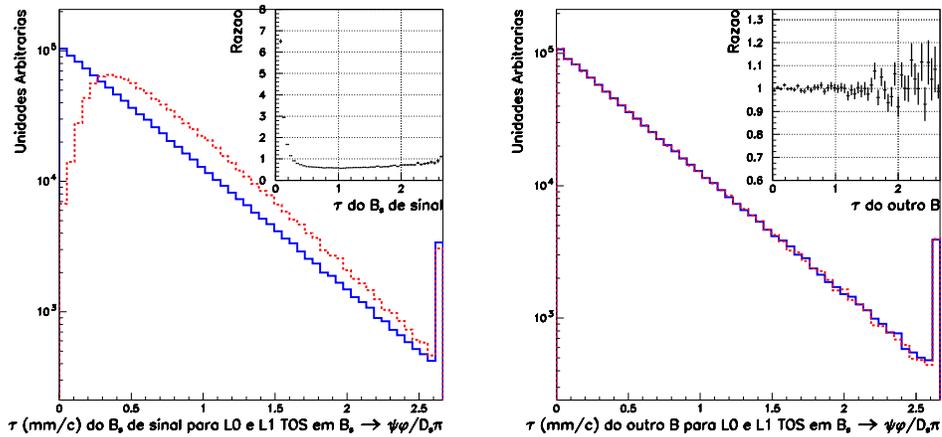


Figura 4.9: Distribuições de τ para o B responsável pelo sinal estudado, à esquerda, e o outro B, à direita, para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ (linha sólida) depois de uma seleção de *trigger* do tipo TOS em L0 e L1. Os eventos que excedem a escala em x foram agrupados no último bin. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre os histogramas é mostrada no canto superior direito de cada gráfico.

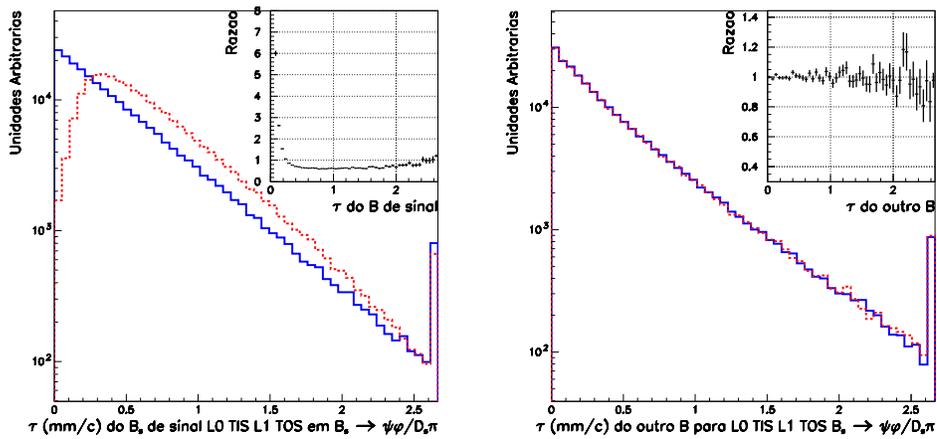


Figura 4.10: Distribuições de τ para o B responsável pelo sinal estudado, à esquerda, e o outro B, à direita, para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ (linha sólida) depois de uma seleção de *trigger* do tipo TIS em L0 e TOS em L1. Os eventos que excedem a escala em x foram agrupados no último bin. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre os histogramas é mostrada no canto superior direito de cada gráfico.

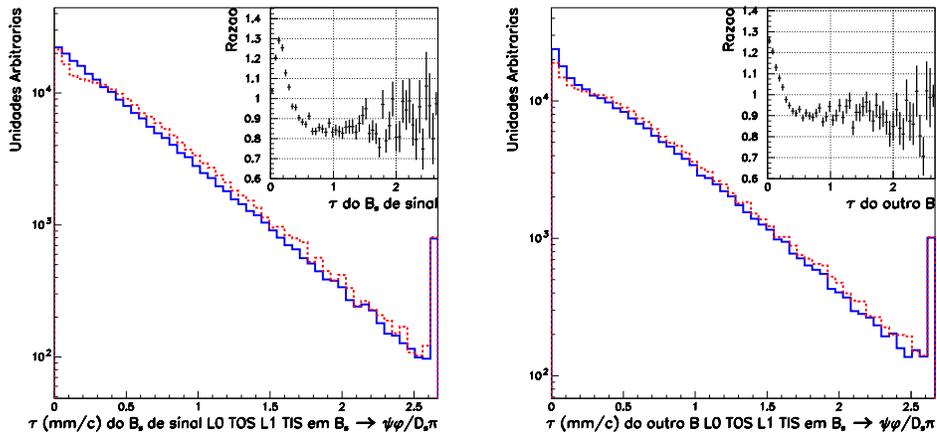


Figura 4.11: Distribuições de τ para o B responsável pelo sinal estudado, à esquerda, e o outro B, à direita, para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ (linha sólida) depois de uma seleção de *trigger* do tipo TOS em L0 e TIS em L1. Os eventos que excedem a escala em x foram agrupados no último bin. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre os histogramas é mostrada no canto superior direito de cada gráfico.

cortes de I_P nestes eventos, devemos ter vieses diferentes para cada canal. Dessa forma, é natural esperar que a desigualdade para a categoria L0 TOS seja maior que a TIS. Isso decorre do fato de a única seleção do tipo TOS na última ser a da cobertura geométrica do detector. Tal comportamento pode ser observado nas figuras 4.11 e 4.12.

Até aqui, foram sempre mostradas as distribuições para o B de sinal e o outro B produzido juntamente com ele. Isso foi feito já que a escolha do sabor pelo outro B deve ser feita com os produtos de decaimento deste hádron. Mas esse não é o caso da escolha pelo próprio B. O mesmo raciocínio apresentado até aqui deve se aplicar também a quaisquer partículas correlacionadas com o sinal. Isso quer dizer que, também para os káons utilizados na escolha de sabor pelo próprio B, espera-se claras desigualdades nos espaços de fase com L0 TOS e similares para L0 TIS. As distribuições de P_T desses káons são mostradas para todas as categorias nas figuras 4.13 e 4.14.

4.4.1 Resultados de SIS

Para procurar por discrepâncias no desempenho de SIS causadas por diferenças no espaço de fase, uma boa escolha de variável é o P_T do outro B. Isso se deve ao fato de os cortes do algoritmo de SIS serem aplicados nessa variável e por, no caso ideal, as partículas utilizadas para a decisão terem vindo desse hádron. Foi mostrada uma clara diferença nas distribuições dessa variável para canais distintos na seção anterior. Dessa forma, também se espera que o desempenho de SIS seja desigual, mesmo se forem comparados os valores dentro de uma mesma categoria de *trigger*. Tais valores estão apresentados na tabela 4.9 para o SIS total e na tabela 4.10 para cada uma das partículas diferentes usadas para a decisão de SIS, juntamente com os valores para o $B_s \rightarrow K^+K^-$.

Da tabela 4.9, vê-se que os desempenhos de SIS nos casos de uma seleção TIS em L0 são parecidos. Já em eventos onde a seleção de L0 foi do tipo TOS, criou-se uma considerável diferença entre os canais de controle e sinal. Esse era exatamente o comportamento esperado, já que traduz o mesmo comportamento apresentado pelo espaço de

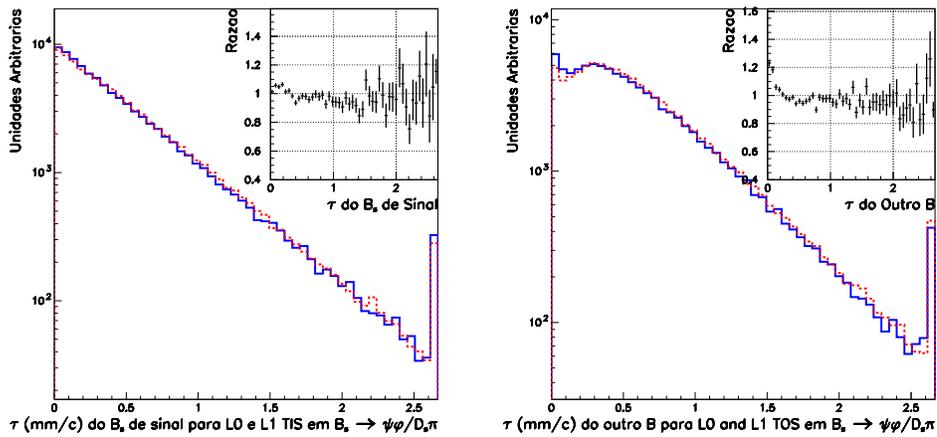


Figura 4.12: Distribuições de τ para o B responsável pelo sinal estudado, à esquerda, e o outro B, à direita, para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ (linha sólida) depois de uma seleção de *trigger* do tipo TIS em L0 e em L1. Os eventos que excedem a escala em x foram agrupados no último bin. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre os histogramas é mostrada no canto superior direito de cada gráfico.

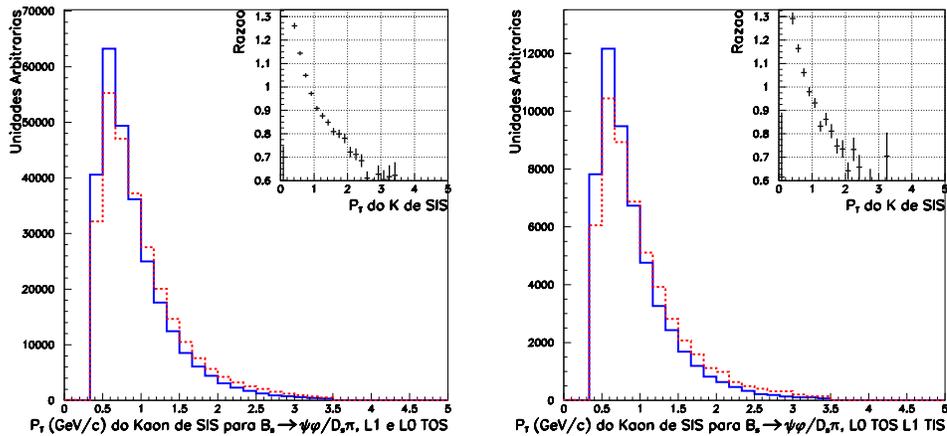


Figura 4.13: Distribuições de P_T para os káons utilizados na escolha de sabor pelo próprio B, para eventos com seleção do tipo TOS em L0. À esquerda são mostrados eventos L1 TOS e à direita L1 TIS para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ (linha sólida). Os eventos que excedem a escala em x foram agrupados no último bin. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre os histogramas é mostrada no canto superior direito de cada gráfico.

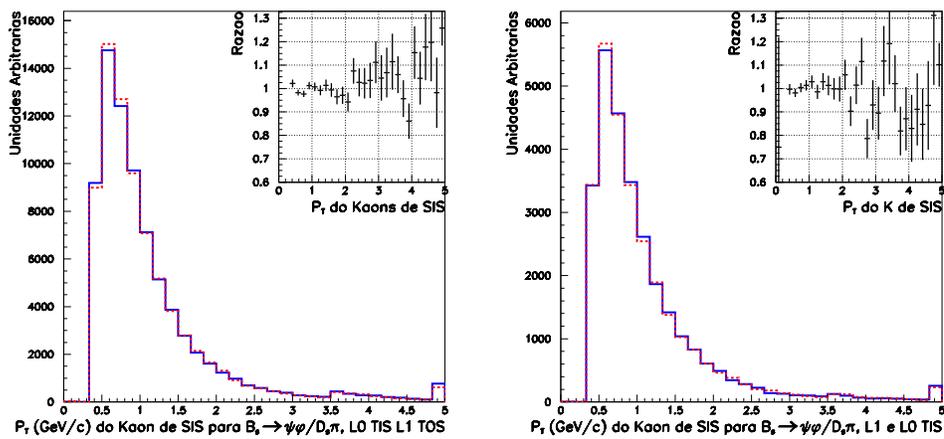


Figura 4.14: Distribuições de P_T para os káons utilizados na escolha de sabor pelo próprio B, para eventos com seleção do tipo TIS em L0. À esquerda são mostrados eventos L1 TOS e à direita L1 TIS para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ (linha sólida). Os eventos que excedem a escala em x foram agrupados no último bin. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre os histogramas é mostrada no canto superior direito de cada gráfico.

		L0 TIS		
canal		L1 TIS	L1 TOS	L1 TOB
$B_s \rightarrow D_s\pi$	ϵ_{tag}	$65,3 \pm 0,1$	$53,5 \pm 0,1$	$58,9 \pm 0,2$
	ω	$22,7 \pm 0,2$	$25,0 \pm 0,1$	$23,6 \pm 0,3$
	ϵ_{eff}	$19,4 \pm 0,1$	$13,40 \pm 0,08$	$16,4 \pm 0,2$
$B_s \rightarrow J/\psi\phi$	ϵ_{tag}	$64,2 \pm 0,2$	$54,1 \pm 0,1$	-
	ω	$23,2 \pm 0,2$	$25,2 \pm 0,1$	-
	ϵ_{eff}	$18,4 \pm 0,1$	$13,32 \pm 0,07$	-
$B_s \rightarrow K^+K^-$	ϵ_{tag}	$65,0 \pm 0,1$	$53,1 \pm 0,2$	$56,1 \pm 0,2$
	ω	$23,0 \pm 0,2$	$25,7 \pm 0,2$	$23,8 \pm 0,2$
	ϵ_{eff}	$19,0 \pm 0,1$	$12,6 \pm 0,1$	$15,4 \pm 0,1$
		L0 TOS		
canal		L1 TIS	L1 TOS	L1 TOB
$B_s \rightarrow D_s\pi$	ϵ_{tag}	$43,2 \pm 0,1$	$38,49 \pm 0,08$	$41,9 \pm 0,2$
	ω	$22,8 \pm 0,2$	$26,4 \pm 0,1$	$24,2 \pm 0,3$
	ϵ_{eff}	$12,8 \pm 0,1$	$8,54 \pm 0,05$	$11,1 \pm 0,1$
$B_s \rightarrow J/\psi\phi$	ϵ_{tag}	$36,8 \pm 0,1$	$35,68 \pm 0,05$	-
	ω	$25,2 \pm 0,2$	$28,76 \pm 0,08$	-
	ϵ_{eff}	$9,05 \pm 0,06$	$6,44 \pm 0,03$	-
$B_s \rightarrow K^+K^-$	ϵ_{tag}	$40,4 \pm 0,1$	$35,02 \pm 0,08$	$39,7 \pm 0,1$
	ω	$24,0 \pm 0,2$	$29,1 \pm 0,1$	$25,7 \pm 0,1$
	ϵ_{eff}	$10,94 \pm 0,07$	$6,11 \pm 0,04$	$9,37 \pm 0,06$

Tabela 4.9: Eficiência de SIS, taxa de identificação errada e poder de SIS para os canais estudados, em cada uma das categorias de *trigger*.

SIS		μ					
Trigger		$B_s \rightarrow D_s\pi$		$B_s \rightarrow J/\psi\phi$		$B_s \rightarrow K^+K^-$	
L0	L1	ϵ_{tag}	ω	ϵ_{tag}	ω	ϵ_{tag}	ω
TIS	TIS	$30,0 \pm 0,1$	$29,0 \pm 0,2$	$29,2 \pm 0,2$	$28,7 \pm 0,3$	$30,4 \pm 0,1$	$29,3 \pm 0,2$
TIS	TOS	$20,1 \pm 0,1$	$23,9 \pm 0,2$	$20,3 \pm 0,1$	$24,1 \pm 0,2$	$22,7 \pm 0,1$	$23,1 \pm 0,3$
TIS	TOB	$24,6 \pm 0,2$	$25,9 \pm 0,4$	-	-	$21,3 \pm 0,1$	$24,7 \pm 0,3$
Total		$9,43 \pm 0,03$	$26,5 \pm 0,2$	$4,81 \pm 0,02$	$25,8 \pm 0,2$	$7,23 \pm 0,03$	$26,5 \pm 0,2$
SIS		e					
Trigger		$B_s \rightarrow D_s\pi$		$B_s \rightarrow J/\psi\phi$		$B_s \rightarrow K^+K^-$	
L0	L1	ϵ_{tag}	ω	ϵ_{tag}	ω	ϵ_{tag}	ω
TIS	TIS	$14,7 \pm 0,1$	$28,9 \pm 0,3$	$14,3 \pm 0,1$	$29,4 \pm 0,4$	$14,9 \pm 0,1$	$28,7 \pm 0,3$
TIS	TOS	$8,97 \pm 0,07$	$22,8 \pm 0,3$	$9,10 \pm 0,06$	$22,6 \pm 0,3$	$9,6 \pm 0,1$	$22,4 \pm 0,4$
TIS	TOB	$10,8 \pm 0,2$	$25,3 \pm 0,7$	-	-	$9,5 \pm 0,1$	$25,0 \pm 0,5$
TOS	TIS	$6,02 \pm 0,07$	$30,9 \pm 0,6$	$5,05 \pm 0,05$	$29,8 \pm 0,4$	$5,87 \pm 0,06$	$30,0 \pm 0,5$
TOS	TOS	$2,97 \pm 0,03$	$26,5 \pm 0,4$	$3,08 \pm 0,02$	$26,3 \pm 0,3$	$2,93 \pm 0,03$	$25,7 \pm 0,4$
TOS	TOB	$4,67 \pm 0,08$	$26,4 \pm 0,8$	-	-	$3,87 \pm 0,04$	$26,1 \pm 0,5$
Total		$6,74 \pm 0,03$	$26,7 \pm 0,2$	$4,94 \pm 0,02$	$26,3 \pm 0,2$	$6,14 \pm 0,02$	$26,7 \pm 0,2$
SIS		K_{opp}					
Trigger		$B_s \rightarrow D_s\pi$		$B_s \rightarrow J/\psi\phi$		$B_s \rightarrow K^+K^-$	
L0	L1	ϵ_{tag}	ω	ϵ_{tag}	ω	ϵ_{tag}	ω
TIS	TIS	$28,1 \pm 0,1$	$18,0 \pm 0,2$	$26,3 \pm 0,3$	$18,2 \pm 0,3$	$28,1 \pm 0,1$	$18,4 \pm 0,2$
TIS	TOS	$8,51 \pm 0,07$	$19,0 \pm 0,3$	$8,78 \pm 0,06$	$19,3 \pm 0,3$	$8,73 \pm 0,09$	$18,8 \pm 0,4$
TIS	TOB	$12,6 \pm 0,2$	$19,0 \pm 0,6$	-	-	$11,2 \pm 0,1$	$18,8 \pm 0,4$
TOS	TIS	$18,3 \pm 0,1$	$19,8 \pm 0,3$	$14,39 \pm 0,08$	$19,5 \pm 0,2$	$17,73 \pm 0,09$	$19,7 \pm 0,2$
TOS	TOS	$7,98 \pm 0,05$	$20,6 \pm 0,2$	$8,23 \pm 0,03$	$20,4 \pm 0,1$	$8,06 \pm 0,05$	$20,9 \pm 0,2$
TOS	TOB	$12,2 \pm 0,1$	$20,1 \pm 0,4$	-	-	$10,94 \pm 0,06$	$20,2 \pm 0,3$
Total		$12,83 \pm 0,04$	$19,3 \pm 0,1$	$10,26 \pm 0,03$	$19,7 \pm 0,1$	$12,94 \pm 0,03$	$19,6 \pm 0,1$
SIS		K_{same}					
Trigger		$B_s \rightarrow D_s\pi$		$B_s \rightarrow J/\psi\phi$		$B_s \rightarrow K^+K^-$	
L1	L0	ϵ_{tag}	ω	ϵ_{tag}	ω	ϵ_{tag}	ω
TIS	TIS	$32,1 \pm 0,1$	$30,2 \pm 0,2$	$32,0 \pm 0,2$	$30,6 \pm 0,3$	$30,4 \pm 0,1$	$30,3 \pm 0,2$
TIS	TOS	$34,2 \pm 0,1$	$31,8 \pm 0,2$	$34,6 \pm 0,1$	$32,1 \pm 0,2$	$30,1 \pm 0,1$	$35,2 \pm 0,3$
TIS	TOB	$35,5 \pm 0,2$	$29,4 \pm 0,4$	-	-	$35,2 \pm 0,2$	$29,5 \pm 0,3$
TOS	TIS	$30,5 \pm 0,1$	$26,0 \pm 0,2$	$25,5 \pm 0,1$	$29,7 \pm 0,2$	$27,2 \pm 0,1$	$28,3 \pm 0,2$
TOS	TOS	$32,34 \pm 0,08$	$28,6 \pm 0,1$	$28,85 \pm 0,05$	$31,94 \pm 0,09$	$28,32 \pm 0,08$	$32,3 \pm 0,2$
TOS	TOB	$32,7 \pm 0,2$	$27,0 \pm 0,3$	-	-	$31,3 \pm 0,1$	$28,6 \pm 0,2$
Total		$32,63 \pm 0,05$	$29,09 \pm 0,09$	$29,43 \pm 0,04$	$31,61 \pm 0,07$	$29,73 \pm 0,04$	$30,58 \pm 0,08$

Tabela 4.10: Eficiência de SIS e ω para os canais estudados, em cada uma das categorias para os diversos tipos de partícula usadas pelo SIS na simulação .

fase, mostrado na seção anterior.

Da tabela 4.10 um efeito claro é que o SIS pelo próprio B (K_{same}) tem seu desempenho bem mais afetado do que quando é feito pelo outro B. Isso ocorre devido aos cortes cinemáticos aplicados ao K_{same} , que o ligam mais diretamente ao B_s de sinal. Por outro lado, as diferenças de desempenho no SIS pelo outro B acontecem apenas através da correlação entre os quarks $b\bar{b}$. Outro ponto que vale salientar é a ausência de eventos L0 TOS quando um μ de SIS está presente no evento. Tal fato se deve aos cortes aplicados em múons pelo SIS e pelo *trigger* serem iguais.

4.4.2 Correção da Taxa de Identificação Errada de Sabor

Já foi argumentado anteriormente, na subseção 4.3.1, que o ω deve ser o mesmo para qualquer canal de decaimento, se olharmos apenas em um volume infinitesimal do espaço de fase do B de sinal, dentro de cada categoria de *trigger* diferente. Dessa maneira, para cada evento de um canal de sinal, deve-se utilizar apenas eventos do canal de controle que estejam numa região parecida do espaço de fase, para uma obtenção correta de ω . O tamanho do volume no espaço de fase, em torno do evento do canal de sinal, no qual se procura uma resposta de SIS, deve ser um compromisso entre a precisão desejada em ω e a quantidade de eventos que precisarão ser descartados. Isso ocorre pois ao tentar procurar por tal resposta numa região muito pequena é bem provável que não haja uma correspondência no canal de controle. E, se esse for o caso, o evento precisaria ser descartado. Por outro lado, ao escolher um volume muito grande para se obter a resposta, eventos que não são representativos para o sinal estarão sendo utilizados para obter ω .

Algumas hipóteses foram feitas para simplificar o problema. Lembrando que tanto a seleção de *trigger* quanto a do SIS são feitas baseadas em cortes no P_T , essa foi a única variável utilizada na correção. Portanto, para cada evento de $B_s \rightarrow J/\psi\phi$, é preciso pegar todos os eventos do canal de controle em uma faixa de P_T , em torno do valor obtido para o próprio canal de sinal, para obter ω . Fazendo isso, ao invés de a resposta de SIS ser

apenas certa ou errada, teremos um valor fracionário para cada evento do canal de sinal. Esse valor corresponde à probabilidade de se ter a resposta errada do sabor do B_s , dada pela amostra de $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$.

Também supusemos que o erro em ω para cada evento de $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$ seja o binomial da razão de eventos com resposta errada sobre o total de eventos com resposta de SIS, usados para obter a resposta no canal de controle. Na prática, ao invés de procurar a resposta para cada evento de $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$, eles são agrupados em fatias suficientemente pequenas de P_T , traduzidas na forma de bins.

Uma característica importante do problema pode ser percebida olhando-se para todas as distribuições de P_T mostradas. Fica claro que há muito mais eventos na região de valores menores de P_T . Por este motivo, não seria sensato utilizar a mesma faixa para todo o espectro de valores de momento transversal. Se esse fosse o caso, estaríamos desperdiçando bins na região de maiores P_T , onde não se precisa de uma precisão tão boa quanto na parte mais populada das distribuições.

Para lidar com tais características, a correção foi feita usando tamanhos diferentes de faixas de P_T , dependendo da região. Seguindo o raciocínio acima, foi feita a escolha de colocar a mesma quantidade de eventos em cada fatia do espaço de fase. Uma vez que o $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$ popula uma maior região de P_T foi escolhido separar os bins populando-os com a mesma quantidade de eventos do canal de sinal. Fazendo isso, chegamos aos tamanhos de bin variáveis mostrados nas figuras 4.15 e 4.16.

Na prática, os argumentos dados acima significam que se espera que as distribuições para a taxa de identificação errada de SIS, como função do P_T , deveriam se sobrepor em cada uma das categorias de *trigger*. Tal fato pode ser verificado, usando os bins igualmente populados descritos acima, para todas as categorias nas figuras 4.17 e 4.18.

Outra característica importante do método, para esses canais específicos, pode ser vista nas figuras 4.6 e 4.8. Nestas, pode-se ver que há eventos de $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$ que populam a região de baixo P_T que não aparecem no canal de controle. Portanto, para

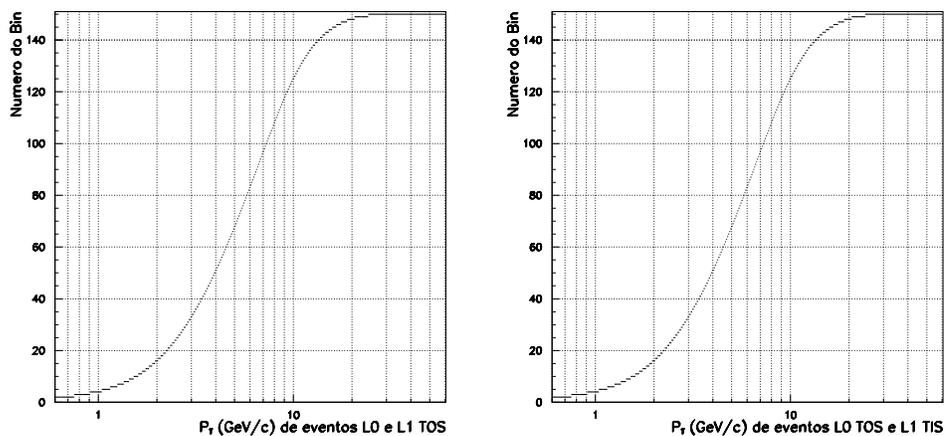


Figura 4.15: Tamanho do bin \times P_T para distribuições igualmente populadas por eventos de $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ com seleção L0 TOS. L1 TOS é mostrada à esquerda e L1 TIS à direita.

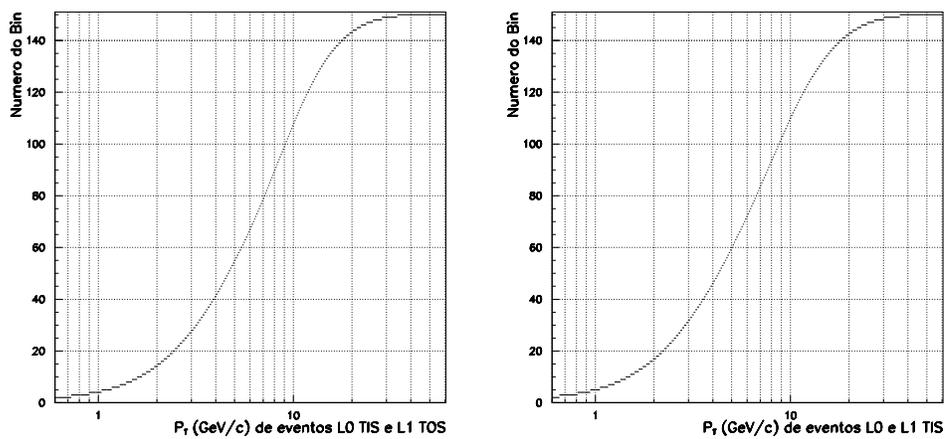


Figura 4.16: Tamanho do bin \times P_T para distribuições igualmente populadas por eventos de $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ com seleção L0 TIS. L1 TOS é mostrada à esquerda e L1 TIS à direita.

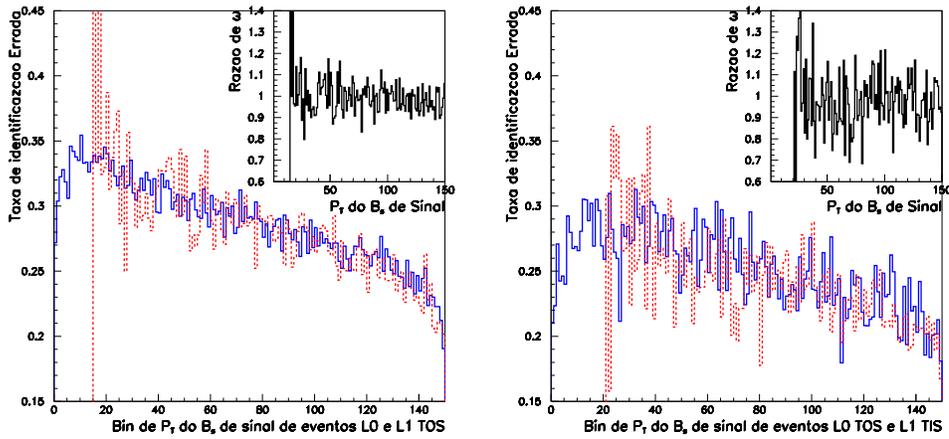


Figura 4.17: Taxa de identificação errada, como função de P_T , de eventos do tipo L0 TOS. Eventos L1 TOS são mostrados à esquerda e L1 TIS à direita. O canal $J/\psi\phi$ é mostrado pela linha sólida e o canal de controle na linha tracejada. As barras de erro não são mostradas para obter uma clareza maior nas distribuições.

esses eventos não será possível obter uma resposta do canal de controle e eles deverão ser descartados. A quantidade de eventos descartados é mostrada na tabela 4.11, junto com os novos valores de ω , obtidos já sem tais eventos. Nesse caso específico foram descartados 8,8 % de eventos $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$ ²

Para cada evento de $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$, em cada uma das categorias, procura-se por um valor de ω na amostra do canal de controle. Isso é feito somente em eventos que estejam dentro de uma faixa de valores de P_T em torno do valor desse canal de sinal. Os valores de ω obtidos como função do tamanho do intervalo de P_T são mostrados nas figuras 4.19 e 4.20, para cada uma das categorias de *trigger* presentes no $B_s \rightarrow$

²Além disso, neste estudo foram escolhidos canais com uma diferença grande de viés para mostrar que o método funciona. Dessa forma, pode-se esperar que, quando o experimento estiver funcionando, a quantidade de eventos descartados será menor. Por exemplo, o $B_d \rightarrow J/\psi K^*$ é um canal de decaimento com cinemática mais parecida com o $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$.

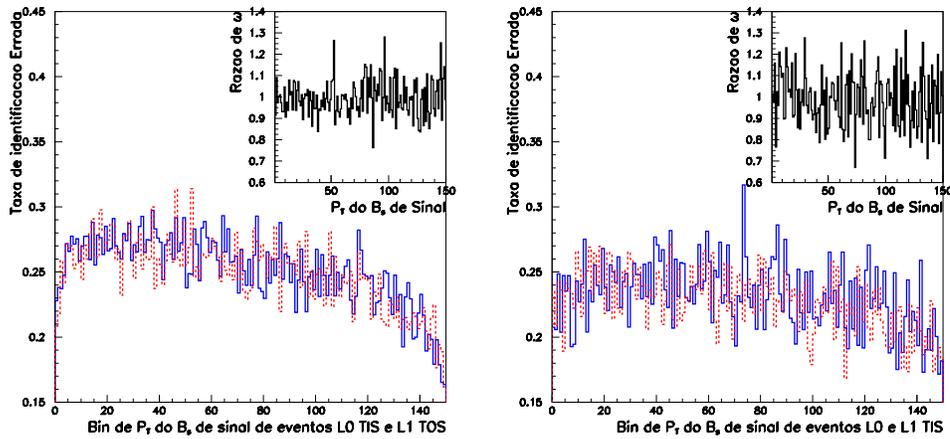


Figura 4.18: Taxa de identificação errada, como função de P_T , de eventos do tipo L0 TIS. Eventos L1 TOS são mostrados à esquerda e L1 TIS à direita. O canal $J/\psi\phi$ é mostrado pela linha sólida e o canal de controle na linha pontilhada. As barras de erro não são mostradas para obter uma clareza maior nas distribuições.

	L0 TIS		L0 TOS	
	L1 TIS	L1 TOS	L1 TIS	L1 TOS
% Descarte	-	-	10,4	11,8
Novo ω	$22,7 \pm 0,2$	$25,0 \pm 0,1$	$22,7 \pm 0,2$	$28,31 \pm 0,08$

Tabela 4.11: Quantidade de eventos descartados por não terem correspondência no espaço de fase do canal de controle. Também são mostrados os novos valores para ω , obtidos com o restante dos eventos. Somente as categorias com L0 TOS são afetadas.

$J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$. Nestes, o eixo x representa o número de bins, em torno do valor de P_T do sinal, nos quais se procurou eventos na amostra do canal de controle para atribuir ω para cada evento. No menor intervalo, foi considerado que cada evento do canal de sinal tinha o ω obtido somente com os eventos de $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$ que caíssem dentro do mesmo bin de P_T que ele, nas distribuições 4.17 e 4.18. O segundo tamanho de intervalo (segundo ponto no gráfico) é onde para cada evento de $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$ também são utilizados os eventos da amostra do canal de controle que estejam em um bin à esquerda e outro à direita, nas mesmas distribuições, para atribuir o valor de ω . E assim por diante. Portanto, o último ponto nos gráficos é onde todos os eventos do canal de controle foram utilizados para obter o ω de cada evento e, dessa forma, nenhuma correção é feita.

Assim como foi feito para ω , o erro em tal quantidade é atribuído por evento. Foi explicado anteriormente como, para um dado intervalo de P_T , a taxa de identificação errada de sabor era obtida usando uma razão de uma certa quantidade de eventos do canal de controle. O erro binomial dessa razão é atribuído, então, a cada evento do canal de sinal. Dessa forma, para intervalos menores a incerteza em ω por evento será maior, já que menos eventos serão utilizados para obter ω . Isso explica o fato das barras de erro serem maiores nessa região das distribuições.

No procedimento utilizado, toda a amostra do canal de controle é utilizada em todos os intervalos. Porém, para o menor intervalo de P_T utilizado, somente eventos da amostra de $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$ que estejam no mesmo bin de P_T que ele próprio são utilizados na obtenção de ω . Alargando o intervalo, são usados também eventos de bins adjacentes. Isso é feito, até chegar ao maior intervalo, onde toda a amostra de $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$ é usada para cada evento do canal de sinal. Isso significa que existe uma grande correlação, tanto no valor ω quanto na sua incerteza, entre esses intervalos diferentes. Isso pode ser entendido ao se pensar em um único evento. Passando para uma faixa de P_T maior, está se adicionando alguns eventos, aos mesmos já presentes no intervalo imediatamente menor, para extrair o valor de ω .

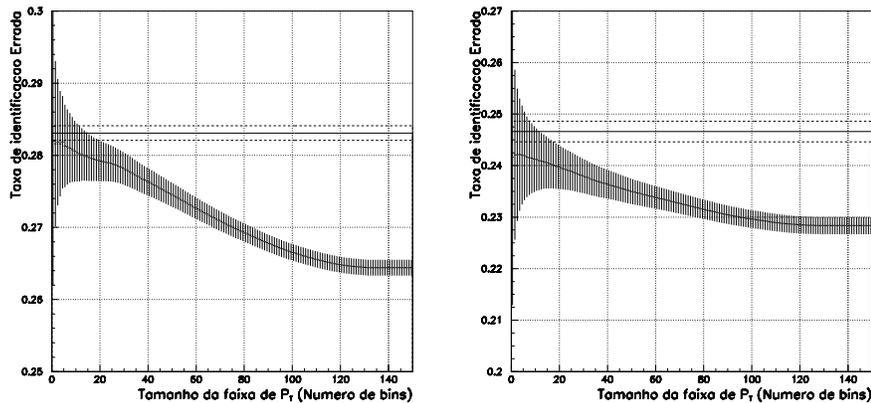


Figura 4.19: Os pontos com barras de erro representam a taxa de identificação errada obtida, a partir do $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$, para cada faixa de P_T utilizada na correção. A linha sólida representa o valor de ω obtido diretamente do canal de sinal, utilizando informação de MC, com os eventos que não foram descartados. As linhas tracejadas substituem as barras de erro para as linhas sólidas. O eixo x representa a faixa de P_T utilizada para obter o valor de ω para cada evento, expressa em número de bins das distribuições de $\omega(P_T)$ (figura 4.17). A categoria L1 TOS é mostrada à esquerda e L1 TIS à direita, ambas para L0 TOS.

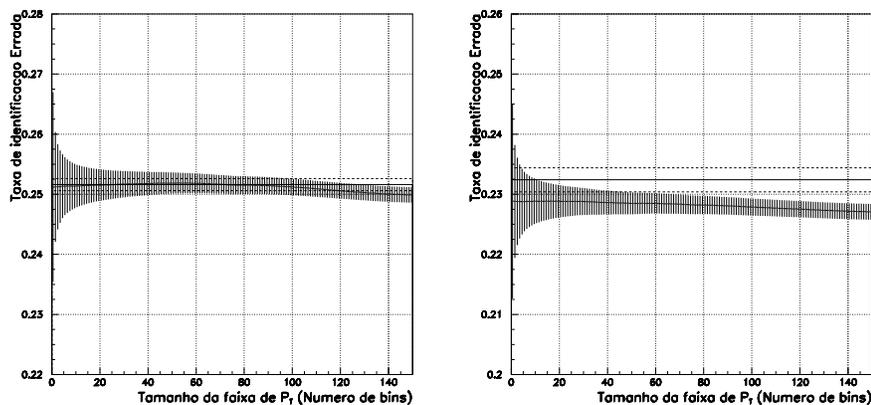


Figura 4.20: A mesma explicação para os gráficos dada na figura 4.19 vale. O eixo x representa a faixa de P_T utilizada para obter o valor de ω para cada evento, expressa em número de bins das distribuições de $\omega(P_T)$ (figura 4.18). A categoria L1 TOS é mostrada à esquerda e L1 TIS à direita, ambas para L0 TIS.

Também nas figuras 4.19 e 4.20, estão mostrados os valores de ω obtidos através da informação de MC da amostra do canal de sinal, para comparação. Dessas distribuições é notável que, para as categorias com seleção TIS em L0, a correção faz pouca diferença. Isso já era esperado, uma vez que tanto as distribuições de P_T quanto os ω s eram parecidos já antes da correção. Por outro lado, nas categorias com L0 TOS existia inicialmente uma grande diferença nos valores de ω . Olhando para as figuras em questão, percebe-se que, ao se estreitar o intervalo de P_T , a discrepância entre o valor de ω obtido a partir do canal de controle e o valor correto diminui. No final da correção, os valores obtidos através do canal de controle atingem um pequeno platô que é compatível com o valor correto, obtido pela informação de MC.

O método para extrair o valor correto para ω , a partir do canal de controle $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$, funciona para o $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$. Considerando-se as grandes diferenças observadas antes da correção entre os canais, tanto em ω quanto no viés, esse é um bom teste para o método. Essa diferença proposital exagerada de viés dos canais causou um maior descarte de eventos.

4.5 $B_s \rightarrow K^+K^-$

Foi mostrado que o método proposto funciona bem para extrair o valor correto de ω para o canal $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$. Todavia, esse canal possui a conveniente característica de não ter categorias do tipo TOB. Uma conferida na tabela 4.8 mostra que esse tipo de evento representa um percentual considerável no $B_s \rightarrow K^+K^-$. Isso ocorre, pois o L1 é um nível de *trigger* de 2 partículas. Assim sendo, é mais provável que, num canal de decaimento com apenas 2 traços carregados no estado final, o evento seja aceito pela soma de um desses traços com um outro qualquer.

O mesmo procedimento seguido na correção do $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$ é aplicado nesse canal. Uma diferença importante pode ser percebida comparando-se as distribuições de P_T do B_s de sinal para as categorias com L0 TOS, mostradas nas figuras 4.21 e 4.22.

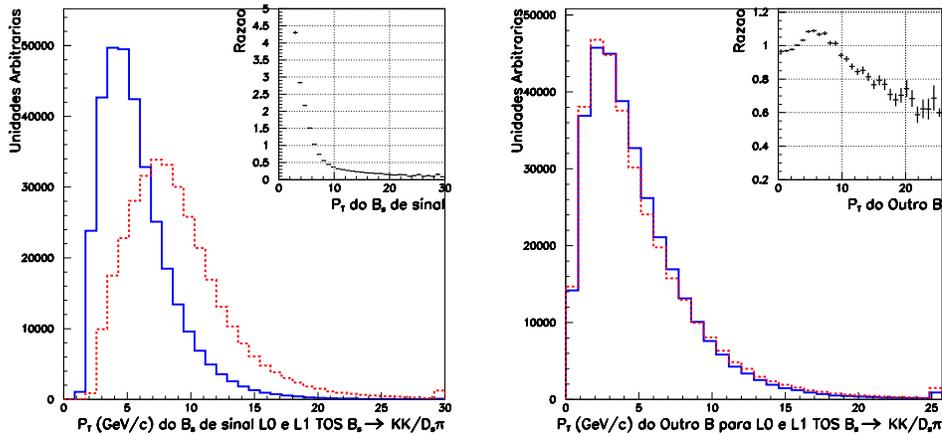


Figura 4.21: Distribuições de P_T para o B de sinal, à esquerda, e para o outro B, à direita, para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow K^+K^-$ (linha sólida) depois de uma seleção de *trigger* do tipo TOS em L0 e L1. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre elas é mostrada no topo direito de cada gráfico.

Nestas, pode-se verificar que o espaço de fase ocupado por ambos os canais é bastante parecido (considerando que o espaço de fase seja apenas o P_T). Por esse motivo, somente uma pequena quantidade de eventos do canal de sinal precisarão ser descartados pelo método. Essa quantidade é mostrada, junto com os novos valores de ω obtidos sem tais eventos, na tabela 4.12.

O resultado da correção aplicada a esse canal é mostrado, para as categorias sem eventos do tipo TOB, nas figuras 4.23 e 4.24. A tabela 4.9 mostra que, inicialmente, ao contrário do ocorrido para o $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$, os valores de ω também são incompatíveis na categoria L0 TIS, L1 TOS.

Os gráficos mostram que a correção funciona muito bem em todas as categorias onde havia, originalmente, discordância em ω . O valor correto de ω é atingido nas menores faixas de P_T usadas na correção. Isso significa que, utilizando o canal de controle, é possível extrair corretamente a taxa de identificação errada para o canal $B_s \rightarrow K^+K^-$.

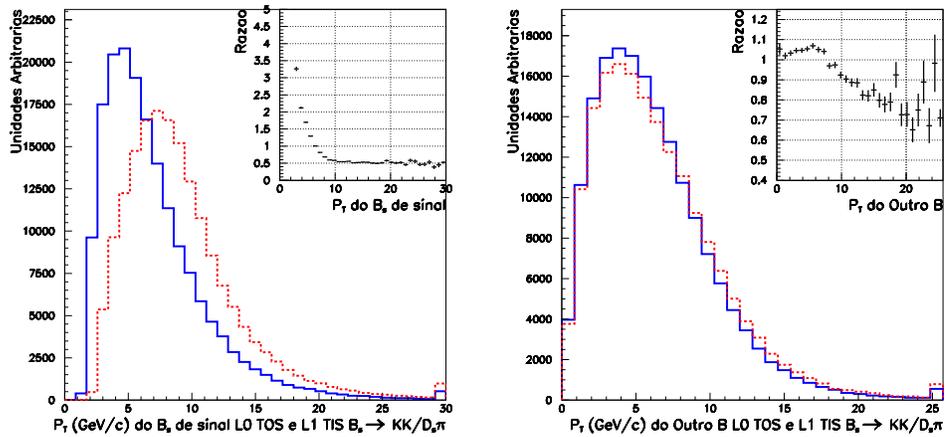


Figura 4.22: Distribuições de P_T para o B de sinal, à esquerda, e para o outro B, à direita, para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow K^+K^-$ (linha sólida) depois de uma seleção de *trigger* do tipo TOS em L0 e TIS em L1. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre elas é mostrada no topo direito de cada gráfico.

	L0 TIS			L0 TOS		
	L1 TIS	L1 TOS	L1 TOB	L1 TIS	L1 TOS	L1 TOB
% Descartada	-	-	-	3,8	2,7	1,9
Novo ω	$23,0 \pm 0,2$	$25,7 \pm 0,2$	$23,8 \pm 0,2$	$23,9 \pm 0,2$	$29,0 \pm 0,1$	$25,6 \pm 0,1$

Tabela 4.12: Quantidade de eventos descartados por não terem correspondência no espaço de fase do canal de controle. Também são mostrados os novos valores para ω , obtidos com o restante dos eventos. Somente as categorias com L0 TOS são afetadas. Tais valores acarretam num descarte de 1,7 % dos eventos.

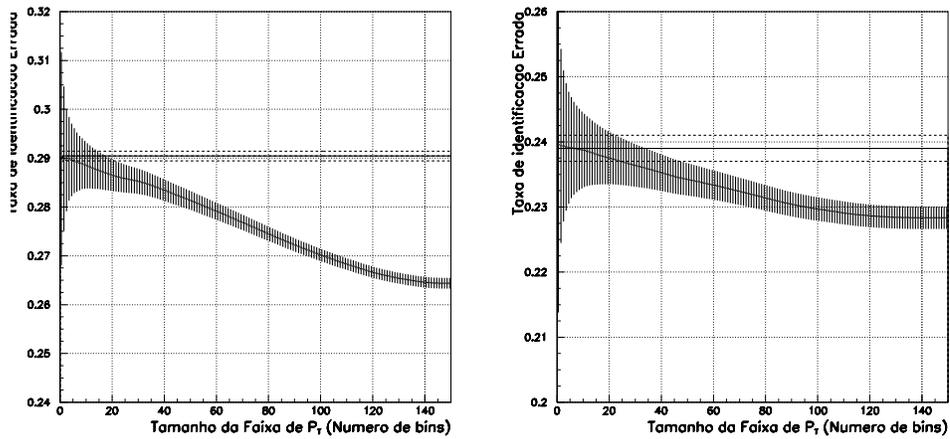


Figura 4.23: Os pontos com barras de erro representam a taxa de identificação errada obtida, a partir do $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$, para cada faixa de P_T utilizada na correção. A linha sólida representa o valor de ω obtido diretamente do canal de sinal, utilizando informação de MC, com os eventos que não foram descartados. As linhas tracejadas substituem as barras de erro para as linhas sólidas. O eixo x representa a faixa de P_T utilizada para obter o valor de ω para cada evento, expressa em número de bins das distribuices de $\omega(P_T)$. A categoria L1 TOS  mostrada  esquerda e L1 TIS  direita, ambas para L0 TOS.

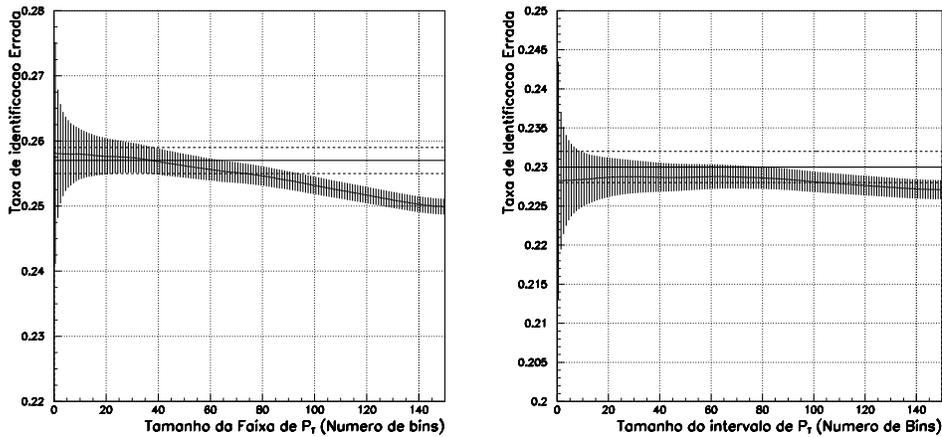


Figura 4.24: Os pontos com barras de erro representam a taxa de identificação errada obtida, a partir do $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$, para cada faixa de P_T utilizada na correção. A linha sólida representa o valor de ω obtido diretamente do canal de sinal, utilizando informação de MC, com os eventos que não foram descartados. As linhas tracejadas substituem as barras de erro para as linhas sólidas. O eixo x representa a faixa de P_T utilizada para obter o valor de ω para cada evento, expressa em número de bins das distribuições de $\omega(P_T)$. A categoria L1 TOS é mostrada à esquerda e L1 TIS à direita, ambas para L0 TIS.

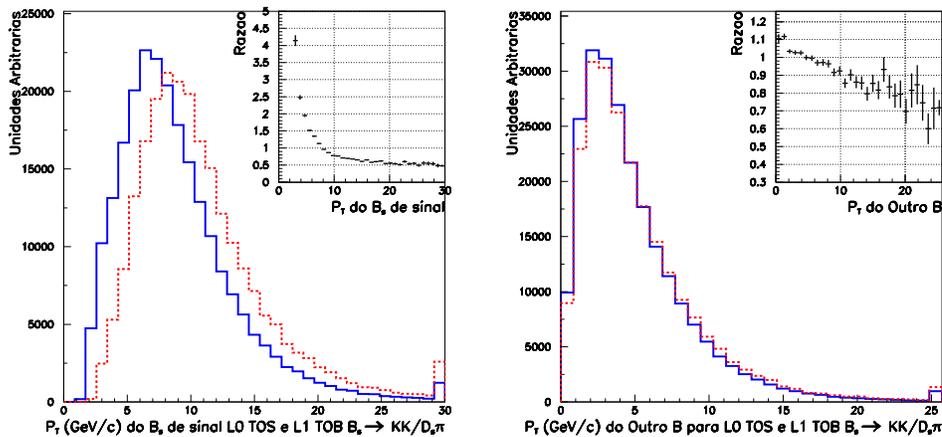


Figura 4.25: Distribuições de P_T para o B de sinal, à esquerda, e para o outro B, à direita, para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow K^+K^-$ (linha sólida) depois de uma seleção de *trigger* do tipo TOS em L0 e TOB em L1. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre elas é mostrada no topo direito de cada gráfico.

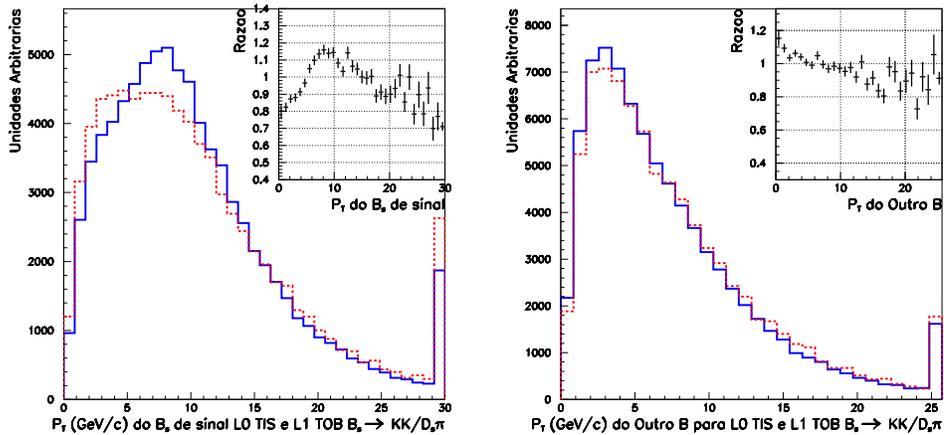


Figura 4.26: Distribuições de P_T para o B de sinal, à esquerda, e para o outro B, à direita, para o canal de controle (linha tracejada) e para o $B_s \rightarrow K^+K^-$ (linha sólida) depois de uma seleção de *trigger* do tipo TIS em L0 e TOB em L1. As distribuições são normalizadas para ter a mesma área e a razão entre elas é mostrada no topo direito de cada gráfico.

4.5.1 Eventos TOB

Entretanto, a maior diferença entre os canais $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi$ e $B_s \rightarrow K^+K^-$ é a presença de eventos do tipo TOB no último. Foi argumentado na seção 3 deste capítulo que em categorias com esse tipo de evento é mais difícil tratar os efeitos sistemáticos. Por falta de um método melhor, nós aplicamos o mesmo usado anteriormente para verificar os resultados. As distribuições de P_T dos hádrons com quark b (\bar{b}) são mostradas nas figuras 4.25 e 4.26 para cada uma das categorias com L1 TOB.

Nas distribuições de P_T , nota-se o mesmo tipo de comportamento apresentado anteriormente, onde a seleção L0 TOS é a maior responsável pelas diferenças. Tal fato também pode ser observado pelos dados da tabela 4.9. Seguindo o método de correção, obtém-se ω a partir do canal $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$. Os resultados são mostrados na figura 4.27. A quantidade

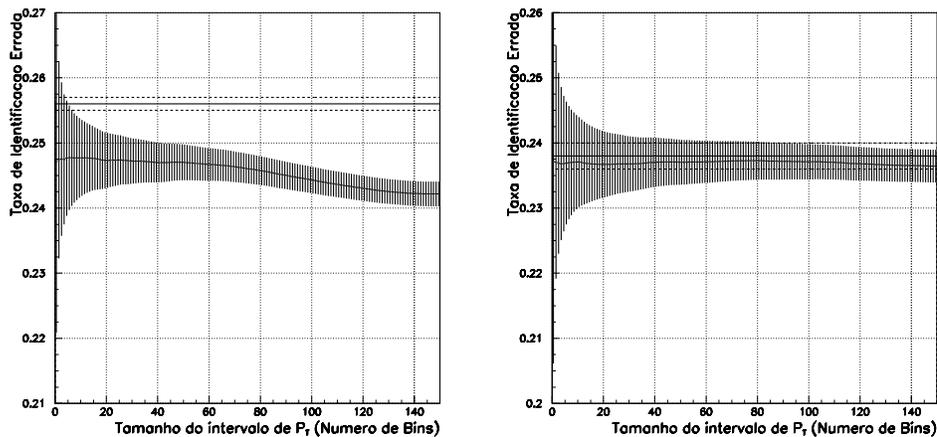


Figura 4.27: Os pontos com barras de erro representam a taxa de identificação errada obtida, a partir do $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$, para cada faixa de P_T utilizada na correção. A linha sólida representa o valor de ω obtido diretamente do canal de sinal, utilizando informação de MC, com os eventos que não foram descartados. As linhas tracejadas substituem as barras de erro para as linhas sólidas. O eixo x representa a faixa de P_T utilizada para obter o valor de ω para cada evento, expressa em número de bins das distribuições de $\omega(P_T)$. A categoria L0 TOS é mostrada à esquerda e L0 TIS à direita, ambas para L1 TOB.

de eventos descartada está mostrada na tabela 4.12, juntamente com os valores obtidos para ω sem tais eventos.

Dos resultados mostrados, pode-se verificar que, mesmo que a correção aproxime do ω correto, o platô é atingido antes que ω se torne compatível com o valor de MC do canal de sinal. Isso ocorre apenas para a categoria com L0 TOS, uma vez que para L0 TIS os valores para ω já eram compatíveis antes da correção.

Por esses resultados, para obter corretamente o valor de ω , a partir de um canal de controle, seria preciso jogar fora toda a amostra de L1 TOB.

4.6 Conclusão

Fazendo uma simulação no nível de geração de eventos, conseguimos produzir o mesmo tipo de diferença causado na identificação de sabor pela seleção de *trigger*. Foi apresentado e testado um método de correção, baseado na correção do espaço de fase das amostra em diferentes categorias de seleção de *trigger*. Com isso, conseguimos extrair corretamente de um canal de controle o valor de ω para 2 canais de sinal distintos, para todas as categorias TIS e TOS.

Já para eventos do tipo TOB, o método não funcionou corretamente fazendo com que esse tipo de evento seja jogado fora. No caso de apenas 2 partículas no estado do final, a quantidade de eventos com esse tipo de seleção é considerável. No caso do canal de decaimento $B_s \rightarrow K^+K^-$ tratado, isso representaria uma perda de 30 %. Essa dificuldade de tratar efeitos sistemáticos desse tipo de eventos levou à uma grande reestruturação do sistema de *trigger*, criando um *trigger* de uma partícula, também no L1 [53]. Com isso, canais do tipo $B \rightarrow hh$ são predominantemente selecionados por um de seus hádrons e, portanto, não são mais do tipo TOB.

Capítulo 5

Sensibilidade do LHCb ao Parâmetro ϕ_s , Utilizando o Canal de Decaimento

$$B_s \rightarrow \phi\phi$$

5.1 Introdução

Já foi dito que um dos principais objetivos do experimento LHCb é fazer medidas precisas de violação de CP. Por esse motivo, um dos estudos feitos nessa tese foi testar a sensibilidade de medir a assimetria de CP com um canal de decaimento específico, o $B_s \rightarrow \phi\phi$. Foi mostrado no capítulo 2 que, sendo esse um decaimento com uma transição de quarks $b \rightarrow s\bar{s}s$, ele é sensível ao parâmetro ϕ_s , que é um dos parâmetros que quantifica a violação de CP e, de acordo com o Modelo Padrão, está relacionado ao ângulo χ , de um dos triângulos unitários da matriz CKM.

O diagrama de menor ordem, no nível de quarks, com o qual esse processo ocorre é do tipo chamado pinguim, com um laço interno, mostrado na figura 5.1. Por esse motivo, esse é um processo raro, cuja razão de ramificação, recentemente medida pela primeira

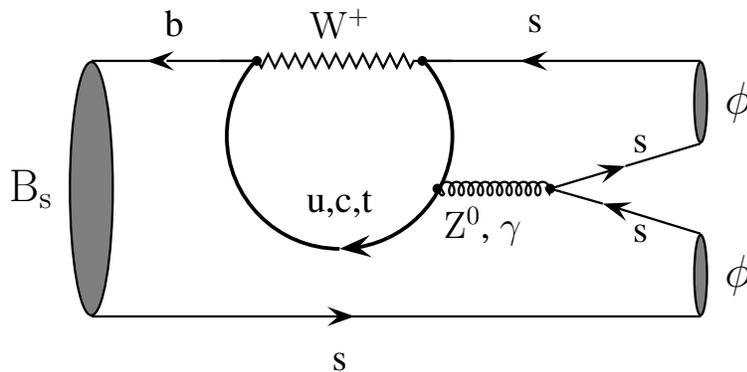


Figura 5.1: Diagrama de ordem mais baixa, do tipo pinguim, responsável pelo decaimento $B_s \rightarrow \phi\phi$

vez, é de $BR(B_s \rightarrow \phi\phi) = (1,4 \pm 0,6 \pm 0,6) \times 10^{-5}$ [54]¹. Esse mesmo ângulo χ pode ser medido com canais de decaimento com transição no nível de quarks $b \rightarrow c\bar{c}s$ [14], que são menos raros, por ocorrerem no nível de árvore. Todavia, esses decaimentos mais frequentes são dominados por esses diagramas de árvore, que são muito bem medidos e estão de acordo com o Modelo Padrão. Isso faz com que seja interessante testar a assimetria de CP em canais como o $B_s \rightarrow \phi\phi$, onde a sensibilidade a efeitos de física nova seria maior.

5.2 A Simulação dos Dados

Para fazer o estudo da sensibilidade é necessário, primeiramente, separar esse tipo de decaimento dos demais eventos. Isso é feito baseado numa simulação feita pela colaboração, que tenta reproduzir os dados que serão medidos no LHCb. Esse processo procura simular detalhada e realisticamente as colisões de prótons, a formação dos hádrons, a interação das partículas com o detector, o decaimento das partículas instáveis e a resposta que se

¹O primeiro termo da incerteza é devido à estatística e o segundo a efeitos sistemáticos.

espera do LHCb [55]. Essa simulação é feita modularmente, com cada parte sendo realizada por um programa diferente. O objetivo é que a entrada do último desses programas, onde é feita a análise dos dados e chamado DaVinci [56], seja igual à resposta real do experimento.

Toda a análise feita, e que será apresentada, foi baseada nesse programa desenvolvido pela colaboração para analisar os dados experimentais, utilizando os eventos simulados existentes.

Já foi dito, no capítulo 3, que o LHCb está interessado em uma fração muito pequena do total das colisões que ocorrerão no LHC. Da mesma forma que não será possível salvar todos os eventos produzidos, também não existe capacidade computacional para gerar todos os dados que se espera obter. Por esse motivo, a simulação dos eventos é separada em categorias distintas.

- Viés Mínimo: Esses eventos são todos os saídos de colisões p-p e, portanto, é o que se esperaria obter se todos os dados fossem tomados;
- $b\bar{b}$ Inclusivo: São gerados somente eventos onde haja formação de pelo menos um par $b\bar{b}$ nas colisões p-p, que esteja dentro da cobertura geométrica do detector;
- Canais específicos: Cada canal de decaimento que o LHCb se propõe a estudar é simulado separadamente, com os produtos finais estando dentro da cobertura geométrica.

A maior quantidade de eventos que foi gerada é de viés mínimo, porém, ela corresponderia a cerca de apenas 10 segundos de tomada de dados reais. Por isso, são simulados eventos de $b\bar{b}$ inclusivo. A totalidade desse tipo de evento corresponde a cerca de 15 minutos da tomada de dados. Mas, como estamos interessados em estudar canais com razões de ramificação muito baixas, fica claro que, na grande maioria dos casos, os canais estudados não estão presentes nesses eventos. Dessa forma, é necessário simular separadamente eventos onde um dos hádrons formados com o quark b é forçado a decair em

um dos canais estudados. Para se ter uma idéia, a quantidade de eventos gerados para o $B_s \rightarrow \phi\phi$ corresponde a mais de 3 meses de tomada de dados.

Já foi explicado como o sistema de *trigger* procura selecionar apenas eventos onde há hádrons com o quark b(ou \bar{b}). Por esse motivo, só foram tratados na seleção apresentada na tese, eventos de $b\bar{b}$ inclusivo e do canal específico $B_s \rightarrow \phi\phi$. Mais do que isso, o ϕ decai em quase 100 % dos casos em 2 káons, em pares neutros ou carregados. Uma vez que só serão medidos os káons carregados, só são gerados eventos $B_s \rightarrow \phi\phi$, com $\phi \rightarrow K^+K^-$. Dessa forma, na obtenção da quantidade de eventos que se espera obter por ano, será necessário compensar a perda dos decaimentos $\phi \rightarrow K^0\bar{K}^0$. A análise precisa, portanto, ser feita em amostras diferentes onde visamos rejeitar todos os eventos de $b\bar{b}$ inclusivo mantendo o máximo da amostra do sinal específico.

Para fazer a análise, utilizamos o DaVinci para encontrar traços identificados como káons que foram reconstruídos em um dado evento simulado. Esses káons são agrupados, em pares de cargas opostas, na tentativa de construir um vértice (que representa cada um dos ϕ s). Depois, tenta-se fazer um vértice com 4 káons, com os quais se conseguiu fazer um ϕ , que consideramos ser um B_s .

5.3 A Seleção dos Eventos $B_s \rightarrow \phi\phi$

5.3.1 A Pré-Seleção

A quantidade total de eventos de $b\bar{b}$ inclusivo analisados nesse estudo foi de 33926781. Todos esses eventos são salvos em diversas fitas e, em princípio, deveriam ser acessados por todos os pesquisadores trabalhando em algum tipo de análise. Essa grande quantidade de acessos se mostrou tecnicamente impossível de ser feita. Por esse motivo, todas as seleções têm que fornecer uma pré-seleção, baseada em poucos eventos que, basicamente, tenham um fator de redução 2000 nos eventos de $b\bar{b}$ inclusivo, descartando o mínimo de eventos do canal específico. Com isso, em se tratando de $b\bar{b}$ inclusivo, somente eventos

que tenham passado em alguma das pré-seleções são acessados.

A seleção de um dado canal de decaimento é feita baseada em cortes nas variáveis cinemáticas e na topologia do evento. Portanto, são utilizados tanto aspectos típicos de eventos com mésons B_s quanto características específicas do $B_s \rightarrow \phi(K^+K^-)\phi(K^+K^-)$. Assim sendo, as variáveis utilizadas na pré-seleção foram:

- $\frac{L_P(K)}{\sigma} > 2$: Primeiro, é utilizado que os mésons $B_s - \bar{B}_s$ têm um tempo de vida suficiente para distanciá-los do vértice primário. Portanto, é exigido de todos os káons usados na reconstrução do méson B_s , um parâmetro de impacto mínimo em relação a todos os vértices primários reconstruídos no evento. O parâmetro de impacto é dividido pelo erro σ .
- $DLL(K-\pi) > -2$: É utilizado o sistema de identificação de partículas para diferenciar káons de píons carregados. A função DLL (*Delta Log Likelihood*) é uma diferença dos logaritmos das verossimilhanças de káon e pión. A verossimilhança é uma função construída baseada nas variáveis cinemáticas medidas, que quanto maior seu valor, maior a probabilidade de uma partícula ter um certo sabor. No caso da separação $K-\pi$, essas funções são basicamente medidas pelos dois detectores RICH.
- $M(\phi) < 1050 \text{ MeV}/c^2$: Como o méson ϕ é uma ressonância, é exigido que ambos tenham uma massa menor do que um valor, que corresponde ao valor nominal somado de $30 \text{ MeV}/c^2$. Na prática, esse corte significa exigir que a massa medida para o ϕ não deve diferir por mais de $30 \text{ MeV}/c^2$ do valor tabelado. Não é necessário fazer a mesma exigência para valores menores do que o valor nominal pois, uma vez que a massa do ϕ nunca pode ser menor que a soma das massas dos káons nos quais ele decaiu, ela necessariamente será maior do que $990 \text{ MeV}/c^2$.
- $\chi^2(\phi) < 100$: O parâmetro que quantifica o quanto um vértice foi bem ajustado é o χ^2 . Portanto, o χ^2 dos vértices formados pelos pares de káons deve ser menor do

que 100.

- $\chi^2(B_s) < 40$: Uma vez que o ϕ é uma ressonância, os 4 káons devem vir do vértice do B_s . Por esse motivo, é feito um ajuste do vértice do B_s com os 4 traços carregados, com uma exigência de χ^2 máximo.
- $4 \text{ GeV}/c^2 < M(B_s) < 7\text{GeV}/c^2$: É feita essa leve exigência na massa do B_s (ou \bar{B}_s) formado.

Com essa pré-seleção, reduz-se a quantidade de eventos de $b\bar{b}$ inclusivo de um fator 2140. Esses mesmos cortes aplicados aos eventos com a presença do canal estudado seleciona 5843 de um total de 69000 gerados. Apesar de a eficiência parecer pequena para os eventos de sinal, temos, nesse caso, um estado final com 4 káons. A eficiência que se espera na reconstrução de cada uma dessas partículas é uma das menores que se espera ter no LHCb. Isso faz com que em somente 8768 desses eventos todos os 4 káons sejam reconstruídos completamente. Assim sendo, somente nesses casos seria possível esperar selecionar corretamente o B_s .

5.3.2 As Variáveis de Corte

A partir daqui, será apresentada a seleção dos eventos de $B_s \rightarrow \phi\phi$ com os eventos aceitos na pré-seleção, descrita na subseção anterior. Os cortes serão apresentados na ordem que são feitos ao longo do programa de seleção, primeiro com as exigências nos káons sendo apresentadas, depois nos ϕ s até chegar ao B_s . Temos nesse ponto 5843 eventos do sinal estudado e 15839 de $b\bar{b}$ inclusivo. Por estarmos sempre tratando quantidades diferentes de eventos em uma amostra e na outra, para obter uma clareza maior, todos os gráficos com as variáveis de corte para cada uma das amostras serão apresentados após uma normalização, de maneira a terem a mesma área.

A primeira variável de corte escolhida foi o momento transversal (P_T) dos K^\pm . Como já mencionado, mais de uma vez, uma das características principais de decaimentos de

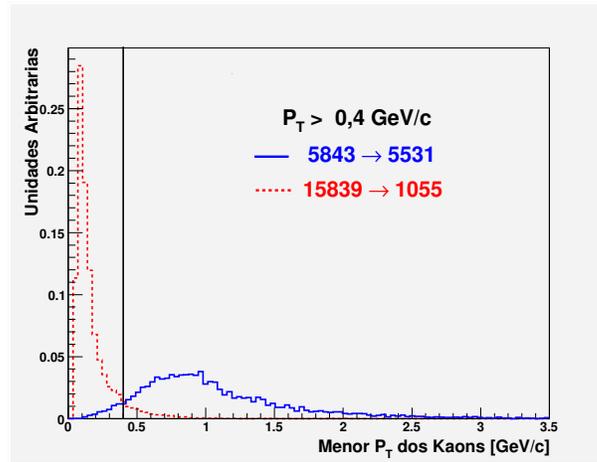


Figura 5.2: Distribuições do menor dos momentos transversos dos káons. A amostra do sinal $B_s \rightarrow \phi\phi$ é representada pela linha sólida e a de $b\bar{b}$ inclusivo pela linha tracejada. O corte de $P_T > 0,4 \text{ GeV}/c$ é indicado no gráfico pela linha vertical e a redução provocada em cada uma das amostras por ele também é apresentada, em número de eventos. As distribuições são normalizadas para terem a mesma área.

hádrons com o quark b é ter produtos com alto P_T . Como são 4 os káons utilizados na reconstrução do B_s , para se ter uma melhor noção de quantos eventos de fato estão sendo descartados, são apresentadas as distribuições do menor dos P_T s dos káons para cada uma das amostras na figura 5.2. Nessa figura, assim como em todas as outras mostradas daqui pra frente, são apresentadas, além das distribuições da variável de corte, uma indicação gráfica de onde o corte é feito e a redução no número de eventos provocada pela exigência nos eventos de sinal e nos de $b\bar{b}$ inclusivo.

Depois do P_T dos káons, utilizamos o fato de o ϕ ser uma ressonância que tem uma largura de massa pequena. Esse fato já havia sido usado na pré-seleção. Aqui, apertamos o corte na diferença entre a massa dos ϕ s reconstruídos e a tabelada, de $1019,5 \text{ MeV}/c^2$. É feita a exigência de $\Delta M(\phi) < 20 \text{ MeV}/c^2$. As distribuições da massa dos ϕ s são mostradas, junto com o corte aplicado e as reduções causadas pelo mesmo nas amostras,

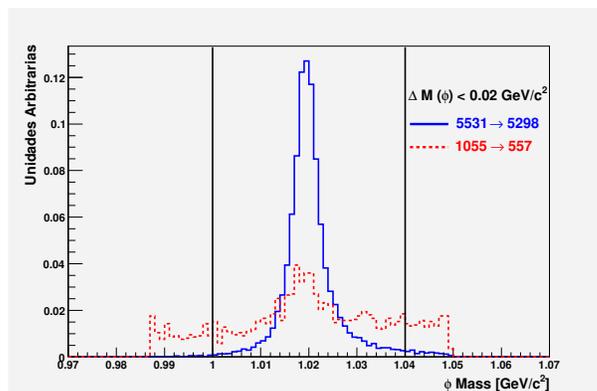


Figura 5.3: Distribuições da massa dos ϕ s. A amostra do sinal $B_s \rightarrow \phi\phi$ é representada pela linha sólida e a de $b\bar{b}$ inclusivo pela linha tracejada. O corte de $\Delta M(\phi) < 0,02 \text{ GeV}/c^2$ é indicado no gráfico pela linha vertical e a redução provocada em cada uma das amostras por ele também é apresentada, em número de eventos. As distribuições são normalizadas para terem a mesma área.

na figura 5.3.

Já foi feito um corte no P_T dos káons utilizados. Todavia, como são 4 os produtos finais, o momento transversal de cada um deles pode ficar um pouco diluído. Por isso, fazemos também um corte no P_T dos ϕ s. É feita uma exigência de o P_T de cada uma das ressonâncias ser maior do que $1,2 \text{ GeV}/c$. São mostradas, na figura 5.4, as distribuições do menor P_T dos ϕ s, juntamente com a indicação do corte e a redução causada em cada uma das amostras.

Na pré-seleção é feito um corte no parâmetro de impacto dos káons em relação aos vértices primários dividido pela sua incerteza. Como as ressonâncias têm o mesmo vértice de criação dos káons, a mesma condição é exigida de cada um dos ϕ s, $I_P/\sigma(\phi) > 2$. As distribuições para o ϕ de menor I_P/σ são mostradas na figura 5.5, juntamente com as reduções causadas pelo corte escolhido.

Após os cortes feitos nos produtos do decaimento, passamos às exigências feitas diretamente no méson B_s . Primeiro, é feito um corte no χ^2 do ajuste do vértice formado pelos

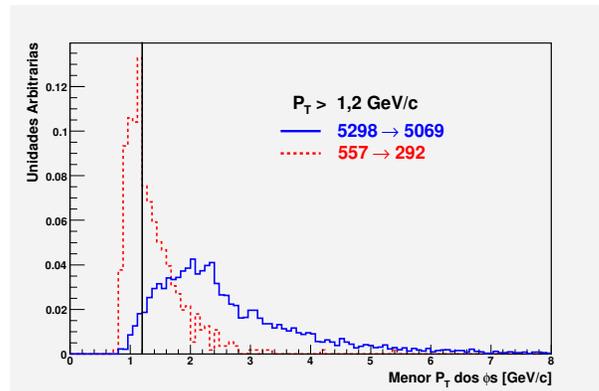


Figura 5.4: Distribuições do menor dos momentos transversos dos ϕ s. A amostra do sinal $B_s \rightarrow \phi\phi$ é representada pela linha sólida e a de $b\bar{b}$ inclusivo pela linha tracejada. O corte de $P_T > 1,2 \text{ GeV}/c$ é indicado no gráfico pela linha vertical e a redução provocada em cada uma das amostras por ele também é apresentada, em número de eventos. As distribuições são normalizadas para terem a mesma área.

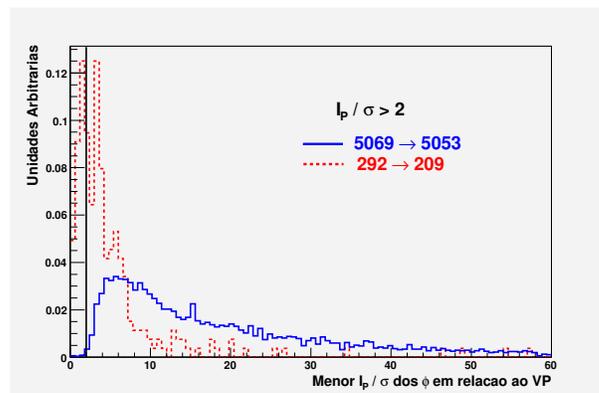


Figura 5.5: Distribuições do ϕ de menor I_P/σ em relação ao vértice primário. A amostra do sinal $B_s \rightarrow \phi\phi$ é representada pela linha sólida e a de $b\bar{b}$ inclusivo pela linha tracejada. O corte de $I_P/\sigma > 2$ é indicado no gráfico pela linha vertical e a redução provocada em cada uma das amostras por ele também é apresentada, em número de eventos. As distribuições são normalizadas para terem a mesma área.

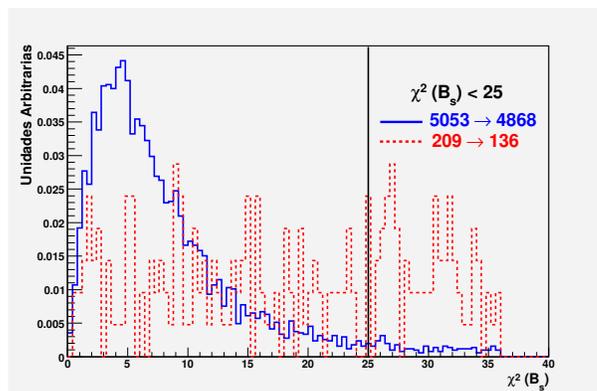


Figura 5.6: Distribuições de χ^2 do vértice do B_s , formado pelos 4 káons carregados. A amostra do sinal $B_s \rightarrow \phi\phi$ é representada pela linha sólida e a de $b\bar{b}$ inclusivo pela linha tracejada. O corte de $\chi^2 < 25$ é indicado no gráfico pela linha vertical e a redução provocada em cada uma das amostras por ele também é apresentada, em número de eventos. As distribuições são normalizadas para terem a mesma área.

4 káons, para garantir que o B_s foi bem localizado. A figura 5.6 mostra as distribuições de χ^2 para o sinal e o $b\bar{b}$ inclusivo, juntamente com o corte aplicado nessa variável e a redução causada por ele em cada uma das amostras.

Outra variável de corte utilizada é a distância entre o vértice de decaimento do B_s e o vértice primário, onde ele foi criado. Na verdade, a única exigência feita é a de que a posição do vértice do B_s , ao longo do eixo z , definido pela direção do feixe, seja maior do que a componente nesse mesmo eixo do vértice primário reconstruído. Isso é feito pois, se esse não for o caso, o méson estudado e, conseqüentemente, seus produtos estariam indo em direção à região $z < 0$, não coberta pelo LHCb. As distribuições da componente z da diferença entre as posições dos vértices de decaimento do B_s e primário são mostradas na figura 5.7, juntamente com o corte aplicado e a redução causada pelo mesmo em cada uma das amostras. No caso de mais de um vértice primário ser reconstruído no evento, é escolhido aquele com o qual o B_s possui o menor I_P/σ .

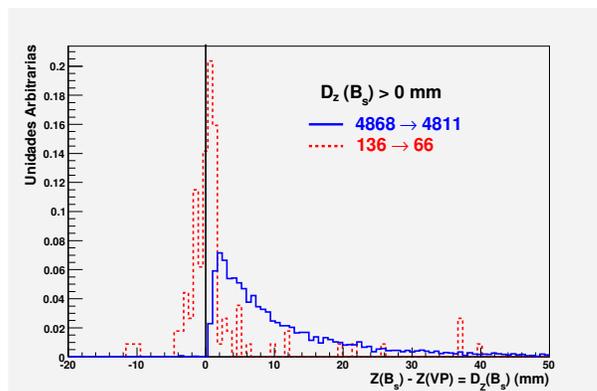


Figura 5.7: Distribuições da componente z da diferença entre as posições dos vértices do B_s e primário. A amostra do sinal $B_s \rightarrow \phi\phi$ é representada pela linha sólida e a de $b\bar{b}$ inclusivo pela linha tracejada. O corte de $D_z(B_s) > 0$ mm é indicado no gráfico pela linha vertical e a redução provocada em cada uma das amostras por ele também é apresentada, em número de eventos. As distribuições são normalizadas para terem a mesma área.

5.3.3 As Janelas de Massa

Por último, é utilizada como variável de corte a massa do B_s reconstruído. Todavia, nesse ponto é necessário ter cuidado. Para obter a quantidade de eventos de sinal que esperamos selecionar em um certo período, é necessário utilizar a eficiência da seleção desenvolvida. Para os eventos do sinal, isso pode ser feito diretamente, já que a quantidade de eventos simulada representa alguns meses da tomada de dados.

Por outro lado, como já foi dito anteriormente, a quantidade de eventos de $b\bar{b}$ inclusivo gerados representa pouco mais de 10 minutos da tomada de dados. Sendo assim, mesmo que todos os eventos de $b\bar{b}$ inclusivo sejam rejeitados, a obtenção das quantidades de eventos esperados de ruído ficaria limitada. O que fazemos é seguir o procedimento adotado pela colaboração de escolher para a amostra de $b\bar{b}$ inclusivo uma janela de massa larga e simétrica, ao redor da massa medida do B_s , $M(B_s) = (5369, 9 \pm 1, 3) \text{ MeV}/c^2$ [48]. Já para a amostra de sinal é aplicada uma janela de massa mais estreita, que corresponde

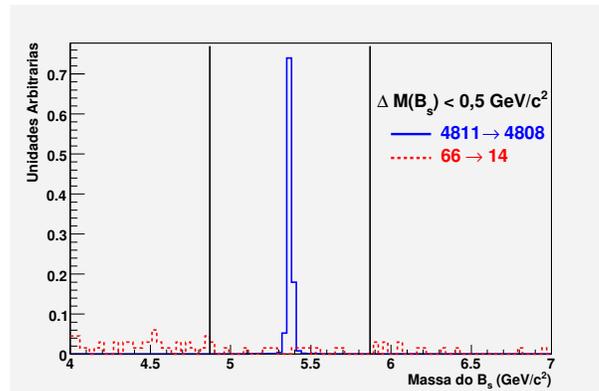


Figura 5.8: Distribuições da massa do B_s reconstruído. A amostra do sinal $B_s \rightarrow \phi\phi$ é representada pela linha sólida e a de $b\bar{b}$ inclusivo pela linha tracejada. O corte de $\Delta M(B_s) < 0,5 \text{ GeV}/c^2$ é indicado no gráfico pelas duas linhas verticais e a redução provocada em cada uma das amostras por ele também é apresentada, em número de eventos. As distribuições são normalizadas para terem a mesma área.

a que será de fato utilizada para a seleção.

Com os eventos restantes na janela de massa larga, é obtida a quantidade de eventos que se esperaria ter de ruído em um dado período, com os cortes utilizados na seleção de eventos do canal $B_s \rightarrow \phi\phi$. É feita, então, a suposição de que a redução da largura da janela de massa atua linearmente na quantidade de eventos esperada. Sendo assim, o número de eventos de ruído que se espera selecionar em um dado período é a quantidade que se obtém pela janela de massa larga multiplicada por um fator de redução dado pela razão entre as janelas de massa estreita, utilizada para o sinal, e a larga.

Sendo assim, escolhemos uma janela de massa larga de $\pm 500 \text{ MeV}/c^2$ em torno do valor tabelado para $M(B_s)$. Essa escolha foi baseada nas distribuições mostradas na figura 5.8, que também apresenta a redução provocada pela exigência em cada uma das amostras.

Já para decidir sobre a janela de massa estreita a ser utilizada, fizemos o ajuste de uma gaussiana aos eventos restantes, obtendo uma largura de $\sigma = (12, 1 \pm 0, 2) \text{ MeV}/c^2$. Esse

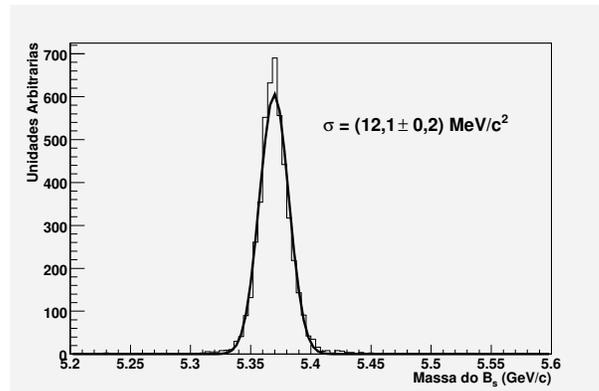


Figura 5.9: Distribuição de massa do B_s reconstruído, nos eventos restantes, e o ajuste de uma gaussiana. O ajuste fornece o resultado de $\sigma = 12,1 \pm 0,2 \text{ MeV}/c^2$.

ajuste é mostrado na figura 5.9. Com isso, optamos por uma janela de massa estreita de $\pm 40 \text{ MeV}/c^2$, a ser aplicada nos eventos de sinal.

Os cortes aplicados na seleção e as respectivas reduções na quantidade de eventos causadas por ele estão apresentados no sumário da tabela 5.1.

5.3.4 Desempenho de *Trigger* e SIS

Depois de ter feito a seleção dos eventos gerados, aos aceitos foram aplicados os algoritmos de *trigger* e SIS disponíveis no DaVinci. Os números obtidos estão mostrados na tabela 5.2. Lembrando que são considerados apenas eventos de sinal dentro da janela de massa estreita, mas os de $b\bar{b}$ inclusivo são os dentro da janela larga. Por esses números, vemos que não há nenhum evento de ruído selecionado pelos cortes escolhidos e aceito pelo *trigger*.

Corte Aplicado	Número de Eventos	
	Eventos de Sinal	Eventos de Ruído
Gerados	69000	33926781
Pré-seleção	5843	15839
$P_T(K) > 400 \text{ MeV}/c$	5531	1055
$\Delta M(\phi) < 20 \text{ MeV}/c^2$	5298	557
$P_T(\phi) > 1200 \text{ MeV}/c$	5069	292
$I_P/\sigma(\phi) > 2$	5053	209
$\chi^2(B_s) < 25$	4868	136
$D_Z(B_s) > 0 \text{ mm}$	4811	66
$\Delta M(B_s) < 500 \text{ MeV}/c^2$	-	14
$\Delta M(B_s) < 40 \text{ MeV}/c^2$	4663	-

Tabela 5.1: Sumário dos cortes aplicados e a quantidade de eventos restando nas amostras após cada uma deles.

Seleção	Número de Eventos	
	Sinal	$b\bar{b}$ Inclusivo
Aceitos pelos Cortes	4663	14
L0	1716 ($\epsilon_{L0} = 36,8 \pm 0,7$)	5
L1	1208 ($\epsilon_{L1} = 70,4 \pm 1,1$)	4
HLT	870 ($\epsilon_{HLT} = 72,0 \pm 1,3$)	0
SIS	592 ($\epsilon_{tag} = 68,0 \pm 1,6$)	0

Tabela 5.2: Resultado da aplicação dos algoritmos de *trigger* e SIS nos eventos aceitos pela seleção. A análise é sequencial, de maneira que somente eventos aceitos pelo nível anterior são analisados pelo posterior. Vale ressaltar que os eventos considerados como aceitos pelos cortes dizem respeito a janelas de massa diferentes para o sinal e o ruído.

5.4 O Desempenho Anual

Para saber o número de eventos de sinal N_{sin} , que o LHCb espera medir por ano, com essa seleção específica, é preciso aplicar a fórmula:

$$N_{\text{sin}} = \mathcal{L}_{\text{int}} \cdot \sigma_{b\bar{b}} \cdot 2 \cdot P(b \rightarrow B_s) \cdot \text{BR}_{\text{vis}}(B_s \rightarrow \phi\phi) \cdot \epsilon_{\text{tot}} \quad (5.1)$$

Onde $\mathcal{L}_{\text{int}} = 2\text{fb}^{-1}$ é a luminosidade integrada esperada em 1 ano de tomada de dados, $\sigma_{b\bar{b}} = 627\mu\text{b}$ é a seção de choque simulada para a formação de pares $b\bar{b}$ na colisão de prótons. Portanto, o produto $\mathcal{L}_{\text{int}}\sigma_{b\bar{b}} \approx 1,3 \times 10^{12}$ é o número de pares que se espera produzir em um ano. Além disso, $P(b \rightarrow B_s) = 0,099$ é a probabilidade de um quark (\bar{b}) hadronizar em um méson B_s e o fator 2 leva em conta que há um par $b\bar{b}$ no evento. $\text{BR}_{\text{vis}}(B_s \rightarrow \phi\phi) = \text{BR}(B_s \rightarrow \phi\phi) \cdot [\text{BR}(\phi \rightarrow K^+K^-)]^2$ é a razão de ramificação dos eventos visíveis pelo detector, que leva em conta não só a razão de ramificação do canal $B_s \rightarrow \phi\phi$ como também a probabilidade de decaimento do ϕ nos káons carregados. Por fim, ϵ_{tot} é a eficiência para medir um desses eventos.

Essa eficiência total inclui vários fatores. Primeiro, a probabilidade de o méson em questão estar dentro da cobertura geométrica do detector, $\epsilon_{\text{geo}} = 0.348$ para um méson B_s . Esse fator precisa ser levado em conta explicitamente pois só são simulados eventos com os produtos dentro da cobertura geométrica do LHCb. Além disso, temos ineficiências no detector e na reconstrução de eventos. Esse fato leva ao fator $\epsilon_{\text{det}} = N_{\text{rec}}/N_{\text{sim}}$, onde N_{rec} é o número de eventos reconstruídos ² e N_{sim} é a quantidade de eventos simulados. Temos também que considerar a eficiência da seleção desenvolvida para o canal $\epsilon_{\text{sel}} = N_{\text{sel}}/N_{\text{rec}}$, onde N_{sel} é a quantidade de eventos aceitos pela seleção. Ainda temos a eficiência de *trigger* $\epsilon_{\text{trig}} = \epsilon_{\text{L0}} \cdot \epsilon_{\text{L1}} \cdot \epsilon_{\text{HLT}}$. Por fim, é necessário que o evento tenha passado pelo SIS, introduzindo o fator ϵ_{tag} . Portanto, tirando a eficiência da cobertura geométrica, a eficiência total pode ser obtida diretamente, a partir do resultado final da seleção. Todavia, é interessante fatorizá-la, para entender como cada etapa da seleção está atuando.

²Um evento reconstruído é aquele no qual todos os produtos finais formam traços longos.

	Eficiência
ϵ_{geo}	34,8 %
ϵ_{det}	$8768/69000 \approx (12,7 \pm 0,1)\%$
ϵ_{sel}	$4663/8768 \approx (53,7 \pm 0,5)\%$
ϵ_{L0}	$1716/4663 \approx (36,8 \pm 0,7)\%$
ϵ_{L1}	$1208/1716 \approx (70,4 \pm 1,1)\%$
ϵ_{HLT}	$870/1208 \approx (72,0 \pm 1,3)\%$
ϵ_{trig}	$870/4663 \approx (18,7 \pm 0,6)\%$
ϵ_{tag}	$592/870 \approx (68,0 \pm 1,6)\%$
ϵ_{tot}	$\approx (0,298 \pm 0,012)\%$

Tabela 5.3: Valores obtidos para cada uma das eficiências que contribuem para ϵ_{tot} , na amostra de sinal.

Sendo assim, temos que:

$$\epsilon_{\text{tot}} = \epsilon_{\text{geo}} \cdot \epsilon_{\text{det}} \cdot \epsilon_{\text{sel}} \cdot \epsilon_{\text{trig}} \cdot \epsilon_{\text{tag}} \quad (5.2)$$

A tabela 5.3 contém o valor de ϵ_{tot} , junto com cada um dos termos da fatorização .

Assim sendo, a quantidade de eventos do canal $B_s \rightarrow \phi\phi$ que esperamos medir em um ano no LHCb, com a seleção desenvolvida, aceitos pelo *trigger* e com o sabor do méson B_s identificado, é:

$$N_{\text{sin}} = 2510 \pm 10 \quad (5.3)$$

Onde foi utilizado que $\text{BR}(\phi \rightarrow K^+K^-) = 0,492 \pm 0,006$ [48].

Já para a quantidade de eventos de ruído que esperamos ter em um ano, utilizando a mesma seleção, devemos obter um limite, uma vez que não foi selecionado nenhum evento, após a seleção de *trigger*. O número esperado de eventos de ruído selecionados por ano é dado por:

$$N_{b\bar{b}} = \mathcal{L}_{\text{int}} \cdot \sigma_{b\bar{b}} \cdot \epsilon_{b\bar{b}} \quad (5.4)$$

onde a luminosidade integrada e a seção de choque para a formação de pares $b\bar{b}$ são as mesmas já utilizadas no cálculo de N_{sin} . No cálculo de $\epsilon_{b\bar{b}}$ entram a eficiência da geometria $\epsilon_{\text{geo}} = 43,4\%$ ³, o fator de redução devido à diferença nas larguras das janelas de massa utilizadas $\epsilon_{\text{mas}} = 8\%$ e a eficiência de seleção ϵ_{sel} . Como nenhum evento foi selecionado nessa amostra, utilizamos o fato de a quantidade de eventos medidos seguir a distribuição de Poisson. Sendo assim, o limite superior, com 90 % de nível de confiança, para o valor da média de eventos da distribuição é de $\nu = 2,3$ [48]. O limite superior da eficiência de seleção para a amostra de $b\bar{b}$ inclusivo será, portanto:

$$\epsilon_{\text{sel}} = 2,3/33926781 \approx 6,8 \times 10^{-6}\% \quad (5.5)$$

A aplicação da fórmula (5.4) nos leva a um limite superior da quantidade de eventos medidos em 1 ano de:

$$N_{b\bar{b}} = 2960 \quad (5.6)$$

Com os valores obtidos, esperamos ter, portanto, uma razão $N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = [0,0 - 1,2]$, com 90 % de nível de confiança.

5.5 O Estudo da Sensibilidade ao Parâmetro ϕ_s

Para estudar a sensibilidade do LHCb ao parâmetro ϕ_s , utilizando o canal de decaimento $B_s \rightarrow \phi\phi$, fizemos um programa com uma simulação de Monte Carlo rápida para estimar as taxas de decaimento dependentes do tempo, dos mésons B_s e \bar{B}_s no estado final. Como entrada desse programa são utilizados as quantidades de eventos esperadas por ano para

³A eficiência da cobertura geométrica é maior para os eventos de $b\bar{b}$ do que para o canal específico já que no último caso, os eventos são gerados com a exigência adicional de os produtos do B_s estarem dentro da geometria

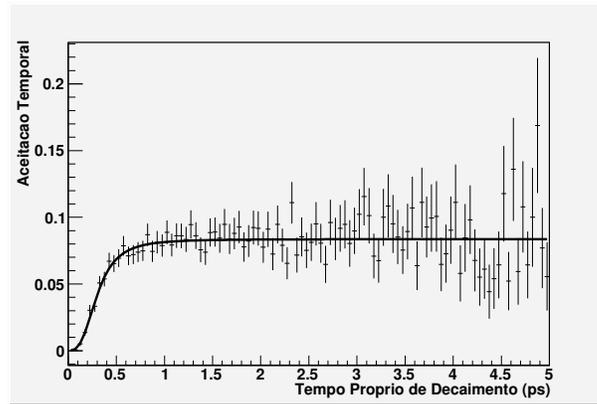


Figura 5.10: Razão dos histogramas com o tempo próprio de decaimento entre eventos selecionados e gerados, junto com o ajuste da função $A(t) = \frac{at^3}{b+t^3}$.

o sinal e para o ruído. Como temos que simular as taxas de decaimento dependentes do tempo, é necessário saber a função de aceitação temporal dos eventos, uma vez que a probabilidade de detecção pode depender fortemente do valor do tempo próprio de decaimento t , especialmente após os cortes em I_P .

5.5.1 As Funções de Aceitação Temporal

Chamaremos de Aceitação Temporal $A(t)$ a função que dá a probabilidade de um evento que decaiu num tempo próprio t ser detectado e selecionado pelo LHCb. Para obter $A(t)$ dividimos o histograma do tempo próprio de decaimento medido dos eventos selecionados pelo dos eventos gerados. A essa razão é feito o ajuste de uma função do tipo:

$$A(t) = \frac{at^3}{b+t^3} \quad (5.7)$$

A razão dos histogramas mencionados e o ajuste da função para a amostra de sinal são apresentados na figura 5.10. O resultado do ajuste nos parâmetros é: $a = 0,084 \pm 0,001$ e $b = 0,027 \pm 0,003\text{ps}^3$.

Para tratar o ruído da mesma maneira, é preciso obter a distribuição do tempo próprio

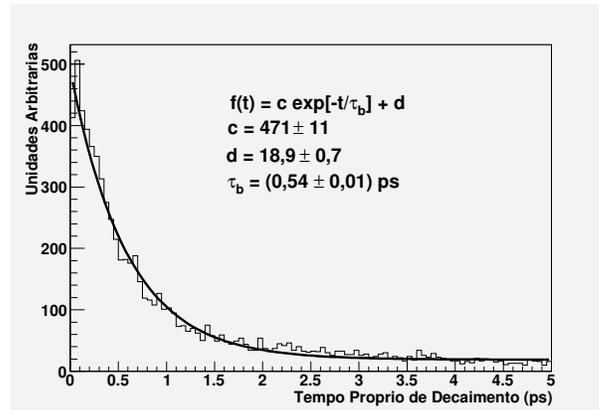


Figura 5.11: Tempo próprio de decaimento medido nos eventos de $b\bar{b}$ inclusivo aceitos pela pré-seleção. É feito um ajuste da função $f(t) = ce^{-t/\tau_b} + d$.

medido desse tipo de evento. Para isso, ajustamos uma função do tipo $f(t) = c.e^{-t/\tau_b} + d$ aos eventos aceitos pela pré-seleção. A distribuição do tempo próprio reconstruído, para os eventos de $b\bar{b}$ aceitos pela pré-seleção, é mostrada juntamente com o ajuste feito na figura 5.11. Como indicado na figura, obtemos $\tau_b = (0,54 \pm 0,01)\text{ps}$. Desse ajuste, vemos que essa amostra tem um comportamento similar ao do decaimento de um canal específico, com τ_b agindo como a meia vida do decaimento. Com esse valor obtido, fizemos um ajuste na distribuição de t dos eventos aceitos pela seleção, da função: $h(t) = A(t) \times e^{-t/\tau_b}$, onde $A(t)$ é a mesma função de aceitação temporal usada na amostra de sinal. Devido à falta de eventos, foram utilizados todos os eventos antes do corte da janela de massa larga, aplicado a essa amostra. O resultado do ajuste para o ruído é: $a = 10 \pm 16$ e $b = (0,00012 \pm 0,00007)\text{ps}^3$.

5.5.2 A Resolução de Tempo Próprio

Além das quantidades de eventos em cada uma das amostras a serem simuladas e da aceitação temporal, também é preciso obter a resolução na medida do tempo próprio de decaimento. Isso ocorre pois as taxas de decaimento dependentes do tempo a serem

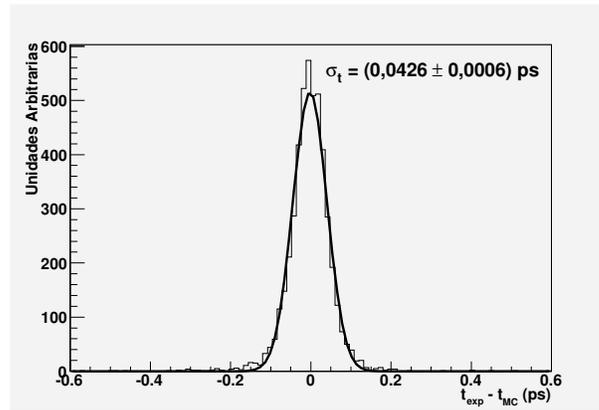


Figura 5.12: Tempo próprio de decaimento medido menos o de Monte Carlo gerado, nos eventos de sinal aceitos pela seleção, pelo *trigger* e identificados pelo SIS. Do ajuste de uma gaussiana resulta a resolução $\sigma_t = 0,04\text{ps}$.

utilizadas dizem respeito aos valores reais t_{MC} , que só poderiam ser obtidos se o detector fosse perfeito. Como esse não é o caso, é necessário relacionar t_{MC} ao valor do tempo próprio medido t_{exp} . Para isso, obtemos a resolução na medida do tempo próprio pelo ajuste de uma função gaussiana na distribuição $t_{\text{exp}} - t_{\text{MC}}$, mostrada na figura 5.12. No estudo da sensibilidade será usada, portanto, uma resolução de $\sigma_t = 0,04\text{ps}$.

5.5.3 A Verossimilhança

Para fazer a simulação rápida de Monte Carlo, utilizamos uma ferramenta desenvolvida para modelar dados, o RooFit [57], que é integrada com o programa ROOT [58], uma interface para análise de dados. O ajuste dos parâmetros é feito pelo MINUIT [59], uma ferramenta para minimização de funções desenvolvida no CERN.

O método consiste em definir uma verossimilhança total, que engloba as amostras de sinal e ruído, e gerar um tempo próprio de decaimento segundo essa probabilidade. No fim é feito um ajuste aos eventos simulados, minimizando a verossimilhança com a variação de ϕ_s para obter a sensibilidade na medida desse parâmetro.

Os Parâmetros de Entrada

Para fazer o ajuste, é necessário saber quantos eventos de sinal e ruído devem ser gerados. Para N_{sin} , usamos o valor obtido no desempenho anual, de 2510. Já para o ruído, o que obtivemos na seleção foi um intervalo possível da quantidade $N_{\text{b}\bar{\text{b}}}/N_{\text{sin}} = [0 - 1, 2]$. Sendo assim, foram tratados 3 casos diferentes:

- Um com o valor do meio do intervalo, $N_{\text{b}\bar{\text{b}}}/N_{\text{sin}} = 0,6$, o que corresponde a $N_{\text{b}\bar{\text{b}}} = 1500$;
- O limite superior do intervalo, $N_{\text{b}\bar{\text{b}}}/N_{\text{sin}} = 1,2$, correspondendo a $N_{\text{b}\bar{\text{b}}} = 3000$
- Um valor muito baixo de $N_{\text{b}\bar{\text{b}}}/N_{\text{sin}} = 0,2$, correspondendo a $N_{\text{b}\bar{\text{b}}} = 500$

É montada, então, uma verossimilhança para sortear um tempo próprio de decaimento t_{exp} medido do tipo:

$$\mathcal{L}_{\text{tot}} = f_{\text{sin}}\mathcal{L}_{\text{sin}} + f_{\text{rui}}\mathcal{L}_{\text{rui}} \quad (5.8)$$

onde $f_{\text{sin}} = N_{\text{sin}}/(N_{\text{sin}} + N_{\text{b}\bar{\text{b}}})$ é a fração de eventos de sinal e $f_{\text{rui}} = N_{\text{b}\bar{\text{b}}}/(N_{\text{sin}} + N_{\text{b}\bar{\text{b}}})$ a de ruído, \mathcal{L}_{sin} a verossimilhança de sinal e \mathcal{L}_{rui} a do ruído.

Como visto no capítulo 2, o canal de decaimento $B_s \rightarrow \phi\phi$ é uma combinação dos autoestados de CP, de autovalores $\eta_f = \pm 1$. Sendo assim, além de ϕ_s , o ajuste será feito também em R_T . Uma vez que esse valor não é determinado, foi feita a simulação de 4 cenários diferentes $R_T = 0, 0,1, 0,2$ e $0,3$. Lembrando que R_T corresponde à razão de decaimentos no estado com $\eta_f = -1$. \mathcal{L}_{sin} será, portanto, uma soma do tipo:

$$\mathcal{L}_{\text{sin}} = R_T\mathcal{L}_o + (1 - R_T)\mathcal{L}_e \quad (5.9)$$

onde \mathcal{L}_o corresponde à probabilidade de ocorrer um decaimento do méson B_s no autoestado de autovalor -1 e \mathcal{L}_e à de o decaimento ser no autoestado de autovalor 1.

As probabilidades de ocorrer um decaimento de um evento de sinal, num estado com autovalor de CP $\eta_f = \pm 1$ são dadas pelas expressões (2.52) e (2.53). Como descrito

anteriormente, é necessário transformar esse tempo próprio t_{MC} no tempo medido t_{exp} . Além disso é necessário levar em conta a aceitação temporal do detector. Com isso, as funções de densidade de probabilidade assumem a forma:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_o &\propto A_{\sin}(t_{exp}) \times R_o(t_{MC}, tag; \omega) \otimes G(t_{exp} - t_{MC}) \\ \mathcal{L}_e &\propto A_{\sin}(t_{exp}) \times R_e(t_{MC}, tag; \omega) \otimes G(t_{exp} - t_{MC})\end{aligned}\quad (5.10)$$

onde as expressões $R_f(t_{MC}, tag; \omega)$ representam as probabilidades de ocorrer um decaimento no estado de autovalor η_f , dadas por (2.52) e (2.53), com a quantidade $tag = \pm 1$ representando a possibilidade de termos um B_s ou um \bar{B}_s em $t=0$. A função $G(t_{exp} - t_{MC})$ é uma gaussiana, de largura $\sigma_t = 0,04$ ps, que faz a transformação $t_{MC} \rightarrow t_{exp}$. O símbolo \otimes significa que integramos sobre os tempos t_{MC} . Além disso, $A_{\sin}(t_{exp})$ é a função de aceitação temporal da amostra de sinal, já ajustada anteriormente.

No que diz respeito à taxa de identificação errada de sabor, ω , não podemos medir essa quantidade diretamente, por se tratar de um canal de sinal. Como aqui estamos interessados na sensibilidade na medida de ϕ_s e não em obter o valor preciso para essa quantidade, por simplicidade, sorteamos um valor de ω para cada evento, segundo uma distribuição gaussiana de média 0,300 e largura 0,016, que correspondem ao valor e à incerteza de ω , obtidos para o canal de controle $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$ no TDR de Reotimização [33]. Esse valor é aplicado a $R_f(t_{MC}, tag; \omega)$.

Os valores usados para as constantes físicas, presentes em $R_f(t_{MC}, tag; \omega)$, foram:

- $\Delta M_s = 17,3 \text{ ps}^{-1}$ medido pelo experimento CDF [60]⁴.
- $\Delta \Gamma_s = 0,22 \text{ ps}^{-1}$, usando que $\Delta \Gamma_s = (0,22 \pm 0,09) \text{ ps}^{-1}$ [48]
- $\tau_{B_s} = 1/\Gamma_s = 1,47 \text{ ps}$, usando que $\tau_{B_s} = 1,466 \pm 0,059$ [48]

Já para o valor de ϕ_s , foi mencionado na seção 5.1 que, com esse canal de decaimento, espera-se ter uma maior sensibilidade a efeitos de física nova. Por esse motivo, usamos

⁴Esse valor utilizado era de uma medida preliminar que evoluiu para $\Delta M_s = (17,77 \pm 0,10 \pm 0,07) \text{ ps}^{-1}$.

um valor de $\text{sen}(\phi_s) = -0,2$. Esse valor corresponde a cinco vezes o esperado pelo Modelo Padrão. Vale ressaltar aqui que o valor do ângulo em si não alterou muito a sensibilidade na medida do mesmo, desde que a sensibilidade fosse suficiente para não tornar a medida de ϕ_s compatível com zero.

Para a função de densidade de probabilidade do ruído, consideramos um decaimento de meia-vida τ_b , com a função de aceitação temporal obtida para a amostra de $b\bar{b}$ inclusivo, $A_{\text{rui}}(t_{\text{exp}})$:

$$\mathcal{L}_{\text{rui}} \propto A_{\text{rui}}(t_{\text{exp}}) \times e^{-t/\tau_b} \otimes G(t_{\text{rec}} - t_{\text{MC}}) \quad (5.11)$$

5.6 Resultados

Devido ao baixo valor de τ_b e a função de aceitação temporal $A_{\text{rui}}(t)$, muitos eventos de ruído se concentram na região de baixo t_{exp} , dificultando em alguns dos casos tratados a geração dos eventos. Por esse motivo, escolhemos trabalhar com a faixa de valores

$$0,15\text{ps} < t < 4,0\text{ps} \quad (5.12)$$

Com essa escolha, é necessário gerar somente a quantidade de eventos de cada amostra que estaria contida nessa faixa. Essas quantidades, (N_{sig} de sinal e N_{rui} de ruído) são dadas pela razão da integração numérica das funções no intervalo escolhido e da integração no intervalo completo:

$$\begin{aligned} \frac{N_{\text{sig}}}{N_{\text{sin}}} &= \frac{\int_{0,15}^{4,0} e^{-t/\tau_{B_s}} \times A_{\text{sin}}(t)}{\int_{0,0}^{15,0} e^{-t/\tau_{B_s}} \times A_{\text{sin}}(t)} \approx 0,94 \\ \frac{N_{\text{rui}}}{N_{b\bar{b}}} &= \frac{\int_{0,15}^{4,0} e^{-t/\tau_b} \times A_{\text{rui}}(t)}{\int_{0,0}^{15,0} e^{-t/\tau_b} \times A_{\text{rui}}(t)} \approx 0,84 \end{aligned} \quad (5.13)$$

Assim sendo, foram gerados N_{sig} eventos de sinal. Para cada um deles, foi sorteado um valor para ω e, a partir deste, um t_{exp} e um sabor para o méson, segundo a função \mathcal{L}_{sin} . Além disso foram gerados N_{rui} sinais de ruído. Mais uma vez, para cada um deles foi sorteado um t_{exp} segundo \mathcal{L}_{rui} e um sabor aleatório para o méson.

Primeiramente, resolvemos tratar o caso limite de $R_T = 0$. Essa situação corresponderia a termos o canal $B_s \rightarrow \phi\phi$ como autoestado de CP. Escolhendo o valor $N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 0,6$, deveríamos ter $N_{b\bar{b}} = 0,6 \times N_{\text{sin}} \approx 1500$. Porém, dentro da faixa de tempo tratada, temos $N_{\text{ruí}} = 0,84 \times N_{b\bar{b}} \approx 1260$.

O tempo próprio de decaimento medido para um méson, identificado em $t=0$ como um B_s ou um \bar{B}_s e a soma das duas amostras são mostrados na figura 5.13, juntamente com a assimetria A_{CP}

A esses eventos gerados são somados os simulados como amostra de ruído. As distribuições da soma de todos os eventos são mostradas na figura 5.14. A um evento de ruído, foi atribuído um sabor aleatório para o méson B_s . Como a maior parte dos eventos de ruído estão concentrados na região de menor t_{exp} , a assimetria medida também é menor nessa faixa de valores, como é possível verificar na figura.

A minimização da verossimilhança total, leva a um valor de:

$$\text{sen}(\phi_s) = -0,21 \pm 0,10 \quad (5.14)$$

Portanto, a sensibilidade que se espera ter na medida de $\text{sen}(\phi_s)$, com uma razão $N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 0,6$, com $R_T = 0$ é de 0,10. Além desse caso, consideramos a situação com 2 e 5 anos de tomada de dados. Os resultados estão na tabela 5.4, onde vemos que em cinco anos de tomada de dados esperamos reduzir à metade o erro na medida de ϕ_s .

Além desse caso, ainda com o mesmo valor de R_T , tratamos os casos limite da quantidade de eventos de ruído medidos, com $N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 1,2$ e $N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 0,2$. Os resultados obtidos estão, respectivamente, nas tabelas 5.5 e 5.6.

Pelos resultados apresentados, vemos que a sensibilidade ao parâmetro ϕ_s é pouco afetada pela variação da quantidade de eventos de ruído na amostra, dentro do intervalo obtido na seleção do canal. Esse comportamento também foi observado para outros valores da quantidade R_T . Assim sendo, apresentaremos, a seguir, somente os resultados obtidos para a sensibilidade na medida de $\text{sen}(\phi_s)$ para diferentes valores de R_T , com $N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 0,6$.

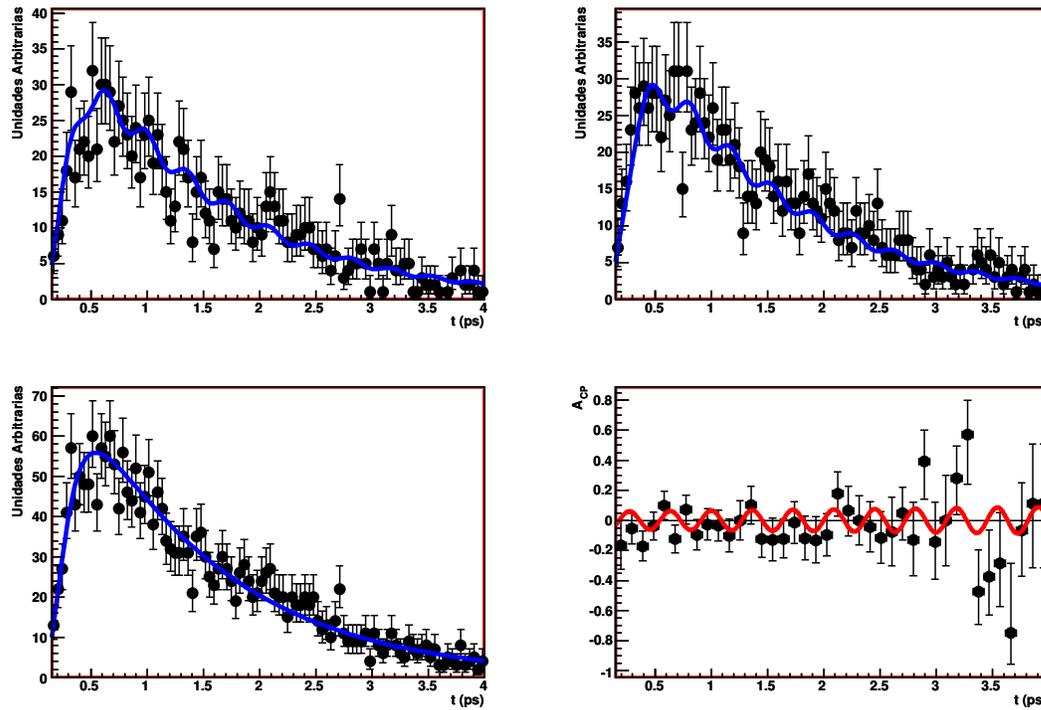


Figura 5.13: Distribuições dos tempos próprios de decaimento t_{exp} gerados na amostra de sinal. No canto superior esquerdo são mostrados os eventos que se originaram como um B_s e no superior direito os que se originaram como um \bar{B}_s . Na parte inferior esquerda está mostrada a soma dos dois e na inferior direita a assimetria de CP. Os pontos com as barras de erro representam os eventos simulados e as linhas sólidas as funções utilizadas nessa geração.

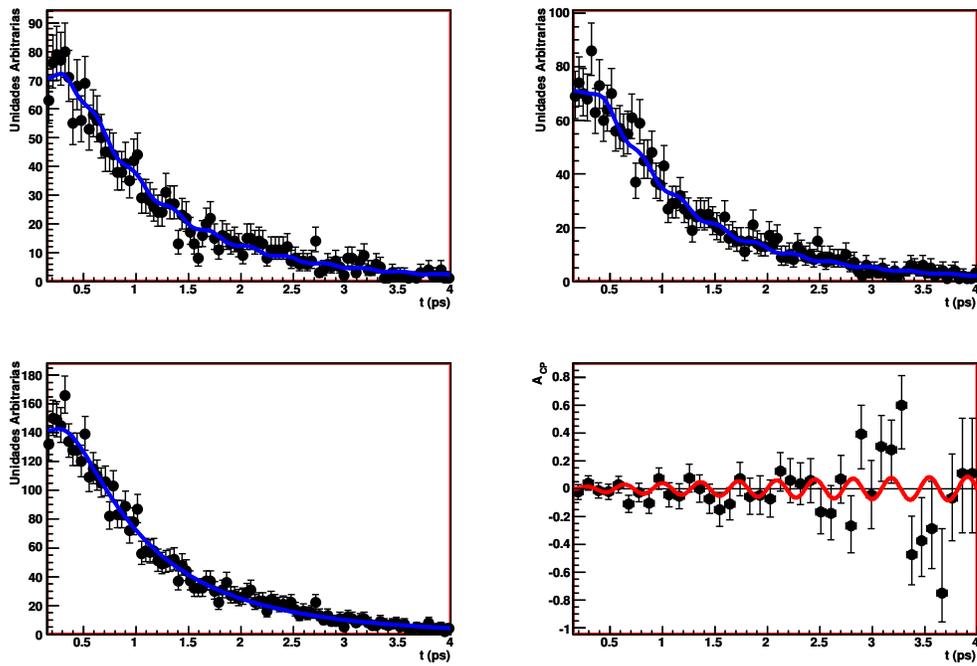


Figura 5.14: Distribuições dos tempos próprios de decaimento t_{exp} gerados na soma da amostra de sinal com a de ruído. No canto superior esquerdo são mostrados os eventos identificados como B_s em $t=0$ e no superior direito os que como \bar{B}_s . Na parte inferior esquerda está mostrada a soma dos dois e na inferior direita a assimetria de CP. Os pontos com as barras de erro representam os eventos simulados e as linhas sólidas as funções utilizadas nessa geração.

$N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 0,6$ e $R_T = 0$			
Anos	N_{sig}	N_{rui}	sensibilidade no ajuste $\text{sen}(\phi_s)$
1	2360	1260	0,10
2	4720	2520	0,07
5	11800	6300	0,05

Tabela 5.4: Sensibilidade obtida no ajuste da quantidade $\text{sen}(\phi_s)$, no caso tratado de $N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 0,6$ e $R_T = 0$, para 1, 2 e 5 anos de tomada de dados.

$N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 1,2$ e $R_T = 0$			
Anos	N_{sig}	N_{rui}	sensibilidade no ajuste $\text{sen}(\phi_s)$
1	2360	2520	0,11
2	4720	5040	0,08
5	11800	12600	0,05

Tabela 5.5: Sensibilidade obtida no ajuste da quantidade $\text{sen}(\phi_s)$, no caso tratado de $N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 1,2$ e $R_T = 0$, para 1, 2 e 5 anos de tomada de dados.

$N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 0,2$ e $R_T = 0$			
Anos	N_{sig}	N_{rui}	sensibilidade no ajuste $\text{sen}(\phi_s)$
1	2360	420	0,09
2	4720	840	0,07
5	11800	2100	0,04

Tabela 5.6: Sensibilidade obtida no ajuste da quantidade $\text{sen}(\phi_s)$, no caso tratado de $N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 0,2$ e $R_T = 0$, para 1, 2 e 5 anos de tomada de dados.

$N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 0,6$						
	Entrada: $R_T = 0,1$		Entrada: $R_T = 0,2$		Entrada: $R_T = 0,3$	
Anos	$\sigma(\text{sen}(\phi_s))$	$\sigma(R_T)$	$\sigma(\text{sen}(\phi_s))$	$\sigma(R_T)$	$\sigma(\text{sen}(\phi_s))$	$\sigma(R_T)$
1	0,13	0,09	0,15	0,09	0,20	0,11
2	0,09	0,07	0,11	0,07	0,13	0,07
5	0,06	0,04	0,07	0,05	0,08	0,05

Tabela 5.7: Sensibilidade obtida no ajuste das quantidade $\text{sen}(\phi_s)$ e R_T , no caso tratado de $N_{b\bar{b}}/N_{\text{sin}} = 0,6$, para diferentes valores de entrada para R_T . São simulados 1, 2 e 5 anos de tomada de dados.

Variando, então, os valores de R_T , e fazendo desse um parâmetro adicional a ser ajustado na minimização de \mathcal{L}_{tot} , obtemos os valores mostrados na tabela 5.7.

Com os resultados obtidos nas tabelas 5.4 e 5.7 percebe-se que a sensibilidade na medida de $\text{sen}(\phi_s)$ depende bastante do valor de R_T , que age como um fator de diluição.

5.7 Conclusão

Na seção anterior, foram mostrados os resultados obtidos para a sensibilidade do LHCb na medida de ϕ_s . Analisando-os, vemos que tal sensibilidade não varia muito para diferentes valores do número de eventos de ruído medidos, seja em um ano de tomada de dados ou em mais. Tal fato é verificado com a variação sendo feita dentro do limite obtido para o desempenho anual. Por outro lado, percebe-se que a alteração da sensibilidade é bem maior quando variamos o parâmetro R_T , que corresponde à fração de eventos decaindo no autoestado de CP de autovalor $\eta_f = -1$.

Vemos que, apesar de não atingirmos a sensibilidade necessária para medir o valor de $\phi_s = -2\chi$, esperado pelo Modelo Padrão, é possível obter uma boa sensibilidade na medida desse parâmetro, supondo que existem processos de física além do MP contribuindo

para o decaimento $b \rightarrow s\bar{s}s$. Dependendo da diluição causada por R_T , a sensibilidade na medida de $\sin(\phi_s)$ varia ficando, porém, sempre menor do que 0,20 em 1 ano de funcionamento do detector. Por outro lado, em 5 anos da tomada de dados, podemos esperar um erro nessa medida sempre menor do que 0,08.

Vale lembrar que o tratamento dado aos autoestados de momento angular distintos, através de uma diluição, foi simplificado. Isso foi feito já que não conhecíamos a distribuição angular que multiplica cada um dos termos com as amplitudes de decaimento, na expressão (2.55). Para fazer a medida de $\sin(\phi_s)$ nos dados reais será imprescindível conhecer essas distribuições.

Capítulo 6

Conclusão

O experimento LHCb deve começar a tomar dados no final de 2007. Com a aproximação desse início, é muito importante saber se as medidas serão feitas corretamente, sem erros sistemáticos. Por esse aspecto, o sistema de *trigger* é um dos mais importantes do experimento, já que é ele quem seleciona os eventos que serão salvos. Portanto, é fundamental entender o seu funcionamento.

Outro sistema imprescindível para o LHCb é o de identificação do sabor de mésons neutros pois, na maioria dos canais onde se pretende medir violação de CP, o sabor não poderá ser conhecido pelos produtos de decaimento. Nessa tese, apresentei o estudo que fiz sobre a influência da seleção de *trigger* no sistema de identificação de sabor, criando possíveis efeitos sistemáticos nas medidas.

Com uma simulação realizada no nível da geração de eventos, conseguimos criar o mesmo tipo de efeito observado na simulação completa do experimento, que altera os valores das taxas de identificação errada (ω). Essa alteração ocorre de maneira diferente para canais distintos, o que causa um erro sistemático ao supor que o valor para um canal de controle é o mesmo que o para um canal de sinal qualquer. Aplicamos um método, proposto para corrigir esse efeito, baseado na separação dos eventos em categorias de *trigger* e na correção do espaço de fase do B_s responsável pelo decaimento estudado,

levando corretamente em consideração a correlação entre as partículas. Utilizando como canal de controle o $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$, foi possível obter corretamente as taxas de identificação errada (ω) para o canal de decaimento $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-)\phi$ e para a maioria dos eventos do $B_s \rightarrow K^+ K^-$.

Somente para os eventos que necessitam tanto dos produtos do sinal quanto do resto do evento, classificados como TOB, na amostra de $B_s \rightarrow K^+ K^-$, não foi possível obter corretamente as taxas ω . Essa dificuldade de tratar efeitos sistemáticos nesse tipo de evento levou a colaboração a reestruturar o sistema de *trigger*, de maneira a minimizar a quantidade deles.

Além desse estudo sobre efeitos sistemáticos, também testamos a sensibilidade do experimento LHCb na medida do parâmetro ϕ_s , que mede a violação de CP no sistema do méson B_s . No cenário do Modelo Padrão, tal quantidade é equivalente ao ângulo χ , de um dos triângulos da matriz CKM. O principal canal de decaimento para a medida desse ângulo é $B_s \rightarrow J/\psi\phi$, onde o decaimento é dominado por um diagrama de Feynman de árvore. Todavia, o canal de decaimento $B_s \rightarrow \phi\phi$ só ocorre por diagramas do tipo pinguim e, por isso, a medida de ϕ_s se torna mais sensível à física além do MP.

Foi desenvolvida uma seleção, baseada nas variáveis cinemáticas e na topologia para separar os eventos do $B_s \rightarrow \phi\phi$ dos demais. Com esta, esperamos medir 2510 ± 10 eventos de sinal que sejam aceitos pelo sistema de *trigger* e tenham o sabor do méson B_s identificado. Além disso, esperamos que a razão entre o número de eventos de ruído e de sinal aceitos pela seleção específica e pelo *trigger* esteja no intervalo [0-1,2].

Utilizando os desempenhos anuais de eventos que esperamos medir, fizemos uma simulação rápida de Monte Carlo para testar a sensibilidade que o LHCb pode alcançar na medida de ϕ_s . Como esse canal é uma mistura de autoestados de CP, será necessária uma análise angular para separar os três estados distintos. Uma vez que não dispúnhamos das distribuições angulares esperadas que multiplicam cada um dos termos das amplitudes de decaimento, fizemos a suposição de que elas são as mesmas para cada um dos autoestados

de CP. Com isso, a separação nos estados pode ser tratada como uma diluição na medida de ϕ_s , caracterizada por R_T , que é a fração de eventos que decai no estado de autovalor de CP -1 e é ajustada juntamente com ϕ_s .

Fizemos testes com 3 diferentes valores de $N_{\bar{b}b}/N_{\text{sin}}$ e 4 de R_T . Mostramos que a variação da quantidade de eventos de ruído, dentro da faixa de eventos obtida na seleção, não altera muito a incerteza na medida de $\text{sen}(\phi_s)$. Por outro lado, vimos que a variação de R_T interfere bastante na medida, fazendo a incerteza na medida variar de 0,10 a 0,20 em um ano de tomada de dados, dependendo do valor de R_T .

Referências

- [1] A. D. Sakharov, *Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe*, JETP Lett. **5** (1967), 24.
- [2] M. Kobayashi and K. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973), 652.
- [3] M. B. Gavela *et. al.*, Modern Phys. Lett. **9A** (1994), 795.
- [4] The LHCb Collaboration, *LHCb Technical Proposal*, **CERN/LHCC 98-4, LHCC P4**.
- [5] *The Large Hadron Collider Project*, <http://lh.web.cern.ch/lhc>
- [6] J. H. Christenson et al, Phys. Rev. Letters **13** (1964), 138.
- [7] Gerhart Luders, *Proof of the TCP theorem*, Ann. Phys. **2** (1957), 1.
- [8] David J. Gross, *A Theory of the Strong Interactions*, Phys. Reports **49** (1979), 143.
- [9] Sheldon L. Glashow, *Partial-Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys., **22** (1961), 579.
- [10] Abdus Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, Em N. Svartholm, *Elementary Particle Theory*, Almqvist e Wiskell, (1968).
- [11] Steven Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967), 1264.
- [12] Lincoln Wolfenstein, *Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983), 1945.
- [13] N. Cabbibo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963), 531.
- [14] Robert Fleischer, *Flavour Physics and CP violation*, **hep-ph/0405091**

- [15] R. Aleksan, B. Kayser e D. London, *Determining the Quark Mixing Matrix from CP Violating Asymmetries*, Phys. Rev. Lett. **73** (1994), 73.
- [16] CKM Fitter Group (J. Charles et al.), *CP Violation and the CKM Matrix: Assessing the Impact of the Asymmetric B Factories*, Eur. Phys. J., **C41** (2005), 1.
- [17] Elliot Leader e Enrico Predazzi, *An Introduction to gauge theories and modern particle physics*, Cambridge Monographs On Particle Physics.
- [18] R. Marshak, Riazuddin e C. Ryan, *Theory of Weak Interactions in Particle Physics*, Wiley-Interscience.
- [19] I. Dunietz e R. Fleischer, *In Pursuit of New Physics with B_s decays*, Phys. Rev. **D63** (2001) **hep-ph/0405091**.
- [20] G. Buchalla, A. Buras e M. Lauterbacher, *Weak decays beyond leading logarithms*, Rev. Mod. Phys. **68** (1996), 1125.
- [21] A. Dighe, I. Dunietz, R. Fleischer, *Extracting CKM Phases and $B_s - \bar{B}_s$ Mixing Parameters from Angular Distributions of Non-Leptonic B Decays*, Eur. Phys. J. **C6** (1999), 647; hep-ph/9804253.
- [22] A. Dighe, I. Dunietz, H. J. Lipkin e J. L. Rosner, *Angular distributions and lifetime differences in $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ decays*, Phys. Lett. **B369** (1996), 144; hep-ph/9511363
- [23] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Technical Proposal*, **CERN/LHCC 94-43, LHCC P2**
- [24] ATLAS - A Toroidal LHC Apparatus, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/Welcome.html>
- [25] The CMS Collaboration, *CMS Technical Proposal*, **CERN/LCHH 94-38, LHCC P1**
- [26] Compact Muon Solenoid, <http://cms.cern.ch>
- [27] The ALICE Collaboration, *ALICE Technical Proposal*, **CERN/LHCC 95-71, LHCC P3**
- [28] A Large Ion Collider Experiment at CERN LHC, <http://aliceinfo.cern.ch>
- [29] E. Tsismelis, *Commissioning the LHC Physics Programme*, **Proceedings of LHC Project Workshop - 'Chamonix XV'**

- [30] P. Nason et al. Bottom Production. In Altarelli and M.L. Mangano, *Proceedings of the 1999 Workshop on Standard Model Physics (and More) at the LHC*, **CERN-2000-004, hep-ph/0003142**.
- [31] T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual*, Computer Physics Commun. **82** (1994) 74.
- [32] LHCb Collaboration, *LHCb - Parameters of DC04 Monte Carlo production*. **<https://uimon.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/SettingsDc04>**.
- [33] LHCb Collaboration. *LHCb Technical Design Report: Reoptimized detector design and performance*. **CERN-LHCC 2003-030**.
- [34] LHCb Collaboration. *LHCb Magnet Technical Design Report*. **CERN-LHCC 2000-007**.
- [35] LHCb Collaboration. *LHCb VELO Technical Design Report*. **CERN-LHCC 2001-011**.
- [36] LHCb Collaboration. *LHCb RICH Technical Design Report*. **CERN-LHCC 2000-037**.
- [37] J. V. Jelley. *Cerenkov Radiation and Its Applications*. **Pergamon: London, 1958**.
- [38] LHCb Collaboration. *LHCb Inner Tracker Technical Design Report*. **CERN-LHCC 2002-029**.
- [39] LHCb Collaboration. *LHCb Outer Tracker Technical Design Report*. **CERN-LHCC 2001-024**.
- [40] LHCb Collaboration. *LHCb Calorimeters Technical Design Report*. **CERN-LHCC 2000-036**.
- [41] LHCb Collaboration. *LHCb Muon System Technical Design Report*. **CERN-LHCC 2001-029**.
- [42] LHCb Collaboration, *Addendum to the LHCb Muon System Technical Design Report*. **CERN-LHCC 2003-002**.
- [43] LHCb Collaboration. *3-GEM Addendum to the LHCb Muon System Technical Design Report*. **CERN-LHCC 2005-012**.
- [44] F. Sauli. Nucl. Instrum. Meth. **A386**, 531.
- [45] The LHCb Collaboration, *LHCb Trigger Technical Design Report*, **CERN-LHCC 2003-31**.
- [46] L. Fernandez and P. Koppenburg, *Exclusive HLT Performance*, **LHCb 2005-047**.
- [47] M. Calvi, O. Dormond and M. Musy, *LHCb Flavour Tagging Performance*, **LHCb 2003-115**.

- [48] W.-M Yao et al, *Review of Particle Physics*, Journ. Phys. G, **33** (2006).
- [49] D0 Collaboration, *Direct Limits on the B_s^0 Oscillation Frequency*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006); **hep-ex/0603029**.
- [50] B. Souza de Paula, *Studies on Systematic Effects of the Trigger on Flavour Tagging at the Generator Level*, **LHCb-2006-046**.
- [51] H. Dijkstra, N. Tuning and N. Brook, *Some Remarks on Systematic Effects of the Trigger and Event Generator Studies*, LHCb 2003-157 TRIG.
- [52] T. Schietinger, *Level-1: status*, Trigger Meeting 12 May 2003.
- [53] N. Zwahlen, *T-Rec Meeting 10 Oct 2005* <http://agenda.cern.ch/age?a056037>
- [54] D. Acosta et al (CDF Collaboration), *First Evidence for $B_s \rightarrow \phi\phi$ Decay and Measurements of Ratio and A_{CP} for $B^+ \rightarrow \phi K^+$* , Phys. Rev. Lett. **95** (2005); hep-ex/0502044.
- [55] LHCb Collaboration, *LHCb Computing Technical Design Report*, **CERN-LHCC 2005-019**.
- [56] LHCb Collaboration, *DAVINCI - The LHCb Analysis Program*, <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Reconstruction>.
- [57] W. Verkerke e D. Kirby, *The RooFit Toolkit for Data Modeling*, <http://roofit.sourceforge.net>.
- [58] R. Brun e F. Rademaker, *ROOT: An Object-Oriented Data Analysis Framework*, <http://root.cern.ch>
- [59] F. James, *MINUIT Reference Manual*, CERN Program Library Long Writeup **D506**; <http://www.info.cern.ch/asdoc/minuit>.
- [60] The CDF Collaboration, *Observation of B_s - B_s bar Oscillations*, **hep-ex/0609040**.
- [61] A. Datta et al, *Methods for Measuring New-Physics Parameters in B Decays*, **hep-ph/0406192** (2005).
- [62] Xinqiang Li, Gongru Lu et Y. Yang, *Charmless $\bar{B}_s \rightarrow VV$ decays in QCD factorization*, **hep-ph/0309136** (2004).
- [63] Dongsheng Du e Libo Guo, *Electroweak penguin contributions in charmless $B \rightarrow VV$ decays beyond leading logarithms*, J. Phys. **G23** (1997).

-
- [64] P.F Harrison e H.R Quinn, *The BABAR Physics Book*, **SLAC-R-504** (1998).
- [65] Luis Fernandez, *Exclusive Trigger Selections and Sensitivity to the $B_s - \bar{B}_s$ Mixing phase at LHCb*, Tese de Doutorado apresentada na **Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne**, Suíça.
- [66] Kazuyoshi C. Akiba, *Sensibilidade do Experimento LHCb à medida de γ através do decaimento $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$* , Tese de Mestrado defendida no Instituto de Física-UFRJ (2004).
- [67] I. Bigi e A. Sanda, *CP Violation*, Cambridge University Press.