



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO

INSTITUTO DE FÍSICA

Primeira medida de  $\sin 2\beta$  com o decaimento

$$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0 \text{ no LHCb}$$

TESE DE DOUTORADO

Fernando Luiz Ferreira Rodrigues

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

Orientadora: Miriam Gandelman

Rio de Janeiro

Julho/2011.



R696e Rodrigues, Fernando Luiz Ferreira

Primeira medida de  $\sin 2\beta$  com o decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$   
no LHCb / Fernando Luiz Ferreira Rodrigues.- Rio de Janeiro : UFRJ  
/ IF, 2011

vii, 102f. : il. ;31cm.

Orientadora: Prof. Miriam Gandelman

Tese (doutorado) - UFRJ / Instituto de Física / Programa  
de Pós-graduação em Física, 2011.

Referências Bibliográficas: f.3.

1. Introdução 2. Aspecto teórico. 3. O experimento  
LHCb. 4. Instalação da M1 e implementação do *trigger*-L0 no Pano-  
ramix 5. Estudo de sensibilidade do canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  6. Análise  
dos dados 7. Conclusão. A. Simetrias B. Violação de CP em sistemas  
de mésons neutros I. Gandelman, Miriam. II. Universidade Federal  
do Rio de Janeiro. Instituto de Física. Programa de Pós-graduação  
em Física. III. Estudo do decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_S^0(\pi^+\pi^-)$  no  
experimento LHCb.

# RESUMO

Primeira medida de  $\text{sen}2\beta$  com o decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  no LHCb

Fernando Luiz Ferreira Rodrigues

Orientadora: Miriam Gandelman

Resumo da tese de doutorado submetida ao Programa de Pós-graduação em Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Ciências (Física).

Este trabalho é constituído por duas partes independentes, porém complementares, o estudo e medida do canal de decaimento do méson B e as contribuições diretas ao experimento. Como contribuições diretas ao experimento nos referimos à implementação no programa de visualização de eventos do LHCb do sistema de *trigger* de nível zero e à participação na montagem da primeira estação do sistema de detecção de múons do LHCb.

O canal de decaimento do méson B medido é o  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_S^0(\pi^+\pi^-)$ . Esse canal é usado neste trabalho para a medida do parâmetro  $\text{sen}2\beta$  que está relacionado à violação da simetria Carga-Paridade. Nesta análise realizamos primeiramente um estudo da viabilidade de medi-lo no experimento LHCb, para somente então analisarmos os dados adquiridos ao longo do primeiro ano de funcionamento do acelerador. Com esse dados fizemos a primeira medida para  $\text{sen}2\beta$  no LHC e encontramos o valor de  $0,58 \pm 0,43$  para uma luminosidade de  $35\text{pb}^{-1}$ .

# ABSTRACT

First measurement of  $\sin 2\beta$  in the  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  decay at LHCb

Fernando Luiz Ferreira Rodrigues

Orientadora: Miriam Gandelman

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

This thesis has two independent parts: the study of a B meson decay channel and the direct contribution for the LHCb experiment. The referred contribution was to the L0-trigger implementation in the LHCb event display and the participation in the installation of the muon system first station.

The B meson channel studied was the decay  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_S^0(\pi^+\pi^-)$ . This channel is used in the thesis to measure the  $\sin 2\beta$  parameter, related to the charge-parity symmetry violation. First, the LHCb sensitivity to measure  $\sin 2\beta$  was estimated and then the 2010 data was analysed. From this data analysis we found  $\sin 2\beta$  equal to  $S_{J/\psi K_S^0} = 0,58 \pm 0,43(stat.) \pm 0,05(syst.)$ .

Aos meus pais, Lêda e José  
e a minha noiva Juliana  
por serem minha certeza  
nos meus momentos incertos.

## AGRADECIMENTOS

Agradeço a minha orientadora, Prof. Miriam Gandelman, pelas oportunidades oferecidas ao longo dos anos junto ao grupo do LAPE; por ela ter aceitado me orientar por quase uma década, considerando a iniciação científica e mestrado; pelo profissionalismo, respeito e por termos, desde o início, um tratamento mais entre colegas de profissão do que orientador/orientado; cobrando sim quando necessário, mas sobretudo reconhecendo o meu trabalho. Agradeço também a todos os professores e alunos do LAPE, pelas ajudas, ensinamentos e ótimo ambiente de trabalho. Em especial, gostaria de agradecer aos professores, Bruno de Paula, Carla Göbel e Sandra Amato que auxiliaram a realização desta tese. *Thanks also to Alessandro Cardini who has been my supervision in my one year stay at CERN, Burkhard Schmidt, Nikolai Bondar and all the Muon System group for all this great year that I worked in the M1 installation.*

Agradeço aos amigos adquiridos ao longo desses anos no ambiente da física, em especial Kazuyoshi Akiba, Bruno de Paula e Álvaro Gomes. Aos amigos de fora da física, que sempre estão comigo mesmo quando não nos vemos.

Agradeço à minha família pelo apoio e incentivo em todos os momentos. Em especial agradeço à minha afilhada Maria Luísa e seu irmão João que na inocência de criança, sempre nos fazem sorrir e nos surpreender todos os dias. Aos meus pais, agradeço pelo amor incondicional, pela responsabilidade com que me educaram e pelo apoio de sempre. Mesmo não fazendo muito idéia do que se trata este trabalho. A minha noiva Juliana pela compreensão no tempo em que estive no CERN, mesmo isso tendo ocorrido no início do namoro; por ter acreditado em nosso futuro junto, pela paciência, dedicação e carinho nesses quase 3 anos juntos; por ter sido meu porto-seguro.

Esta tese foi financiada pelo CNPQ e parcialmente pela Comunidade Européia através do projeto HELEN.

# *Sumário*

RESUMO	p. iii
ABSTRACT	p. iv
AGRADECIMENTOS	p. vi
Lista de Figuras	p. xi
Lista de Tabelas	p. xv
<b>1</b> Introdução	p. 1
<b>2</b> Aspectos teóricos	p. 3
2.1 Modelo Padrão . . . . .	p. 3
2.2 Matriz de CKM . . . . .	p. 5
2.2.1 O triângulo unitário . . . . .	p. 7
2.3 O decaimento $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_S^0(\pi^+\pi^-)$ . . . . .	p. 10
2.3.1 O parâmetro de violação de CP . . . . .	p. 13
2.3.2 Medida experimental de $sen2\beta$ . . . . .	p. 16
2.3.3 Física Nova e $\lambda_{J/\psi K_S}$ . . . . .	p. 17

<b>3 O experimento LHCb</b>	p. 20
3.1 Características gerais . . . . .	p. 22
3.2 Magneto . . . . .	p. 24
3.3 Sistema de traços . . . . .	p. 26
3.3.1 Localizador de vértices . . . . .	p. 26
3.3.2 <i>Pile-Up</i> . . . . .	p. 27
3.3.3 <i>Silicon tracker</i> . . . . .	p. 29
3.3.4 <i>Outer Tracker</i> . . . . .	p. 30
3.4 Identificação de partículas . . . . .	p. 32
3.4.1 Detetores de Cherenkov . . . . .	p. 32
3.4.2 Calorímetros . . . . .	p. 34
3.4.3 Sistema de múons . . . . .	p. 35
3.5 Trigger . . . . .	p. 40
3.6 Reconstrução e identificação . . . . .	p. 42
3.6.1 Reconstrução de traço . . . . .	p. 43
3.6.2 Identificação de partículas . . . . .	p. 43
3.7 Geração de eventos simulados . . . . .	p. 46
3.8 Sistema <i>Online</i> e Modelo Computacional . . . . .	p. 49
3.8.1 Sistema <i>Online</i> . . . . .	p. 50
3.8.2 Modelo Computacional . . . . .	p. 51
<b>4 Instalação da M1 e implementação do <i>trigger-L0</i> no Panoramix</b>	p. 54

4.1	Instalação da M1 . . . . .	p. 55
4.1.1	Primeira etapa de testes . . . . .	p. 57
4.1.2	Segunda etapa de testes . . . . .	p. 60
4.1.3	Contribuição à instalação da M1 e ao sistema de múons . . . . .	p. 60
4.2	Implementação do <i>trigger</i> -L0 no Panoramix . . . . .	p. 63
4.2.1	O modelo de visualização do LHCb . . . . .	p. 64
4.2.2	Contribuição ao visualizador de eventos do LHCb . . . . .	p. 66
<b>5</b>	<b>Estudos de sensibilidade do canal <math>B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0</math></b> . . . . .	<b>p. 70</b>
5.1	Amostras utilizadas . . . . .	p. 70
5.2	Primeiros estudos . . . . .	p. 72
5.3	Seleções . . . . .	p. 74
5.3.1	Seleções da <i>stripping</i> 12 . . . . .	p. 75
5.3.2	Resultado da <i>stripping</i> . . . . .	p. 77
5.3.3	Seleções <i>offline</i> . . . . .	p. 78
5.3.4	<i>Trigger</i> 0x002e002a . . . . .	p. 80
5.3.5	Resultado dos cortes <i>offline</i> e <i>trigger</i> . . . . .	p. 82
5.4	Produção de eventos e estimativa de ruído . . . . .	p. 91
5.5	Etiquetagem do sabor . . . . .	p. 95
5.6	Função de ajuste . . . . .	p. 97
5.6.1	Verificação com a simulação . . . . .	p. 100
5.7	Sensibilidade da medida de $S_{J/\psi K_S}$ . . . . .	p. 103

<b>6</b>	<b>Análise dos dados</b>	p. 111
6.1	Amostra analisada . . . . .	p. 111
6.2	Seleção . . . . .	p. 112
6.2.1	Resultados da <i>stripping</i> . . . . .	p. 112
6.2.2	Resultados da seleção <i>offline</i> . . . . .	p. 116
6.3	Incertezas sistemáticas . . . . .	p. 120
6.4	Resultados . . . . .	p. 122
<b>7</b>	<b>Conclusão</b>	p. 130
	<b>Apêndice A – Simetrias</b>	p. 132
	<b>Apêndice B – Violação de CP em sistemas de mésons neutros</b>	p. 135
	<b>Referências Bibliográficas</b>	p. 146
	<b>Índice Remissivo</b>	p. 151

# *Lista de Figuras*

2.1	Triângulo unitário $V_{ud}^*V_{ub} + V_{cd}^*V_{cb} + V_{td}^*V_{tb} = 0$ . . . . .	p. 9
2.2	Vínculos existentes no triângulo. . . . .	p. 10
2.3	Diagramas de Feynman . . . . .	p. 11
2.4	Distribuições do tempo próprio do $B$ e $\bar{B}$ . . . . .	p. 18
2.5	Gráfico da assimetria temporal. . . . .	p. 18
3.1	Probabilidade de interações em função da luminosidade . . . . .	p. 22
3.2	Produção de hádrons $b$ e $\bar{b}$ . . . . .	p. 23
3.3	Visualização do experimento LHCb . . . . .	p. 23
3.4	Visualização do campo magnético gerado pelo magneto do LHCb. . . . .	p. 25
3.5	Visualização do magneto do LHCb . . . . .	p. 25
3.6	Visualização dos módulos do VELO do LHCb . . . . .	p. 27
3.7	Princípio de detecção de vértices utilizando do sistema do <i>Pile-Up</i> . . . . .	p. 28
3.8	Visualização do IT do LHCb . . . . .	p. 29
3.9	Visualização da TT, IT e OT do LHCb. . . . .	p. 30
3.10	Visualização da TT do LHCb . . . . .	p. 31
3.11	Visualização de um módulo do OT do LHCb. . . . .	p. 31
3.12	Gráfico da relação entre o momento da partícula e $\theta$ . . . . .	p. 33
3.13	Visualização dos detetores de Cherenkov do LHCb . . . . .	p. 33

3.14	Segmentação dos calorímetros do LHCb. . . . .	p. 35
3.15	Visualização do sistema de muons do LHCb. . . . .	p. 36
3.16	Paredes de ferro do sistema de múons. . . . .	p. 36
3.17	Parede de suporte das câmaras do sistema de múons. . . . .	p. 37
3.18	Parte da estação M5 já com as câmaras instaladas. . . . .	p. 37
3.19	Visualização de um quadrante de uma estação do sistema de muons do LHCb. . . . .	p. 38
3.20	Esquema do trigger do LHCb. . . . .	p. 41
3.21	Diagrama de fluxo de diferentes sequências de <i>trigger</i> . . . . .	p. 42
3.22	Ilustração de todas as classes de traços. . . . .	p. 44
3.23	Aplicativos de processamento de dados do LHCb e fluxo de dados. . . . .	p. 49
3.24	Arquitetura do sistema <i>online</i> . . . . .	p. 51
3.25	Modelo computacional do fluxo dos dados do LHCb. . . . .	p. 53
4.1	M1 fechada . . . . .	p. 55
4.2	M1 região central . . . . .	p. 55
4.3	Esquema das conexões das placas de eletrônica com uma câmara. . . . .	p. 57
4.4	Distribuição de ruído ( <i>Noise</i> (Hz)) por valores de <i>threshold</i> . . . . .	p. 58
4.5	Resultados dos primeiros testes de ruído na M1. . . . .	p. 62
4.6	Visualização de um evento com o Panoramix. . . . .	p. 63
4.7	Componente de um aplicativo. . . . .	p. 65
4.8	Visualização do L0Calo no Panoramix . . . . .	p. 67
4.9	Visualização do L0Muon no Panoramix . . . . .	p. 68

4.10	Visualização do L0DU no Panoramix . . . . .	p. 69
5.1	Distribuição do tempo próprio de uma amostra simulada, após aplicarmos uma seleção <i>unbiased</i> e <i>biased</i> . . . . .	p. 73
5.2	Assimetria do tempo próprio para $2fb^{-1}$ . . . . .	p. 74
5.3	Gráfico da massa pelo tempo próprio da amostra $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ e Prompt $J/\psi$ . . . . .	p. 88
5.4	Distribuições de massa invariante do $J/\psi K_S^0$ da amostra $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ e Prompt $J/\psi$ . . . . .	p. 89
5.5	Distribuição do tempo próprio da amostra $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ e Prompt $J/\psi$ . . . . .	p. 90
5.6	Esquema do princípio da etiquetagem. . . . .	p. 95
5.7	Gráfico da assimetria do tempo próprio do B da amostra simulada de $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . . . . .	p. 103
5.8	Matriz de correlação dos parâmetros da função de ajuste para as amostras simuladas $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ e $J/\psi$ inclusivo . . . . .	p. 104
5.9	Distribuição de massa do B das amostras simuladas $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ e $J/\psi$ inclusivo . . . . .	p. 105
5.10	Distribuição de tempo próprio do B das amostras simuladas $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ e $J/\psi$ inclusivo . . . . .	p. 106
5.11	Distribuição de massa do B e tempo próprio da amostra simulada para uma luminosidade integrada de $35pb^{-1}$ . . . . .	p. 109
5.12	Gráfico da assimetria do tempo próprio do B simulando uma luminosidade integrada de $35pb^{-1}$ . . . . .	p. 110
5.13	Gráfico da assimetria do tempo próprio do B simulando uma luminosidade integrada de $2fb^{-1}$ . . . . .	p. 110

6.1	Distribuições de variáveis da seleção <i>offline</i> após a <i>stripping</i> . . . . .	p. 114
6.2	Distribuições de variáveis da seleção <i>offline</i> após a <i>stripping</i> . . . . .	p. 115
6.3	Distribuição da massa do $J/\psi$ após a <i>stripping</i> . . . . .	p. 116
6.4	Distribuição da massa do $K_S^0$ após a <i>stripping</i> . . . . .	p. 117
6.5	Distribuição da massa invariante do candidato à $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ reconstruído, após a <i>stripping</i> . . . . .	p. 118
6.6	Visualização com o Panoramix de um candidato <i>downstream</i> à decaimento $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . . . . .	p. 120
6.7	Matriz de correlação dos parâmetros da função de ajuste. . . . .	p. 125
6.8	Distribuição de massa e tempo próprio do B, após a seleção total. . . . .	p. 126
6.9	Assimetria do tempo próprio do B, após a seleção total. . . . .	p. 127
6.10	Média de $\sin(2\beta) \equiv \sin(2\phi_1)$ utilizando todos os experimentos e limites para $\beta$ no plano $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ . . . . .	p. 128
6.11	Luminosidade integrada. . . . .	p. 129
B.1	Classificação de CPV. . . . .	p. 145

# *Lista de Tabelas*

2.1	Elementos observados constituintes do Modelo Padrão da física de partículas. . . . .	p. 5
3.1	Resumo das informações básicas das cinco estações M1-M5 e suas quatro regiões R1-R4. . . . .	p. 39
3.2	Método de leitura usado nas câmaras de múon. . . . .	p. 40
4.1	Eficiência da estação M1 um ano após o término da instalação das câmaras no muro. Erros somente estatísticos. . . . .	p. 61
5.1	Cortes da stripping para selecionar candidatos à $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . . . . .	p. 75
5.2	Cortes da stripping para selecionar candidatos à $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . . . . .	p. 76
5.3	Cortes da stripping para selecionar candidatos à $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . . . . .	p. 77
5.4	Número de eventos processados, candidatos à B aceitos pela <i>stripping</i> para as diferentes amostras simuladas e candidatos classificados como sinal. . . . .	p. 78
5.5	Eficiência de seleção da <i>stripping</i> ( $\epsilon_{strip}$ ) para as diferentes amostras analisadas. . . . .	p. 79
5.6	Cortes <i>off-line</i> usados na seleção de $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . . . . .	p. 80
5.7	Cortes das linhas do <i>trigger</i> L0 utilizadas ( <i>L0Muon</i> e <i>L0DiMuon</i> ). . . . .	p. 81
5.8	Cortes das linhas do <i>trigger</i> HLT1 utilizadas ( <i>Hlt1SingleMuonNoIPL0</i> e <i>Hlt1DiMuonNoIPL0</i> ). . . . .	p. 81
5.9	Cortes das linhas do <i>trigger</i> HLT2 utilizadas ( <i>Hlt2DiMuonUnbiasedJPsi</i> ). . . . .	p. 82

5.10	Número de eventos e candidatos a B aceitos após aplicarmos a seleção <i>offline</i> na <i>stream</i> DIMUON e o número de eventos com 1, 2, 3 ou mais do que 3 candidatos num mesmo evento. . . . .	p. 83
5.11	Número de melhores candidatos com e sem o <i>trigger unbiased</i> aplicado e a porcentagem de candidatos aceitos pelo <i>trigger unbiased</i> no conjunto de melhores candidatos. . . . .	p. 84
5.12	Categorização dos melhores candidatos que passaram pelo <i>trigger unbiased</i> . . . . .	p. 85
5.13	Eficiência da seleção total, denominada por $\epsilon_{sel/gen}$ . . . . .	p. 87
5.14	Estimativa de produção de $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . . . . .	p. 92
5.15	Resultado do ajuste na amostra de $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . . . . .	p. 101
5.16	Resultado do ajuste na amostra de $J/\psi$ inclusivo . . . . .	p. 102
5.17	Valores de entrada para a função de ajuste. Na coluna dos limites, a letra <i>C</i> indica que o parâmetro foi fixado no valor de entrada. . . . .	p. 107
5.18	Resultados do ajuste na amostra gerada para $35 pb^{-1}$ . . . . .	p. 108
6.1	Número de sinal ( $N_S$ ) e <i>background</i> ( $N_B$ ) com ( <i>tagged</i> ) e sem <i>tag</i> , após a <i>stripping</i> e <i>trigger unbiased</i> . . . . .	p. 113
6.2	Número de sinal ( $N_S$ ) e <i>background</i> ( $N_B$ ) com ( <i>tagged</i> ) e sem <i>tag</i> , que passaram pela seleção total. . . . .	p. 119
6.3	Incertezas sistemáticas para $S_{J/\psi K_S}$ em termos absolutos. . . . .	p. 121
6.4	Resultado do ajuste mantendo $C_{J/\psi K_S} = 0$ . . . . .	p. 123
6.5	Resultado do ajuste com $C_{J/\psi K_S}$ variando. . . . .	p. 124
A.1	Resumo de como algumas quantidades físicas se transformam segundo os operadores C, P e T. . . . .	p. 133

# 1 *Introdução*

O Modelo Padrão, que descreve as interações fundamentais, tem sido exaustivamente testado nos grandes aceleradores do CERN (1) e do Fermilab (2). Este modelo se mostra bastante acurado na descrição das partículas fundamentais e suas interações até a ordem  $\mathcal{O}(100)GeV$ , apresentando a existência de massa e mistura no neutrino como as únicas excessões ao modelo.

Atualmente, um dos grandes esforços da física de partículas concentra-se no estudo do quark b para as medidas de violação de CP e da física de neutrinos. A pequena violação de CP incorporada ao Modelo Padrão não pode explicar a assimetria entre matéria e anti-matéria que vemos no universo. Assim, um estudo completo das origens da violação de CP é um caminho para entender a física além do Modelo Padrão.

O LHCb (*Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-Violation and Rare Decays*) (3) é um dos quatro experimentos que compõem o acelerador de partículas LHC (*Large Hadron Collider*), situado no CERN (*European Organization for Nuclear Research*) em Genebra na Suíça. A colaboração deste experimento engloba diversos grupos de pesquisa em várias partes do mundo, dentre os quais está o LAPE (Laboratório de Física de Partículas Elementares), no Instituto de Física da UFRJ, onde foi desenvolvido o trabalho apresentado nesta tese. O LHCb tem como principal objetivo realizar medidas de precisão dos parâmetros do Modelo Padrão, além de procurar por evidências de física nova através de violação de CP e decaimentos raros em sistemas de quark

b. Para isso, o experimento coletará eventos provenientes da colisão de prótons à uma energia de centro de massa de 14TeV. Energia essa, sete vezes maior do que a energia no centro de massa no Fermilab Tevatron. Uma descrição técnica do LHCb pode ser encontrada nos relatórios técnicos e de proposta do experimento. Neste trabalho apresenta-se apenas uma breve descrição do experimento. Esta descrição será necessária para o entendimento dos trabalhos aqui apresentados.

Esta tese está estruturada em basicamente de duas partes relacionadas entre si: contribuição ao experimento diretamente (desenvolvendo programas utilizados no experimento, participando da tomada de dados e trabalhando no sistema de múons do experimento) e análise de dados para a medida de  $\sin(2\beta)$  - um dos parâmetros que mede a violação de CP - através da identificação de decaimentos de  $B_d \rightarrow J/\Psi K_S^0$ .

Para cobrirmos esses tópicos, veremos alguns aspectos teóricos necessários para o trabalho no capítulo 2, apêndice A e apêndice B. Uma descrição resumida do aparato experimental será fornecida no capítulo 3. No capítulo 4 apresentaremos as contribuições diretas ao experimento, com a participação na instalação e teste das câmaras da primeira estação dos múons e implementação do *trigger* -L0 no programa de visualização do LHCb. Nos últimos dois capítulos apresentaremos os estudos e medidas do canal de decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . No capítulo 5 é apresentado todo o estudo realizado com simulação e o capítulo 6 é voltado para a medida de  $\sin 2\beta$  com os dados adquiridos no ano de 2010 no experimento LHCb.

Projeto financiado pelo CNPq e projeto HELEN (Comunidade Europeia).

## 2 Aspectos teóricos

Neste capítulo pretendemos visitar brevemente alguns temas relevantes para nossa análise do  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . Para isso, iniciaremos com uma descrição do Modelo Padrão que é a base para esse trabalho. Em seguida, passaremos para alguns temas deste modelo como a descrição da matriz de CKM e do triângulo unitário gerado a partir desta matriz. Por fim, nos focaremos mais no decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_S^0(\pi^+\pi^-)$  para mostrar como a violação da simetria carga-paridade (CP) aparece e como a mesma pode ser obtida experimentalmente neste decaimento. Deixamos como leitura complementar dois apêndices nos quais são descritos os efeitos das simetrias C, P e T (apêndice A) e o efeito da violação de CP em sistemas de mésons neutros (apêndice B). Este capítulo teórico tem como bases principais as referências (4), (5), (6) e (7).

### 2.1 Modelo Padrão

O Modelo Padrão é uma teoria que descreve as interações forte, fraca e eletromagnéticas, com extremo sucesso. Esta teoria é baseada em três gerações de quarks e léptons, que interagem através de simetrias de calibre da Teoria Quântica de Campos  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ . Cada geração terá a seguinte representação:

$$\begin{bmatrix} \nu_l & q_u \\ l^- & q_d \end{bmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \nu_l \\ l^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} q_u \\ q_d \end{pmatrix}_L, (l^-)_R, (q_u)_R, (q_d)_R$$

que incorpora a violação de paridade ao incluir componentes de mão esquerda (L) e mão direita (R) dos férmions. Onde os férmions esquerdos se transformam como dubletos frente ao grupo  $SU(2)$ , enquanto que os direitos são singletos e supõem-se que não existam neutrinos direitos ( $\nu_R$ ). O Modelo Padrão requer que cada partícula tenha sua própria antipartícula<sup>1</sup> com a mesma massa e tempo de vida mas com cargas de sabor opostas. Cada geração de léptons tem um partícula carregada ( $e^-$ ,  $\mu$ ,  $\tau$ ) e uma partícula neutra correspondente ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ ).

No grupo  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ , cada um de seus componentes corresponde a uma interação e cada qual a uma teoria quântica distinta.  $U(1)$  corresponde às forças eletromagnéticas da Eletrodinâmica Quântica (QED),  $SU(2)$  refere-se à força fraca e a teoria V-A das interações fracas e  $SU(3)$  à força forte da Cromodinâmica Quântica (QCD). Como a gravitação é muito mais fraca que as outras três interações, a mesma não influencia processos subatômicos e tem sido ignorada, portanto. Além disso, ao contrário das outras interações, a gravitação não pode ser descrita pela QFT. A simetria  $SU(2) \otimes U(1)$  é espontaneamente quebrada para o eletromagnetismo  $U(1)_{EM}$ , através do valor esperado no vácuo do campo de Higgs. Os elementos já observados que constituem o Modelo Padrão se encontram resumidos na tabela 2.1

Hádrons, são compostos por quarks em diferentes combinações. Classifica-se os hádrons em: bárions e mésons. Sendo os bárions e mésons formados por três e dois quarks, respectivamente. O terceiro grupo de partículas, os bósons de calibre, são quanta dos campos de calibre e responsáveis pelas interações entre partículas. No Modelo Padrão, como usualmente é entendido, neutrinos não tem massa e não podem misturar. Como a mistura de neutrinos já foi definitivamente observada, temos de ir além do Modelo Padrão para tentar descrever este fenômeno. Conforme comentado em (8), podemos tentar descrever esse fenômeno de duas formas: extendendo o conteúdo do campo do modelo, através de férmions adicionais e/ou campos de Higgs; ou extendendo o Modelo Padrão através da adição de operadores

---

<sup>1</sup>Antipartículas serão representadas nesta tese por uma barra sobre o símbolo da partícula, ex.: a antipartícula do próton ( $p$ ) é o anti-próton ( $\bar{p}$ ).

	Partícula	Carga	Interação
Léptons (spin = 1/2)	Elétron (e)	-1	EM, Fraca
	Múon ( $\mu$ )	-1	EM, Fraca
	Tau ( $\tau$ )	-1	EM, Fraca
	Neutrino do Elétron ( $\nu_e$ )	0	Fraca
	Neutrino do Móon ( $\nu_\mu$ )	0	Fraca
	Neutrino do Tau ( $\nu_\tau$ )	0	Fraca
Quarks (spin = 1/2)	Up (u)	+2/3	EM, Fraca, Forte
	Down (d)	-1/3	EM, Fraca, Forte
	Charm (c)	+2/3	EM, Fraca, Forte
	Strange (s)	-1/3	EM, Fraca, Forte
	Top (t)	+2/3	EM, Fraca, Forte
	Bottom (b)	-1/3	EM, Fraca, Forte
Bósons de Calibre (spin = -1)	Fóton ( $\gamma$ )	0	EM
	Bóson W (W)	1	Fraca
	Bóson Z (Z)	0	Fraca
	Glúon (g)	0	Forte

Tabela 2.1: Elementos observados que constituem o Modelo Padrão da física de partículas, agrupados em lépton, quarks e bósons de calibre. Para cada elemento é informado seu nome, carga e o tipo de interação que ele participa, onde EM designa interações eletromagnéticas.

com dimensionalidade maiores do que quatro.

O Modelo Padrão, assim como a violação da simetria carga-paridade (CP), é um tópico bastante vasto, o que torna impossível cobri-los na sua totalidade em uma tese de doutorado. Portanto, nas seções seguintes iremos nos focar dentro do Modelo Padrão nas interações fracas, descrevendo brevemente a matriz de mistura dos quarks e suas propriedades de unitariedade, que utilizaremos mais adiante neste capítulo quando tratarmos do decaimento do  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ .

## 2.2 Matriz de CKM

A violação de carga e paridade (CP) (uma breve digressão sobre simetrias pode ser encontrada no apêndice A) é descrita pelo Modelo Padrão das interações ele-

trofracas como uma consequência de uma fase complexa na matriz de três gerações de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (matriz de CKM) (9) e (10) que nos dá a mistura entre os autoestados de massa e sabor dos quarks (equação 2.1).

$$V_{CKM} \equiv V_L^u V_L^{d\dagger} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Essa matriz tem quatro quantidades que são constantes fundamentais, sendo possível diferentes parametrizações. O fato de existir somente um parâmetro independente de violação de CP no setor eletrofraco significa que nosso modelo é bastante predizível e testável. A escolha padrão de parametrização é a de Chau-Keung (11). Nesta parametrização aparecem explicitamente os ângulos e a fase da violação de CP.

Porém, para utilizarmos a matriz de CKM de uma forma mais quantitativa, seguiremos a parametrização proposta em 1983 por Wolfenstein (12). Nesta parametrização se propõe uma expansão da matriz de CKM em termo de  $A$ ,  $\lambda$ ,  $\rho$  e  $\eta$  onde  $\lambda$  é o parâmetro da expansão definida por  $\lambda \equiv \text{sen}\theta_C \equiv |V_{us}| = 0.2253 \pm 0.0007$  (13) onde  $V_{ud}$ ,  $V_{us}$ ,  $V_{cd}$ ,  $V_{ts}$ ,  $V_{tb}$ , são reais e o parâmetro  $\eta$  representa a fase de violação de CP.  $\theta_C$  é conhecido como ângulo de Cabibbo. Desta forma, a matriz de CKM pode ser escrita na forma  $V_{CKM} = V_{CKM}^{(3)} + \delta V_{CKM}$ , onde  $V_{CKM}^{(3)}$  e  $\delta V_{CKM}$  são dados da seguinte forma (expandindo até a quinta ordem em  $\lambda$ ):

$$V_{CKM}^{(3)} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

$$\delta V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -iA^2\lambda^5\eta & 0 & 0 \\ A(\rho + i\eta)\lambda^5/2 & ((1/2) - \rho)A\lambda^4 - iA\lambda^4\eta & 0 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Essa parametrização segue a hierarquia entre diferentes elementos de matrizes e baseia-se em resultados experimentais  $|V_{us}|^3 \approx |V_{cb}|^{3/2} \approx |V_{ub}|$  e relações de unitariedades  $\sum_{i=1}^3 |V_{ij}|^2 = \sum_{j=1}^3 |V_{ij}|^2 = 1$ . Na equação 2.4 temos os valores atuais dos elementos da matriz  $V_{CKM}^{(3)}$  (13).

$$V_{CKM}^{(3)} = \begin{pmatrix} 0,97428 \pm 0,00015 & 0,2253 \pm 0,0007 & 0,00347_{-0,00012}^{+0,00016} \\ 0,2252 \pm 0,0007 & 0,97345_{0,00016}^{+0,00015} & 0,0410_{-0,0007}^{+0,0011} \\ 0,00862_{-0,00020}^{+0,00026} & 0,0403_{0,0007}^{0,0011} & 0,999152_{-0,000045}^{+0,000030} \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

### 2.2.1 O triângulo unitário

Os elementos da matriz de CKM são parâmetros fundamentais do Modelo Padrão. Assim, o grau de precisão em sua determinação é fator muito importante. Os vínculos  $\sum_i V_{ij}V_{ik}^* = \delta_{jk}$  e  $\sum_j V_{ij}V_{kj}^* = \delta_{ik}$  são impostos pela unitariedade da matriz de CKM. Essa unitariedade nos dá doze equações, dos quais seis são relações de normalização e seis de ortogonalidades. As seis últimas podem ser representadas como seis triângulos no plano complexo (14). As relações que descrevem a ortogonalidade de diferentes colunas da matriz de CKM são dadas por

$$\underbrace{V_{ud}V_{us}^*}_{\mathcal{O}(\lambda)} + \underbrace{V_{cd}V_{cs}^*}_{\mathcal{O}(\lambda)} + \underbrace{V_{td}V_{ts}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^5)} = 0 \quad (2.5)$$

$$\underbrace{V_{us}V_{ub}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^4)} + \underbrace{V_{cs}V_{cb}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^2)} + \underbrace{V_{ts}V_{tb}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^2)} = 0 \quad (2.6)$$

$$\underbrace{V_{ud}V_{ub}^*}_{(\rho+i\eta)A\lambda^3} + \underbrace{V_{cd}V_{cb}^*}_{-A\lambda^3} + \underbrace{V_{td}V_{tb}^*}_{(1-\rho-i\eta)A\lambda^3} = 0 \quad (2.7)$$

enquanto que as associadas com a ortogonalidade de diferentes linhas são dadas por

$$\underbrace{V_{ud}^* V_{cd}}_{\mathcal{O}(\lambda)} + \underbrace{V_{us}^* V_{cs}}_{\mathcal{O}(\lambda)} + \underbrace{V_{ub}^* V_{cb}}_{\mathcal{O}(\lambda^5)} = 0 \quad (2.8)$$

$$\underbrace{V_{cd}^* V_{td}}_{\mathcal{O}(\lambda^4)} + \underbrace{V_{cs}^* V_{ts}}_{\mathcal{O}(\lambda^2)} + \underbrace{V_{cb}^* V_{tb}}_{\mathcal{O}(\lambda^2)} = 0 \quad (2.9)$$

$$\underbrace{V_{ud}^* V_{td}}_{(1-\rho-i\eta)A\lambda^3} + \underbrace{V_{us}^* V_{ts}}_{-A\lambda^3} + \underbrace{V_{ub}^* V_{tb}}_{(\rho+i\eta)A\lambda^3} = 0 \quad (2.10)$$

Nas equações de ortogonalidade acima, deixamos indicado a ordem em  $\lambda$  de cada termo. Somente nas equações 2.7 e 2.10 os três termos tem a mesma ordem em  $\lambda$  ( $\mathcal{O}(\lambda^3)$ ) o que nos gera um triângulo com os três ângulos grandes. Nas outras quatro relações sempre há um termo suprimido com relação aos outros dois, gerando assim triângulos achatados. Conforme indicado nas equações 2.7 e 2.10, as relações de ortogonalidade correspondentes concordam entre si até  $\mathcal{O}(\lambda^3)$ , produzindo

$$[(\rho + i\eta) + (-1) + (1 - \rho - i\eta)]A\lambda^3 = 0 \quad (2.11)$$

Conseqüentemente, essas duas equações (2.7 e 2.10) descrevem o mesmo triângulo (figura 2.1), onde cada lado é dividido pelo termo mais bem medido ( $V_{cd}V_{cb}^*$ ). Esse triângulo é usualmente citado como o triângulo unitário da matriz de CKM, ou somente como triângulo unitário. Seus vértices são exatamente  $(0,0)$ ,  $(1,0)$  e  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ , onde  $\bar{\rho} + i\bar{\eta} = -(V_{ud}V_{ub}^*)/(V_{cd}V_{cb}^*)$ . A definição de  $\bar{\rho}$  e  $\bar{\eta}$  reproduz todos os resultados aproximados na literatura. Por exemplo:  $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2 + \dots)$  e  $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2 + \dots)$ . Os ângulos do triângulo unitário são dados por

$$\beta = \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) \quad (2.12)$$

$$\alpha = \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) \quad (2.13)$$

$$\gamma = \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) \quad (2.14)$$

Atualmente temos  $\text{sen}2\beta = 0,673 \pm 0.023$ ,  $\alpha = (89,0_{-4,2}^{+4,4})^\circ$  e  $\gamma = (73_{-25}^{+22})^\circ$  (valores extraídos da referência (13)). Os parâmetros geométricos do triângulo são assim associados a parâmetros de processos físicos, conforme veremos mais claramente quando tratarmos do parâmetro de violação de CP no decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e a medida experimental de  $\text{sen}(2\beta)$  neste canal.

A combinação de medidas independentes dos elementos deste triângulo, como o  $\text{sen}2\beta$  e o parâmetro de violação de CP direta  $|\varepsilon_K|$  medida dos sistemas de káons neutros, nos fornecem assim medidas dos elementos da matriz de CKM. A atual combinação das medidas do triângulo unitário pode ser visto na figura 2.2 (13).

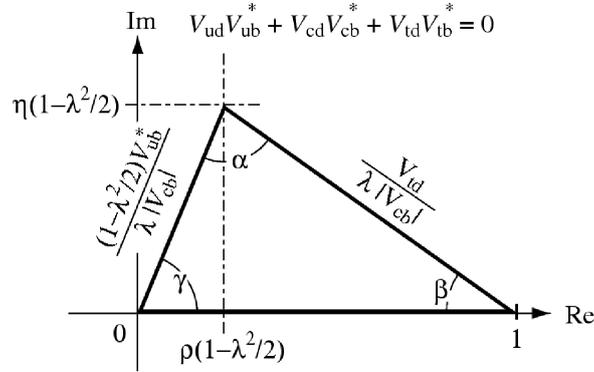


Figura 2.1: Triângulo unitário formado a partir da equação  $V_{ud}^*V_{ub} + V_{cd}^*V_{cb} + V_{td}^*V_{tb} = 0$ . FONTE: LHCb TP (15), p.4

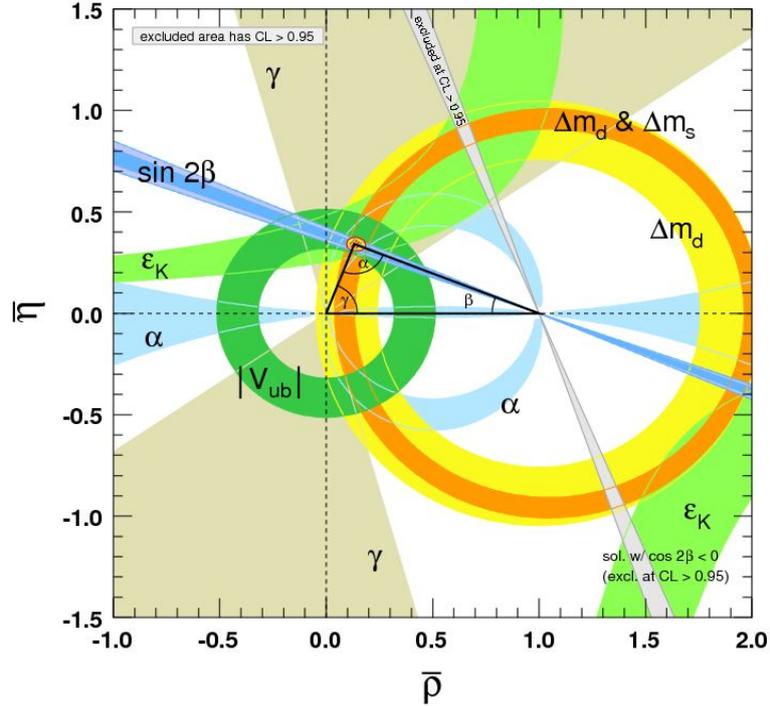


Figura 2.2: Vínculos existentes no triângulo. FONTE: PDG 2010 (13), p.151

### 2.3 O decaimento $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_S^0(\pi^+\pi^-)$

O decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_S^0(\pi^+\pi^-)$  pode ser representado por dois diagramas de Feynman de caixa relativos a mistura dos mésons neutros  $B^0$  e  $K^0$  e diagramas de árvore e pinguim relativos ao decaimento do méson  $B_d^0$  (composto pelos quarks  $d$  e  $\bar{b}$ ) nos mésons  $J/\psi$  (composto pelos quarks  $c$  e  $\bar{c}$ ) e  $K^0$  (composto pelos quarks  $d$  e  $\bar{s}$ ). Conforme apresentado na figura 2.3, o  $K^0$  50% de probabilidade de gerar um  $K_S^0$ .

Realizando uma análise da ordem em  $\lambda$  de cada diagrama pinguim frente o diagrama de árvore, veremos que os mesmos podem ser desprezados. O termo de árvore  $T(J/\psi K_S)$  assim como os três termos pinguim  $P_{\{u,c,t\}}(J/\psi K_S)$  dados respectivamente pelas figuras 2.3(c) e 2.3(d) podem ser escritos da seguinte forma:

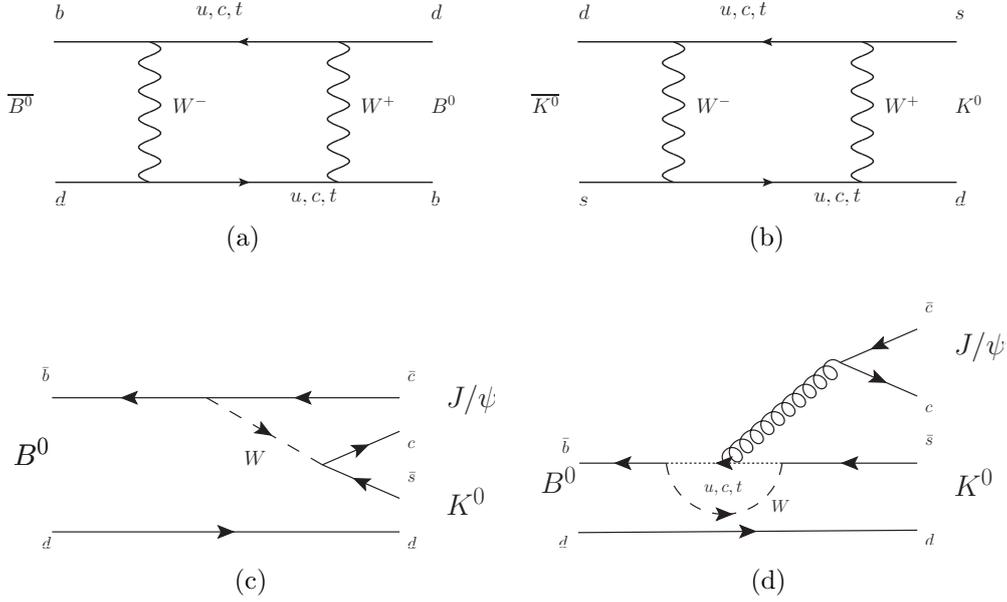


Figura 2.3: O decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_S^0(\pi^+\pi^-)$  pode ser representado por dois diagramas de caixa relativos a mistura dos mésons neutros  $B^0$  (a) e  $K^0$  (b) e diagramas de árvore (c) e pinguim (d) relativos ao decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ .

$$T(J/\psi K_S) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \underbrace{V_{cb}^* V_{cs}}_{\mathcal{O}(\lambda^2)} [C_1(\mu) Q_{s1}^c(J/\psi K_S) + C_2(\mu) Q_{s2}^c(J/\psi K_S)] \quad (2.15)$$

$$P_c(J/\psi K_S) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \underbrace{V_{cb}^* V_{cs}}_{\mathcal{O}(\lambda^2)} [C_1(\mu) Q_{s1}^c(J/\psi K_S) + C_2(\mu) Q_{s2}^c(J/\psi K_S)] \quad (2.16)$$

$$P_u(J/\psi K_S) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \underbrace{V_{ub}^* V_{us}}_{\mathcal{O}(\lambda^4)} [C_1(\mu) Q_{s1}^u(J/\psi K_S) + C_2(\mu) Q_{s2}^u(J/\psi K_S)] \quad (2.17)$$

$$P_t(J/\psi K_S) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \underbrace{(-V_{tb}^* V_{ts})}_{\mathcal{O}(\lambda^2)} \sum_{i=3}^{10} C_i(\mu) Q_{si}^t(J/\psi K_S) \quad (2.18)$$

Podemos extrair dos termos das equações 2.15 - 2.18 algumas conclusões. Comparando  $P_c$  e  $T$ , vemos que os dois termos não podem ser distinguíveis entre si após renormalização. O termo  $P_u$  é consideravelmente suprimido por parâmetros CKM

$$\left| \frac{P_u(J/\psi K_S)}{T(J/\psi K_S)} \right| \sim O \left( \lambda^2 \frac{Q_{s1,s2}^u(J/\psi K_S)}{Q_{s1,s2}^c(J/\psi K_S)} \right) \leq 1\% \quad (2.19)$$

Apesar de potencialmente significativa para a largura, o mesmo é limitado para menos de 1% para a assimetria de CP. Comparando os termos  $P_t$  e  $T$ , vemos que os mesmos apresentam suas fases fracas da mesma ordem em  $\lambda$ , enquanto que a amplitude de  $P_t$  é menor do que de  $T$ . Assim, a presença de  $P_t$  não muda a assimetria. Para entender esse último efeito, consideremos dois operadores diferentes em parâmetros CKM, que atuam em um decaimento de um méson  $B$  em um estado final  $f$ , temos a amplitude neste caso descrita por

$$A(B \rightarrow f) = e^{i(\xi_1 + i\delta_1)} |A_1| + e^{i(\xi_2 + \delta_2)} |A_2| \equiv A(f) \quad (2.20)$$

$$\bar{A}(\bar{B} \rightarrow f) = \eta_f \left[ e^{i(-\xi_1 + i\delta_1)} |A_1| + e^{i(-\xi_2 + \delta_2)} |A_2| \right] \equiv \bar{A}(f) \quad (2.21)$$

onde  $\xi_i$  e  $\delta_i$  são respectivamente as fases fraca e forte. Por razões que serão posteriormente discutidas, consideraremos que o parâmetro de assimetria é dado por

$$\text{Im}(\lambda_f) \equiv \text{Im} \left[ \left( \frac{q}{p} \right) \left( \frac{\bar{A}(f)}{A(f)} \right) \right] \quad (2.22)$$

Onde  $q$  e  $p$  descrevem a transformação da base de sabor para a base de autoestados de evolução  $|B_H\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle$  e  $|B_L\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle$  e as amplitudes  $\bar{A}(f)$  e  $A(f)$  são dadas pelas equações 2.20 e 2.21. Escrevendo  $q/p = -\exp(2i\Phi_m)$

e substituindo as equações 2.20 e 2.21 na equação 2.22 ficamos com

$$\text{Im}(\lambda_f) = \text{Im} \left[ -e^{2i\Phi_m} \eta_f e^{-2i\xi_1} \frac{1 + e^{-i\Delta\xi} e^{i\Delta\delta} |A_2/A_1|}{1 + e^{i\Delta\xi} e^{i\Delta\delta} |A_2/A_1|} \right] \quad (2.23)$$

onde  $\Delta\xi \equiv \xi_2 - \xi_1$  e  $\Delta\delta \equiv \delta_2 - \delta_1$ . Na aproximação onde  $r = A_2/A_1$  é pequeno e usando a definição  $\xi_{1m} \equiv \xi_1 - \Phi_m$  para simplificar as contas, reescrevemos  $\text{Im}[\lambda_f]$  como

$$\begin{aligned} \text{Im}(\lambda_f) &\approx \text{Im} \left\{ -\eta_f e^{2i\xi_{1m}} \left[ 1 + 2r \text{sen}(\Delta\delta) \text{sen}(\Delta\xi) - 2ir \cos(\Delta\delta) \text{sen}(\Delta\xi) \right] \right\} \\ &\approx \eta_f \left\{ \text{sen}(2\xi_{1m}) \left[ 1 + 2r \text{sen}(\Delta\delta) \text{sen}(\Delta\xi) \right] + 2r \cos(2\xi_{1m}) \cos(\Delta\delta) \text{sen}(\Delta\xi) \right\} \\ &\approx \eta_f \left\{ \text{sen}(2\xi_{1m}) - 2r \text{sen}(\Delta\xi) \left[ \cos(2\xi_{1m}) \cos(\Delta\delta) - \text{sen}(2\xi_{1m}) \text{sen}(\Delta\delta) \right] \right\} \\ &\approx \eta_f \left\{ \text{sen}(2\xi_{1m}) - 2r \text{sen}(\Delta\xi) \cos(2\xi_{1m} + \Delta\delta) \right\} \\ &\approx \eta_f \text{sen} \left[ 2(\xi_1 - \Phi_m) \right] - 2r \eta_f \text{sen}(\Delta\xi) \cos \left[ 2(\xi_1 - \Phi_m) + \Delta\delta \right] \end{aligned} \quad (2.24)$$

Conforme queríamos mostrar, no caso em que  $\xi_1 \approx \xi_2$ ,  $\text{sen}(\Delta\xi) = 0$  anulando assim o segundo termo da equação 2.24, ficando  $\text{Im}(\lambda_f) \approx \text{sen}[2(\xi_1 - \Phi_m)]$ . Ou seja, a presença do segundo operador em  $A(B \rightarrow f)$  (relativo ao diagrama pinguim  $P_i$  no nosso caso) não muda a assimetria.

### 2.3.1 O parâmetro de violação de CP

Examinaremos agora as condições para que não haja violação de CP no decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . Uma breve digressão sobre violação de CP em sistemas de mésons neutros pode ser encontrada no apêndice B. A notação empregada no restante deste capítulo seguirá a apresentada neste apêndice.

Partindo de um estado  $|B_H\rangle = q_B|B^0\rangle + p_B|\bar{B}^0\rangle$  e  $|B_L\rangle = q_B|B^0\rangle - p_B|\bar{B}^0\rangle$ , com suas amplitudes de transição dadas por  $|A_{J/\psi K_S}| = |\langle J/\psi K_S | T | B^0 \rangle|$  e

$|\bar{A}_{J/\psi K_S}| = | \langle J/\psi K_S | T | \bar{B}^0 \rangle |^2$  e do parâmetro  $\lambda_{J/\psi K_S}$  que nos dá a medida de violação de CP por interferência.

$$\lambda_{J/\psi K_S} \equiv \left( \frac{q_B}{p_B} \right) \left( \frac{\bar{A}_{J/\psi K_S}}{A_{J/\psi K_S}} \right) \quad (2.25)$$

Como o estado final do  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  é autoestado de CP, temos como condições para que não haja violação de CP indireta, direta e por interferência, que

$$|q_B/p_B| = 1 \quad (\text{Indireta}) \quad (2.26)$$

$$|A_{J/\psi K_S}| = |\bar{A}_{J/\psi K_S}| \quad (\text{Direta}) \quad (2.27)$$

$$\text{Im}(\lambda_{J/\psi K_S}) = 0 \text{ o que requer } \lambda_{J/\psi K_S} = \pm 1 \quad (\text{Interferência}) \quad (2.28)$$

Temos da definição de  $\lambda_{J/\psi K_S}$  que o estado final  $J/\psi K_S$  é comum à  $B_d^0$  e  $\bar{B}_d^0$ , porém  $B_d^0(\bar{b}d)$  somente decai em  $K^0(\bar{s}d)$  e  $\bar{B}_d^0(b\bar{d})$  em  $\bar{K}^0(s\bar{d})$ . Usando base recíproca podemos escrever

$$\langle \tilde{K}_S | = \frac{1}{2} \left( \langle K^0 | \frac{1}{p_K} - \langle \bar{K}^0 | \frac{1}{q_K} \right) \quad (2.29)$$

Então,

$$A_{J/\psi K_S} = \langle J/\psi \tilde{K}_S | T | B_d^0 \rangle = \frac{1}{2p_K} \langle J/\psi K^0 | T | B_d^0 \rangle \quad (2.30)$$

$$\bar{A}_{J/\psi K_S} = \langle J/\psi \tilde{K}_S | T | \bar{B}_d^0 \rangle = -\frac{1}{2q_K} \langle J/\psi \bar{K}^0 | T | \bar{B}_d^0 \rangle \quad (2.31)$$

---

<sup>2</sup> $T$  é a matriz interação que atua entre os estados iniciais  $|B^0\rangle$  e  $|\bar{B}^0\rangle$  e o estado final  $|J/\psi K_S\rangle$

e

$$\frac{\bar{A}_{J/\psi K_S}}{A_{J/\psi K_S}} = -\frac{p_K \langle J/\psi \bar{K}^0 | T | \bar{B}_d^0 \rangle}{q_K \langle J/\psi K^0 | T | B_d^0 \rangle} \quad (2.32)$$

Para decaimentos com  $K_S$  no estado final, a amplitude final irá envolver as amplitudes no autoestado de sabor e a transformação do autoestado de sabor para o de massa. Inserindo a equação 2.32 na equação 2.25, temos  $\lambda_{J/\psi K_S}$  da forma da equação 2.33, onde podemos reconhecer os termos relativos aos dois diagramas de caixa (figuras 2.3(a) e 2.3(b)) e do diagrama de árvore (figura 2.3(c)).

$$\lambda_{J/\psi K_S} = -\frac{q_B p_K \langle J/\psi \bar{K}^0 | T | \bar{B}_d^0 \rangle}{p_B q_K \langle J/\psi K^0 | T | B_d^0 \rangle} \quad (2.33)$$

Escrevendo os termos dos diagramas de Feynman da equação 2.33 em função dos elementos da matriz de CKM,

$$\lambda_{J/\psi K_S} = -\frac{V_{td}V_{tb}^* V_{cb}V_{cs}^* V_{cd}V_{cs}}{V_{td}^*V_{tb} V_{cb}^*V_{cs} V_{cd}V_{cs}^*} = -\left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right)^* \frac{V_{tb}^*V_{td}}{V_{cd}V_{cb}^*} \quad (2.34)$$

definindo  $|r| = |(V_{tb}^*V_{td})/(V_{cd}V_{cb}^*)|$  e utilizando a definição do ângulo  $\beta$  apresentada na equação 2.12, chegamos à equação de  $\lambda_{J/\psi K_S}$  em função de  $\beta$ :

$$\begin{aligned} \lambda_{J/\psi K_S} &= -(|r|e^{i\beta})^* (|r|e^{i\beta})^{-1} \\ &= -e^{-i2\beta} = -\cos(2\beta) + i\sin(2\beta) \end{aligned} \quad (2.35)$$

Temos portanto que o parâmetro  $\lambda_{J/\psi K_S}$  está diretamente ligado ao ângulo  $\beta$  do triângulo unitário. Examinando novamente as condições para que não haja violação de CP por interferência (equação 2.28) conclui-se que  $Im(\lambda_{J/\psi K_S}) = \sin(2\beta) = 0$ . O valor atual de  $\sin(2\beta)$  é  $0,673 \pm 0,023$  (13).

Portanto, tem-se uma clara violação de CP através das medidas atuais de  $sen(2\beta)$ . Se faz relevante ressaltar neste ponto que o objetivo do LHCb é realizar medidas de precisão, que possam tornar nosso resultado mais sensível a novos efeitos que por ventura estivessem camuflados nas medidas atuais. Lembremos que efeitos dos diagramas de pinguim poderão se tornar relevantes em medidas mais precisas.

### 2.3.2 Medida experimental de $sen2\beta$

Experimentalmente, medimos a contagem dos eventos  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e  $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  que ocorreram em um certo número de colisões (taxa de decaimento). Caso não houvesse violação de CP para este decaimento, obteríamos a mesma contagem para os dois tipos de eventos. Podemos, portanto, definir um parâmetro mensurável denominado por assimetria  $J/\psi K_S$  ( $a_{J/\psi K_S}(t)$ ) dado pela razão entre a diferença entre as taxas de decaimento do  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e  $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e a soma delas, que nos permite medir a violação de CP neste canal.

$$a_{J/\psi K_S}(t) \equiv \frac{\Gamma(B^0(t) \rightarrow J/\psi K_S) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow J/\psi K_S)}{\Gamma(B^0(t) \rightarrow J/\psi K_S) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow J/\psi K_S)} \quad (2.36)$$

Aplicando as equações B.36 e B.37 obtidas no caso de mésons neutros, para o caso do  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e  $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , obtemos as taxas de decaimento de  $B_d^0$  ( $\Gamma_{B_d^0}$ , equações 2.37) e  $\bar{B}_d^0$  ( $\Gamma_{\bar{B}_d^0}$ , equação 2.38), onde definimos  $\zeta_{\pm} \equiv (1 \pm |\lambda_{J/\psi K_S}|^2)$ .

$$\Gamma_{B_d^0}(t) = e^{-\Gamma t} \frac{|A_{J/\psi K_S}|^2}{2} \left[ \zeta_+ + \zeta_- \cos(\Delta mt) - 2Im\{\lambda_{J/\psi K_S}\} sen(\Delta mt) \right] \quad (2.37)$$

$$\Gamma_{\bar{B}_d^0}(t) = e^{-\Gamma t} \frac{|\bar{A}_{J/\psi K_S}|^2}{2|\lambda_{J/\psi K_S}|^2} \left[ \zeta_+ - \zeta_- \cos(\Delta mt) + 2Im\{\lambda_{J/\psi K_S}\} sen(\Delta mt) \right] \quad (2.38)$$

Portanto, a assimetria pode ser escrita como

$$a_{J/\psi K_S}(t) = \left( \frac{\zeta_-}{\zeta_+} \right) \cos(\Delta mt) + \left( \frac{2\text{Im}(\lambda_{J/\psi K_S})}{\zeta_+} \right) \sin(\Delta mt) \quad (2.39)$$

$$= C_{J/\psi K_S} \cos(\Delta mt) + S_{J/\psi K_S} \sin(\Delta mt) \quad (2.40)$$

onde  $C_{J/\psi K_S} = \frac{1-|\lambda_{J/\psi K_S}|^2}{1+|\lambda_{J/\psi K_S}|^2}$  e  $S_{J/\psi K_S} = \frac{2\text{Im}(\lambda_{J/\psi K_S})}{1+|\lambda_{J/\psi K_S}|^2}$ . Sendo que  $C_{J/\psi K_S} \cos(\Delta mt)$  é relevante somente se houver violação de CP no decaimento, que ocorre somente quando mais de uma amplitude contribui para o decaimento. Neste canal, somente uma amplitude de decaimento é relevante, pois consideraremos somente o diagrama de árvore, portanto  $|\lambda_{J/\psi K_S}| = 1$ . Com isso, utilizando a equação 2.35 obtemos:

$$a_{J/\psi K_S}(t) = \text{Im}\lambda_{J/\psi K_S} \sin(\Delta mt) = \sin(2\beta) \sin(\Delta mt) \quad (2.41)$$

Durante a análise dos dados se faz importante inserir o coeficiente  $C_{J/\psi K_S}$  em nossos ajustes, pois a aparição deste termo indicaria uma possível violação de CP direta no  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ .

O que realizamos experimentalmente, de uma forma simplificada, é: selecionar nosso decaimento e identificar os eventos provenientes de  $B^0$  e  $\bar{B}^0$ , gerar nossas distribuições de tempo próprio do B (figura 2.4); e então fazer a razão entre a diferença e a soma dessas duas distribuições. Chegando assim a um gráfico da assimetria temporal (figura 2.5) de onde extraímos o valor de  $\sin 2\beta$  através de uma função de ajuste que melhor descreva o sinal e o *background* da amostra analisada.

### 2.3.3 Física Nova e $\lambda_{J/\psi K_S}$

Devido ao fato da violação de CP pela interferência entre decaimentos com e sem mistura ser teoricamente limpo, seria possível obtermos evidência de física nova mais facilmente, sem ambiguidade. Conforme mostraremos neste tópico para o caso específico do  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  que tem sua assimetria de CP dada por

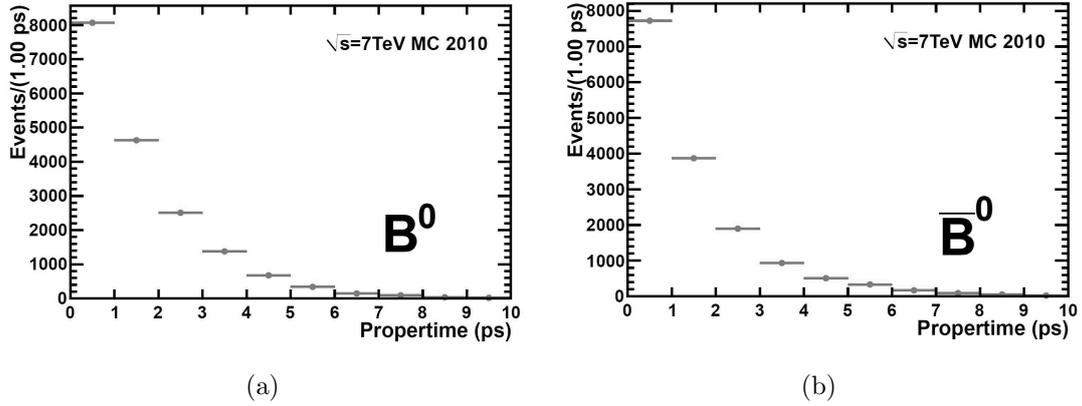


Figura 2.4: Distribuições do tempo próprio do (a)  $B$  e (b)  $\bar{B}$ .

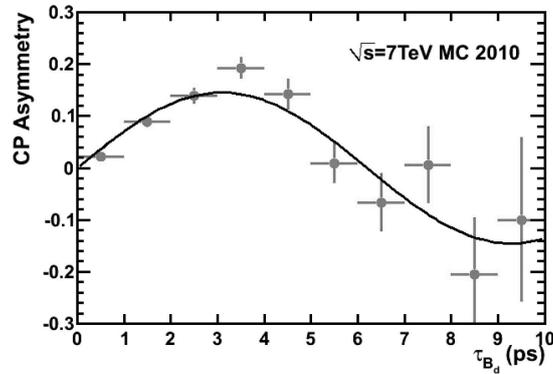


Figura 2.5: Gráfico da assimetria temporal entre as distribuições 2.4(a) e 2.4(b).

$Im(\lambda_{J/\psi K_S})$ .

Essa medida será claramente determinada pela fase relativa entre as amplitudes de mistura  $B-\bar{B}$  e a amplitude de decaimento  $b \rightarrow c\bar{c}s$  (dado por  $sen(2\beta)$  no Modelo Padrão). O decaimento  $b \rightarrow c\bar{c}s$  tem contribuição de árvore e portanto, é muito pouco provável que seja afetado significativamente por física nova. Por outro lado, a amplitude de mistura pode ser facilmente modificada.

Em alguns modelos, uma física nova aparece predominantemente na mistura de mésons neutros, enquanto seus decaimentos permanecem governados pela física do Modelo Padrão. Podendo assim mudar a fase de  $q_{B_d}/p_{B_d}$ , ou até mesmo levar

à  $|q_{B_d}/p_{B_d}| \neq 1$ . Como referências de nova física em decaimentos de  $B^0$  temos as referências (16), (17) e (18) citadas em (6).

### 3 *O experimento LHCb*

O detetor LHCb (*Large Hadron Collider beauty experiment for precise measurements of CP violation and rare decays*) é um experimento dedicado à medida precisa de violação de CP e decaimentos raros do hádron B no acelerador LHC (*Large Hadron Collider*) no CERN (19), localizado na fronteira França/Suíça, nas proximidades da cidade de Genebra, a 100m abaixo da superfície. O acelerador LHC tem como objetivo colidir dois feixes de próton (íons) de  $7\text{TeV}$  ( $2,5\text{TeV}$  por nucleon) cada, a uma luminosidade de  $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ( $10^{27}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ). O objetivo primário do LHC é elucidar a natureza da quebra da simetria eletrofraca, a qual o mecanismo de Higgs é considerado responsável. Este estudo experimental do mecanismo de Higgs pode colocar uma luz na consistência matemática do Modelo Padrão na escala acima de  $1\text{TeV}$ . Com as colisões de feixes de íons pesados em altas energias espera-se estender o estudo da Cromodinâmica Quântica (QCD) em condições extremas, ao se chegar à energias muito superiores às alcançadas nos experimentos anteriores.

Através das colisões próton-próton (pp) no LHC espera-se obter medidas mais precisas do Modelo Padrão da física de partículas e evidências indiretas de física nova. Para cobrir esses propósitos foram criados quatro grandes detetores ao longo do LHC, sendo dois deles focados principalmente na procura do Higgs (ATLAS (20) e CMS (21)), um para colisões de íons pesados somente (ALICE) e o LHCb para medidas de precisão no sistema de B.

Como uma grande produção de  $b\bar{b}$  à uma seção de choque de aproximadamente

$500\mu b$  esperada a uma energia de  $14TeV$ , o LHC será a maior fonte de mésons B no mundo. Com uma luminosidade de  $2 \times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$  no LHCb espera-se obter da ordem de  $10^{12}$  (15) pares  $b\bar{b}$  em um ano de aquisição de dados nas condições de operação em que o acelerador foi projetado<sup>1</sup>.

A luminosidade será reduzida nas colisões no LHCb para que os eventos sejam dominados por poucas interações pp por cruzamento, reduzindo assim a ocupância do detetor e os danos devido à radiação, além de tornar a análise simples, por reconstruirmos um número reduzido de vértices primários em cada interação. No gráfico da figura 3.1, temos um estudo da probabilidade de ocorrer 0, 1, 2, 3 ou 4 interações por cruzamento de nuvens de protons em função da luminosidade. Essa redução da luminosidade no LHCb é alcançada através da desfocalização dos feixes no ponto de cruzamento em que o experimento está localizado, não interferindo portanto na luminosidade no resto da máquina.

Devido a essa alta taxa de colisão e ao propósito de se realizar medidas de precisão o detetor se torna um desafio experimental, visto a necessidade de adaptar a máquina aos limites de aquisição de dados. Assim, faz-se necessário um incrível processo online de seleção de eventos (*trigger*) que necessita reduzir a taxa de eventos para se enquadrar na capacidade de armazenamento e subseqüentes análises, que são limitadas por características do hardware e projeto do experimento. Entre as características principais, que descreveremos a seguir, e que possibilitam o LHCb ser um detetor de precisão sem igual para as medidas que ele propõe a realizar temos: uma excelente resolução de vértice e momento para uma boa resolução do tempo próprio e massa invariante (necessários para a medida de oscilações rápidas e redução de background combinatório); para uma medida limpa dos canais, uma boa identificação dos estados finais.

---

<sup>1</sup>Essas são condições nominais, as condições atuais de medidas serão dadas nos capítulos voltados à simulação e tomada de dados.

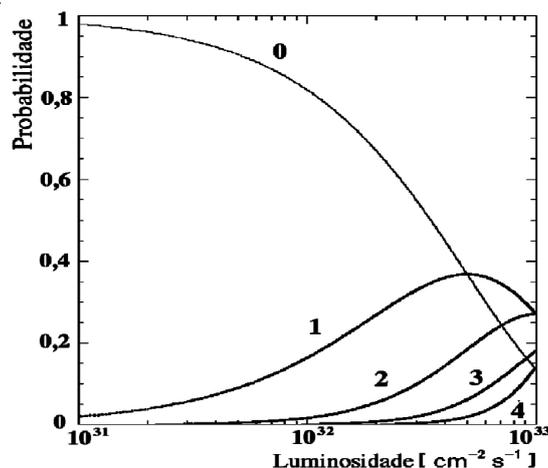


Figura 3.1: Probabilidade de ocorrer 0, 1, 2, 3, ou 4 interações por cruzamento de nuvens de prótons em função da luminosidade. FONTE: LHCb TP (15), p.99

### 3.1 Características gerais

O LHCb tem uma geometria similar a de experimentos de alvo fixo. A razão desta geometria é que em altas energias os hádrons  $b$  e  $\bar{b}$  são predominantemente produzidos nos cones frontal e para trás. Na figura 3.2, temos os ângulos polares dos hádrons  $b$  e  $\bar{b}$  calculados através do gerador de eventos PYTHIA. Nesta figura podemos ver claramente que a produção se dá, predominantemente, em pequenos ângulos.

O formato do detetor pode ser visto na figura 3.3. Para descrevermos o detetor, separaremos os sub-sistemas em: sistema de traço - composto pelo localizador de vértices (VELO), *Pile-Up* e os detetores de traços (*Inner Tracker* e *Outer Tracker*); sistema de identificação de partículas - composto pelos detetores de Cherenkov (RICH1 e RICH2), calorímetros (PS, SPD, ECAL e HCAL) e sistema de múons; magneto; sistema de *trigger*.

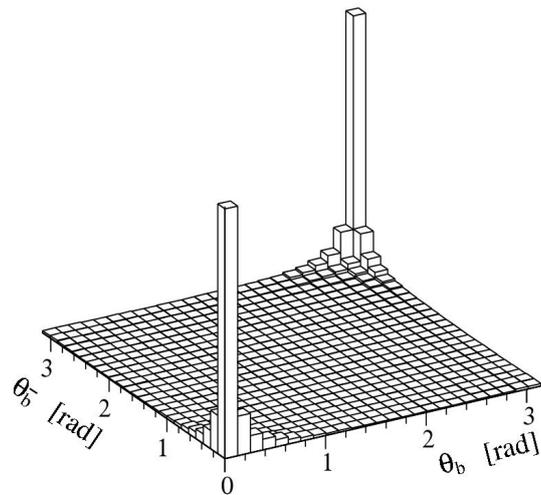


Figura 3.2: Ângulos polares dos hádrons  $b$  e  $\bar{b}$  calculados através do gerador de eventos PYTHIA. FONTE: TECHINAL PROPOSAL (15), p.7

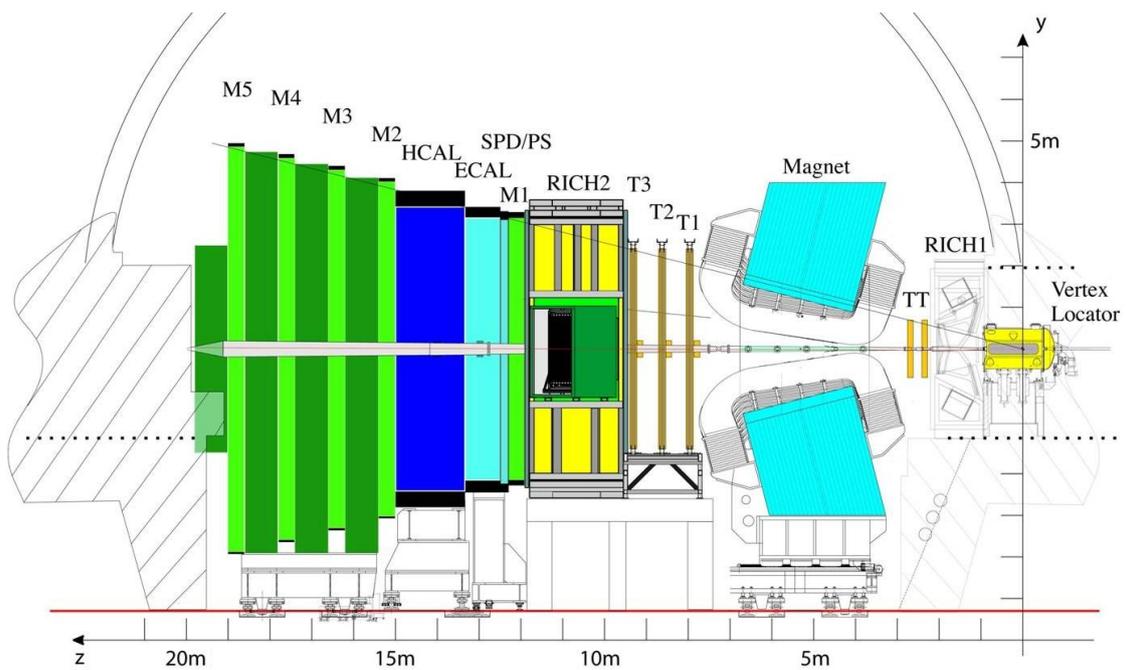


Figura 3.3: Visualização do experimento LHCb ao longo do eixo  $z$  com os sub-detetores e magneto indicado. FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.2

## 3.2 Magneto

O LHCb faz uso de um dipolo magnético para medir o momento de partículas carregadas. Por explorar a região frontal das colisões  $pp$ , o experimento LHCb requer um campo de dipolo com uma abertura livre de  $\pm 300\text{mrad}$  horizontal e  $\pm 250\text{mrad}$  vertical. Os detetores de traços localizados no interior e próximos do campo magnético tem de prover uma medida de momento das partículas carregadas, com uma precisão em torno de 0,4% para os momentos até  $200\text{GeV}/c$ . Isto demanda um campo integrado de  $4\text{Tm}$  para traços originados próximos do ponto de interação primária.

Apesar de originalmente ter se considerado a utilização de um magneto supercondutor (15), foi revelado através de estudos que o formato complexo e o alto campo magnético originalmente escolhido levavam à um alto custo e riscos mecânicos. Optou-se, então, por magneto não supercondutor. Além do baixo custo, rápida construção do magneto no experimento e uma baixa segurança, o magneto não ser supercondutor oferece outras vantagens importantes para o LHCb. Ele permite um rápido aumento do campo, sincronismo com o aumento do campo dos magnetos do LHC, assim como uma inversão regular do campo. Maiores detalhes sobre o projeto do magneto podem ser encontrados em (15), (23), (24) e (22).

O magneto tem como característica um campo de  $4\text{Tm}$  para traços de  $10\text{m}$  de comprimento, satisfazendo também a exigência de um campo com menos de  $2\text{mT}$  dentro dos detetores de Cherenkov e um campo mais intenso possível na região entre o localizador de vértices e as estações de traços. Um gráfico do campo magnético gerado pelo magneto do LHCb pode ser visto na figura 3.4. Comparando com a figura 3.3 da página 23 temos que entre 200 e 300 cm estamos após o RICH1, enquanto que o RICH2 inicia por volta de 1000 cm.

Na figura 3.5 temos uma ilustração do magneto do LHCb. Nesta ilustração, podemos ter uma comparação das dimensões do aparato.

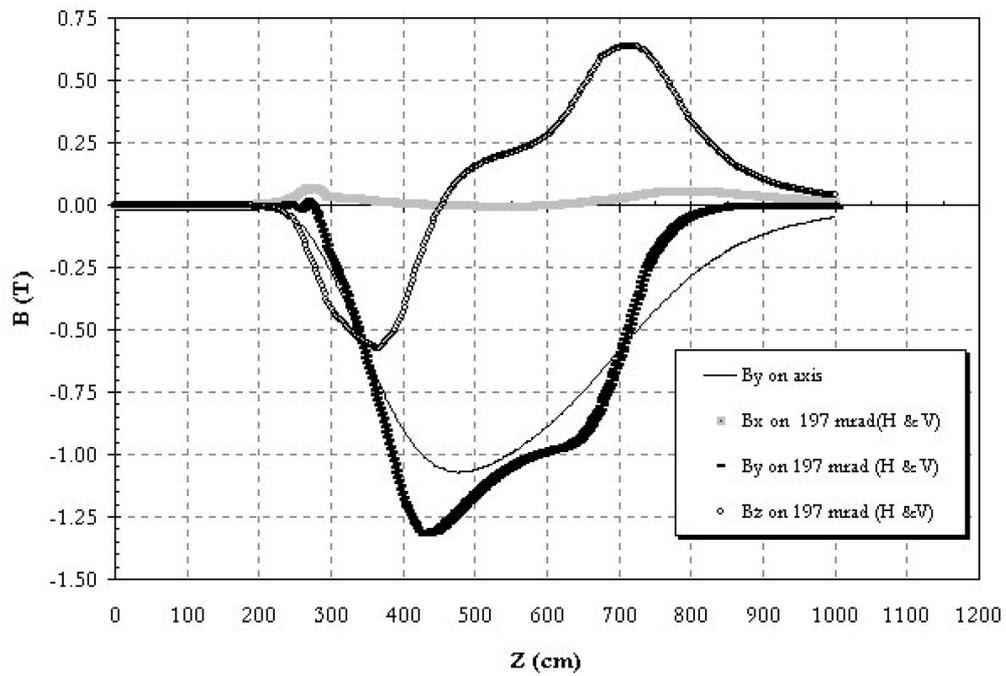


Figura 3.4: Visualização do campo magnético gerado pelo magneto do LHCb. FONTE: TDR - Magneto (23), p.15

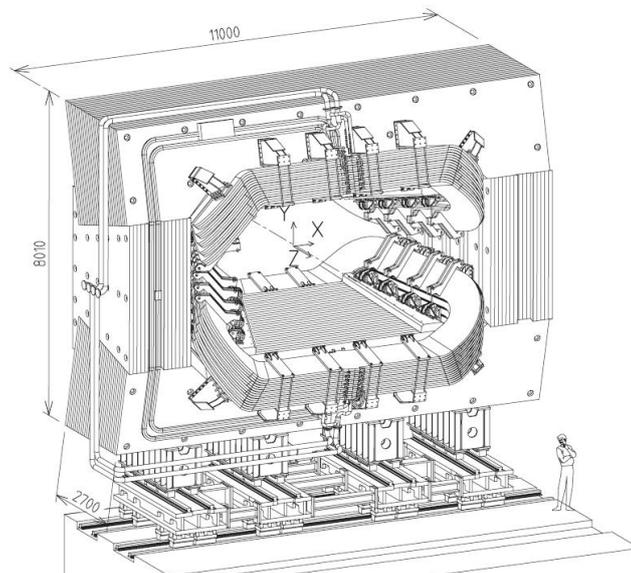


Figura 3.5: Visualização do magneto do LHCb. FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.12

### 3.3 Sistema de traços

O sistema de traços do LHCb é constituído do localizador de vértices (VELO), *Pile-Up* e quatro estações de traço (TT, T1, T2 e T3), estando o VELO e TT localizados antes o magneto, considerando como origem o ponto de interação. As outras três estações de traço restantes (T1-T3) estão localizadas após o magneto. Com relação à tecnologia de deteção utilizada nestes subsistemas: na parte externa das estações T1-T3 (denominada por Outer Tracker, OT) utiliza-se de câmaras de deriva; enquanto o VELO, TT e a parte interna das T1-T3 (denominadas por Inner Tracker, IT) são microtiras de silício. Por terem sido desenvolvidas em conjunto e apresentarem a mesma tecnologia, a TT e IT são denominadas por *Silicon Tracker* (ST).

#### 3.3.1 Localizador de vértices

O localizador de vértice (VELO) fornece medidas precisas das coordenadas dos traços na região próxima ao ponto de colisão, que são usadas para identificar o deslocamento de vértices secundários. O VELO é composto de uma série de módulos de silício, cada qual provendo uma medida das coordenadas  $r$  ou  $\phi$  ao longo da direção do feixe. Esses módulos são denominados por módulo R e módulo  $\phi$ , de acordo com a coordenada medida pelo mesmo.

Por ficarem próximo ao feixe, os módulos são equipados com um mecanismo retrátil, que possibilita afastá-los do ponto de cruzamento durante o processo de estabilização e injeção do feixe no LHC (figura 3.6), evitando assim danos aos detetores de silício. Os módulos são mantidos em um vácuo diferente do vácuo do feixe, sendo essa separação realizada por uma fina camada de alumínio de forma a minimizar a quantidade de material a ser atravessado pela partícula carregada antes de passar pelos módulos.

Como requerimentos globais do desempenho do VELO temos como critérios a razão de sinal sobre ruído (S/N) maior do que 14 para garantir uma eficiente

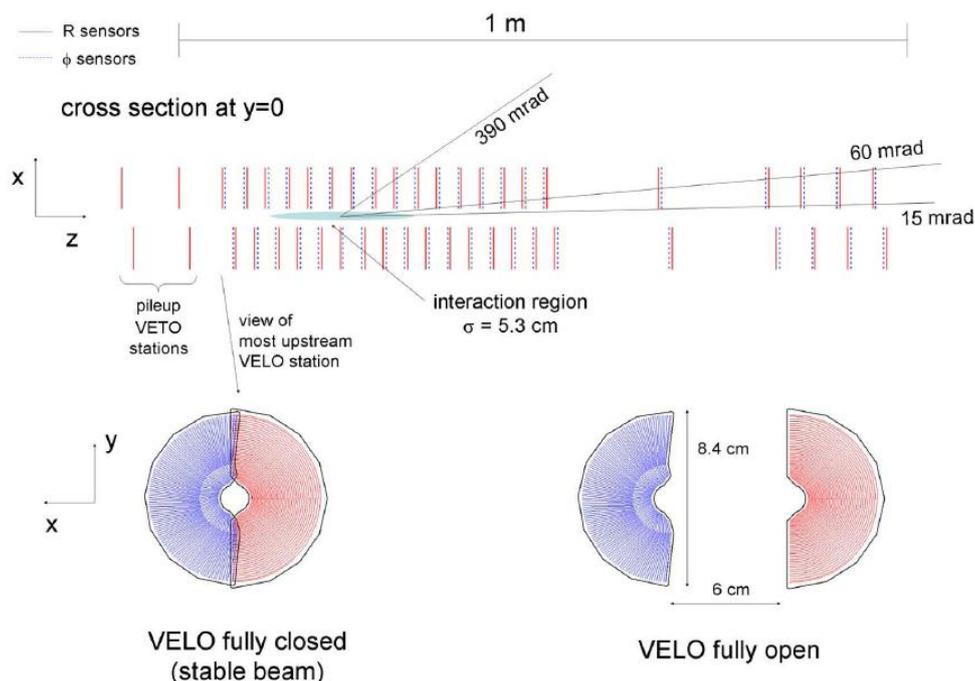


Figura 3.6: Visualização de como os módulos  $R$  e  $\phi$  são dispostos no VELO além de suas posições aberto e fechado. FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.16

performance de *trigger*; eficiência considerando todos os canais de pelo menos 99% para  $S/N > 5$  (o que nos dá em torno de 200 *hits* de ruído por evento no VELO); uma resolução espacial do cluster em torno de  $4\mu m$  para traços a  $100mrad$ ; a fração de picos de sinal remanescente após  $25ns$  no detetor (*spillover probability*) seja menor do que 0,3. O VELO cobre uma faixa de pseudo-rapidez<sup>2</sup> ( $\eta$ ) de  $1,6 < \eta < 4,9$  para vértices primários na faixa de  $|z| < 10,6cm$ . Mais detalhes podem ser encontrados nas referências (15) e (25), (24) e (22).

### 3.3.2 Pile-Up

O sistema *Pile-Up* é constituído por dois planos ( $A$  e  $B$ ) perpendiculares à linha do feixe, localizados antes do VELO (conforme figura 3.6). Esses planos são feitos

<sup>2</sup>A pseudo-rapidez é definida por  $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$  que depende só de  $\theta$  que é o ângulo de espalhamento em relação ao eixo  $z$  (feixe do acelerador).

com dois módulos R do VELO. Os dois planos fornecem a distância do ponto do traço deixado no módulo até o feixe ( $r_a$  e  $r_b$ , respectivamente para os módulos A e B). Utilizando a relação  $k = r_b/r_a$ , podemos chegar à posição do vértice de origem ( $z_v$ ) utilizando para isso a equação 3.1.

$$z_v = \frac{kz_a - z_b}{k - 1} \quad (3.1)$$

Onde  $z_a$ ,  $z_b$  são as posições dos módulos A e B respectivamente. As distâncias  $r_a$  e  $r_b$  de um traço são combinadas para, junto com as posições dos seu respectivos módulos, formar um ponto em que o traço cruza o eixo z. Cada ponto será uma entrada no histograma das possíveis posições  $z_{v_i}$  dos vértices primários. Teremos, então, picos no histograma indicando as posições dos vértices chegando-se a uma resolução limitada à  $3mm$  para espalhamentos múltiplos. Um exemplo de reconstrução por simulação dos vértices originais e das distribuições para um caso de dois vértices pode ser vista na figura 3.7. Pontos obtidos pela combinação de medidas de traços diferentes se distribuem aleatoriamente pelo histograma.

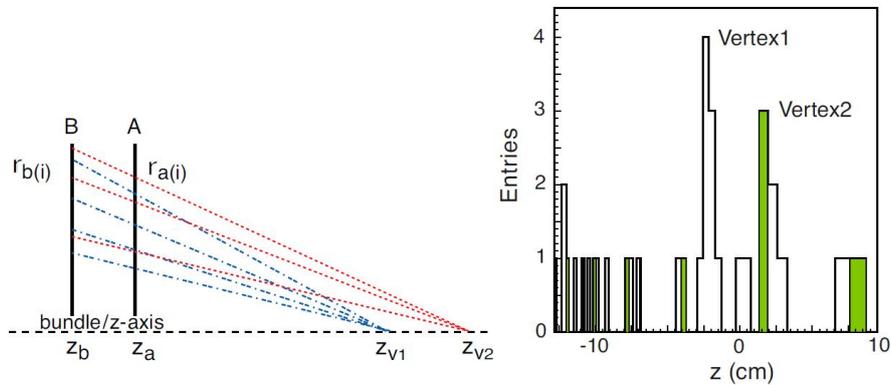


Figura 3.7: Princípio de detecção de vértices utilizando do sistema do *Pile-Up*. As distâncias  $r_a$  e  $r_b$  de um traço são combinadas para junto com as posições dos seu respectivos módulos para formar um ponto  $z_{v_i}$  em que o traço cruza o eixo z. Um histograma é preenchido então com esses pontos, nos permitindo identificar os vértices primários. FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.159

### 3.3.3 Silicon tracker

O *Silicon Tracker* (ST) são sensores com microtiras de silício com um afastamento em torno de  $200\mu m$ , composto pelo *Tracker Turicensis* (TT, também conhecido como *Trigger Tracker*) e as *Inner Tracker* (IT) das estações T1, T2 e T3. A IT é uma estação de traços plana de 120 cm de largura e 40 cm de altura, composta por três estações de traço (T1-T3), localizada depois do magneto do LHCb. Semelhante à IT, a TT é uma estação de traços plana de 150 cm de largura e 130 cm de altura localizada antes do magneto do LHCb. Na figura 3.8, temos uma estação IT e na figura 3.9, mostramos como as estações TT e IT estão distribuídas no sistema de traços. Mais detalhes sobre esse subsistema podem ser encontrados nas referências (15), (26), (24) e (22).

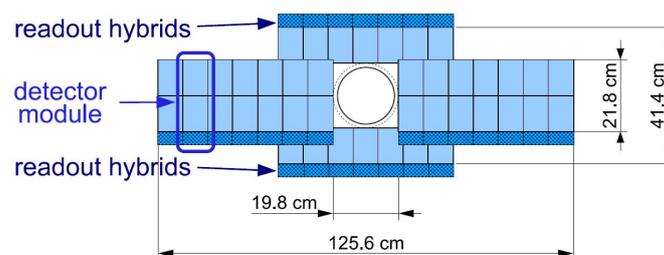


Figura 3.8: Visualização do IT do LHCb. FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.50

Cada uma das quatro estações da ST tem quatro camadas, onde a primeira e última camadas são faixas verticais, enquanto que a segunda e terceira camadas tem suas faixas rodadas por um ângulo estéril de  $-5^\circ$  e  $+5^\circ$  respectivamente. Na figura 3.10, mostramos a simulação de um plano da TT assim com um dos módulos que a compõe. Como principais características dos detectores ST temos: resolução espacial; alta ocupância; tempo de formação do sinal estreito para ser compatível com o intervalo de  $25ns$  entre os cruzamentos; eficiência para um único *hit*; resistência a danos devido à radiação; baixa quantidade de material dentro da região de trajetória das partículas.

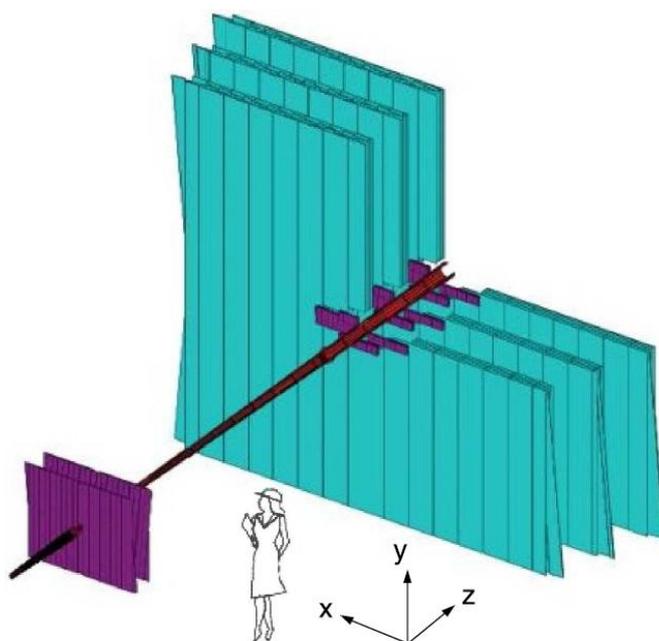


Figura 3.9: Estação de traços completa onde podemos identificar as TT (mais afastadas) e nas T1-T3 a IT na região mais próxima ao feixe (região escura) e as OT nas regiões mais externas (região mais clara). FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.63

### 3.3.4 *Outer Tracker*

O *Outer Tracker* (OT) é um detetor de deriva temporal usado para a medida do traço de partículas carregadas e medida de seus momentos em uma área de aceitação maior do que a coberta pela IT. Ressaltamos que uma excelente resolução de momento se faz necessária para uma determinação precisa da massa invariante do hádron  $b$  reconstruído. A OT é projetada como uma matriz de módulos individuais de tubos de gás. Cada módulo contém duas camadas de tubos de deriva com diâmetro interno de  $4,9\text{mm}$  como mostrado na figura 3.11.

Para garantir um tempo de arrasto curto (abaixo de  $50\text{ns}$ ) e uma resolução de  $200\mu\text{m}$  na coordenada de arrasto, utiliza-se uma mistura de Argônio (70%) e  $\text{CO}_2$  (30%). Seus módulos são posicionados em três estações (T1-T3), sendo cada estação formada por quatro camadas onde a primeira e última são orientadas

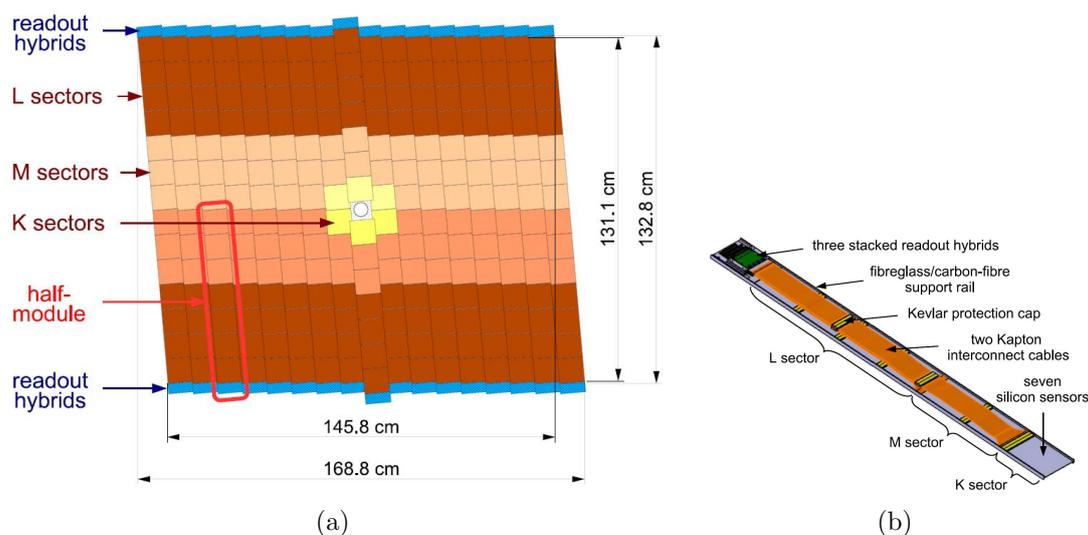


Figura 3.10: Visualização (a) de uma camada da TT e (b) um dos módulos que a compõe. FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.44-45

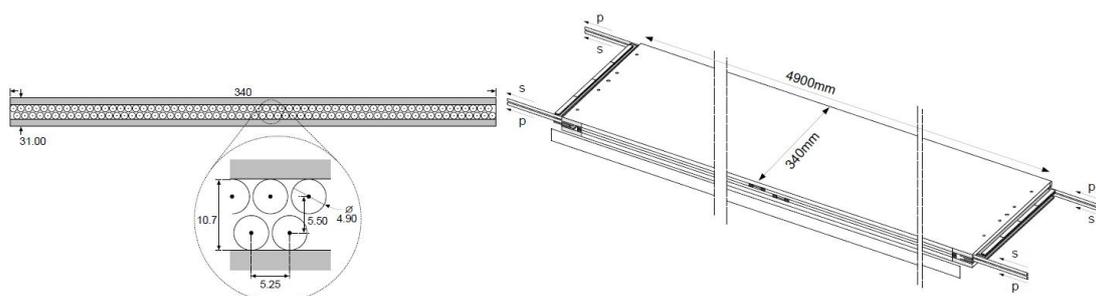


Figura 3.11: Visualização de um módulo do OT do LHCb. FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.64

verticalmente enquanto que a segunda e terceira são rodadas por um ângulo de  $-5^\circ$  e  $+5^\circ$  com relação à vertical, respectivamente. As OT são posicionadas conforme o ilustrado na figura 3.9. Como requisito no projeto da OT estão: rigidez (estabilidade mecânica para garantir uma precisão de 100 (500)  $\mu\text{m}$  no eixo x (z)); mínimo de material (reduzir espalhamento e material antes do calorímetro); isolamento elétrico (evitar *crossstalk* e ruído); resistência à radiação. O sistema *Outer Tracker* se encontra completamente descrito nas referências (15), (27), (24) e (22).

## 3.4 Identificação de partículas

O sistema de identificação de partículas do LHCb é formado pelos detetores de Cherenkov (RICH1 e RICH2), calorímetros (PS, SPD, ECAL, HCAL) e sistema de múons (M1-M5), estando somente o RICH1 localizado antes do magneto. A identificação de partículas (PID) é um dos requisitos fundamentais do LHCb por ser essencial para a seleção dos decaimentos do hádron B, a separação pions e káons (RICHs), identificação de múons (M1-M5) e identificação e medida de energia e posição de elétrons, fótons, píons neutro e hádrons (calorímetros). Descreveremos nesta seção brevemente esses subsistemas.

### 3.4.1 Detetores de Cherenkov

Os detetores de Cherenkov (RICH1 e RICH2) (28) são essenciais na separação de pions e káons. A existência de dois detetores RICH se faz necessária para cobrir toda a faixa de momento de interesse. Isso porque espera-se um momento mais baixo (alto) em partículas com grandes (pequenos) ângulos polares conforme mostrado no gráfico da figura 3.12. Por essa razão, o RICH1 (RICH2) localizado antes (após) o magneto, cobre a faixa de momento mais baixa (alta) que vai de aproximadamente 1 (15) GeV/c à 60 (> 100) GeV/c. São utilizados como irradiadores, o aerogel e  $C_4F_{10}$  no RICH1 e  $CF_4$  no RICH2.

Nos dois detetores focaliza-se os raios luminosos devido ao efeito Cherenkov <sup>3</sup> utilizando uma combinação de espelhos esféricos e planos para refletir a imagem para fora da aceitação do detetor, onde estão os Detetores Híbridos de Fótons (HPD). As HPDs são usadas para detetar fótons no comprimento de onda em uma faixa de 200 – 600nm e operam em um campo magnético de até 50mT. Na figura 3.13, vemos um esquema dos dois detetores de Cherenkov. Uma descrição completa dos detetores de Cherenkov pode ser encontrada nas referências (15),

---

<sup>3</sup>O efeito Cherenkov ou radiação Cherenkov ocorre quando uma partícula carregada eletricamente atravessa um meio a uma velocidade superior à da luz neste meio, emitindo assim radiação eletromagnética que pode ser na faixa visível.

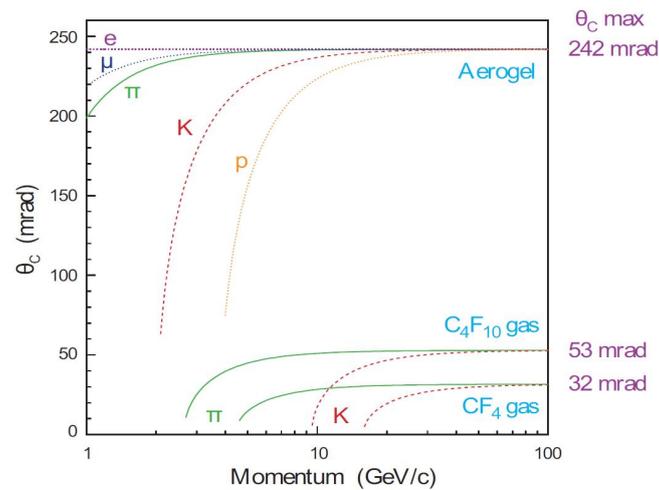


Figura 3.12: Gráfico da relação entre o momento da partícula e o ângulo  $\theta$  de espalhamento em relação ao eixo  $z$  ( feixe do acelerador ). FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.73

(28), (24) e (22).

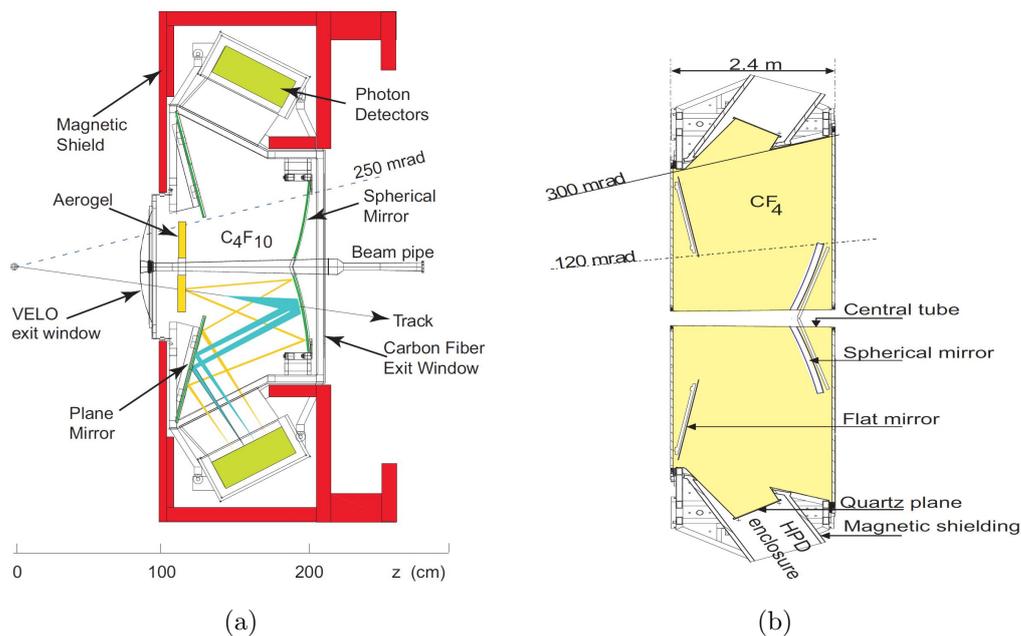


Figura 3.13: Visualização do primeiro (a) e do segundo (b) detectores de Cherenkov (RICH1 e RICH2 respectivamente). FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.73 e 78

### 3.4.2 Calorímetros

O sistema de calorímetros do LHCb realiza diversas funções, entre elas fornecer a energia transversa ( $E_T$ )<sup>4</sup> dos hádrons, elétrons e fótons para a decisão do primeiro nível do *trigger*, que não pode demorar mais do que  $4\mu s$  após a interação. Detalhes sobre os níveis de *trigger* serão dados mais adiante quando tratarmos deste sistema. Os calorímetros fornecem também a identificação de elétrons, fótons e hádrons assim como a medida de sua energia e posição.

No LHCb adotou-se a sequência em que temos o calorímetro eletromagnético (ECAL) seguido pelo calorímetro hadrônico (HCAL) pela maior demanda de identificação ser de elétrons. A rejeição de um alto *background* de píons carregados requer uma segmentação de detecção do chuveiro eletromagnético. Portanto, o experimento tem o detetor *preshower* (PS) antes do ECAL. Existindo uma fina camada de chumbo entre os detetores SPD e PS. Para a rejeição de *background* proveniente de píons neutros com alta  $E_T$ , um detetor cintilador de pads (SPD) foi inserido antes do PS para selecionar partículas carregadas.

Uma variação lateral de segmentação é adotada para o PS/SPD, ECAL e HCAL conforme mostrado na figura 3.14, por existir uma variação de duas ordens de magnitude na densidade de *hits* sobre a superfície do calorímetro. Sendo uma segmentação em três diferentes seções para o SPD/PS e ECAL e apenas duas seções para o HCAL. Essa escolha por apenas duas seções para o HCAL está diretamente relacionada com as dimensões dos chuveiros hadrônicos.

Todos os calorímetros do LHCb seguem o mesmo princípio básico. A luz do cintilador é transmitida para uma fotomultiplicadora através de fibras. Os calorímetros do LHCb são descritos detalhadamente nas referências (15), (29), (24) e (22).

---

<sup>4</sup>Energia transversa ( $E_T$ ) é definida por  $E \sin \theta$  onde  $E$  é a energia da partícula e  $\theta$  é o ângulo entre o eixo z nas coordenadas do detetor (que cruza o tubo do feixe) e a reta que liga o ponto (0, 0, 0) e a posição da célula em que a energia foi depositada.

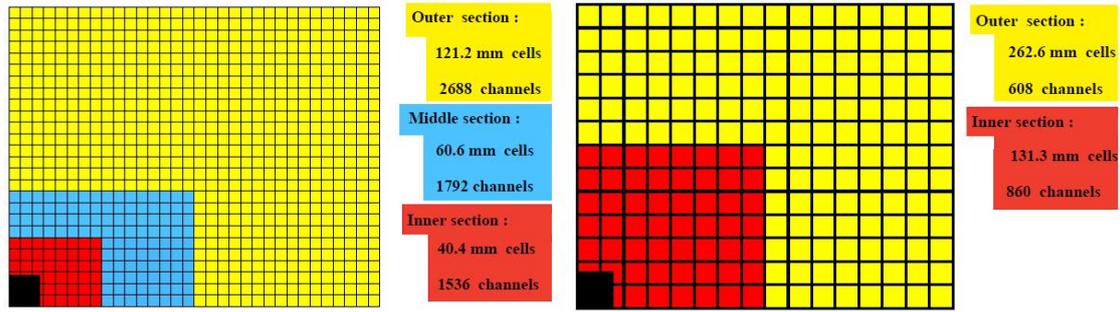


Figura 3.14: Segmentação do SPD/PS e ECAL (esquerda) e do HCAL (direita). Somente o primeiro quadrante é mostrado na figura, sendo as dimensões das células da esquerda referentes as células do ECAL. FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.97

### 3.4.3 Sistema de múons

A identificação de múons é um requisito fundamental do experimento LHCb, pelo fato dos múons estarem presentes no estado final de vários decaimentos do B. Sejam eles sensíveis à violação de CP como por exemplo o  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_S^0$  e  $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) \phi$ , ou decaimentos raros como o  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Forneceremos um pouco mais de detalhes sobre o sistema de múons, pois necessitaremos destas informações na próxima seção quando tratarmos do trabalho experimental realizado junto ao grupo do sistema de múons. Uma descrição completa do sistema de múons pode ser obtida através das referências (15), (30), (24) e (22).

O sistema de múon (22), (30) mostrado na figura 3.15 é composto por cinco estações (M1, M2, M3, M4 e M5) de forma retangular, posicionadas ao longo do feixe. Estando a primeira (M1) localizada antes dos calorímetros, para melhorar a medida do momento transversal ( $p_T$ )<sup>5</sup> no *trigger* e as outras quatro (M2-M5) localizadas após o HCAL. As estações são intercaladas por paredes de ferro maciço de 80cm de espessura, conforme figura 3.16. Essas paredes tem como objetivo filtrar todas as partículas que não sejam múons e neutrinos. Espera-se que somente múons com um momento mínimo de aproximadamente 6 GeV/c e neutrinos sejam

<sup>5</sup>Momento transversal ( $p_T$ ) é definido por  $\sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  onde  $p_x$  e  $p_y$  são as componentes  $x$  e  $y$  do momento da partícula.

capazes de atravessar todo o detetor. Ao todo são 1380 câmaras, cobrindo uma área total de  $435m^2$ . Na figura 3.17, vemos a parede de suporte da câmaras, sendo possível ver ao fundo em verde, as paredes de ferro usadas como filtros. Nesta figura, as paredes de suporte foram abertas (removidas da posição de tomada de dados) para poder acessá-las, por isso as mesmas não se encontram entre as paredes de filtro. Na figura 3.18, temos parte da estação M5 já com as câmaras instaladas.

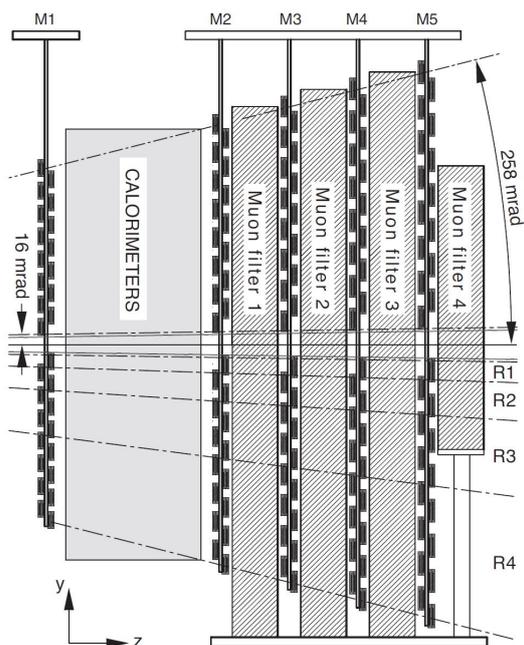


Figura 3.15: Visualização lateral do sistema de múons. A área cinza entre a M1 e M2 representa a região ocupada pelos calorímetros FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.126



Figura 3.16: Paredes de ferro do sistema de múons usadas como filtro. Foto tirada no início da construção do experimento (não existiam as estações de câmaras entre elas).

A geometria das cinco estações é projetiva, o que significa que todas as suas dimensões transversas são escalonadas com a distância a partir do ponto de interação. A medida dos pontos do traço do múon é obtida pela partição do detetor em *pads* lógicos retangulares. Definindo assim, através das dimensões dos *pads*, a resolução  $x,y$ .

Como as estações M1-M3 tem maior resolução espacial ao longo da coordenada

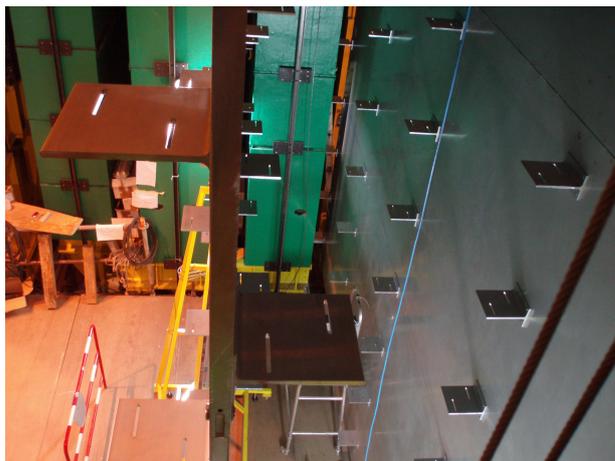


Figura 3.17: Parede de suporte das câmaras do sistema de múons. Ao fundo podemos ver em verde, as paredes de ferro usadas como filtros. Nesta foto as paredes de suporte foram abertas (removidas da posição de tomada de dados) para poder acessá-las, por isso as mesmas não se encontram entre as paredes de filtro.

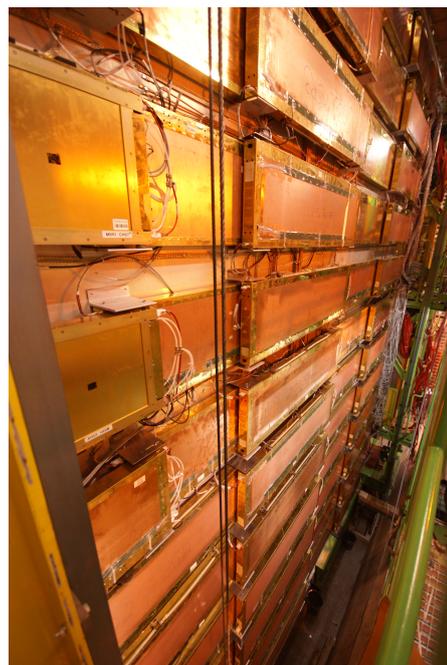


Figura 3.18: Parte da estação M5 já com as câmaras instaladas.

x (plano da curvatura da trajetória das partículas carregadas devido ao dipolo magnético do LHCb), elas são usadas para definir a direção do traço e calcular o  $p_T$  do candidato a múon. As estações M4 e M5 devido às suas resoluções espaciais limitadas, tem como propósito principal a identificação de partículas penetrantes.

Conforme mostrado na figura 3.19, o sistema de múons é dividido em quatro regiões (R1 à R4) conforme nos afastamos do feixe no plano da estação. A dimensão linear das regiões e suas segmentações é escalonada na razão 1 : 2 : 4 : 8. Com essa geometria, o fluxo de partículas e a ocupação dos canais serão, escalarmente, as mesmas em todas as quatro regiões de uma dada estação.

Cada estação contém 276 câmaras. Na figura 3.19, é mostrada a divisão dos *pads* lógicos dos quatro tipos de câmaras da M1. Em cada região das estações M2 e M3, o número de colunas de *pads* por câmara é o dobro do número na região correspondente da estação M1, enquanto o número de linhas de *pads* por câmara

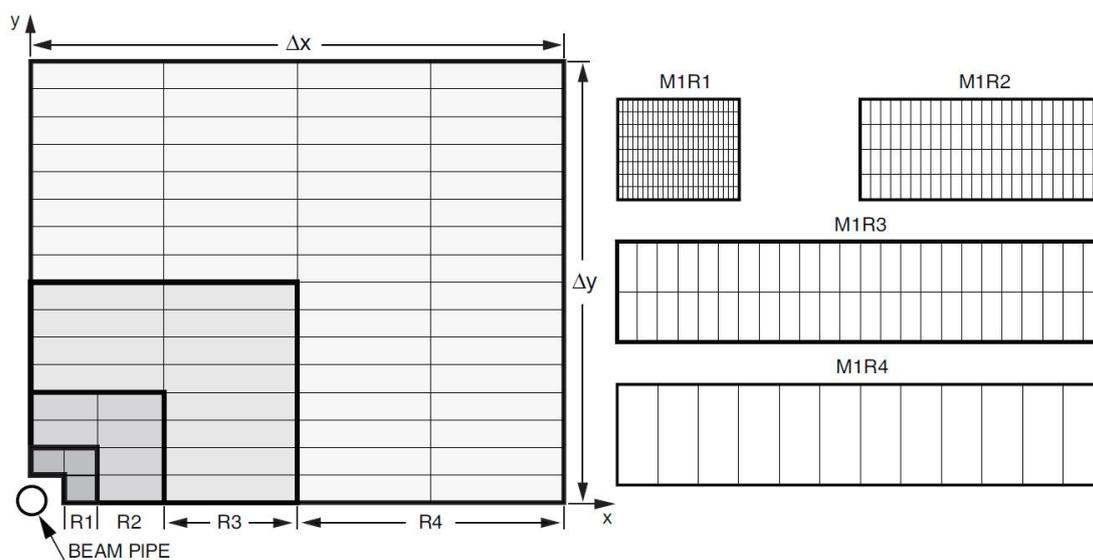


Figura 3.19: Visualização de um quadrante de uma estação do sistema de múons. Cada retângulo representa uma câmara e à direita estão representadas as divisões dos *pads* lógicos dos quatro tipos de câmara da M1. FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.127

se mantém o mesmo. Já nas estações M4 e M5, o número de colunas de pads por câmara é a metade da região correspondente na M1, enquanto o número de linhas de pads se mantém o mesmo. Estes números de *pads* lógicos e canais podem ser encontrados na tabela 3.1.

Devido a taxa de cruzamento de nuvens de prótons a cada  $40\text{MHz}$  no LHC e a intensidade de partículas no sistema de múons, se faz necessário que a tecnologia utilizada tenha ótima eficiência, tempo de resolução, taxa de aquisição e resistência à radiação. Câmaras Proporcionais Multifilares (MWPC) são utilizadas em todas as regiões, exceto na região interna da primeira estação (M1R1) onde uma taxa maior de partículas é esperada excedendo o limite de aquisição da MWPC. Nesta região, portanto, são empregados os detetores de três camadas de multiplicadoras de elétrons gasosas (*triple-GEM*).

	M1	M2	M3	M4	M5
$z$	1210	1527	1647	1767	1887
$\Delta x$	384	480	518	556	594
$\Delta y$	320	400	432	464	495
R1	$[24 \times 8]$ $1 \times 2,5$	$[48 \times 8]$ $0,63 \times 3,1$ $(0,5 \times 2,5)$	$[48 \times 8]$ $0,67 \times 3,4$ $(0,5 \times 2,5)$	$[12 \times 8]$ $2,9 \times 3,6$ $(2 \times 2,5)$	$[12 \times 8]$ $3,1 \times 3,9$ $(2 \times 2,5)$
R2	$[24 \times 4]$ $2 \times 5$	$[48 \times 4]$ $1,25 \times 6,3$ $(1 \times 5)$	$[48 \times 4]$ $1,35 \times 6,8$ $(1 \times 5)$	$[12 \times 4]$ $5,8 \times 7,3$ $(4 \times 5)$	$[12 \times 4]$ $6,2 \times 7,7$ $(4 \times 5)$
R3	$[24 \times 2]$ $4 \times 10$	$[48 \times 2]$ $2,5 \times 12,5$ $(2 \times 10)$	$[48 \times 2]$ $2,7 \times 13,5$ $(2 \times 10)$	$[12 \times 2]$ $11,6 \times 14,5$ $(8 \times 10)$	$[12 \times 2]$ $12,4 \times 15,5$ $(8 \times 10)$
R4	$[12 \times 1]$ $8 \times 20$	$[24 \times 1]$ $5 \times 25$ $(4 \times 20)$	$[24 \times 1]$ $5,4 \times 27$ $(4 \times 20)$	$[6 \times 1]$ $23,1 \times 29$ $(16 \times 20)$	$[6 \times 1]$ $24,8 \times 30,9$ $(16 \times 20)$

Tabela 3.1: Resumo das informações básicas das cinco estações M1-M5 e suas quatro regiões R1-R4. Todas as dimensões em cm.  $z$ : distância das estações ao ponto de impacto (colisão);  $\Delta x$  e  $\Delta y$ : dimensões de um quadrante em cada estação; Linhas R1-R4: granularidade das diferentes regiões de um detetor de múon como visto pelo sistema de aquisição e *trigger*. Número de *pads* lógicos por câmara (entre colchetes) e tamanho de *pad* lógico ao longo de  $x$  e  $y$ . Entre parênteses: tamanho do *pad* lógico projetado na estação M1. FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.128

### MWPCs e *triple-GEM*

As MWPCs das estações M2-M5 são compostas de quatro *gaps* de gás em OU entre eles para evitar que a perda de um *pad* lógico (o que implicaria na queda da eficiência) da câmara, caso um *pad* físico ou fio deixe de funcionar. Enquanto na M1 as câmaras tem somente dois *gaps* de gás para minimizar o material na frente do calorímetro eletromagnético, na região M1R1 duas câmaras GEM superpostas são utilizadas. Um resumo dos métodos de leitura da saída usados nas câmaras de múons por região pode ser encontrada na tabela 3.2.

Tipo de leitura de saída	Região
MWPC <i>Pads</i> de fios	R4
Mistura de <i>pads</i> fios e catôdo <i>Pads</i> catódicos	R1-R2 em M2-M3 em todas as outras regiões
GEM <i>Pads</i> Anódicos	M1R1

Tabela 3.2: Método de leitura usado nas câmaras de múon.

### 3.5 Trigger

Apesar do experimento LHCb ser projetado para operar à uma luminosidade média de  $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , a fim de reduzir danos ao detetor provenientes da radiação, a taxa de cruzamento de nuvens (um cruzamento a cada  $25 \text{ns}$ ) ainda é superior à capacidade do hardware de armazenar os dados. O propósito do *trigger* do LHCb é reduzir essa taxa de dados a serem armazenados de  $40 \text{MHz}$  para  $2 \text{kHz}$ . Para isso, o trigger é dividido em dois níveis, denominados por *trigger* de nível zero (L0) e *trigger* de alto nível (HLT). Sendo este último ainda dividido em HLT1 e HLT2.

A função do L0 é reduzir a taxa de  $40 \text{MHz}$  para  $1 \text{MHz}$ , na qual podemos utilizar a saída de todo o detetor, pois a eletrônica de alguns dos sub-sistemas não foi projetada para processar os dados a uma taxa muito maior do que  $1 \text{MHz}$ . Devido a sua grande massa, o decaimento do méson B frequentemente produz partículas com alto  $p_T$  e  $E_T$ . O L0 visa reconstruir os hádrons, elétrons e fótons com maior  $E_T$  nos calorímetros e os dois múons com maior  $p_T$  nas câmaras de múons. Além disso, neste nível de processamento dos dados, o sistema *Pile-Up* estima o número de interações  $pp$  primárias em cada cruzamento e o calorímetro calcula a energia total observada e estima o número de traços.

A unidade de decisão do nível zero (L0DU) agrupa toda a informação do L0 e decide se o evento será ou não rejeitado. Para essa decisão, utiliza a informação proveniente do sistema de *trigger* dos calorímetros (denominada de L0Calo) e do

sistema de múons (denominada L0Muon), além do sistema de *Pile-Up*. Todo o processamento do *trigger* L0 é realizado na eletrônica do sistema utilizado. Por não fazer uso de software e de muitos sistemas do LHCb, esse nível de *trigger* consegue processar à uma taxa de entrada de  $40\text{MHz}$ .

Os eventos aceitos pelo L0 são analisados novamente, utilizando neste próximo passo todas as informações do evento. Essa nova filtragem (mais completa) é denominada por *trigger* de alto nível (HLT) e visa a redução da taxa de eventos de  $1\text{MHz}$  (saída do L0) para  $2\text{kHz}$  (capacidade de armazenamento do experimento). O primeiro nível do HLT (HLT1) é responsável pela confirmação da decisão do L0 utilizando agora toda a informação do detetor. Já o segundo nível do HLT (HLT2) aplica seleções inclusivas e exclusivas nos eventos que passaram pelo HLT1. Um esquema do *trigger* do LHCb pode ser visto na figura 3.20 e um diagrama de fluxo das diferentes sequências de *trigger* possíveis pode ser visto na figura 3.21. O *trigger*, conforme foi proposto inicialmente, e suas reotimizações podem ser encontradas nas referências (15), (31), (24) e (22).

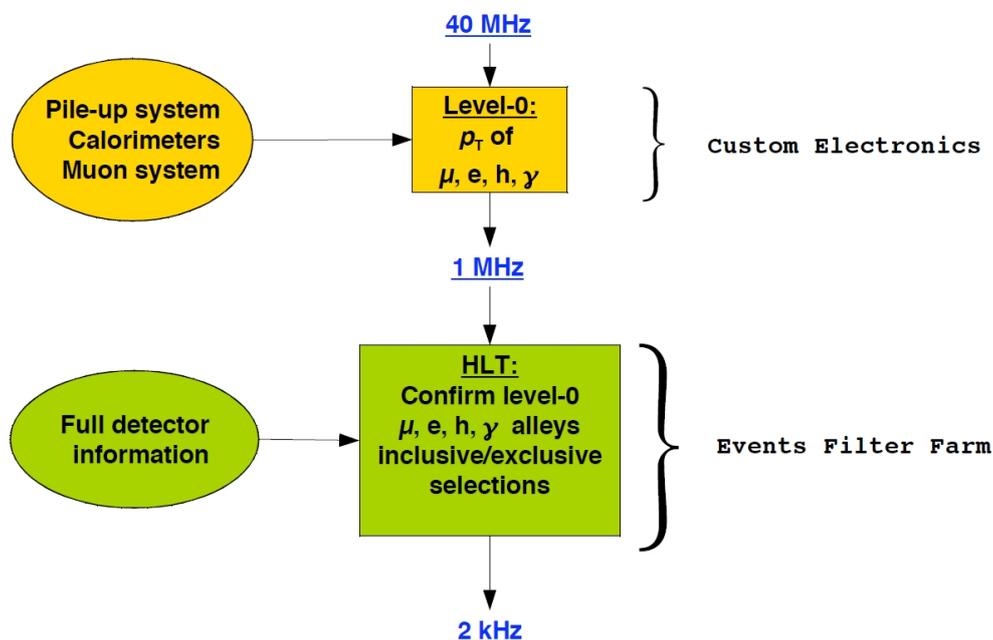


Figura 3.20: Esquema do trigger do LHCb. FONTE:JINST-3-S08005 (22), p.152

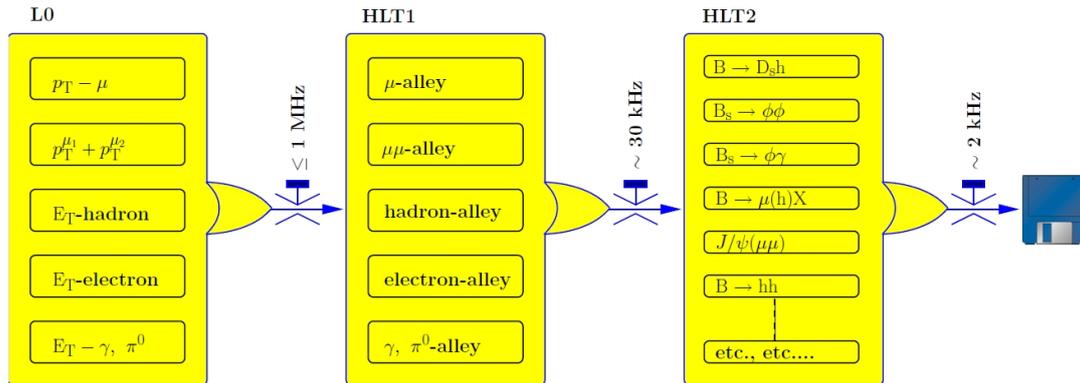


Figura 3.21: Diagrama de fluxo de diferentes seqüências de *trigger*. FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.164

Para a tomada da maior parte dos dados de 2010, foi utilizado uma nova estratégia para o HLT1. Ao invés de confirmar o L0-*trigger* através de diferentes linhas de seleção ( $\mu$ -*alley*,  $\mu\mu$ -*alley*, ...), utilizou-se como critério de confirmação somente o traço de maior momento dentro de um região de interesse, definida por uma linha reta de um segmento de um traço tipo VELO<sup>6</sup> e o momento assumido para esse traço, sem nenhuma confirmação da decisão do L0-*trigger*. Esta nova estratégia foi elaborada para aprimorar principalmente o *trigger* de decaimentos hadrônicos do B. Estudos indicavam que os *triggers* hadrônicos do HLT1 eram vulneráveis à contaminação por traços fantasmas (traços sem nenhum significado físico). Maiores detalhes desta estratégia de HLT1 podem ser encontradas na referência (32).

### 3.6 Reconstrução e identificação

Trataremos do processo de reconstrução dos traços e identificação de partículas no LHCb. As notações apresentadas nesta seção serão importantes mais a frente quando formos descrever a seleção de cortes usados para selecionar um candidato

<sup>6</sup>Definiremos as classificações dos traços na próxima seção.

à  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ .

### 3.6.1 Reconstrução de traço

O programa de reconstrução de traços utiliza os sinais (pontos) deixados no VELO, TT, IT e OT para traçar a trajetória até os calorímetros a partir do VELO. Usa-se classificar cada traço de acordo com sua trajetória dentro do experimento da seguinte forma:

**Longo** São traços que atravessam completamente os detetores, desde o VELO, até as estações de traço (T1-T3).

**Upstream** São traços que atravessam somente o VELO e as estações TT. Geralmente são traços com baixo momento, que não conseguem atravessar o magneto. Tem por isso, uma resolução de momento bastante pobre.

**Downstream** São traços que atravessam somente as estações entre TT e as T1-T3.

**VELO** São traços medidos somente pelo VELO. Normalmente são traços com grandes ângulos, ou que estão indo para trás.

**T** São traços somente medidos nas estações de traços T1-T3.

Na figura 3.22, ilustramos todas as classes de traços, deixando como referência a componente  $y$  ( $B_y$ ) do campo magnético em função da coordenada  $z$ .

### 3.6.2 Identificação de partículas

A identificação de partículas carregadas ( $e$ ,  $\mu$ ,  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ) é realizada a partir da combinação dos dois detetores RICH, os calorímetros e o sistema de múons. Sendo fótons e píons neutro ( $\gamma$ ,  $\pi^0$ ) identificados através do calorímetro eletromagnético.

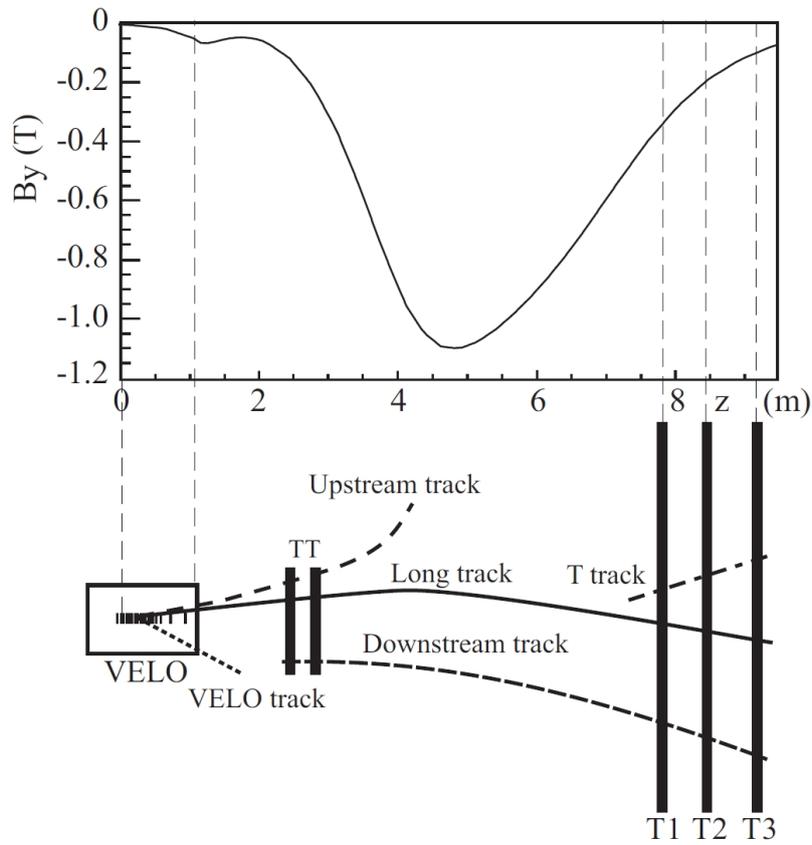


Figura 3.22: Ilustração de todas as classes de traços e da componente y do campo magnético ( $B_y$ ) em função da coordenada z. FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.178

### Identificação de hádrons

A linha central da identificação de hádrons é baseada em uma aproximação de *log-likelihood*, que coincide o padrão de pontos observados nos fotodetetores do RICH com o esperado dos traços reconstruídos em um dado conjunto de hipóteses de partículas. Na construção desta *likelihood*, é necessário calcular o ângulo de emissão efetivo para todas as combinações de traços que podem ser fisicamente associadas à radiação de Cherenkov. A *likelihood* é maximizada variando a hipóteses das partículas de cada traço, entre elétrons, múons, píons, káons e prótons. A saída deste método é a melhor hipótese para cada traço.

### Identificação de múons

Os múons são identificados através da extrapolação dos traços com  $p > 3\text{GeV}/c$  nas estações de múons. Este limite inferior está ligado ao fato de que partículas com  $p < 3\text{GeV}/c$  não conseguem cruzar todo o sistema de múon. Os pontos para reconstruirmos os traços dos múons são procurados dentro de um campo de interesse em torno do ponto de extrapolação do traço em cada estação de múons, parametrizado com uma função do momento para cada região da estação. Um traço é considerado um candidato à múon quando um número mínimo de estações (2-4 dependendo do momento) tem sinais dentro da sua região de interesse correspondente.

### Identificação de elétrons

A identificação de elétrons é principalmente baseada no balanceamento do momento do traço e a energia do cluster carregado no ECAL e na correspondência entre a posição do centro de massa correta do cluster e o traço extrapolado ao ponto de impacto. Uma segunda estimativa está relacionada ao fóton devido a bremsstrahlung emitido pelos elétrons antes do magneto. Devido a pouca existência de material dentro do magneto, espera-se que tal cluster neutro venha de uma posição muito bem definida dada pela extrapolação do traço do elétron para antes do magneto.

### Identificação de fótons

Fótons são reconstruídos e identificados com o calorímetro eletromagnético como clusters sem um traço associado. Os traços reconstruídos são extrapolados para a face do ECAL e então um  $\chi^2_\gamma$  é calculado como uma estimativa da correspondência da posição cluster/traço. Candidatos à fótons correspondem a  $\chi^2_\gamma > 4$  sendo portanto claramente separados das partículas carregadas (traços).

## Identificação de $\pi^0$

Para  $\pi^0$  com  $p_T < 3\text{GeV}/c$  seus decaimentos são na sua grande maioria reconstruídos como um par de fótons muito bem separados. Enquanto que para altos  $p_T$  uma grande fração de pares de fótons não podem ser reconstruídos como um par de clusters na granularidade do ECAL.

### 3.7 Geração de eventos simulados

Uma peça importante no estudo da eficiência e precisão dos detetores e da análise é a simulação de eventos e sub-sistemas do detetor. Com a simulação do experimento, se torna possível garantir a viabilidade da construção do mesmo, corrigir possíveis erros no projeto original e entender a análise dos dados.

Para gerar dados simulados que reproduzam os dados que serão medidos no LHCb, realizam-se os seguintes processos. Simula-se primeiramente, detalhadamente, as colisões de prótons e a formação dos hádrons. Em seguida, faz-se a simulação do decaimento das partículas instáveis e da interação das partículas com o detector. Por fim, há a simulação da resposta que se espera do experimento. A partir desta resposta, os dados simulados são tratados como se fossem os dados que são obtidos no experimento. Aplicamos então, os algoritmos de *trigger*, para simular sua decisão. Reconstruímos o evento, incluindo as trajetórias e a identificação das partículas. Por fim, realizamos a seleção *off-line* de eventos com decaimentos específicos de mésons-B.

Temos na simulação uma grande restrição: não existe capacidade computacional para gerar todos os dados que se espera obter. Por esta razão, a simulação de eventos, foi dividida entre diferentes categorias, sendo apresentado a seguir somente as de interesse para nossa análise.

*minimum bias*: Engloba todos os eventos gerados da colisão  $pp$ . É portanto, a mais aberta das categorias. Esse conjunto de dados é o que se espera obter se

podéssemos salvar todos os dados gerados pelo detector. Esta categoria tem a maior quantidade de eventos gerados, porém, esse montante corresponde a poucos segundos de tomadas de dados reais.

**$b\bar{b}$  inclusivo:** Composta somente por eventos que contenham pelo menos um par  $b\bar{b}$  nas colisões  $pp$  que esteja dentro da cobertura geométrica do detector. Nesta categoria, temos uma quantidade de eventos gerados que corresponde a alguns minutos de tomada de dados.

**$J/\psi$  inclusivo:** Composta somente por eventos que contenham pelo menos um  $J/\psi$  na cadeia de decaimento proveniente da colisão  $pp$ . Estando esse  $J/\psi$  dentro da cobertura geométrica do detector.

**$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  :** Nela, cada canal específico de decaimento, junto com seu complexo conjugado, são simulados separadamente, com os produtos finais estando dentro da cobertura geométrica. Esta categoria se faz necessária, pois as razões de ramificações dos canais de interesse são muito baixas. Assim, na maioria dos casos analisados, o canal não é encontrado no conjunto de dados da categoria  $b\bar{b}$  inclusivo.

Descreveremos agora, os programas utilizados nos processos listados acima, para gerar e analisar os dados simulados. A linguagem de programação adotada pelo experimento, é o C++, apesar de existirem algumas ferramentas que são desenvolvidas em outras linguagens (ex.: a linguagem Python). Existem portanto, bibliotecas que fazem a tradução destas ferramentas para C++. Os programas utilizados foram:

**Gaudi** (33) Projetado para fornecer a infra-estrutura e o ambiente para simulação, reconstrução e análise de dados.

**Gauss** (34) Simula as colisões e a resposta do detector LHCb, para permitir o entendimento das condições experimentais e desempenho. Ele administra as interações  $pp$ , usando o PYTHIA 6.2 (35). Já para os decaimentos do

mésons B, ele utiliza o EVTGEN (36). Por fim, interage as partículas com o detector, usando o GEANT4 (37).

- PYTHIA Gera amostra, com a interação  $pp$  a uma energia no centro de massa  $\sqrt{s}$  definida. Para isso, baseia-se na combinação de resultados analíticos e vários modelos baseados em QCD. Pode ser parametrizado, para reproduzir as condições do experimento.
- EVTGEN Simula a física do decaimento do B. Provê uma estrutura para manipular sequências de decaimentos complexas e com violação de CP. Originalmente desenvolvido para colaboração *BaBar* (38).
- GEANT4 Simula todas as interações das partículas com o detector. Para isso, se faz necessário descrever em detalhes a geometria dos detectores, assim como o material utilizado.

**Boole** (39) Responsável pela digitalização, é o estágio final da simulação do LHCb. A saída do sinal tem o mesmo formato dos dados reais que sairão do detector. A eficiência e resolução de detecção das diferentes partes de detector, assim como o ruído da eletrônica e efeitos de *cross-talk*, também estão incluídos neste estágio.

**Brunel** (40) Programa do LHCb, responsável pela reconstrução dos dados de saída do detector. Associa dados de diferentes subdetectores para formar traços e identificar as partículas com a ajuda do RICH, ECAL, HCAL e câmaras de múon.

**DaVinci** (41) Permite a seleção *off-line* de estados finais específicos do hádrons  $b$ . Com esse objetivo, ele permite encontrar e identificar corretamente as partículas do decaimento de  $b$  observado. Assim como, combinar essas partículas para formar vértices e ressonâncias intermediárias. Podendo desta forma, reconstruir o méson B inicial e a cadeia de decaimento completa.

Na figura 3.23, temos um esquema de como os aplicativos de processamento de dados do LHCb (listados acima) e fluxo de dados estão relacionados. Nesta

figura deixamos claro que todos os aplicativos funcionam sobre a arquitetura do Gaudi e o modelo de evento descreve os dados esperados. Nesta figura, as setas representam as entradas e saídas dos dados.

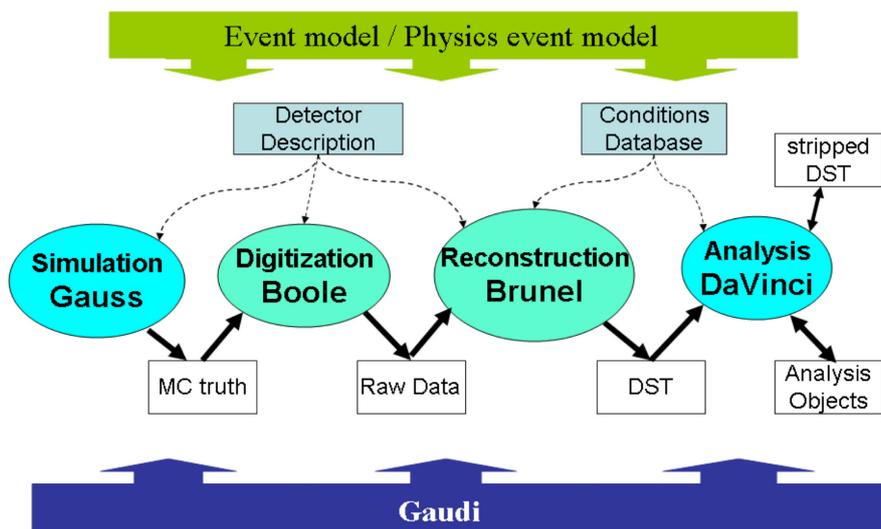


Figura 3.23: Aplicativos de processamento de dados do LHCb e fluxo de dados. Especificando-se que todos os aplicativos funcionam sobre a arquitetura do Gaudi e o modelo de evento descreve os dados esperados. As setas representam as entradas e saídas dos dados. FONTE: TDR-COMPUTING (42), p.19

### 3.8 Sistema *Online* e Modelo Computacional

Nesta seção iremos descrever o sistema *online* e o modelo computacional do LHCb. Esses dois tópicos ajudarão na leitura dos capítulos seguintes, se fazendo tão importante quando termos uma idéia global de como os detetores do experimento funcionam. Quando tratarmos da instalação da M1 necessitaremos do conhecimento do sistema de aquisição para compreender os testes realizados nas câmaras desta estação do sistema de múons. Já o modelo computacional do LHCb será relevante na análise do  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  para entendermos a função da *stripping*. Detalhes sobre o sistema *online* do experimento podem ser encontrados nas referências (15), (43), (42), (24) e (22).

### 3.8.1 Sistema *Online*

A função do sistema *online* é assegurar que os dados sejam transferidos desde a eletrônica final dos detetores até o armazenamento permanente. Esta operação deve ser realizada sob condições conhecidas e controladas. Isto inclui não somente o movimento dos dados por si só, mas também a configuração de todos os parâmetros operacionais e o monitoramento deles, assim como parâmetros do ambiente como temperatura e pressão. Esse sistema de aquisição também garante que os canais dos detetores estejam sincronizados com o relógio do acelerador LHC.

O sistema *online* do LHCb é composto por três componentes: O sistema de Aquisição dos Dados (DAQ), responsável pelo transporte dos dados de um dado cruzamento de nuvens aceito pelo *trigger*, entre as eletrônicas de saída dos detetores e o armazenamento permanente (*storage*); o sistema de Controle Rápido e Tempo (TFC), que comanda os estágios da leitura de saída dos dados dos detetores do LHCb, compreendidos entre a eletrônica de saída e o processamento da *farm*. Este comando é realizado através da distribuição do relógio de sincronia com o feixe, o *trigger* L0, recomeços rápidos e comandos de controle rápido e o Sistema de Controle do Experimento (ECS), que assegura o controle e monitoramento dos estados das operações de todo o LHCb. Este sistema engloba não somente o controle dos detetores, como por exemplo alta e baixa voltagem, temperatura, fluxo de gás ou pressão, mas também o controle e monitoramento dos sistemas de *trigger*, TFC e DAQ.

A arquitetura do sistema *online* é apresentada na figura 3.24. Nela podemos identificar os sistemas TFC e ECS através das legendas. Já o sistema DAQ corresponde à região alaranjada que engloba a eletrônica de saída (*Front-End*) até a *farm* (*Event Filter Farm*).

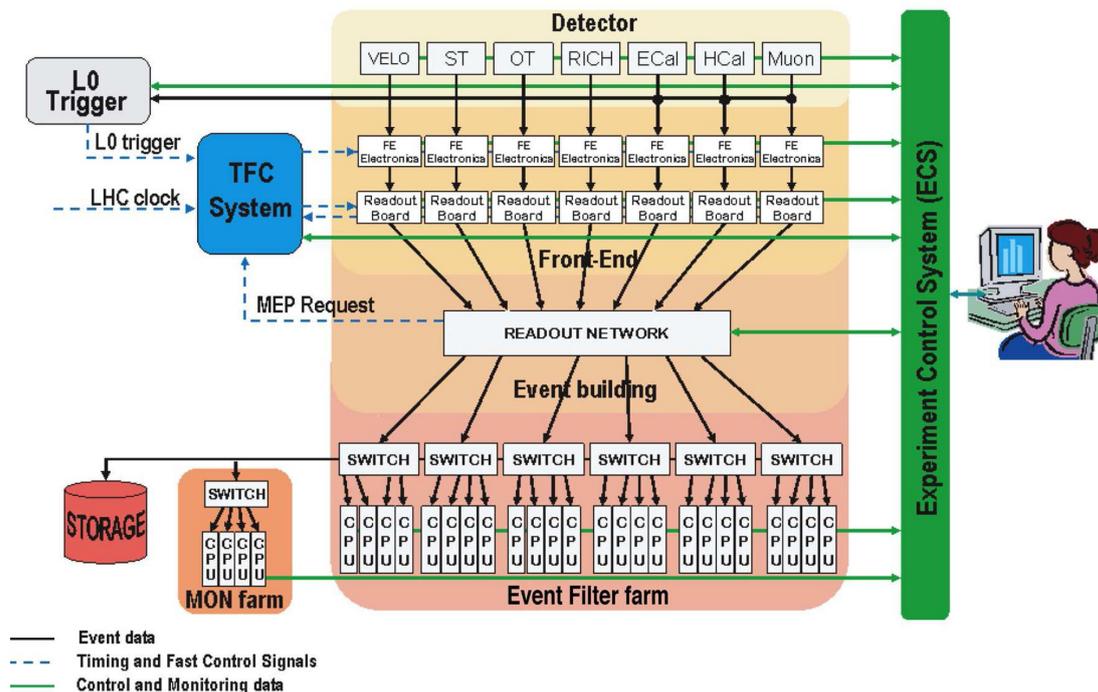


Figura 3.24: Arquitetura do sistema *online*. Podemos identificar claramente a conexão dos sistemas TFC e ECS dentro desta arquitetura. Já o sistema DAQ corresponde à região alaranjada que engloba a eletrônica de saída (*Front-End*) até a *farm* (*Event Filter Farm*). FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.168

### 3.8.2 Modelo Computacional

Descreveremos brevemente o fluxo dos dados através do modelo computacional do LHCb. Este modelo é dividido em diversos estágios, normalmente executados de forma sequencial<sup>7</sup>.

Os dados brutos são produzidos via *Event Filter Farm* do sistema *online* (arquivos *RAW*) ou simulados (arquivos *RAWmc*). Esses dados são então transferidos para o Tier-0 no CERN, onde é reconstruído para formar quantidades físicas. A reconstrução dos eventos gera um novo conjunto de dados denominados por *DST* (*Data Summary Tape*). Em um primeiro momento, somente uma quantidade

<sup>7</sup>Há estágios que são repetidos numerosas vezes.

reduzida de informação, suficiente para os algoritmos de pré-seleção rodarem, é armazenada nestes arquivos DST. Esse arquivo compacto é denominado portanto de DST reduzida (rDST).

Com a análise da rDST os eventos são separados em *streams* para análises futuras. Utiliza-se o termo *stripping* para esse processo de classificar os eventos em diferentes *streams*. Isso porque cada *stream* é formada por diferentes faixas de seleção (*stripping*). Como exemplo temos a *stream* de DIMUON, que engloba todas as análises que contenha dois múons, sendo portanto a *stripping* do  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_S^0$  uma de suas constituintes. A informação da rDST é usada para determinar os vetores quadrimomento correspondentes às partículas medidas, para localizar os vértices primários e secundários e reconstruir partículas compostas como um candidato a B.

Um algoritmo de pré-seleção é fornecido para cada canal de interesse. Os eventos que passarem pela pré-seleção de um dado canal, é completamente reconstruído e associado a este canal. Antes de ser armazenado, o evento que passa pelo critério de seleção terá então os dados RAW adicionados a eles, de forma a ter uma informação detalhada do evento para a análise. Um breve sumário com as características de cada evento é criado para possibilitar uma referência rápida à cada evento. Esse sumário é armazenado em um arquivo TAG. Um diagrama como fluxo dos dados pode ser encontrado na figura 3.25.

Devido à grande quantidade de dados a ser processada, o modelo computacional do LHCb se baseia em um modelo centros de múltiplos níveis regionais. Neste modelo temos três tipos de centros regionais (*Tier-0*, *Tier-1* e *Tier-2*). O CERN, como centro de produção (*Tier-0*) é responsável pela distribuição dos dados brutos para os outros centros responsáveis pela reconstrução, *stripping* e análise (*Tier-1*). A colaboração do LHCb possui sete centros regionais de *Tier-1*, identificados como: CNAF (Itália), FZK (Alemanha), IN2P3 (França), NIKHEF (Holanda), PIC (Espanha), RAL (Reino Unido) e CERN (Suíça). O armazenamento de todos os dados é realizada no CERN, sendo uma cópia distribuída pelos outros seis *Tier-*

1. Os *Tier-2* são centros de produção de dados simulados. A transferência desses dados, assim como o processamento das análises individuais utiliza o modelo de computação compartilhada (*Grid*).

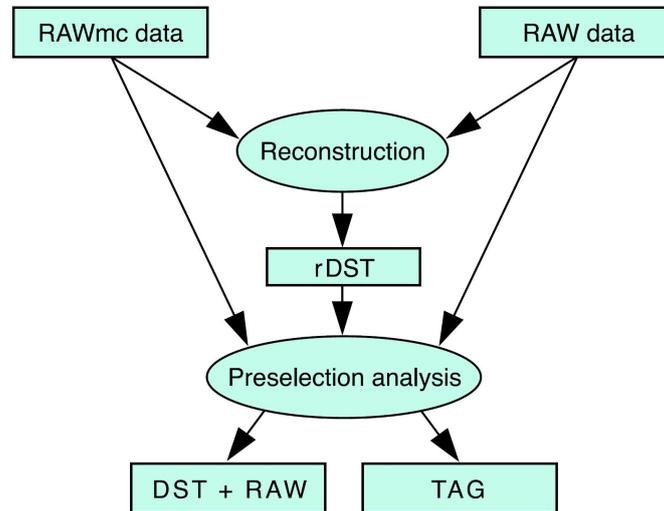


Figura 3.25: Modelo computacional do fluxo dos dados do LHCb. FONTE: JINST-3-S08005 (22), p.174

## 4 *Instalação da M1 e implementação do trigger-L0 no Panoramix*

Neste capítulo descreveremos os trabalhos experimentais realizados junto a colaboração do LHCb. O primeiro trabalho foi realizado junto ao grupo do sistema de múons, na instalação da M1, dando de certa forma continuidade à minha colaboração junto ao grupo do sistema de múons, iniciada durante o mestrado (descrita na dissertação (44)), além de complementar a análise. Durante o mestrado colaborei na construção e teste de algumas das câmaras do sistema de múons, testes de ganho (45) (46) e instalação de uma estação de teste das câmaras que chegavam da Itália (47). Com esse trabalho na instalação e teste das câmaras na primeira estação do sistema de múons, pude participar de diferentes etapas da construção do sistema, tendo sido esse último trabalho concluído com a medida da performance do sistema de múons com raios cósmicos (48). Este trabalho pode ser considerado complementar à minha tese, por ser necessária uma boa reconstrução dos múons na seleção do  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_S^0(\pi^+\pi^-)$ . O segundo trabalho foi realizado junto ao software de visualização de eventos do experimento. Tendo sido implementado a visualização do *trigger* -L0 neste software.

Conforme mencionado anteriormente, esta seção tratará da parte experimental da tese. Os tópicos aqui abordados referem-se a eletrônica e programação orientada a objetos. Sugerimos àqueles que não possuem familiaridade aos temas, que busquem também outras referências pois não nos estenderemos no referencial

teórico ligado a esses tópicos, por não serem o trabalho central da tese.

## 4.1 Instalação da M1

A primeira estação do sistema de múons (denominada de M1) localizada entre o segundo detetor de Cherenkov e o calorímetro é dividida em quatro regiões (R1-R4) e composta de 276 câmaras sendo 12 câmaras *triple*-GEM e 264 câmaras MWPC instaladas nas duas faces da parede de suporte, de forma a cobrir toda a área de interesse, conforme podemos ver nas figuras 4.1 e 4.2. As dimensões das câmaras e o tipo de leitura de saída/granularidade (fios anodo ou (e) pads catodos com diferentes segmentações) dependem da região instalada e totalizam 2016 placas de eletrônica de *Front-End* que equivalem a 32256 canais físicos de leitura que se combinam formando 9216 canais lógicos.

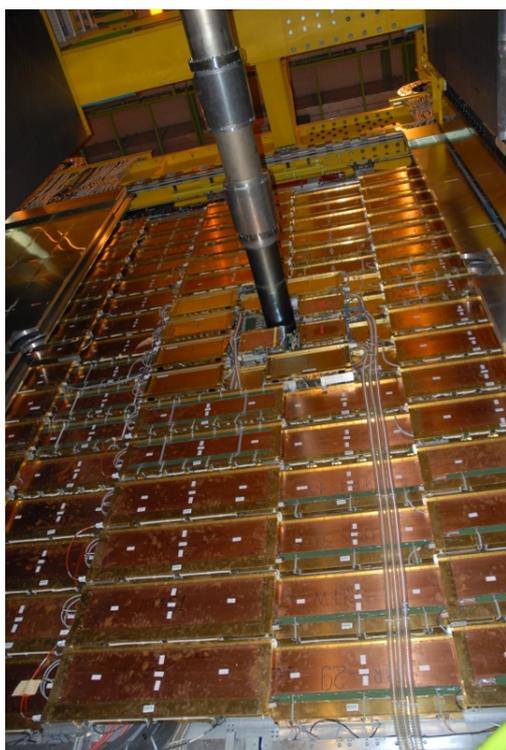


Figura 4.1: M1 fechada

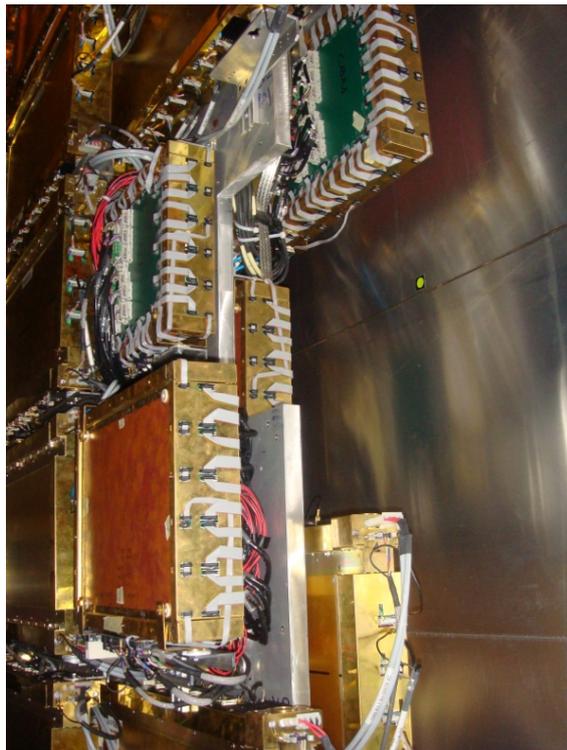


Figura 4.2: M1 região central

Cada face da parede de suporte é composta de duas camadas de câmaras sobrepostas parcialmente para que a área sensível das câmaras possa preencher toda a região de interesse projectivamente a partir do ponto de interação localizado a alguns metros desta estação. A segunda camada de câmaras nos obrigou a alinhar todas as câmaras da primeira camada e corrigir os problemas (ex. canais ruidosos ou mortos, comunicação com a câmara,... ) antes de continuarmos a instalação. Foi, portanto, crucial que os problemas de hardware fossem detectados o mais rápido possível para que, caso não fossem solucionáveis, a câmara pudesse ser substituída. Durante o primeiro semestre de 2009 no LHCb/CERN trabalhamos na instalação das câmaras da M1, realizando principalmente os testes da eletrônica e auxiliando na solução dos problemas encontrados, como cabos desconectados ou conectados errado, conectores defeituosos, problemas no software de teste, placas de *front-end* defeituosas, canal morto,...

Cada câmara está conectada a uma ou mais linhas de baixa-voltagem para sua eletrônica de *front-end*: uma de alta-tensão, uma de gás e aos cabos de leitura e controle que são conectados às placas de eletrônica denominadas por *Service Board* ( responsável pelo controle dos canais físicos como configuração de valores de *threshold*, máscaras,... ) e à ODE (responsável pela aquisição dos dados). Na figura 4.3 apresentamos um diagrama de como alguns dos componentes do sistema de aquisição da M1 estão conectados. Os testes realizados podem ser divididos em duas etapas: na primeira se faz necessário o acesso às câmaras para encontrar e corrigir os problemas, pois nesta etapa testávamos a câmara e suas conexões às *Service Boards* e *ODE*, já na segunda etapa testávamos toda a linha de aquisição. Como os testes da segunda etapa não necessitavam de intervenção nas câmaras, eles somente se iniciaram após o término da instalação e solução dos problemas da primeira etapa.

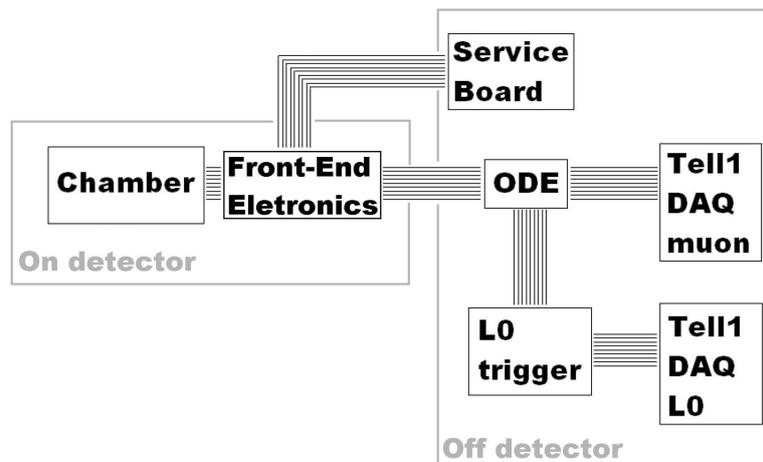


Figura 4.3: Esquema das conexões das placas de eletrônica com uma câmara, separado entre os componentes que ficam no detector e fora do detector.

#### 4.1.1 Primeira etapa de testes

A primeira etapa de testes foi composta de oito testes. Descreveremos em mais detalhes estes testes a seguir.

**comunicação com as placas de eletrônica de *Front-End*** - através de um software específico verificamos se alguma placa de *front-end* da câmara não está recebendo ou enviando dados

***threshold scan*** - o sinal vindo de um canal da câmara é processado na eletrônica de *front-end* através de um circuito ASD (*Amplifier-Shaper-Discriminator*) com valores de *threshold* programáveis individualmente. Neste teste consideramos as características do circuito ASD, como ENC (*Equivalent Noise Charge*) e *offset* para melhor definirmos o valor de *threshold*, assim como o *bias* introduzido pelo circuito por construção, que não permite medidas da taxa ruído abaixo de um nível zero de *threshold* ideal. Apesar desses parâmetros não serem diretamente acessíveis, eles podem ser medidos se assumirmos uma distribuição de ruído gaussiana. Assim, a posição do “*threshold zero*” e da taxa máxima de ruído medida (o *offset*) são relacionadas e suas distâncias

(o *bias*) pode ser medido. O valor do *bias* é assumido como o mesmo para todos os canais de todas as placas (sendo uma característica do circuito). Na figura 4.4 temos a distribuição de ruído (*Noise* (Hz)) por valores de *threshold*, assumindo uma gaussiana para a distribuição do ruído. Maiores detalhes sobre este teste podem ser encontrados na referência (49).

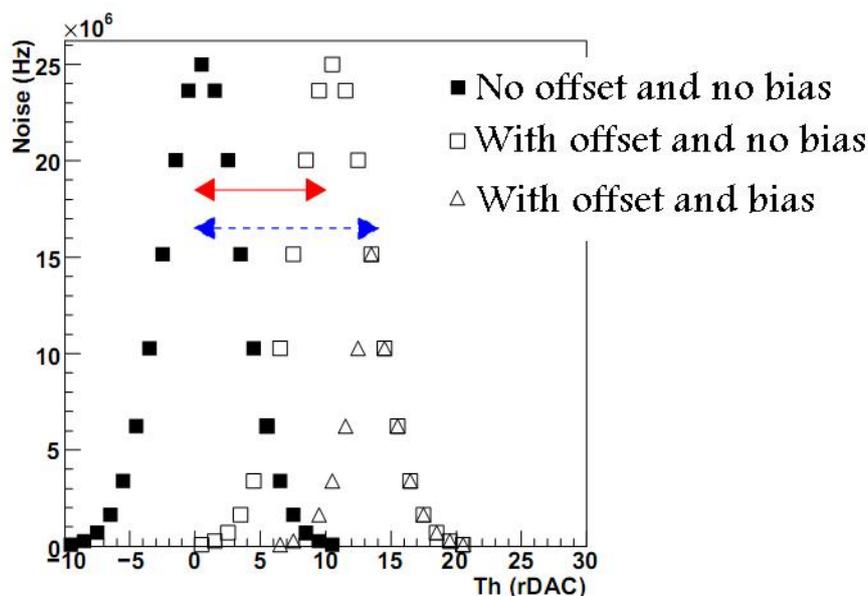


Figura 4.4: Distribuição de ruído (*Noise* (Hz)) por valores de *threshold*, assumindo uma gaussiana para a distribuição do ruído. Nesta distribuição vemos claramente o efeito do *offset* e do *bias* em nossa distribuição. FONTE: CERN-LHCb-2008-052 (49), p.3

Neste teste varremos uma faixa de valores de threshold e através da distribuição da contagem de ruído em função do valor de threshold, podemos extrair o *offset* e através do ajuste direto dos dados medimos o ENC para cada canal. Através deste teste também era possível detectar canais mortos e ruidoso, pela análise das distribuições. Essa análise é feita manualmente, pois a classificação do canal como defeituoso depende de características como o tipo de câmara, segmentação dos canais e uma análise global dos canais de uma mesma placa de *front-end*, visto que por exemplo, um valor de voltagem diferente causa um deslocamento da distribuição do ruído e os canais

conectados mais próximos do conector de alta-voltagem são mais ruidosos por construção em algumas câmaras.

**conectividade** - através de um software específico, se faz possível testar a conectividade entre a câmara e a placas ODE (específica para tomada de dados). O teste consistia em abrir somente um canal da câmara a ser testada, e verificar se recebemos ruído no canal correto. Com esse teste, além de detectarmos hardware defeituosos ou problemas de conexão, temos a oportunidade de verificar o mapa de conexões dos canais, visto que o controle de quais canais que serão mascarados (ou não) é feito pela “*Service Board*”, enquanto que a leitura dos dados (ruído neste caso) é realizada pela ODE.

**fluxo de gás** - consistia apenas em verificar se o gás está fluindo pela câmara, utilizando para isso apenas uma capilaridade de vidro conectada em série na saída da câmara que nos permite verificar a existência de fluxo e detectar possíveis linhas obstruídas através do aumento no fluxo das outras linhas.

**alta voltagem à 2kV** - consistia em ligar a alta voltagem à câmara e aumentar lentamente a voltagem até 2kV (valor nominal para as MWPC é de  $\sim 2,65$ kV). Com esse teste checamos por exemplo se a câmara tem picos de corrente, o que seria um indicativo de centelha (descarga) dentro da câmara, além de testarmos a comunicação dos módulos de alta-voltagem com as câmaras. Note que por segurança, este teste só pode ser realizado nas câmaras que passaram no teste de fluxo de gás. Pois 2kV é uma voltagem segura para a mistura de gás utilizada.

***threshold scan* à 2kV** - idem ao teste de *threshold scan* descrito anteriormente, porém com a câmara à 2kV. Tem como objetivo identificar melhor os canais ruidosos.

**fase** - através de um software específico, enviamos dois pulsos quadrados com polaridades opostas de janelas temporais distintas e medimos a diferença temporal entre duas variações positivas da voltagem (considerando que o

pulso de menor janela é negativo) e esperamos obter exatamente o intervalo de tempo do menor pulso. Caso haja uma inversão no cabo, um dos pulsos irá mudar seu sinal, gerando assim um intervalo de tempo diferente do esperado.

**alinhamento temporal** - consistia em alinharmos temporalmente as câmaras utilizando para isso o *clock* da ODE.

### 4.1.2 Segunda etapa de testes

Os testes da segunda etapa são realizados com as câmaras na sua voltagem nominal e visam a verificação da cadeia de aquisição dos dados através de leitura de ruído, pulso e raios cósmico. Na aquisição de ruído, estávamos interessados na obtenção do ruído em todas as câmaras e assim poder ter uma visão mais global da estação. No teste de aquisição de um pulso injetado, sabíamos exatamente o que esperar e por isso podíamos utilizar essa aquisição para comparar com o sistema de trigger de múons que pode ser utilizado como controle por ter um sistema de leitura das câmaras independente. Por último, tínhamos a aquisição de raios cósmicos que mais se assemelha à aquisição dos dados de uma colisão por depender da combinação de resultados de outros sub-sistemas além do de múons. Este último teste tem como principal objetivo alinhar temporalmente as estações de múons entre si e com o restante do experimento. Os problemas deste último teste são a baixa estatística e a necessidade de outros sub-sistemas para a sua execução, o que nem sempre era possível pois os outros sub-sistemas muitas vezes tinham outros testes para serem realizados.

### 4.1.3 Contribuição à instalação da M1 e ao sistema de múons

Participei portanto da instalação da M1 realizando e analisando os testes da primeira etapa (que durou até julho de 2009) e solucionando os problemas encontrados além de outras tarefas também relacionadas com esta estação. No segundo

semestre passamos para a outra etapa de teste e a calibrar a M1 para ser incluída no sistema de múons junto com as outras estações. Na figura 4.5 mostramos o primeiro teste de ruído do lado A (figura 4.5(a)) e do lado C (figura 4.5(b)) adquiridos no início do segundo semestre de 2009. Nesta figura, podemos identificar *pads* mortos (brancos) e ruidosos (vermelho). Na tabela 4.1, apresentamos as eficiências da M1 durante a tomada de dados em julho de 2010 (aproximadamente um ano após o término da instalação).

M1R1	$(98,1 \pm 0,1)\%$
M1R2	$(99,4 \pm 0,1)\%$
M1R3	$(99,5 \pm 0,1)\%$
M1R4	$(97,6 \pm 0,5)\%$
Trigger L0- $\mu$	$(95,5 \pm 1,3)\%$

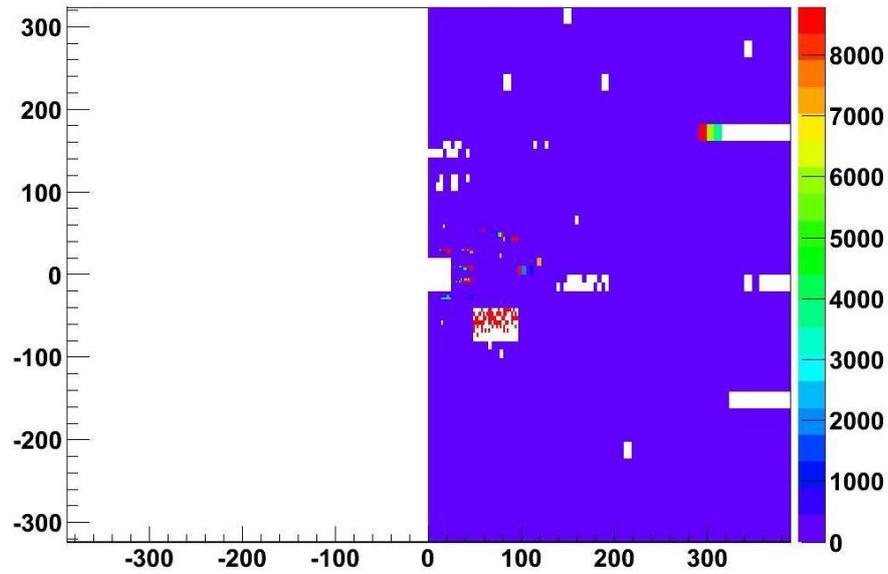
Tabela 4.1: Eficiência da estação M1 um ano após o término da instalação das câmaras no muro. Erros somente estatísticos.

Tive ainda a oportunidade de participar, durante o doutorado, em dois momentos, da tomada de dados do experimento, executando duas atividades distintas. Exerci a função de *Data Manager*<sup>1</sup> no ano de 2008 e especialista do sistema de múons no ano de 2009.

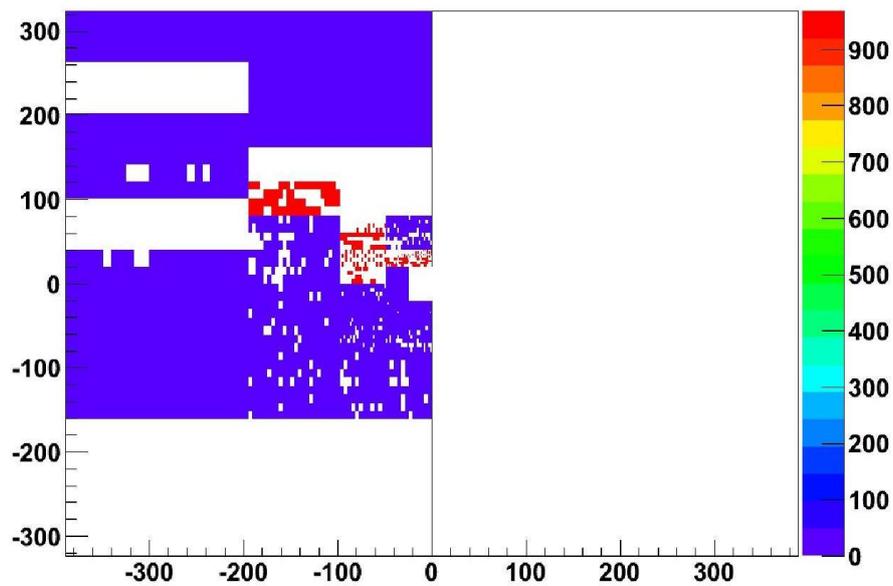
O sistema de plantões adotado pela colaboração para os especialistas exigia que cada sub-sistema deveria prover pelo menos um especialista 24h (denominado por piquet). O piquet tinha como obrigação estar sempre disponível para solucionar, o mais rápido possível, os problemas relacionados ao seu sistema, ou pelo menos saber indentificar o problema e que especialista deveria ser comunicado. Portanto, apesar de não ser da obrigação permanecer às 24h na sala de controle, o mesmo deveria ser capaz de chegar no máximo em meia-hora ao experimento caso fosse solicitado pelo chefe do plantão. O sistema de múons optou pelo esquema de rodízio semanal de piquet, onde o piquet da semana tinha também a responsabilidade de

---

<sup>1</sup>A função do *Data Manager* é monitorar os dados durante sua aquisição, comunicando ao líder do plantão possíveis anomalias que possam acarretar em dados incompletos para as análises. Dessa forma visa-se minimizar a aquisição de dados ruins. Cada *Data Manager* realizava um plantão de 8h por dia, no período de até três dias consecutivos somente.



(a)



(b)

Figura 4.5: Mapas de contagem de entradas por *pad* da M1. Resultado do primeiro teste de ruído realizado (a) no lado A da M1 e (b) no lado C da M1. Retângulo brancos indicam canais mortos ou não existentes, já os vermelhos (alta contagem) indicam canais muito ruidosos.

treinar o piquet da semana seguinte, caso este nunca tivesse exercido a função. Com o início do funcionamento do acelerador em novembro, tive a oportunidade de colaborar como especialista do sistema de múons, além de, durante os meses de novembro e dezembro, ter podido participar das atividades na sala de controle relacionadas à colisão.

## 4.2 Implementação do *trigger-L0* no Panoramix

O Panoramix é o programa de visualização de eventos e detetores do LHCb. Esse programa fornece uma interface gráfica para os dados do LHCb, além de permitir a visualização do detetor (ou partes dele) e eventos em formação. Permitindo assim acessar eventos já salvos (*offline*) ou eventos que estão sendo adquiridos no momento (*online*). Na figura 4.6 podemos ver um evento do Panoramix.

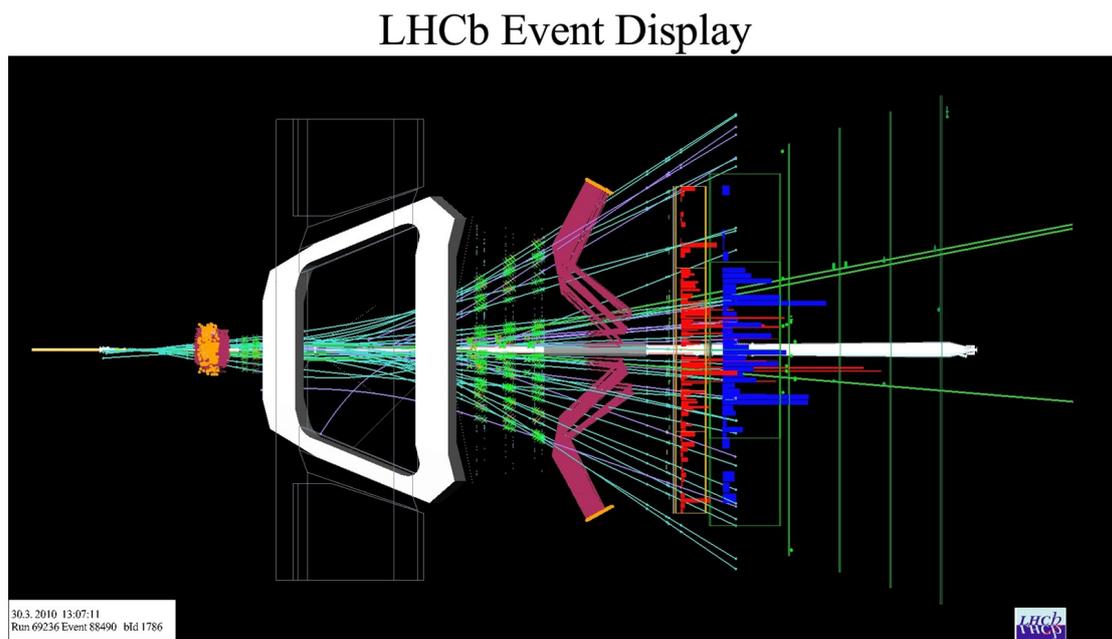


Figura 4.6: Visualização de um evento com o Panoramix. FONTE: <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/>

Colaborei no meu doutorado durante três meses no ano de 2008, no desenvol-

vimento do programa Panoramix implementando a visualização do *trigger-L0* (não existente até então).

### 4.2.1 O modelo de visualização do LHCb

Basearemos nossa descrição do modelo de visualização do LHCb na referência (50). Nesta referência pode-se encontrar com mais detalhes, como a visualização dos dados (e a interface com o usuário) é inserido na arquitetura do Gaudi. A visualização dos dados é possível através de inúmeros servidores do Gaudi (OnXSvc, SoLHCb, etc.). Este conjunto de servidores são baseados nos pacotes OnX (para a parte da interatividade) e Open Inventor que é uma implementação do SoFree (para a parte gráfica). Não se faz relevante entrarmos nos detalhes destes pacotes, porém uma breve descrição do modelo será dada para melhor compreensão do trabalho realizado.

No modelo de visualização dos dados utilizados, são usados conversores como entidades separadas capazes de criar representações gráficas específicas para cada tipo de objeto. Desacoplando assim, a definição e características do objeto das várias técnicas de representá-lo graficamente

A figura 4.7 ilustra os componentes necessários a um aplicativo para visualizar um objeto. A interface interativa com o usuário é um Servidor, que permite o usuário final interagir com todos os componentes do aplicativo. Este servidor de interface com o usuário (*User Interface*) controla também uma ou mais janelas de Interface Gráfica com o Usuário (GUI) onde as representações gráficas serão visualizadas.

Outro componente importante é o Servidor de Conversão, que é responsável por lidar com a conversão do objeto em sua representação gráfica. Este servidor requer a ajuda de outros conversores especializados, cada qual para um tipo específico de objeto (dados) que precisa ser visualizado.

Conforme informado anteriormente, o servidor de visualização de Gaudi (OnXSvc)

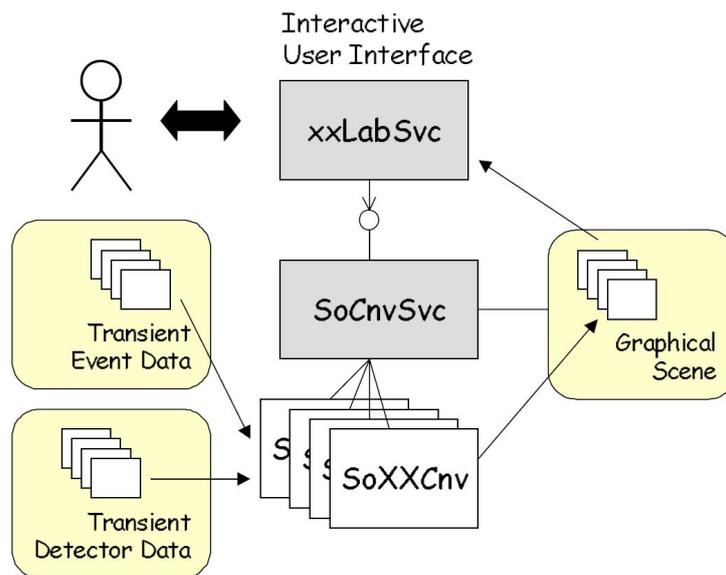


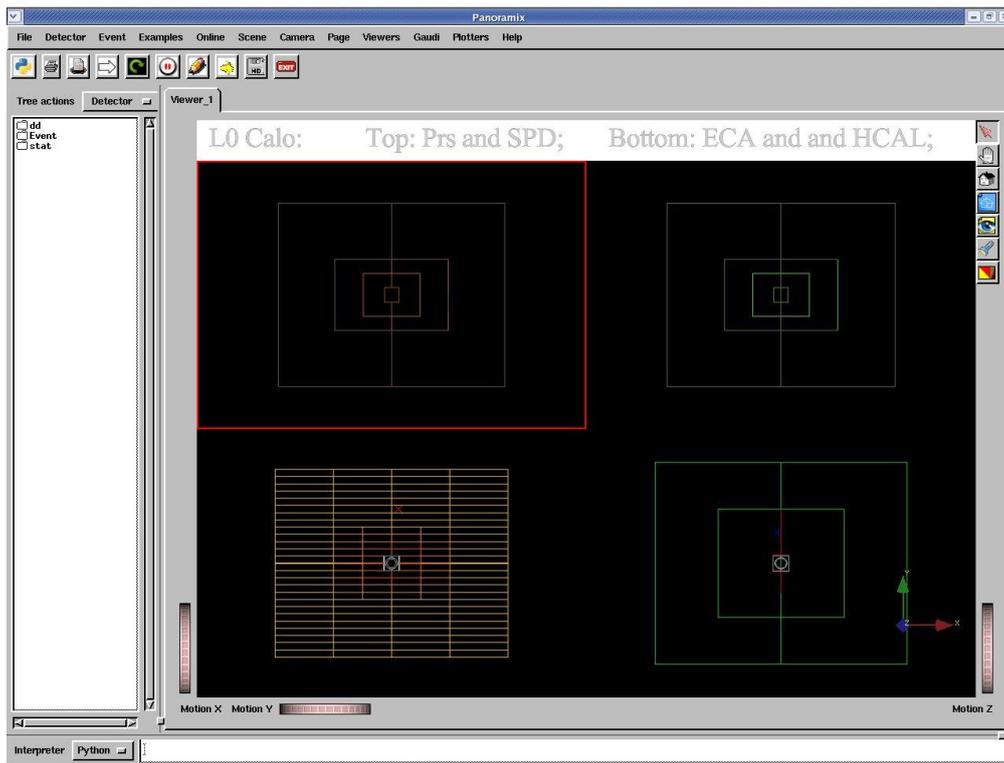
Figura 4.7: Componentes de um aplicativo. FONTE:Gaudi User Guide (50), p.170

usa o pacote OnX(ML) para comandar a interatividade, enquanto que a parte gráfica é controlada pelo Open Inventor. A conexão com o Gaudi é realizada através de scripts escritos na linguagem C++ (pacote Panoramix).

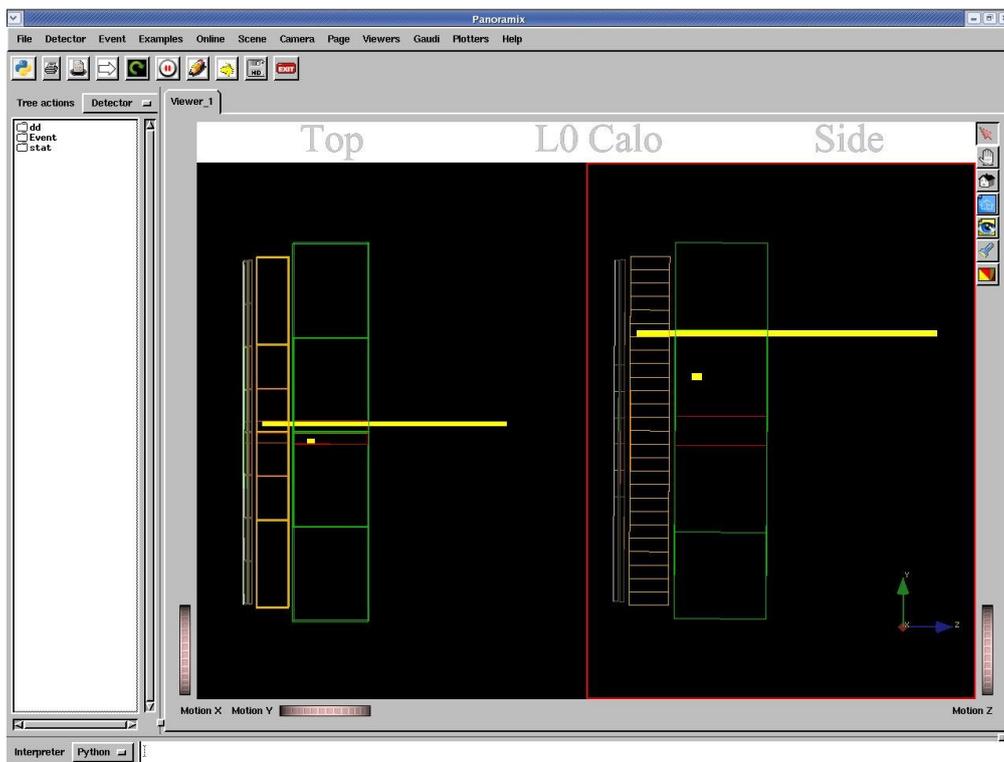
O *Inventor modeling* do LHCb e os dados dos eventos usam conversores do Gaudi Inventor (classes So<xxx>Cnv, o pacote SoLHCb) para produzir um cenário gráfico do Inventor. Temos com isso que o SoDetElemCnv e SoLVolumeCnv constroem a visualização gráfica do Inventor para o detetor. Enquanto que outros modelos, como por exemplo o SoMCParticleCnv, constroem a visualização gráfica para os dados do evento. O papel portanto de cada conversor So<xxx>Cnv é produzir um nó do Open Inventor que representa o objeto. Assim sendo, o Panoramix é a associação de três pacotes (Vis/OnXSvc, Vis/So LHCb e Vis/Panoramix) e dos pacotes de conversão dos sub-detetores (Vis/So<MDet>) que produz um evento interativo e uma visualização geométrica do LHCb.

### 4.2.2 Contribuição ao visualizador de eventos do LHCb

Trabalhei na implementação dos conversores dos dados do L0Muon (SoL0MuonCoordCnv) e do L0Calo (SoL0CaloDigitCnv), além das implementações necessárias para que o Panoramix pudesse visualizar esses objetos. Usando então esses conversores no Panoramix, criamos as representações destes dados no plano xy e lateralmente conforme mostrado na figura 4.8 e figura 4.9, além da visualização do L0DU conforme figura 4.10. Na visualização lateral do L0Calo (figura 4.8(b)), cada sinal deixado no calorímetro é representado por uma torre amarela, com sua altura proporcional à energia depositada no cluster. Nas outras visualizações, apenas marcamos um ponto para indicar onde ocorreu o sinal. Se faz relevante ressaltar que essa representação do L0Muon, L0Calo e L0DU são utilizadas no Panoramix até o momento na colaboração.

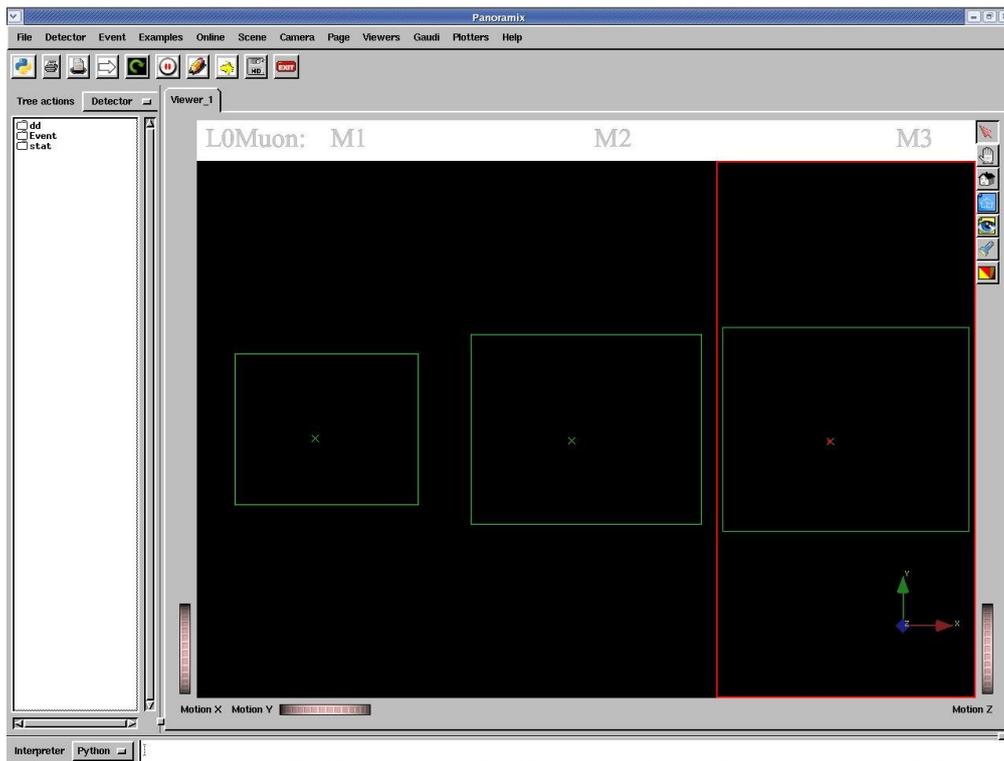


(a)

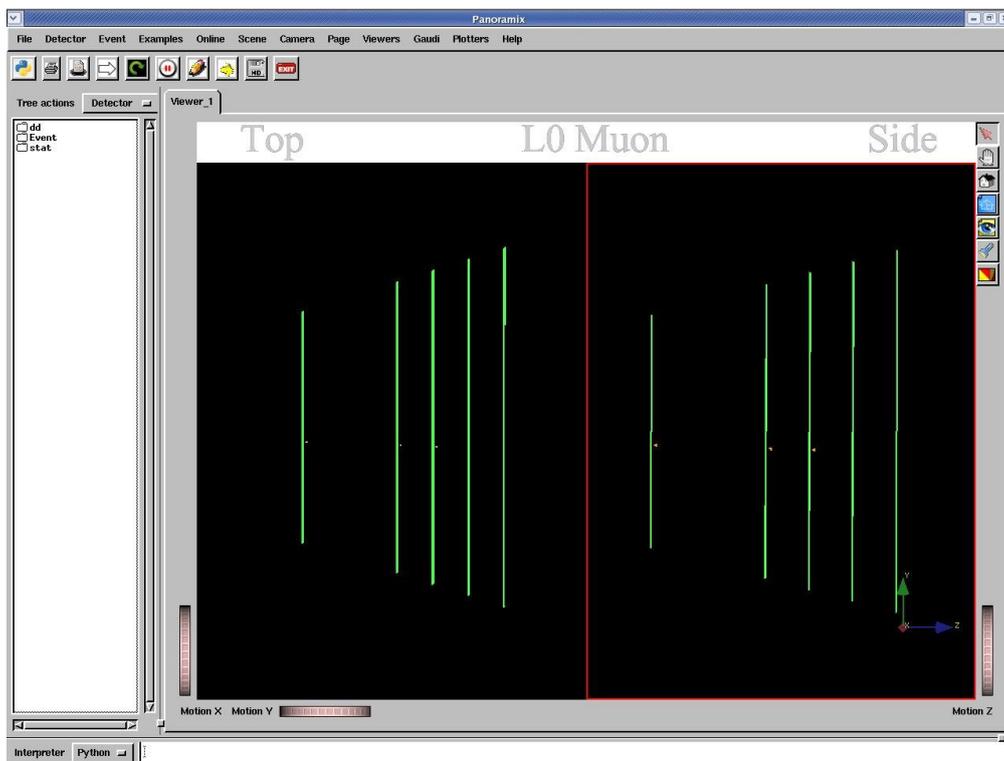


(b)

Figura 4.8: Visualizações do L0Calo no Panoramix: (a) no plano XY; (b) de cima e lateralmente



(a)



(b)

Figura 4.9: Visualizações do L0Muon no Panoramix: (a) no plano XY; (b) de cima e lateralmente

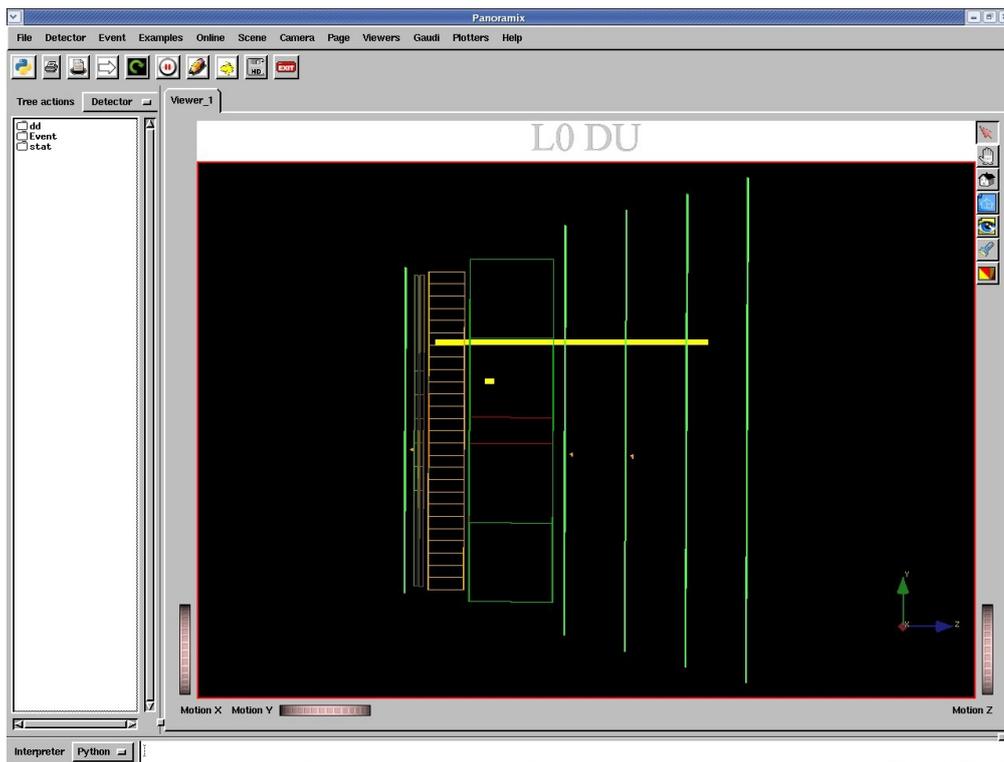


Figura 4.10: Visualizações do L0DU no Panoramix.

## 5 *Estudos de sensibilidade do canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$*

O decaimento  $B_d \rightarrow J/\Psi K_S^0$  é o melhor canal para a medida de  $\sin(2\beta)$ . Conforme mostrado no capítulo em que descrevemos os aspectos teóricos, a medida de  $\sin 2\beta$  é feita através da assimetria de CP em função do tempo. Trataremos neste capítulo dos estudos realizados com as amostras simuladas geradas dos anos de 2006 à 2010. Daremos mais ênfase à análise da amostra, que simula as condições da tomada de dados do ano de 2010.

Descreveremos primeiramente as amostras simuladas utilizadas neste trabalho, passando em seguida à descrição da seleção, do *trigger*, do mecanismo de etiquetagem e da função de ajuste que serão aplicados nas amostras simuladas e nos dados adquiridos no ano de 2010<sup>1</sup>. Para completar nosso estudo, uma estimativa de quantos eventos são esperados de sinal e *background* e da sensibilidade da medida de  $\sin 2\beta$  são realizados para uma luminosidade integrada de  $35 pb^{-1}$ , coletada em 2010.

### 5.1 Amostras utilizadas

Para esse estudo do decaimento do  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  foram utilizadas amostras simuladas denominadas por DC06 (*Data Challenger 2006*), MC09 (*Monte Carlo 2009*) e MC10 (*Monte Carlo 2010*). Cada amostra corresponde à descrição do

---

<sup>1</sup>Os resultados da aplicação destes cortes nos dados será mostrado no capítulo seguinte.

experimento existente no ano de sua geração (anos de 2006, 2009 e 2010 para as amostras DC06, MC09 e MC10 respectivamente). Outra característica que diferencia estas amostras é a energia do feixe que é simulada.

Na amostra DC06 foram simuladas as condições nominais de operação do experimento, considerando-se, portanto, a colisão de dois feixes de prótons de  $7\text{TeV}$  cada, dando uma energia de  $14\text{TeV}$  no centro de massa, com uma média de uma interação por cruzamento de nuvens de próton. Na amostra MC09 considerou-se um cenário com dois feixes de  $5\text{TeV}$  colidindo ( $10\text{TeV}$  no centro de colisão). Já a amostra MC10, simula a condição de tomada de dados do final do ano de 2010, ou seja, dois feixes de prótons, com  $3,5\text{TeV}$  cada colidindo ( $7\text{TeV}$  no centro de massa) com uma média de 2,5 interações por cruzamento.

Os resultados apresentados neste capítulo corresponderão às amostras MC10 de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  (sinal) e três amostras de *background* ( $b\bar{b}$  inclusivo, *minimum bias* e  $J/\psi$  inclusivo) para as duas polaridades possíveis do campo do dipolo magnético do LHCb (*up* e *down*). Essas amostras simulam os dados adquiridos ao longo do ano de 2010, ou seja,  $3,5\text{TeV}$  por feixe, configuração do *trigger* 0x002e002a (a ser descrita mais adiante), *stripping* 12 (descreveremos os cortes da linha do  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  para esta versão da *stripping* mais adiante) aplicado e um número médio de interações próton-próton por cruzamento de núvens de 2,5. Essas amostras foram geradas com GAUSS v39r0 (34), BOOLE v21r9 (39), MOORE v10r2 (51), BRUNEL v37r8p5 (40) (Reco08), sendo a *stripping* 12 emulada usando o DAVINCI v26r3p2 (41). Para o estudo utilizou-se o pacote FLAVOURTAGGING v12r3p1. A seleção final feita com DAVINCI v27r1 e ROOT 5.26/00c (52). Como ponto inicial de nosso trabalho, partimos dos estudos realizados com as amostras de dados simulados anteriores ao ano de 2006 pelo grupo da UFRJ (53) e (54).

## 5.2 Primeiros estudos

Neste trabalho consideramos somente os candidatos à  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K_S^0(\pi^+\pi^-)$  com os dois traços dos píons longos (candidato LL) ou com os dois traços dos píons *downstream* (candidato DD), conforme a definição de traços apresentada na figura 3.22 na página 44 . Não consideramos o caso em que o  $K_S$  é uma combinação de um píon de traço longo com outro de traço *upstream* (candidato LU) pois o número de LU selecionados com o conjunto de cortes existente corresponde a menos do que 10% do total de  $K_S$  selecionados.<sup>2</sup> (54). Optamos então, por otimizar o número de candidatos DD e LL somente. Esses dois tipos de candidatos correspondem às situações em que o  $K_S$  decai fora (DD) e dentro (LL) do VELO.

Os primeiros estudos deste trabalho foram realizados com a amostra DC06 (55). Inicialmente, para cada tipo de candidato, otimizamos dois possíveis conjuntos de cortes denominados por *unbiased* e *biased* . Esta denominação está relacionada com o tempo de vida do B. Na seleção *unbiased* aplicamos somente cortes que não alteram a distribuição do tempo de vida do B, já na seleção *biased* os cortes não tem essa restrição. Na figura 5.1 temos para exemplificar, o efeito da seleção *biased* em uma amostra simulada de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  . Nesta figura fica evidente o que denominamos por *biased* no tempo próprio do B.

Obtemos com a seleção *unbiased* uma amostra final (após os cortes) mais contaminada pelo background e com menos eventos de sinal selecionados em relação à seleção *biased* . Isso ocorre porque temos de aplicar mais cortes para obtermos uma razão *background*/sinal (B/S) similar. Já na seleção *biased* , por termos mais opções de variáveis e pelas variáveis que utilizam o fato do B andar bastante no detector serem mais eficientes, é possível alcançar uma amostra final menos contaminada pelo background e selecionando mais eventos de sinal. Porém, na seleção *biased* temos de aplicar uma função de aceitação, para recuperar a distribuição do tempo de vida do B, o que torna a análise dos resultados desta seleção mais

---

<sup>2</sup> A proporção de candidatos observada foi de 64% DD, 28% LL e 8% LU, referência (54)

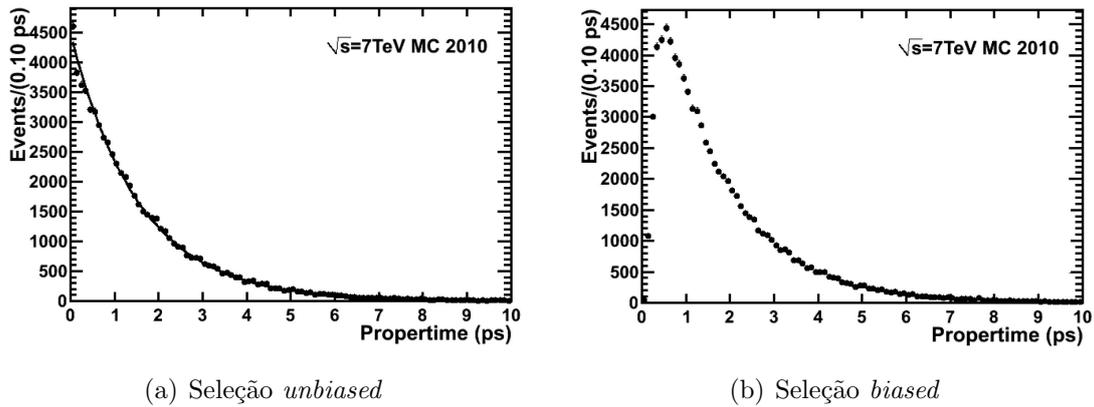


Figura 5.1: Distribuição do tempo próprio de uma amostra simulada, após aplicarmos uma seleção (a) *unbiased* e (b) *biased*.

complexa.

Os resultados obtidos, neste primeiro estudo com simulação, indicam uma sensibilidade do LHCb para medida de  $sen(2\beta)$  de 0,023 e 0,020 para as seleções *unbiased* e *biased* respectivamente (figura 5.2) em um cenário de  $2fb^{-1}$  de dados adquiridos (55). Mostrando assim, que o LHCb será capaz de obter medidas bastante compatíveis com os valores atuais de  $sen2\beta$  ( $0,673 \pm 0,023$ , conforme (13)), após um ano de tomada de dados nas condições nominais do experimento. Uma medida bastante precisa de  $sen(2\beta)$  é útil não somente por si só, mas também porque a incerteza em sua determinação afeta a sensibilidade para outros parâmetros que dependem de  $\beta$ . Não iremos nos ater aos detalhes deste primeiro estudo, pois o mesmo se encontra bem descrito na referência (55).

Devido às mudanças constantes das condições do experimento e a incerteza das condições iniciais de operação do acelerador, foi necessário otimizar nossa seleção para diferentes cenários de *trigger* e *stripping*. Esses diferentes cenários estavam relacionados à luminosidade que poderia ser entregue pelo acelerador e à otimização dos dados a serem armazenados. Sendo considerado entre os vários cenários apresentados, a possibilidade de múltiplas interações numa mesma colisão, apesar de o experimento ter sido projetado para menos do que uma interação por

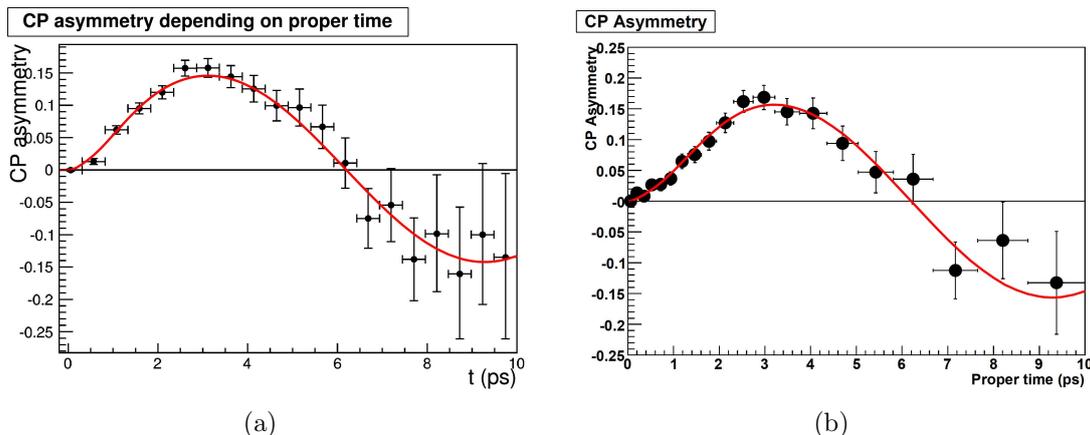


Figura 5.2: Assimetria do tempo próprio gerada e ajustada, de acordo com o modelo (a) *unbiased* e (b) *biased*, para a estimativa de  $2fb^{-1}$ . A função de aceitação já foi aplicada no modelo *biased* para corrigir a distribuição de tempo próprio, antes de gerar o gráfico de assimetria (b). Estudo realizado com a amostra MC09. FONTE:CERN-LHCb-2009-019 (55)

cruzamento, em média (conforme mostrado no capítulo 3).

Os diferentes cenários foram analisados ao longo do segundo semestre de 2009 e ao longo do ano de 2010, utilizando para isso as amostras MC09 e MC10. Como resultado final desses testes, chegamos ao conjunto de cortes para a *stripping* denominada por *stripping 12* e à seleção de cortes que será apresentada adiante.

### 5.3 Seleções

Descreveremos agora o conjunto de cortes usados nos dados adquiridos no ano de 2010 e que aplicaremos nas amostras MC10. Este conjunto se baseou no nosso primeiro estudo (55) e nas otimizações realizadas ao longo de 2009 e 2010. No final do ano de 2010, o grupo responsável pela organização dos canais ligados à violação de CP e medida de  $\beta_S$ , no qual o canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  se inclui dentro da organização do experimento LHCb, optou por abandonar em um primeiro momento a seleção *biased*. Essa decisão foi tomada por uma questão de tempo para a análise, pois a

utilização desta seleção implicaria em um estudo da função aceitação. Portanto, sob a justificativa de simplificar o estudo e objetivando desta forma a apresentação dos resultados dos dados de 2010 nas conferências do início do primeiro semestre de 2011, optou-se por trabalhar somente com a seleção *unbiased* inicialmente. Seguindo esse mesmo objetivo, foi necessário que alguns cortes fossem incluídos para tornar a seleção de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  mais similar às outras seleções de  $B \rightarrow J/\psi X$ , onde  $X$  é um hádron qualquer ( $K_S^0, K^*, \Lambda, \dots$ ). Apresentaremos nesta tese a seleção usada nesta análise dos dados adquiridos no ano de 2010.

### 5.3.1 Seleções da *stripping* 12

Segundo a condição de termos para os canais  $B \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)X$  seleções similares, uma seleção comum de  $J/\psi$  foi utilizada. Um candidato a  $J/\psi$  deve portanto ser formado por dois múons com traços bem reconstruídos (corte no  $\chi^2$  dos dois traços dos múons) e com boa identificação. Uma boa identificação é requerida através de um corte de DLL (*Delta Log Likelihood*) que é a medida da probabilidade de uma partícula ser um múon ao invés de ser um píon. O  $J/\psi$ , então reconstruído por esses dois múons, deve apresentar um vértice de decaimento bem definido (corte no  $\chi^2$  do vértice do  $J/\psi$ ) e massa compatível com a massa nominal do  $J/\psi$  (corte na janela de massa). Os cortes usados para selecionar nosso candidato a  $J/\psi$ , junto com os valores de cada um se encontram listados na tabela 5.1.

variável	valores dos cortes
$\chi^2(\mu)$	$< 5$
$DLL(\mu)$	$> 0$
$\chi^2(J/\psi)$	$< 16$
janela de massa do $J/\psi$	$< 80MeV/c^2$

Tabela 5.1: Cortes da *stripping* para selecionar candidatos à  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ .

Após passar pela seleção de  $J/\psi$ , o evento passa então pela seleção do decaimento de  $K_S^0$  em dois píons. Conforme comentamos no início deste capítulo, trabalharemos somente com a combinação de dois traços de píons longo ou *downs-*

*stream*, sendo a notação LL utilizada para o primeiro caso e DD para o segundo. Por definição das categorias, espera-se que os candidatos LL tenham a medida mais acurada pois os mesmos decaíram dentro do VELO.

O candidato a  $K_S^0$  deverá ter os dois píons provenientes do seu decaimento com o momento maior do que um certo valor e não originados no vértice primário (PV)<sup>3</sup>. A exclusão dos traços provenientes do PV é realizada através de um corte na significância do parâmetro de impacto (sigIP)<sup>4</sup> dos píons com relação a esse vértice maior do que um certo valor. O candidato ainda deve apresentar um momento transverso mínimo e se propagar antes de decair em dois píons (significância do comprimento do decaimento, ou DLS<sup>5</sup>). Deve ainda possuir boa reconstrução do seu vértice de decaimento (corte no  $\chi^2$  do vértice) e ter sua massa dentro de um janela relativa ao valor nominal da massa do  $K_S^0$ . Os cortes usados para selecionar nosso candidato a  $K_S^0$ , podem ser encontrados na tabela 5.2.

variável	valores dos cortes
$p(\pi)$	$> 2\text{GeV}/c$
sigIP( $\pi$ com relação ao PV)	$> 4(DD), 9(LL)$
$p_T$ do $K_S^0$	$> 1\text{GeV}/c$
$DLS(K_S^0)$	$> 5$
$\chi^2(K_S^0)$	$< 20$
janela de massa do $K_S^0$	$< 64\text{MeV}/c^2(DD), 35\text{MeV}/c^2(LL)$

Tabela 5.2: Cortes da stripping para selecionar candidatos à  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Quando a variável apresentar diferentes valores de cortes para píons *downstream* e longo, colocaremos primeiramente o valor para o DD e depois o LL, sendo cada um seguido pelo nome.

Por fim, combinamos os candidatos a  $J/\psi$  e  $K_S^0$  reconstruídos no evento que satisfizeram os requisitos apresentados nas tabelas 5.1 e 5.2 para formarmos nosso candidato à  $B_d$ . Esse candidato, para ser aceito, deverá possuir uma boa recons-

<sup>3</sup>O vértice primário (PV), é definido como o ponto da colisão de dois prótons no LHCb.

<sup>4</sup>Parâmetro de impacto (IP), é definido como a menor distância entre o vértice e a direção do momento da partícula. Sendo sua significância (sigIP) dada pela razão de IP pelo erro de IP.

<sup>5</sup>A variável DLS pode ser dada pelo tempo de vida dividido pelo erro do tempo de vida para o  $K_S$ .

trução do vértice ( $\chi^2$  do vértice) e uma massa dentro de um intervalo definido. Os cortes, assim como seus valores usados na seleção do candidato à  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , podem ser encontrados na tabela 5.3.

variável	valores dos cortes
$\chi^2(B)$	$< 10$
janela de massa do $B$ no intervalo	$[5100, 5550] MeV/c^2$

Tabela 5.3: Cortes da stripping para selecionar candidatos à  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ .

Conforme explicado na capítulo 3, a *stripping* tem como função somente classificar os eventos em diferentes *streams*, para serem analisados posteriormente. Portanto, são realizados cortes suficientes que permitam alcançar a taxa de armazenamento de eventos delimitada para cada canal. Essa taxa é definida pelo número de eventos que passam pela seleção de *stripping* e o tempo levado para aplicar os cortes. Sendo descartados cortes mais complexos que envolvam mais cálculos computacionais. Desta forma, se faz necessário aplicar mais alguns cortes posteriormente em nossos candidatos, para podermos reduzir a razão B/S de nossa amostra.

### 5.3.2 Resultado da *stripping*

Apresentaremos os resultados dos cortes da *stripping* listados na subseção anterior para diferentes amostras simuladas. Os resultados de cada amostra está separado entre duas configurações de polaridade do dipolo magnético: campo magnético para cima (*Up*) e campo magnético para baixo (*Down*). As amostras utilizadas foram  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ ,  $b\bar{b}$  inclusivo,  $J/\psi$  inclusivo e *minimum bias*.

Por se tratar de amostras simuladas, podemos recuperar a informação do que foi gerado através da associação do evento reconstruído com a informação do evento gerado na colisão simulada. Essa informação do que foi gerado no evento se encontra armazenada na tabela verdade. Na tabela 5.4, apresentamos o número de eventos processados para cada amostra, assim como o número de candidatos à

B aceitos na *stripping* e quantos destes candidatos aceitos são classificados como sinal segundo a tabela verdade.

Amostra	Polaridade do dipolo	Eventos processados	Candidatos à B aceitos na <i>stripping</i>	Sinal (tabela verdade)
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$	<i>Up</i>	1011792	99375	88598
	<i>Down</i>	1015394	97990	87590
$b\bar{b}$ inclusivo	<i>Up</i>	2975370	12	1
	<i>Down</i>	2814775	14	0
$J/\psi$ inclusivo	<i>Up</i>	10469404	25666	727
	<i>Down</i>	10397799	26028	735
<i>minimum bias</i>	<i>Up</i>	34727185	5	0
	<i>Down</i>	35091592	9	0

Tabela 5.4: Número de eventos processados, candidatos à B aceitos pela *stripping* para as diferentes amostras simuladas e candidatos classificados como sinal.

Podemos então calcular a eficiência de seleção da *stripping* ( $\epsilon_{strip}$ ), a partir dos números apresentados na tabela 5.4, como a razão do número de eventos aceitos pelo número de eventos processados. Para melhorarmos nossa estimativa do ruído, subtraímos do número de candidatos à B aceitos os classificados como sinal nas amostras de ruído ( $b\bar{b}$  inclusivo,  $J/\psi$  inclusivo e *minimum bias*). Já para o  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , consideramos somente como eventos aceitos, aqueles que foram classificados como sinal. Essas eficiências são apresentadas na tabela 5.5 e serão utilizadas mais a frente para estimarmos a quantidade de eventos produzidos de cada tipo de amostra após a *stripping*. Quando apresentarmos essas estimativas ficará mais clara a necessidade dos cortes *offline* que serão apresentados a seguir.

### 5.3.3 Seleções *offline*

Partindo dos eventos salvos na *stream* DIMUON (que contém os eventos que passaram pela *stripping* do  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ ), restringimos alguns cortes usados na *stripping*<sup>6</sup>, além de aplicarmos novos cortes.

<sup>6</sup>Não utilizamos esses cortes já apertados na *stripping*, pois a mesma tem apenas a função de classificar os eventos. Deixando-a o mais aberto possível podemos estudar diferentes conjuntos

Amostra	Polaridade do dipolo	$\epsilon_{strip}$
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$	<i>Up</i>	$(8,76 \pm 0,03) \times 10^{-2}$
	<i>Down</i>	$(8,63 \pm 0,03) \times 10^{-2}$
$b\bar{b}$ inclusivo	<i>Up</i>	$(4 \pm 1) \times 10^{-6}$
	<i>Down</i>	$(5 \pm 1) \times 10^{-6}$
$J/\psi$ inclusivo	<i>Up</i>	$(2,38 \pm 0,02) \times 10^{-3}$
	<i>Down</i>	$(2,43 \pm 0,02) \times 10^{-3}$
<i>minimum bias</i>	<i>Up</i>	$1,44 \times 10^{-7}$
	<i>Down</i>	$2,56 \times 10^{-7}$

Tabela 5.5: Eficiência de seleção da *stripping* ( $\epsilon_{strip}$ ) para as diferentes amostras analisadas.

Exigimos portanto ainda melhores traços de múons (corte no  $\chi^2$  do traço do múon) e vértice do  $J/\psi$  (corte no  $\chi^2$  do vértice do  $J/\psi$ ), além de que a massa do  $K_S^0$  esteja dentro de um janela de massa mais restrita e um melhor vértice do B (corte no  $\chi^2$  do vértice do B). Incluímos nesse conjunto de cortes da *stripping*, para os estados finais, a exigência de um limite inferior de momento transverso do múon e uma boa qualidade de traços dos pions (corte no  $\chi^2$  dos traços dos pions). Já para o  $K_S^0$ , exigimos que sua massa não seja compatível a de  $\Lambda$ . Ao conjunto de cortes do  $J/\psi$ , incluímos um limite superior à razão  $\Delta M_{J/\psi}$ <sup>7</sup> pelo erro da massa medida (significância da diferença da massa do  $J/\psi$ , ou sig $\Delta M$ ). Por último, ao candidato à B, é exigido que o mesmo venha do vértice primário, através da significância do IP do B com relação ao PV. O conjunto de cortes *offline*, junto com os valores aplicados em cada corte, pode ser visto na tabela 5.6.

Sabe-se que a probabilidade de termos mais de um decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  em um mesmo evento é desprezível<sup>8</sup>. Portanto, um critério de escolha de melhor candidato dentro de um evento se faz necessário em eventos com múltiplos candidatos. Optou-se por escolher, na colaboração, como sendo o melhor candidato à B de cortes na amostra salva.

<sup>7</sup> $\Delta M_{J/\psi}$  é a diferença da massa medida do candidato à  $J/\psi$  e a massa nominal do  $J/\psi$ .

<sup>8</sup>A probabilidade de termos um decaimento de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  em uma colisão pp e que esta cadeia de decaimentos completa esteja dentro da região de aceitação do detetor é da ordem de  $10^{-6}$ .

variável	valores dos cortes
$\chi^2(\mu)$	$< 4$
$\chi^2(J/\psi)$	$< 10$
janela de massa do $K_S^0$	$< 21MeV/c^2(DD), 12MeV/c^2(LL)$
$\chi^2(B)$	$< 5$
janela de massa do $B$	$< 100MeV/c^2$
$p_T(\mu)$	$> 500MeV/c$
$\chi^2(\pi)$	$< 4$
$ Massa(K_S) - Massa(\Lambda_{PDG}) $	$> 4MeV/c^2$
$\text{sig}\Delta M(J/\psi)$	$< 4,2$
$\text{sigIP}(B \text{ com relação ao } PV)$	$< 20$

Tabela 5.6: Cortes *off-line* usados na seleção de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ .

em eventos com múltiplos candidatos, aquele com a menor razão do  $\chi^2$  do vértice de decaimento pelo número de graus de liberdade.

### 5.3.4 *Trigger 0x002e002a*

Diferentes configurações de *trigger* para o LHCb foram testadas ao longo da tomada de dados do ano de 2010. Descreveremos agora as linhas de *trigger* da configuração 0x002e002a utilizadas para nosso estudo. Esta configuração foi utilizada na geração das amostras MC10 e corresponde à configuração de *trigger* usada no maior conjunto de dados adquiridos no ano de 2010. No *trigger* L0, por termos múons no estado final de nosso decaimento do B, estaremos interessados exclusivamente nas linhas L0-múons: *L0Muon* e *L0DiMuon*. A *L0Muon* exige que a multiplicidade no SPD<sup>9</sup> esteja abaixo de um certo limite, pelo menos um traço de múon com o momento transversal acima de um limite de corte e que esse traço deixe sinal em todas as estações do sistema de múons. A *L0DiMuon* exige que a multiplicidade no SPD esteja abaixo de um certo limite, dois traços de múons com o momento transversal acima de um limite de corte e que esses traços deixem sinal em todas as estações do sistema de múons. Os valores utilizados podem ser

<sup>9</sup>A multiplicidade no SPD é dada pelo número de células com sinal no SPD.

encontrados na tabela 5.7.

variável	valores dos cortes	
	<i>L0Muon</i>	<i>L0DiMuon</i>
multiplicidade no SPD	< 900	< 900
$p_T(\mu_1)$	> 1400MeV/c	> 560
$p_T(\mu_2)$	-	> 480

Tabela 5.7: Cortes das linhas do *trigger* L0 utilizadas (*L0Muon* e *L0DiMuon*).

Para o HLT1 e HLT2 utilizamos as linhas *Hlt1SingleMuonNoIPL0*, *Hlt1DiMuonNoIPL0* e *Hlt2DiMuonUnbiasedJPsi*. Nas duas linhas de Hlt1 são feitas as exigências de que o traço do múon seja para frente (ou seja, no sentido do eixo z na figura 3.3) e seja um bom traço (corte no  $\chi^2$  e  $\chi^2/ndof$ <sup>10</sup> menores do que um limite de corte). A linha *Hlt1SingleMuonNoIPL0* exige ainda que o múon tenha momento transverso maior do que um limite de corte. Já a linha *Hlt1DiMuonNoIPL0* exige a mais que a soma dos momentos transversos dos dois múons, assim como a massa do vértice que gerou os múons, sejam maiores do que um limite de corte e que a variável DOCA<sup>11</sup> seja menor do que um limite de corte. Os valores utilizados podem ser encontrados na tabela 5.8.

variável	valores dos cortes	
	<i>Hlt1SingleMuonNoIPL0</i>	<i>Hlt1DiMuonNoIPL0</i>
$\chi^2(\mu)$	< 16,0	< 16,0
$\chi^2/ndof(\mu)$	< 10,0	< 10,0
$p_T(\mu)$	> 1800MeV/c	-
$\sum_{i=1}^2 p_T(\mu_i)$	-	> 560
Massa do vértice ( $\mu_1, \mu_2$ )	-	> 2500MeV

Tabela 5.8: Cortes das linhas do *trigger* HLT1 utilizadas (*Hlt1SingleMuonNoIPL0* e *Hlt1DiMuonNoIPL0*).

Por fim, utilizamos a linha *Hlt2DiMuonUnbiasedJPsi* que exige que o momento transverso do múon e do  $J/\psi$  sejam positivos, que o  $J/\psi$  seja bem definido (corte

<sup>10</sup> $\chi^2/ndof$  significa  $\chi^2$  por número de graus de liberdade.

<sup>11</sup>DOCA (*Distance Of Closest Approach*) é a menor distância entre dois traços tridimensionais.

no  $\chi^2/ndof$  e massa menores do que um limite de corte) e que o número de traços no VELO seja menor do que um dado limite. Os valores aplicados nas variáveis usadas pelo HLT2 estão listadas na tabela 5.9.

variável	valores dos cortes <i>Hlt2DiMuonUnbiasedJPsi</i>
# traços no VELO	< 350
$\chi^2(J/\psi)$	< 25,0
Massa( $J/\psi$ )	< 120,0 MeV
$p_T(\mu)$	> 0,0 MeV/c
$p_T(J/\psi)$	> 0,0 MeV/c

Tabela 5.9: Cortes das linhas do *trigger* HLT2 utilizadas (*Hlt2DiMuonUnbiasedJPsi*).

Denominaremos por *trigger unbiased* o conjunto de cortes aplicados pelas linhas descritas nesta seção, sendo as linhas de um mesmo nível do *trigger* combinadas em OU e níveis de *trigger* diferentes combinados em E, conforme mostrado na equação 5.1.

$$\begin{aligned}
L0 &= (L0Muon) \text{ OU } (L0DiMuon) \\
HLT1 &= (Hlt1SingleMuonNoIPL0) \text{ OU } (Hlt1DiMuonNoIPL0) \\
HLT2 &= (Hlt2DiMuonUnbiasedJPsi) \\
\textit{trigger unbiased} &\equiv (L0) \text{ E } (HLT1) \text{ E } (HLT2)
\end{aligned} \tag{5.1}$$

### 5.3.5 Resultado dos cortes *offline* e *trigger*

Apresentaremos os resultados dos cortes *offline* e *trigger* listados nas seções anteriores. Na tabela 5.10, temos o número de eventos e candidatos a B reconstruídos aceitos após a seleção *offline* ser aplicada na linha da *stripping* 12 relativa ao  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  na *stream* DIMUON. Nesta mesma tabela, separamos os eventos com 1, 2, 3 ou mais do que 3 candidatos num mesmo evento. Conforme esperado,

devido a baixa probabilidade de ocorrência do decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , obtemos na grande maioria dos casos somente um candidato por evento<sup>12</sup>

Amostra	Polaridade do dipolo	Eventos aceitos <i>offline</i>	Candidatos à B aceitos <i>offline</i>	Eventos com # candidatos			
				1	2	3	> 3
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$	<i>Up</i>	76225	77518	74975	1218	17	15
	<i>Down</i>	74890	76236	73556	1323	4	7
b Inclusivo	<i>Up</i>	2	2	2	0	0	0
	<i>Down</i>	1	1	1	0	0	0
$J/\psi$ inclusivo	<i>Up</i>	8843	9028	8660	180	3	0
	<i>Down</i>	9096	9309	8893	195	4	4
<i>minimum bias</i>	<i>Up</i>	0	0	0	0	0	0
	<i>Down</i>	1	1	1	0	0	0

Tabela 5.10: Número de eventos e candidatos a B aceitos após aplicarmos a seleção *offline* na *stream* DIMUON e o número de eventos com 1, 2, 3 ou mais do que 3 candidatos num mesmo evento.

Aplicamos então o *trigger unbiased* após a escolha do melhor candidato. Verificamos assim que aproximadamente 40% dos melhores candidatos são excluídos pelo *trigger* na amostra de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e  $J/\psi$  inclusivo, após os cortes *offline* e *stripping* aplicados. O número de melhores candidatos com e sem o *trigger unbiased* aplicado, assim como a porcentagem de candidatos aceitos pelo *trigger unbiased* pode ser visto na tabela 5.11.

A partir deste ponto, passaremos a adotar uma nova amostra denominada por amostra Prompt  $J/\psi$ . Tal amostra é composta pelos eventos da amostra  $J/\psi$  inclusivo em que o  $J/\psi$  se originou de um vértice primário e não do decaimento de um méson B. Para selecionar essa amostra, partimos do conjunto dos melhores candidatos dos eventos da amostra  $J/\psi$  inclusivo aceitos pelos cortes *offline* e *trigger unbiased*. Excluimos, então, os candidatos a B associados a um vértice primário na tabela verdade (ou seja, um PV que foi erroneamente reconstruído como B) e com o  $J/\psi$  e  $\mu$  verdadeiros (ou seja, estejam vinculados à uma partícula na tabela verdade de igual identidade).

<sup>12</sup>Lembramos que as amostras simulam uma condição em que na média temos 2,5 interações por cruzamento de nuvens.

Amostra	Polaridade do dipolo	Eventos aceitos	Melhor candidato E <i>trigger unbiased</i> aplicado	Porcentagem de candidatos aceitos pelo <i>trigger</i>
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$	<i>Up</i>	76225	45279	59,4%
	<i>Down</i>	74890	44344	59,2%
$b\bar{b}$ inclusivo	<i>Up</i>	2	2	-
	<i>Down</i>	1	1	-
$J/\psi$ inclusivo	<i>Up</i>	8843	5143	58,2%
	<i>Down</i>	9096	5263	57,9%
<i>minimum bias</i>	<i>Up</i>	0	0	-
	<i>Down</i>	1	1	-

Tabela 5.11: Número de melhores candidatos com e sem o *trigger unbiased* aplicado e a porcentagem de candidatos aceitos pelo *trigger unbiased* no conjunto de melhores candidatos.

Para melhor entendermos os candidatos selecionados, examinamos sua associação com a tabela verdade e assim os categorizamos em diferentes casos. A classificação do *background* pode ser dividida em dois grupos: os devidos à traços fantasmas e combinatórios, que não envolvem a reconstrução de algo provido de um significado físico; e os que são causados pela reconstrução de todo ou parte de um decaimento físico real.

Um traço fantasma é um traço reconstruído que não corresponde à nenhuma partícula física e é um artefato do *software* de reconstrução. Nos limitaremos aqui à descrição das categorias de *background* em que tivemos pelo menos um candidato (ver tabela 5.12).

Para ser categorizado como sinal (categoria 0), o decaimento reconstruído deverá primeiramente ser associado a cada partícula do estado final no decaimento com uma partícula verdadeira de Monte Carlo (denominada doravante por MCParticle). Um decaimento é definido como sinal se as seguintes condições forem satisfeitas: cada partícula do estado final tem uma MCParticle associada a ela com a mesma identidade; todas as MCParticles tem uma mesma MCParticle mãe em comum; existe uma correspondência um para um entre o estado final das partículas e o estado das filhas MCParticles da mãe MCParticle; a mãe MCParticle tem a

Amostra	Polaridade do dipolo	Categorias de <i>background</i>								
		0	30	40	50	60	70	80	100	110
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$	<i>Up</i>	42879	0	52	1439	686	0	0	33	190
	<i>Down</i>	42139	0	58	1263	639	0	0	24	221
$b\bar{b}$ inclusivo	<i>Up</i>	0	0	0	0	0	1	0	0	1
	<i>Down</i>	0	0	0	0	0	1	0	0	0
$J/\psi$ inclusivo	<i>Up</i>	340	4	0	12	145	3429	2	1018	187
	<i>Down</i>	348	0	1	12	155	3437	0	1126	177
Prompt $J/\psi$	<i>Up</i>	0	0	0	0	131	3422	0	1018	187
	<i>Down</i>	0	0	0	0	137	3429	0	1125	176
<i>minimum bias</i>	<i>Up</i>	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	<i>Down</i>	0	0	0	0	0	1	0	0	0

Tabela 5.12: Categorização dos melhores candidatos que passaram pelo *trigger unbiased*. A amostra Prompt  $J/\psi$  é composta pelos eventos da amostra  $J/\psi$  inclusivo em que o  $J/\psi$  se originou do vértice primário e não de um B.

mesma identidade que o decaimento da mãe reconstruído.

Esta classificação não requer que nenhuma ressonância intermediária seja reconstruída. Como *background* físico, causados pela reconstrução parcial ou total de um decaimento físico, encontramos candidatos enquadrados nas seguintes categorias:

**Reflexão (categoria 30):** O *background* é formado pela identificação incorreta de uma partícula do estado final, como por exemplo um pión por um káon. Reflexões são evitadas utilizando-se de cortes na identificação das partículas e na massa.

**Background físico parcialmente reconstruído (categoria 40):** É o caso onde um fragmento de um decaimento que ocorre em um evento é incorretamente identificado como um decaimento de sinal.

**Background de baixa massa (categoria 50):** É um caso especial de *background* físico parcialmente reconstruídos, em que não temos identificação errônea e a partícula reconstruída é encontrada com uma massa sistematicamente abaixo

do pico de massa. Este *background* não é tão perigoso desde que não caia na região do pico. Porém, a presença deste *background* significa que a *sideband* abaixo do pico de massa não pode ser seguramente utilizada para modelar abaixo do pico.

Os *background* técnico e combinatório, causados por problemas técnicos (traços fantasmas) e combinatórios, envolvem a reconstrução de partículas que não necessariamente existem no evento. Podemos enquadrá-los nas seguinte categorias:

**Background fantasma (categoria 60):** Qualquer decaimento reconstruído em que uma ou mais das partículas do estado final não tenham nenhuma MC-Particle associada à ela, será classificado como fantasma. Assim como a maioria das categorias de *background* combinatórios, os fantasmas são eliminados por cortes cinemáticos, como por exemplo momento transverso ou parâmetro de impacto.

**Background originado do PV (categoria 70):** Qualquer decaimento reconstruído em que uma ou mais partículas do estado final são provenientes do vértice primário serão classificadas nesta categoria. Um corte no parâmetro de impacto protege contra esta tipo de *background*.

**Todas do mesmo PV (categoria 80):** Caso em que todas as partículas do estado final provêm do mesmo vértice primário.

**Diferentes PV (categoria 100):** Caso em que todas as partículas do estado final do decaimento provêm de vértices primários porém não do mesmo.

**Background  $b\bar{b}$  (categoria 110):** Qualquer *background* que não pertença a nenhuma das categorias anteriores, mas que pelo menos um dos estados finais tenha uma mãe que contenha um quark *bottom*, será classificado nesta categoria.

A eficiência da seleção total<sup>13</sup> denominado por  $\epsilon_{sel/gen}$  é calculada como sendo a razão do número de eventos aceitos na seleção total pelo número de eventos processados. Sendo extraídos os candidatos categorizados como sinal (ver tabela 5.12), nas amostras de ruído ( $b\bar{b}$  inclusivo,  $J/\psi$  inclusivo, Prompt  $J/\psi$  e *minimum bias*). Já na amostra  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , contamos somente os candidatos categorizados como sinal. Os valores encontrados para  $\epsilon_{sel/gen}$  podem ser visto na tabela 5.13.

Amostra	Polaridade do dipolo	$\epsilon_{sel/gen}$
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$	<i>Up</i>	$(4,24 \pm 0,02) \times 10^{-2}$
	<i>Down</i>	$(4,15 \pm 0,02) \times 10^{-2}$
$b\bar{b}$ inclusivo	<i>Up</i>	$(7 \pm 5) \times 10^{-7}$
	<i>Down</i>	$(4 \pm 4) \times 10^{-7}$
$J/\psi$ inclusivo	<i>Up</i>	$(4,59 \pm 0,07) \times 10^{-4}$
	<i>Down</i>	$(4,73 \pm 0,07) \times 10^{-4}$
Prompt $J/\psi$	<i>Up</i>	$(4,55 \pm 0,07) \times 10^{-4}$
	<i>Down</i>	$(4,68 \pm 0,07) \times 10^{-4}$
<i>minimum bias</i>	<i>Up</i>	0
	<i>Down</i>	$2,85 \times 10^{-8}$

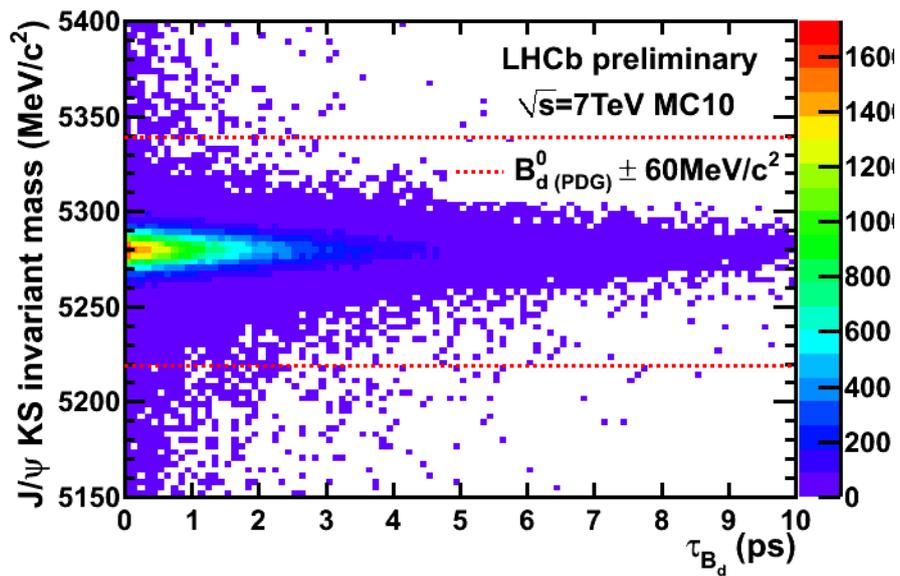
Tabela 5.13: Eficiência da seleção total, denominada por  $\epsilon_{sel/gen}$ .

Examinando a tabela 5.12, verificamos que dos 9716 eventos de  $J/\psi$  inclusivo 99,1% dos eventos são de Prompt  $J/\psi$ . Assim sendo, uma diferença significativa na eficiência de seleção não é esperada (confirmado na tabela 5.13). Passaremos a examinar somente a amostra Prompt  $J/\psi$ , por ter uma compreensão física mais direta ( $J/\psi$  proveniente de um vértice primário erroneamente reconstruído como se fossem B) e por compreender quase toda a amostra de  $J/\psi$  inclusivo.

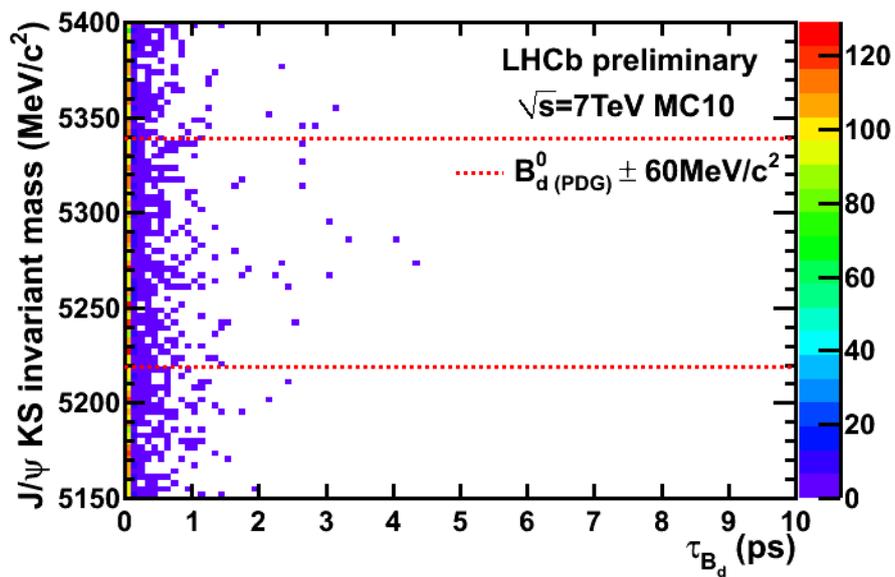
As distribuições de massa invariante da combinação  $J/\psi$  e  $K_S^0$ , tempo próprio e o gráfico dessas duas variáveis juntas após a seleção total para as amostras de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e Prompt  $J/\psi$  podem ser encontradas nas figuras 5.3, 5.4 e 5.5<sup>14</sup>.

<sup>13</sup>Definimos como seleção total, a aplicação em série dos cortes da stripping, da seleção *offline*, do *trigger unbiased* e da seleção de melhor candidato. Sendo portanto aceito nesta seleção, somente os candidatos aceitos em todos os cortes que a compõe.

<sup>14</sup>Não apresentaremos as mesmas distribuições para o  $b\bar{b}$  inclusivo e *minimum bias* devido à baixa estatística destas amostras após os cortes.

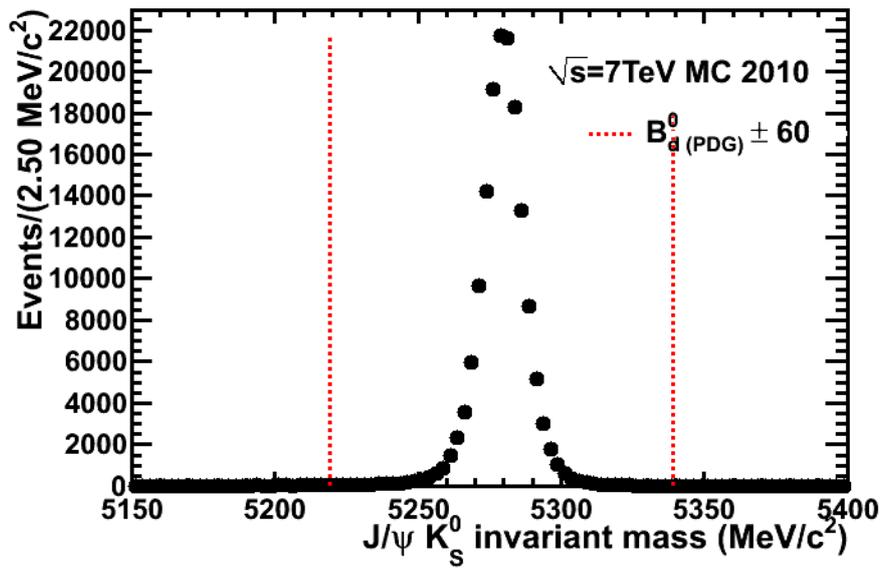


(a)

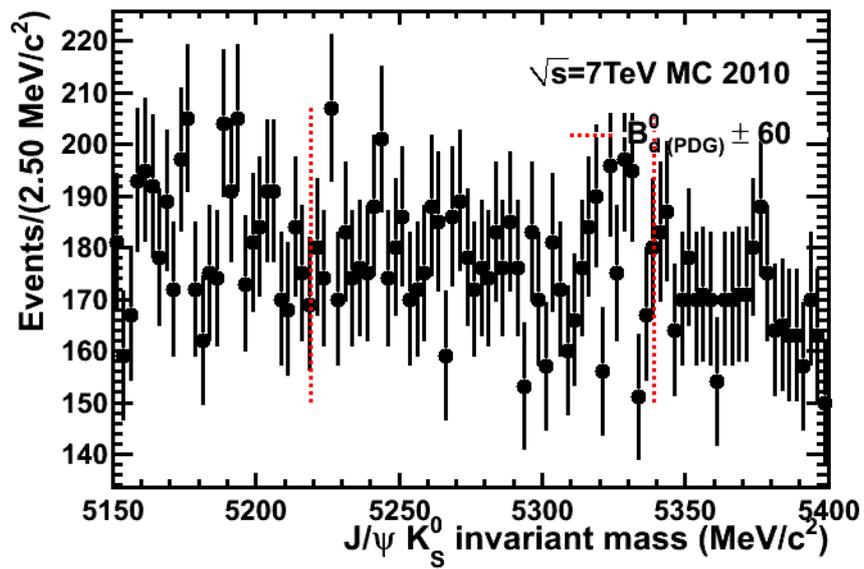


(b)

Figura 5.3: Gráfico da massa pelo tempo próprio da amostra (a)  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e (b) Prompt  $J/\psi$ .

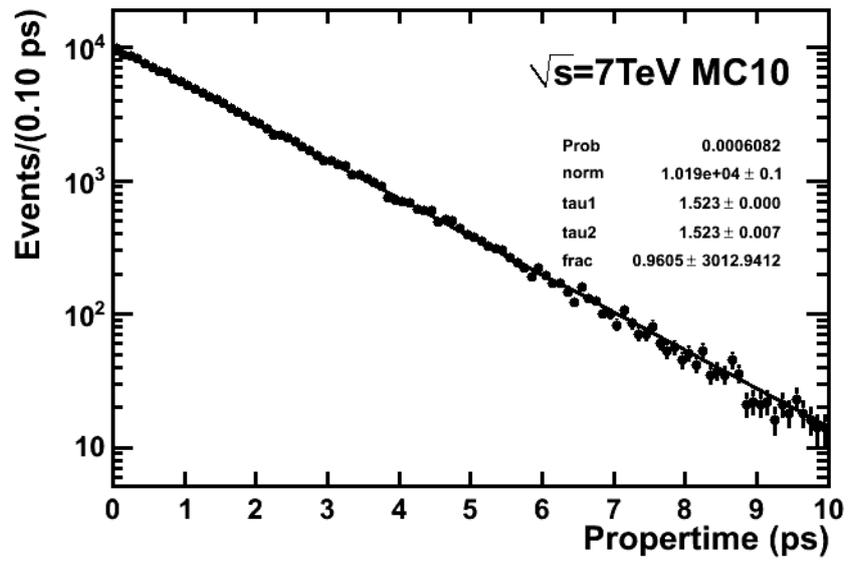


(a)

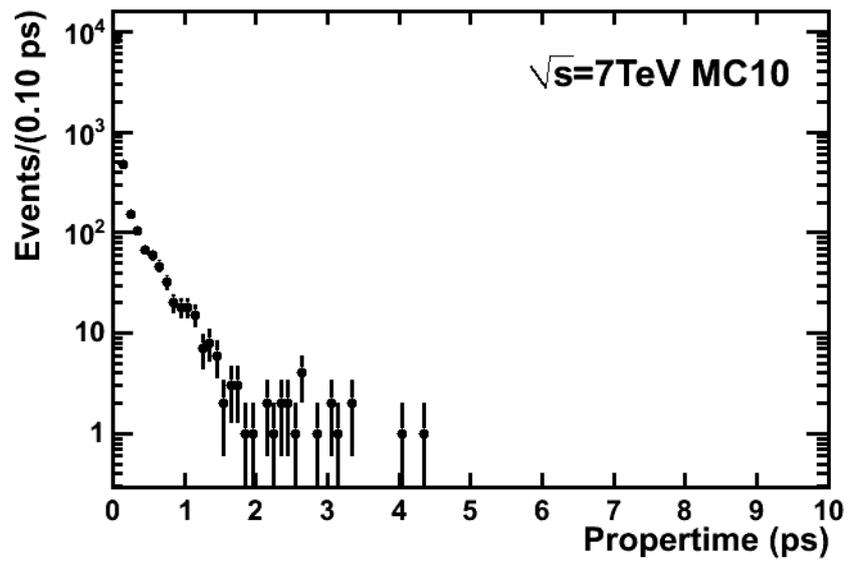


(b)

Figura 5.4: Distribuições de massa invariante do  $J/\psi K_S^0$  da amostra (a)  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e (b) Prompt  $J/\psi$ .



(a)



(b)

Figura 5.5: Distribuição do tempo próprio da amostra (a)  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e (b) Prompt  $J/\psi$ .

## 5.4 Produção de eventos e estimativa de ruído

A estimativa do número de eventos de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  produzidos para uma dada luminosidade é dada pelo produto entre: a luminosidade integral ( $\mathcal{L}_{int}$ ), a probabilidade de gerar o canal de decaimento desejado a partir da colisão de dois prótons ( $\mathcal{P}_{sig}$ ) e a probabilidade do evento ser selecionado ( $\epsilon_{tot}$ ).

$$S = \mathcal{L}_{int} \times \mathcal{P}_{sig} \times \epsilon_{tot} \quad (5.2)$$

A probabilidade  $\mathcal{P}_{sig}$  é construída pelo produto entre: a seção de choque de produção de  $b\bar{b}$  ( $\sigma_{b\bar{b}}$ ), a probabilidade de um quark b hadronizar em um hádron  $B^0$  ( $f_B$ ), um fator 2 que leva em conta a produção dos hádrons  $b$  e  $\bar{b}$  e a razão de ramificação visível ( $BR_{vis}$ ).  $BR_{vis}$  é o produto de todas as razões de ramificação envolvidas no hádron b de interesse. Já a probabilidade  $\epsilon_{tot}$  é construída pelo produto da eficiência de seleção ( $\epsilon$ ) e a eficiência geométrica ( $\epsilon_{geom}$ ). Esse último termo leva em conta a probabilidade de todos os produtos do canal de decaimento estarem dentro da região de aceitação do detector. A estimativa de eventos de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  pode ser portanto escrita como:

$$S = \mathcal{L}_{int} \times \sigma_{b\bar{b}} \times 2 \times f_B \times BR_{vis} \times \epsilon_{geom} \times \epsilon \quad (5.3)$$

A seção de choque utilizada será  $\sigma_{b\bar{b}} \equiv \sigma(pp \rightarrow b\bar{b}X) = 288 \pm 4 \pm 48 \mu b$  (56) onde a primeira incerteza é estatística e a segunda sistemática. Enquanto que  $f_B = 0,3994 \pm 0,0059$ ,  $\epsilon_{geom} = 0,1790 \pm 0,0016$  e a seção de ramificação visível para o  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_S^0(\pi^+\pi^-)$ , dado por  $BR_{vis} = (1,80 \pm 0,07) \times 10^{-5}$  foram extraídos dos parâmetros de geração da amostra MC10. A luminosidade integrada a ser utilizada será de  $(17,25 \pm 1,72) pb^{-1}$  (consideramos uma incerteza de 10% na medida da luminosidade) para eventos simulados com a polaridade do campo magnético do LHCb para cima ( $Up$ ) e  $(17,75 \pm 1,77) pb^{-1}$  para baixo ( $Down$ ). Resultando em uma luminosidade integrada total de  $(35,0 \pm 3,5) pb^{-1}$ . Esses valores

são os resultados medidos nos dados adquiridos no ano de 2010. Utilizando essa luminosidade integrada e as eficiências de seleção mostradas nas tabela 5.5 e 5.13, temos as estimativas de sinal para depois da *stripping* e da seleção total mostradas na tabela 5.14.

Polaridade do dipolo	Após a <i>stripping</i>	Após a seleção total
<i>Up</i>	$1124 \pm 223$	$544 \pm 108$
<i>Down</i>	$1142 \pm 227$	$549 \pm 109$
<i>Up + Down</i>	$2266 \pm 318$	$1093 \pm 154$

Tabela 5.14: Estimativa de produção de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  caso aplicassemos somente a *stripping* (usando  $\epsilon_{strip}$  da tabela 5.5) e após todos os cortes (usando  $\epsilon_{sel/gen}$  da tabela 5.13) como eficiência de seleção.

Se faz importante ressaltar neste ponto que a estimativa para a *stripping* é grosseira, pois o que temos é o número de candidatos (não o de eventos). Como uma primeira aproximação, consideramos que todos os eventos tem somente um candidato. Note que o cálculo da estimativa para o caso após a *stripping* tem como única finalidade confirmar a necessidade dos cortes *offline* quando compararmos a razão B/S, não sendo necessário absoluta precisão em seu cálculo.

A estimativa de eventos de  $b\bar{b}$  inclusivo ( $B_{b\bar{b}}$ ) segue o mesmo princípio usado para o sinal, sendo dada pelo produto entre: a luminosidade integrada ( $\mathcal{L}_{int}$ ), a probabilidade de gerar um par  $b\bar{b}$  a partir da colisão de dois prótons ( $\mathcal{P}_{bb}$ ) e a probabilidade do evento ser selecionado ( $\epsilon_{tot}$ ). Sendo  $\mathcal{P}_{bb}$  exatamente a seção de choque de produção de  $b\bar{b}$  ( $\sigma_{b\bar{b}}$ ), enquanto  $\epsilon_{tot}$  tem a mesma definição adotada para a estimativa de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . Desta forma,  $B_{b\bar{b}}$  é dado pela equação 5.4.

$$B_{b\bar{b}} = \mathcal{L}_{int} \times \sigma_{b\bar{b}} \times \epsilon_{geom} \times \epsilon \quad (5.4)$$

Utilizaremos  $\mathcal{L}_{int} = (35,0 \pm 3,5)pb^{-1}$  (sem separarmos a amostra em *Up* e *Down*),  $\epsilon_{geom} = 0,429 \pm 0,003$  (valor usado na geração da amostra) e o mesmo valor de  $\sigma_{b\bar{b}}$  usado para a estimativa de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . Obtemos as razões  $B_{b\bar{b}}/S$

de  $8 \pm 2$  e  $2 \pm 1$  caso aplicássemos como eficiência de seleção somente a *stripping* (usando  $\epsilon_{strip}$  da tabela 5.5) e após todos os cortes (usando  $\epsilon_{sel/gen}$  da tabela 5.13), respectivamente.

A estimativa de eventos Prompt  $J/\psi$  é obtida através do produto entre: a luminosidade integral ( $\mathcal{L}_{int}$ ), a probabilidade de gerar um  $J/\psi$  a partir da colisão de dois prótons ( $\mathcal{P}_{J/\psi}$ ) e a probabilidade do evento ser selecionado ( $\epsilon_{tot}$ ). Onde  $\mathcal{P}_{J/\psi}$  é dada pelo produto da seção de choque de produção de  $J/\psi$  e a razão de ramificação visível de  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Como  $\epsilon_{tot}$  tem a mesma definição adotada para a estimativa de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , a equação que nos dá a produção de Prompt  $J/\psi$  pode ser escrita como

$$B_{prompt} = \mathcal{L}_{int} \times \sigma_{prompt} \times BR_{vis} \times \epsilon_{geom} \times \epsilon \quad (5.5)$$

Para tornar  $B_{prompt}$  o mais próximo possível dos dados, utilizaremos a seção de choque  $\sigma(prompt J/\psi, p_T < 14 GeV/c; 2 < \eta < 4,5) = 10,52 \pm 0,04 \pm 1,40_{-2,20}^{+1,64} \mu b$  medida pela colaboração LHCb em colisões à uma energia de  $7 TeV$  no centro de massa (56). Como uma primeira aproximação faremos:

$$\sigma_{prompt} \approx \frac{\sigma(prompt J/\psi, p_T < 14 GeV/c; 2 < \eta < 4,5)}{\epsilon_{geom}} \quad (5.6)$$

Incluiremos também em nosso cálculo um fator 2, devido a eficiência obtida a partir da amostra  $J/\psi$  inclusivo ser subestimada. Isso ocorre porque o espectro do Prompt  $J/\psi$  não é muito bem reproduzido na amostra simulada, sendo estimado um fator  $\sim 2$  de correção (esse fator depende bastante da seleção aplicada). Inserindo essas considerações, a produção de Prompt  $J/\psi$  pode ser escrita como

$$B_{prompt} = \mathcal{L}_{int} \times \sigma(prompt J/\psi, p_T < 14 GeV/c; 2 < \eta < 4,5) \times BR_{vis} \times \epsilon \times 2 \quad (5.7)$$

Assim como fizemos para o  $b\bar{b}$  inclusivo, utilizaremos  $\mathcal{L}_{int} = (35,0 \pm 3,5) pb^{-1}$

(sem separarmos a amostra em *Up* e *Down*). A razão de ramificação visível do decaimento de um  $J/\psi$  em dois múons será dada por  $BR_{vis} = 0,0593 \pm 0,0006$  (13). Obtendo assim as razões  $B_{prompt}/S$  de  $46 \pm 9$  e  $18 \pm 3$  caso aplicássemos como eficiência de seleção somente a *stripping* (usando  $\epsilon_{strip}$  da tabela 5.5) e após todos os cortes (usando  $\epsilon_{sel/gen}$  da tabela 5.13), respectivamente. Apesar das aproximações e considerações realizadas na obtenção desta estimativa, é importante explicitar que a produção do Prompt  $J/\psi$  nos mostra que nosso *background* será dominado por esse ruído. Esta componente do *background* apesar de ser dominante em nossa amostra, será menos importante na medida de  $\sin 2\beta$  por estar concentrada em baixo tempo de vida somente (ver figura 5.5(b)). Considerando o background como composto somente por  $b\bar{b}$  inclusivo e Prompt  $J/\psi$ , estimamos  $(22 \pm 3) \times 10^3$  eventos de *background* para uma luminosidade de  $35pb^{-1}$ . Esta estimativa nos leva à uma razão B/S de  $20 \pm 4$ .

Realizamos também uma estimativa para uma luminosidade integrada de  $2fb^{-1}$ , que é a luminosidade que se espera adquirir em um ano de tomada de dados com o detetor nas condições nominais. Utilizando os valores dos parâmetros apresentados na estimativa feita para  $35pb^{-1}$ . Nesta nova luminosidade estimamos  $(62 \pm 9) \times 10^3$  eventos de sinal,  $(1,2 \pm 0,1) \times 10^6$  eventos de  $J/\psi$  inclusivo. Para a amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo estimamos  $1 \times 10^5$ , porém devido à baixa estatística desta amostra, temos uma incerteza de quase 100%. Esses valores serão utilizados mais adiante na seção em que medimos a sensibilidade do experimento LHCb à medida de  $\sin 2\beta$ .

Por fim, estimamos quanto de luminosidade corresponderia a nossa amostra de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  simulada. Utilizando os valores dos parâmetros apresentados na estimativa feita para  $35pb^{-1}$ , obtemos que os 85018 eventos de sinal corresponderiam a uma luminosidade integrada de aproximadamente  $2,7fb^{-1}$ .

## 5.5 Etiquetagem do sabor

Nesta seção será incluída a descrição do sistema de etiquetagem de sabor do méson  $B^0$ . A descrição aqui realizada foi extraída da referência (57). Apesar do autor deste trabalho não ter participado desta medida, a forma como o parâmetro é extraído é relevante para o entendimento da medida de  $\sin 2\beta$ . A otimização e calibração do sistema de etiquetagem realizada com os dados do ano de 2010 pode ser encontrada na referência (58).

O valor inicial do sabor do  $B$  é determinado pela combinação de vários algoritmos de etiquetagem. Esses determinam o sabor do hádron  $b$  produzido no evento, porém não pertencente ao sinal (*opposite side*, OS), ou eles procuram por um pion adicional que acompanhe o  $B^0$  ou  $\bar{B}^0$  (*same side*,  $SS\pi$ ). Existem quatro categorias de OS. Eles usam a carga dos léptons ( $\mu$ ,  $e$ ) dos decaimentos semileptônicos do  $B$ , ou dos káons originados da cadeia de decaimento  $b \rightarrow c \rightarrow s$ , ou a carga do vértice secundário reconstruído, originado dos produtos do decaimento do  $b$ . Na figura 5.6, indicamos os elementos utilizados pelos algoritmos de etiquetagem em uma colisão pp. Nesta figura indicamos os traços de sinal do  $B$ .

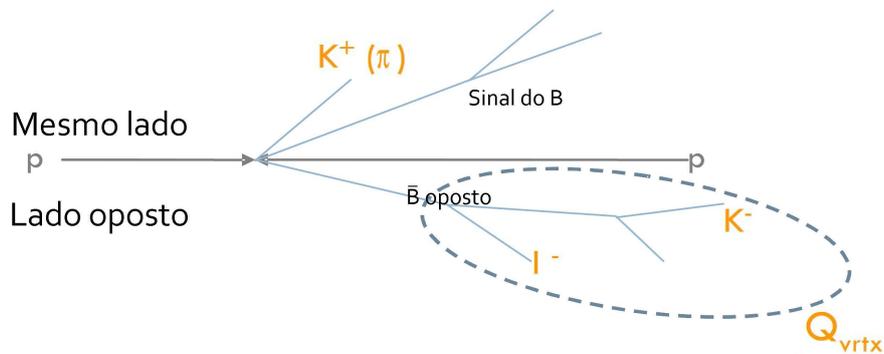


Figura 5.6: Esquema do princípio da etiquetagem.

Todos esses algoritmos tem um taxa de erro de etiquetagem intrínseca, por pegarem traços do evento estudado, ou devido à oscilação do sabor do méson  $B$  neutro. Para cada candidato à  $B^0$  o algoritmo de etiquetagem também prediz a probabilidade de uma erro de etiquetagem ( $\omega$ ). Para isso, variáveis cinemáticas,

tal como momento e ângulos das partículas etiquetadas são combinadas em uma rede neural. Essa rede neural é treinada em eventos simulados.

A assimetria de sabor que é acessível no decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  diretamente depende da diluição ( $D$ ) devido à probabilidade  $\omega$ ,  $D = 1 - 2\omega$ . Esta precisão estatística é proporcional ao inverso da raiz quadrada da eficiência efetiva de etiquetagem  $\epsilon_{eff}$ ,

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_{tag}(1 - 2\omega)^2 \quad (5.8)$$

onde  $\epsilon_{tag}$  é a probabilidade de uma decisão de etiquetagem ser encontrada. Os algoritmos de etiquetagem são otimizados para altos  $\epsilon_{eff}$  nos dados, usando decaimentos que nos possibilitem saber seu sabor inicial (denominados por *self-tagging*), como por exemplo o  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ , onde o sabor do B identificado através do káon. Sendo  $B^+$  se for  $K^+$  enquanto que  $K^-$  indica que o méson B que decaiu era um  $B^-$ . A estimativa da probabilidade de etiquetagem errada é calibrada neste canais.

A probabilidade de etiquetagem errada depende do estado final considerado. Portanto, é crucial validar a probabilidade de etiquetagem errada nestes canais *self-tagging* de controle que sejam similares ao decaimento do sinal em termo do *trigger*, reconstrução e cinemática. Para o  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , tal canal de controle é o  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ ,  $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ , onde a carga do káon indica o sabor do  $B^0$  no momento do decaimento. Nos eventos simulados, as diferenças entre a distribuição de etiquetagem errada em  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$  e  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  são insignificantes. Logo, é suficiente verificar nos dados onde a probabilidade de etiquetagem errada calibrada é válida para o canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ . Pelo méson B oscilar no canal  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ , a probabilidade de etiquetagem errada pode somente ser determinada através de um ajuste à assimetria de sabor dependente do tempo. Neste ajuste inclui-se uma

função de calibração linear e ajusta-se os coeficientes  $p_0$  e  $p_1$ ,

$$\omega = p_0 + p_1 \cdot (\eta - \langle \eta \rangle) \quad (5.9)$$

Onde  $\eta$  é a probabilidade de etiquetagem errada calibrada estimada pelos algoritmos de etiquetagem e  $\langle \eta \rangle$  é o valor médio. Essa parametrização minimiza a correlação entre  $p_0$  e  $p_1$ .

## 5.6 Função de ajuste

Utilizaremos para este trabalho a mesma função de ajuste dos eventos *unbiased* descrita em (57). Conforme descrito na referência, os parâmetros  $S_{J/\psi K_S}$  e  $C_{J\psi K_S}$  são extraídos através de um ajuste simultâneo multidimensional de máxima *likelihood* (*simultaneous multidimensional unbinned extended maximum likelihood fit*). Definimos a função de *likelihood* estendida para  $n$  eventos observados como

$$\mathcal{L}(\vec{\lambda}) = \frac{e^{-N} N^n}{n!} \prod_S \prod_{i=1}^{N^S} \mathcal{P}^S(\vec{x}_i; \vec{\lambda}_S) \quad (5.10)$$

A minimização de  $-\ln \mathcal{L}$  é realizada para otimizar os valores do parâmetro  $\lambda$  de ajuste. O ajuste simultâneo é realizado para dois subconjuntos de dados. Estes subconjuntos são definidos pelos candidatos que passaram pela seleção total e que tiveram ou não uma decisão de etiquetagem realizada ("u" para os sem etiquetagem ou *untagged* e "t" para *tagged* ou etiquetados). Cada subconjunto contém  $N^S$  eventos, e  $n = \sum_S N^S$ . A *likelihood* contém um termo de Poisson que reflete a probabilidade de  $n$  eventos serem observados, quando  $N$  são esperados. O número esperado de eventos  $N$  é estimado pelo ajuste. Nós consideramos quatro observáveis, tal que  $\vec{x}^T = (m, t, d, \omega)^T$ . Esses observáveis são: a massa reconstruída  $m$  do candidato à  $B^0$  ( $5,15 \text{ GeV}/c^2 < m < 5,40 \text{ GeV}/c^2$ ), o tempo de vida  $t$  deste candidato ( $-1 \text{ ps} < t < 4 \text{ ps}$ ), a decisão do sabor  $d$  do candidato (*tag*) e a probabilidade de

realizarmos uma etiquetagem errada  $\omega$  do sabor do candidato (*mistag* por evento). O observável  $d$  pode assumir os valores discretos  $d = 1$  se for etiquetado como  $B^0$  e  $d = -1$  caso seu estado inicial seja etiquetado como  $\bar{B}^0$ . A função densidade de probabilidade (pdf)  $\mathcal{P}^S$  consiste de três componentes: sinal (Sig), Prompt  $J/\psi$  (P) e *background* com tempo de vida longo (L):

$$y^S \mathcal{P}^S = N_{Sig}^S \mathcal{P}_{Sig}^S + N_P^S \mathcal{P}_P^S + N_L^S \mathcal{P}_L^S \quad (5.11)$$

A produção total dos subconjuntos satisfazem à condição de normalização  $y^S = N_{Sig}^S + N_P^S + N_L^S$  e  $N = \sum_S y^S$ . Consideramos desprezíveis a correlação entre os dois observáveis contínuos, portanto cada componente da função de densidade de probabilidade fatoriza em termos de massa e tempo de vida independentes. O termo de massa é independente dos valores de  $d$  e  $\omega$ .

A pdf de massa da componente de sinal  $\mathcal{P}_S(m; \lambda_{S,m})$  consiste de uma Gaussiana simples, com média em  $\mu_{B^0}$  e sigma  $\sigma_{B^0}$ .

$$\mathcal{P}_S(m; \lambda_{S,m}) \propto \mathcal{G}(m; \mu_{B^0}, \sigma_{B^0}) \quad (5.12)$$

Já para a componente de *background*  $\mathcal{P}_{bkg}(m; \lambda_{bkg,m})$  assumimos distribuições similares de massa, sendo utilizada uma exponencial para as duas, dada pelo parâmetro  $c_0$ .

$$\mathcal{P}_{bkg}(m; \lambda_{bkg,m}) \propto e^{c_0 m} \quad (5.13)$$

A pdf do tempo de vida da componente de sinal  $\mathcal{P}_S(t, d, \omega)$  e a do *background*  $\mathcal{P}_B(t, d, \omega)$  podem ser escritas pelas equações:

$$\mathcal{P}_S(t, d, \boldsymbol{\omega}) = \mathcal{P}_S(t, d; \lambda_{S,CP}, \lambda_{R,t} | \boldsymbol{\omega}) \cdot \mathcal{P}_S(\boldsymbol{\omega}) \quad (5.14)$$

$$\mathcal{P}_B(t, d, \boldsymbol{\omega}) = \mathcal{P}_B(t, d; \lambda_B, \lambda_{R,t}) \cdot \mathcal{P}_B(\boldsymbol{\omega}) \quad (5.15)$$

onde  $B = P, L$  na componente de *background*. O primeiro termo da componente de sinal é a pdf condicional, dependente do valor de  $\boldsymbol{\omega}$  e o segundo termo descreve a distribuição de  $\boldsymbol{\omega}$  para o sinal.

A pdf condicional do tempo de vida do sinal do  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  será dada por

$$\mathcal{P}_S(t, d; \lambda_{S,CP}, \lambda_{R,t} | \boldsymbol{\omega}) = \mathcal{P}_{S,CP}(t, d; \lambda_{S,CP} | \boldsymbol{\omega}) \otimes \mathcal{R}(t; \lambda_{R,t}) \quad (5.16)$$

Nesta equação, a pdf  $\mathcal{P}_{S,CP}(t, d; \lambda_{S,CP} | \boldsymbol{\omega})$  descreve o decaimento, mistura e violação de CP no sistema de mésons  $B^0$  e portanto depende dos parâmetros de violação de CP  $S_{J/\psi K_S}$  e  $C_{J/\psi K_S}$ . Já a função de resolução  $\mathcal{R}(t; \lambda_{R,t})$  é descrita por uma Gaussiana tripla, descrita por  $\boldsymbol{\sigma}_1$ ,  $\boldsymbol{\sigma}_2$  e  $\boldsymbol{\sigma}_3$  e centradas em zero, usada para todos os subconjuntos do ajuste simultâneo. As frações entre essas gaussianas são dadas pelos parâmetros  $f_{res2}$  e  $f_{res3}$  da seguinte forma:

$$\mathcal{R}(t; \lambda_{R,t}) = (1 - f_{res2} - f_{res3})\mathcal{G}(t; 0, \boldsymbol{\sigma}_1) + f_{res2}\mathcal{G}(t; 0, \boldsymbol{\sigma}_2) + f_{res3}\mathcal{G}(t; 0, \boldsymbol{\sigma}_3) \quad (5.17)$$

Nas amostras etiquetadas, a pdf a seguir é utilizada para descrever o decaimento, mistura e violação de CP em um sistema do méson  $B^0$ :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{S,CP}^t(t, d; \lambda_{S,CP} | \boldsymbol{\omega}) \propto & e^{-t/\tau_{B^0}} \left[ 1 - d(1 - 2\boldsymbol{\omega})S_{J/\psi K_S} \text{sen} \Delta m_d t \right. \\ & \left. + d(1 - 2\boldsymbol{\omega})C_{J/\psi K_S} \cos \Delta m_d t \right] d \quad (5.18) \end{aligned}$$

Para o subconjunto dos candidatos não etiquetados é reduzido à

$$\mathcal{P}_{S,CP}^u(t; \lambda_{S,CP}) \propto e^{-t/\tau_{B^0}}. \quad (5.19)$$

O tempo de vida  $\tau_{B^0}$  é compartilhado entre os dois subconjuntos, enquanto que os outros parâmetros físicos do sistema  $B^0$ ,  $\Delta m_d$ ,  $S_{J/\psi K_S}$  e  $C_{J/\psi K_S}$  são utilizados somente no subconjunto dos eventos etiquetados.

A p.d.f. do tempo próprio do *background* Prompt  $J/\psi$   $\mathcal{P}_P(t)$  é dada somente por  $\mathcal{R}(t; \lambda_{R,t})$ , podendo ser escrita como:

$$\mathcal{P}_P(t) \propto \delta(t) \otimes \mathcal{R}(t; \lambda_{R,t}) \quad (5.20)$$

Já o *background* de tempo de vida longo  $\mathcal{P}_L(t; \lambda_{L,t})$  é a soma de duas exponenciais com diferentes tempo de vida ( $\tau_{bkg,1}$  e  $\tau_{bkg,2}$ ) e a resolução de tempo próprio, com suas frações relativas dadas pelos parâmetros  $f_{long-lived,1}$  e  $f_{long-lived,2}$ , sendo descrita pela equação 5.21. A função da resolução é descrever a queda para  $t < 0$ , que será vista nos gráficos apresentados mais adiante.

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_L(t; \lambda_{L,t}) \propto & f_{long-lived,1} e^{-t/\tau_{bkg,1}} + f_{long-lived,2} e^{-t/\tau_{bkg,2}} \\ & + (1 - f_{long-lived,1} - f_{long-lived,2}) \mathcal{R}(t; \lambda_{R,t}) \end{aligned} \quad (5.21)$$

### 5.6.1 Verificação com a simulação

Para verificarmos nossa função de ajuste, aplicamos a mesma nas amostras de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e  $J/\psi$  inclusivo após obtermos a seleção total. Para aumentarmos nossa estatística uniremos as amostras de diferentes polaridades do dipolo magnético (*Up* e *Down*) de uma mesma amostra ( $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  ou  $J/\psi$  inclusivo). Optamos por utilizar a amostra  $J/\psi$  inclusivo, pois a mesma contém eventos de sinal, ao contrário da amostra Prompt  $J/\psi$ .

Nas tabelas 5.15 e 5.16 apresentamos os resultados da função de ajuste para as amostras  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e  $J/\psi$  inclusivo, respectivamente. Neste ajuste mantemos os parâmetro  $C_{J/\psi K_S}$  variando, ao invés de fixá-lo em 0 (valor atual). Examinaremos o resultado do ajuste com os valores mostrados na tabela 5.12 em que separamos os eventos por categoria de *background*. Na lista de parâmetros do ajuste, o número de eventos de *background* e sinal são dados respectivamente por  $Nb_{bkg}$  e  $Nb_{sig}$ .

Parâmetro	Valor
$\mu_{B^0}$	$5,2796 \times 10^{+00} \pm 2,73 \times 10^{-05}$
$\sigma_1$	$1,8360 \times 10^{-02} \pm 2,24 \times 10^{-03}$
$\sigma_2$	$6,6676 \times 10^{-02} \pm 4,34 \times 10^{-03}$
$\sigma_3$	$2,9008 \times 10^{-01} \pm 7,27 \times 10^{-02}$
$\sigma_{B^0_1}$	$7,8554 \times 10^{-03} \pm 2,18 \times 10^{-05}$
$\tau_{B^0}$	$1,5040 \times 10^{+00} \pm 5,16 \times 10^{-03}$
$\tau_{bkg,1}$	$7,0000 \times 10^{-01} \pm 7,15 \times 10^{-04}$
$\tau_{bkg,2}$	$1,7000 \times 10^{+00} \pm 4,46 \times 10^{-03}$
$c_0$	$-5,5216 \times 10^{-01} \pm 4,47 \times 10^{-02}$
$f_{long-lived,1}$	$8,7952 \times 10^{-01} \pm 7,85 \times 10^{-03}$
$f_{long-lived,2}$	$1,0000 \times 10^{-01} \pm 4,59 \times 10^{-04}$
$f_{res2}$	$3,9256 \times 10^{-01} \pm 5,34 \times 10^{-02}$
$f_{res3}$	$3,5171 \times 10^{-03} \pm 2,46 \times 10^{-03}$
$Nb_{bkg}$	$2,3062 \times 10^{+03} \pm 5,86 \times 10^{+01}$
$Nb_{sig}$	$8,7285 \times 10^{+04} \pm 2,97 \times 10^{+02}$
$C_{J/\psi K_S}$	$1,7906 \times 10^{-03} \pm 2,52 \times 10^{-02}$
$S_{J/\psi K_S}$	$6,9742 \times 10^{-01} \pm 3,36 \times 10^{-02}$

Tabela 5.15: Resultado do ajuste na amostra de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ .

Para a amostra  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  obtivemos  $2306 \pm 59$  eventos de *background* e  $87285 \pm 297$  de sinal que correspondem aos 4605 eventos de *background* e 85018 de sinal. Nota-se que o ajuste classifica erroneamente aproximadamente 2% dos eventos, apresentando tendencia a classificar eventos mais como sendo de sinal na amostra de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . Para a amostra  $J/\psi$  inclusivo obtivemos  $9705 \pm 99$  eventos de *background* e  $699 \pm 29$  de sinal que correspondem aos 9718 eventos de *background* e 688 de sinal. Não foi observada a tendência de classificarmos mais como sinal na amostra  $J/\psi$  inclusivo. Uma explicação possível é que o *background*

Parâmetro	Valor
$\mu_{B^0}$	$5,2794 \times 10^{+00} \pm 3,16 \times 10^{-04}$
$\sigma_1$	$2,1301 \times 10^{-02} \pm 8,83 \times 10^{-04}$
$\sigma_2$	$5,7009 \times 10^{-02} \pm 2,14 \times 10^{-03}$
$\sigma_3$	$2,6571 \times 10^{-01} \pm 2,63 \times 10^{-02}$
$\sigma_{B_1^0}$	$7,4368 \times 10^{-03} \pm 2,48 \times 10^{-04}$
$\tau_{B^0}$	$1,6588 \times 10^{+00} \pm 6,78 \times 10^{-02}$
$\tau_{bkg,1}$	$3,1659 \times 10^{-01} \pm 1,24 \times 10^{-01}$
$\tau_{bkg,2}$	$8,8974 \times 10^{-01} \pm 4,94 \times 10^{-01}$
$c_0$	$-1,1104 \times 10^{-02} \pm 1,76 \times 10^{-02}$
$f_{long-lived,1}$	$3,4033 \times 10^{-02} \pm 1,20 \times 10^{-02}$
$f_{long-lived,2}$	$9,2750 \times 10^{-03} \pm 1,34 \times 10^{-02}$
$f_{res2}$	$4,6679 \times 10^{-01} \pm 2,89 \times 10^{-02}$
$f_{res3}$	$2,2929 \times 10^{-02} \pm 4,45 \times 10^{-03}$
$Nb_{bkg}$	$9,7055 \times 10^{+03} \pm 9,91 \times 10^{+01}$
$Nb_{sig}$	$6,9863 \times 10^{+02} \pm 2,87 \times 10^{+01}$
$C_{J/\psi K_S}$	$5,4339 \times 10^{-01} \pm 3,28 \times 10^{-01}$
$S_{J/\psi K_S}$	$1,5530 \times 10^{-01} \pm 4,03 \times 10^{-01}$

Tabela 5.16: Resultado do ajuste na amostra de  $J/\psi$  inclusivo .

da amostra de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  não esteja compatível com a função de ajuste. Na figura 5.8, apresentamos os gráficos de correlação entre os parâmetros da função de ajuste nas duas amostras aqui estudadas.

Na figura 5.9, apresentamos as distribuições de massa do B para as duas amostras. As linhas pontilhadas vermelha e verde correspondem respectivamente às componentes de *background* e sinal do ajuste, enquanto que a linha azul é a soma destas duas componentes. Na figura 5.9(a) fica mais explícito como o *background* é mal representado na amostra  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . Na figura 5.10, apresentamos as distribuições de tempo de vida do B para as duas amostras. Onde, assim como na distribuição de massa, as linhas pontilhadas vermelha e verde correspondem respectivamente às componentes de *background* e sinal do ajuste, enquanto que a linha azul é a soma destas duas componentes.

Do ajuste da amostra  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  temos um tempo próprio do B de  $1,504 \pm$

$0,005ps$ . O valor atual deste parâmetro é igual a  $1,525 \pm 0,009ps$  (13), enquanto que o valor obtido pela colaboração do LHCb nos dados de 2010 é igual a  $1,558 \pm 0,056(stat.) \pm 0,022(sys.)ps$  (59). Observa-se um valor um pouco abaixo do atual, apesar de não muito distante. Extraímos também desta amostra o valor de  $\sin 2\beta$  igual a  $0,70 \pm 0,03$ , compatível com o valor atual de  $0,673 \pm 0,023$  (13). Na figura 5.7, apresentamos o gráfico da assimetria da amostra simulada de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , sendo a linha vermelha dada pelo ajuste.

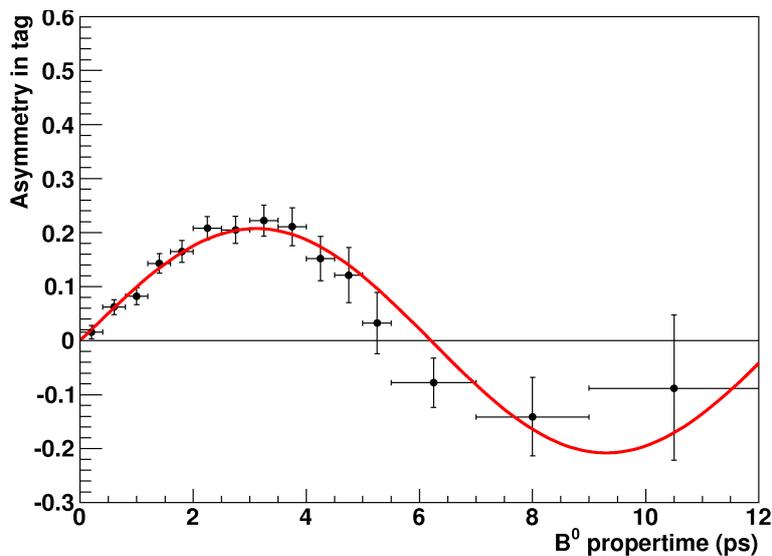


Figura 5.7: Gráfico da assimetria do tempo próprio do B da amostra simulada de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ .

## 5.7 Sensibilidade da medida de $S_{J/\psi K_S}$

Para a estimativa da sensibilidade do experimento iremos considerar duas luminosidades integradas:  $35pb^{-1}$  que corresponde à obtida no ano de 2010 e  $2fb^{-1}$  que é o valor esperado para um ano de aquisição nas condições nominais do experimento. Para o estudo então geramos a amostra utilizando a função de ajuste e depois aplicamos nesta amostra gerada a mesma função de ajuste para tentar recuperar os valores dos parâmetros. Como não tínhamos estatística suficiente para

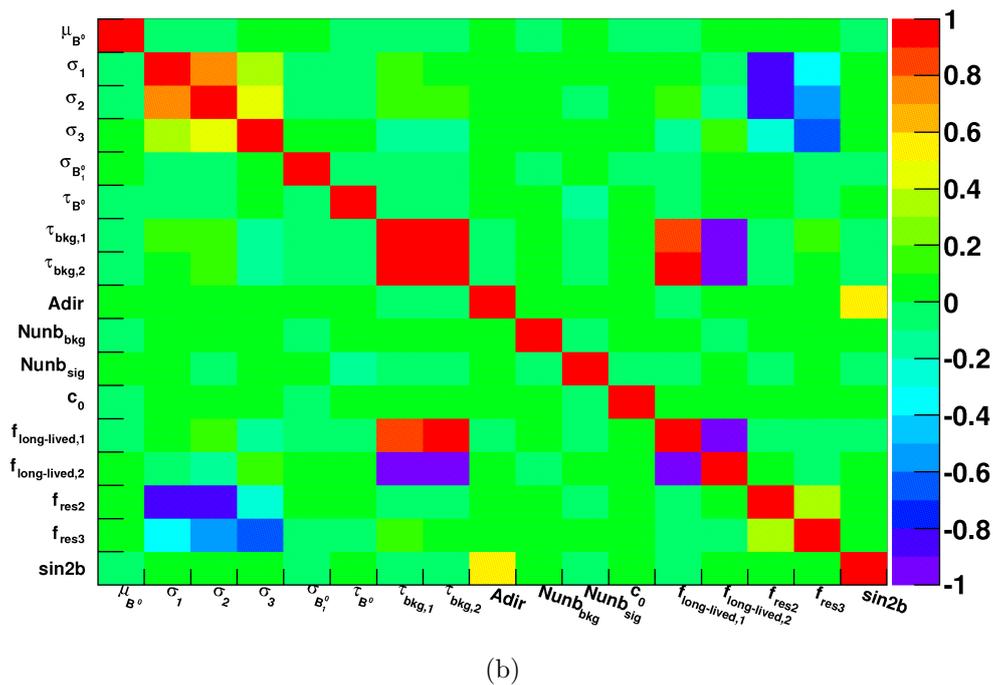
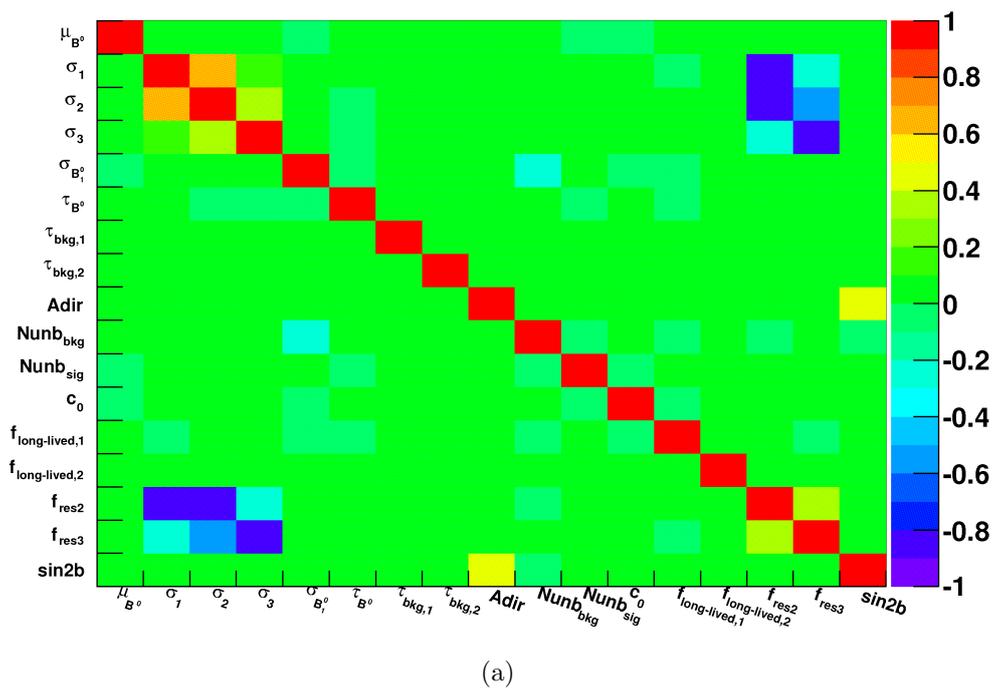
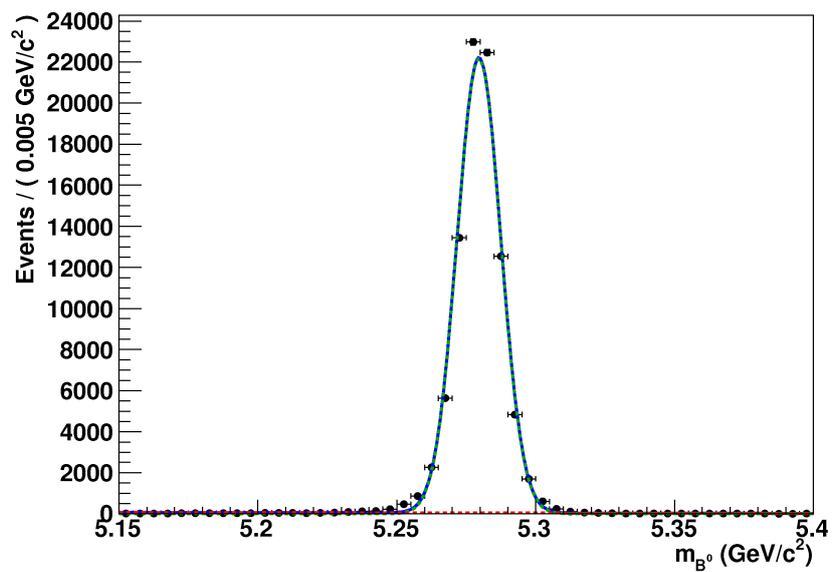
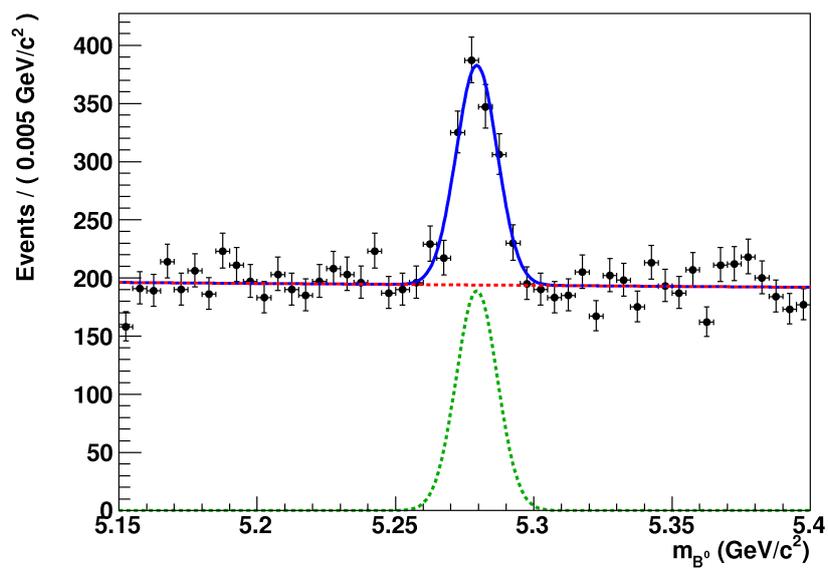


Figura 5.8: Matriz de correlação dos parâmetros da função de ajuste para as amostras simuladas (a)  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e (b)  $J/\psi$  inclusivo .

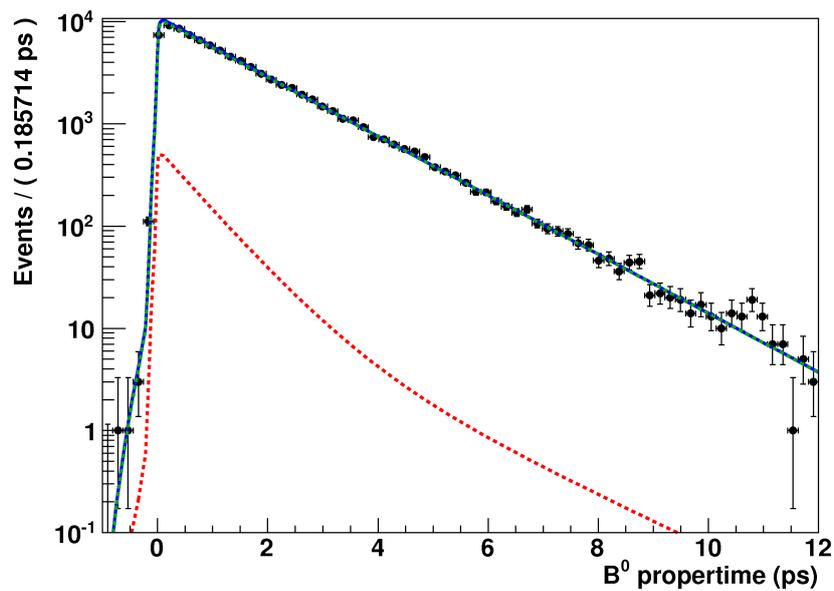


(a)

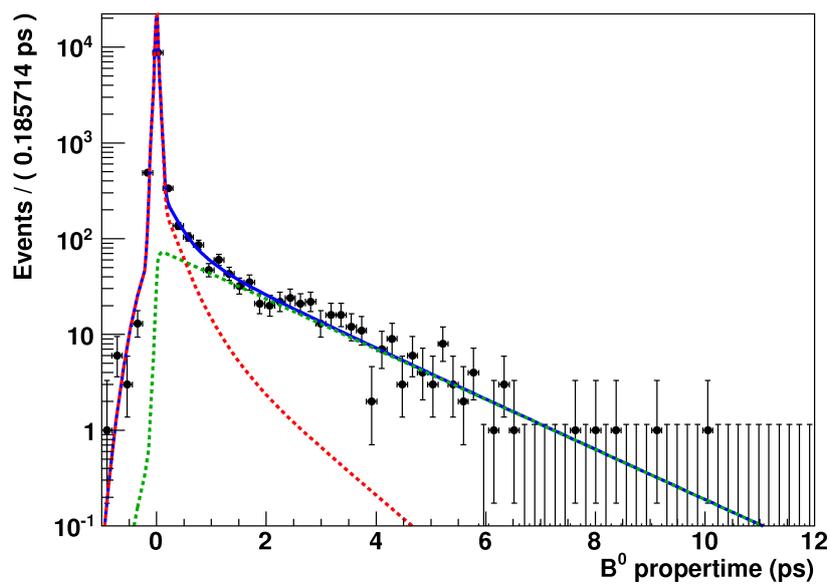


(b)

Figura 5.9: Distribuição de massa do B das amostras simuladas (a)  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e (b)  $J/\psi$  inclusivo . As linhas pontilhadas vermelha e verde correspondem respectivamente às componentes de *background* e sinal do ajuste, enquanto que a linha azul é a soma destas duas componentes.



(a)



(b)

Figura 5.10: Distribuição de tempo próprio do B das amostras simuladas (a)  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  e (b)  $J/\psi$  inclusivo . As linhas pontilhadas vermelha e verde correspondem respectivamente às componentes de *background* e sinal do ajuste, enquanto que a linha azul é a soma destas duas componentes.

extrair alguns dos parâmetros do *background*, foi utilizado como entrada para alguns parâmetros, os valores encontrados na amostra de dados (tabela 6.5 da página 124). Na tabela 5.17 listamos os valores utilizados na geração das amostras de  $35pb^{-1}$  e  $2fb^{-1}$ . A diferença entre a geração dessas duas amostras se encontra somente no número de sinal e *background* que simulamos. Para  $35pb^{-1}$  simulamos 1093 eventos de sinal e 22392 eventos de *background* e para a luminosidade integrada de  $2fb^{-1}$  simulamos 62412 eventos de sinal e 1278456 eventos de *background*, conforme estimamos na seção 5.4. Para tornar a geração das amostras mais real, consideramos que somente 25% dos eventos de sinal conseguem ser etiquetados e 13% do *background* (no capítulo seguinte veremos que esse valores não estão longe da realidade).

Parâmetro	Valor	Limites
$\mu$	0,0000	<i>C</i>
$\mu_{B^0}$	5279,6	$L(5270;5285)$
$\sigma_1$	0,024000	$L(0,01;0,1)$
$\sigma_2$	0,064000	$L(0,04;0,1)$
$\sigma_3$	0,20000	$L(0,1;0,4)$
$\sigma_{B_1^0}$	7,8500	$L(5;12)$
$\tau_{B^0}$	1,5250	$L(1;2)$
$\tau_{bkg;1}$	0,17000	$L(0,01;0,7)$
$\tau_{bkg;2}$	0,56000	$L(0,07;1,7)$
$\omega$	0,38000	<i>C</i>
$c_0$	-0,0730000	$L(-0,9;-0,001)$
$f_{long-lived;1}$	0,029000	$L(0;1)$
$f_{long-lived;2}$	0,017000	$L(0;1)$
$f_{res2}$	0,51000	$L(0;1)$
$f_{res3}$	0,036000	$L(0;1)$
$\Delta_{m_d}$	0,50700	<i>C</i>
$C_{J/\psi K_S}$	0,0000	$L(-5;5)$
$S_{J/\psi K_S}$	-0,670000	$L(-10;10)$

Tabela 5.17: Valores de entrada para a função de ajuste. Na coluna dos limites, a letra *C* indica que o parâmetro foi fixado no valor de entrada.

Com as amostras então geradas, aplicamos a função de ajuste neste conjunto de dados para obter o erro de  $S_{J/\psi K_S}$ . Na tabela 5.18, apresentamos o resultado do

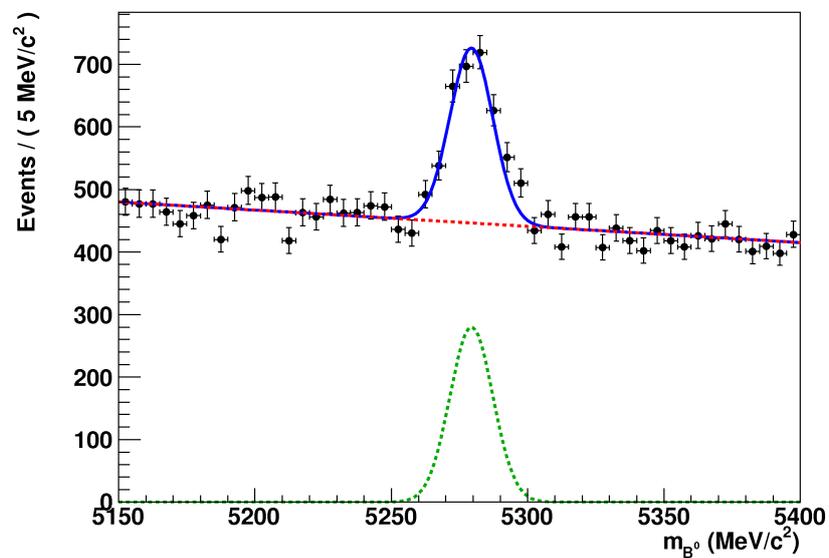
ajuste para a amostra de  $35pb^{-1}$ . Na figura 5.11, apresentamos as distribuições de massa de tempo próprio do B para a amostra de  $35pb^{-1}$ . Seguimos as mesmas definições nestas distribuições, as linhas pontilhadas vermelha e verde correspondem respectivamente às componentes de *background* e sinal do ajuste, enquanto que a linha azul é a soma destas duas componentes.

Parâmetro	Valor
$\mu$	0.0000
$\mu_{B^0}$	$5279.4 \pm 0.27770$
$\sigma_1$	$0.024718 \pm 0.00051903$
$\sigma_2$	$0.065124 \pm 0.0012911$
$\sigma_3$	$0.19238 \pm 0.010149$
$\sigma_{B^0_1}$	$7.8849 \pm 0.21403$
$\tau_{B^0}$	$1.4433 \pm 0.073041$
$\tau_{bkg,1}$	$0.17088 \pm 0.051686$
$\tau_{bkg,2}$	$0.55288 \pm 0.090788$
$\omega$	0.38000
$c_0$	$-0.0726216 \pm 0.011617$
$f_{long-lived,1}$	$0.026322 \pm 0.0055682$
$f_{long-lived,2}$	$0.016814 \pm 0.0060175$
$f_{res2}$	$0.48203 \pm 0.014532$
$f_{res3}$	$0.040050 \pm 0.0050205$
$\Delta_{m_d}$	0.50700
$Nunb_{bkg}$	$22378 \pm 150.71$
$Nunb_{sig}$	$1104.9 \pm 37.945$
$C_{J/\psi K_S}$	$-0.181222 \pm 0.29251$
$S_{J/\psi K_S}$	$-0.845364 \pm 0.33926$

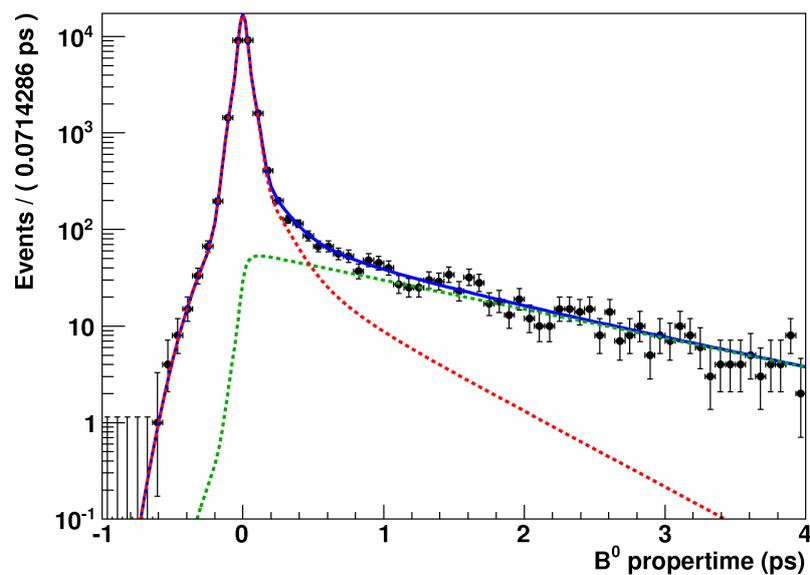
Tabela 5.18: Resultados do ajuste na amostra gerada para  $35pb^{-1}$

Obtemos deste estudo, uma sensibilidade de  $\sin 2\beta$  igual a 0,34 e 0,04 para uma luminosidade integrada de  $35pb^{-1}$  e  $2fb^{-1}$ , respectivamente. Nas figuras 5.12 e 5.13 apresentamos os gráficos da assimetria do tempo próprio do B para  $35pb^{-1}$  e  $2fb^{-1}$  respectivamente. Com relação à sensibilidade encontrada para  $2fb^{-1}$  se faz importante ressaltar é uma estimativa conservadora, pois alguns dos parâmetros usados no ajuste são dependentes da estatística adquirida. Por exemplo, com mais estatística acumulada teremos a capacidade de melhorar a calibragem do

mecanismo de etiquetagem (peça fundamental na medida da assimetria).



(a)



(b)

Figura 5.11: Distribuição de (a) massa do B e (b) tempo próprio da amostra simulada para uma luminosidade integrada de  $35pb^{-1}$ . As linhas pontilhadas vermelha e verde correspondem respectivamente às componentes de *background* e sinal do ajuste, enquanto que a linha azul é a soma destas duas componentes.

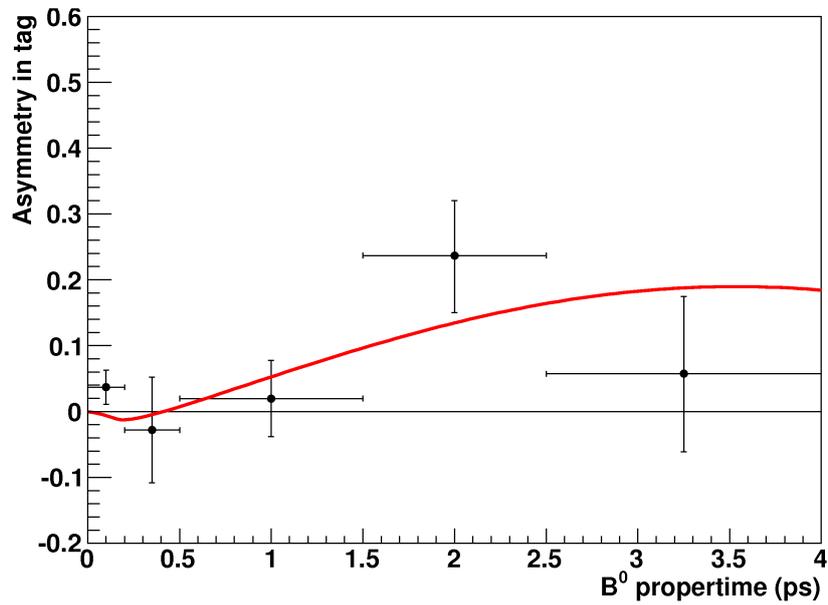


Figura 5.12: Gráfico da assimetria do tempo próprio do B simulando uma luminosidade integrada de  $35pb^{-1}$ .

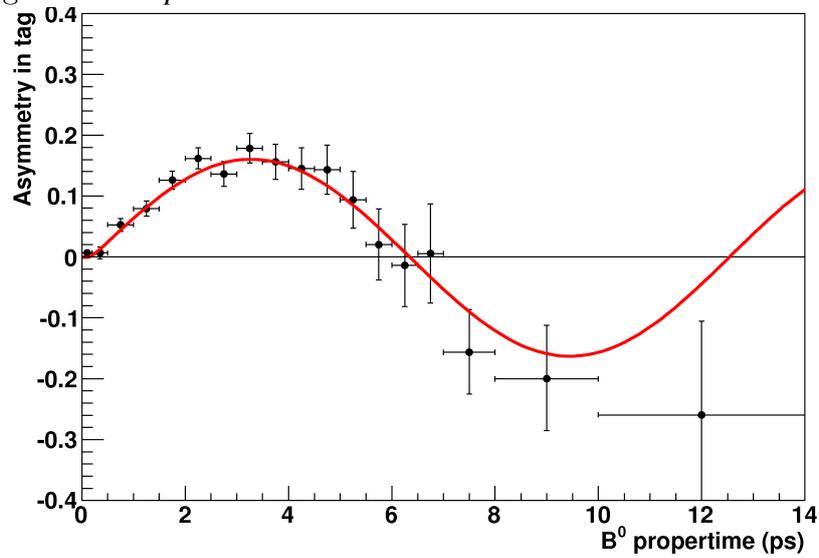


Figura 5.13: Gráfico da assimetria do tempo próprio do B simulando uma luminosidade integrada de  $2fb^{-1}$ .

## 6 *Análise dos dados*

Neste capítulo apresentaremos os resultados encontrados ao aplicarmos as seleções e funções de ajustes discutidas no capítulo 5 aos dados adquiridos no ano de 2010. Veremos os efeitos da *stripping* e da seleção em nossa amostra, assim como o valor de  $\sin 2\beta$  encontrado. Ressaltaremos sempre que possível a compatibilidade dos resultados obtidos através do estudo realizado com as amostras simuladas e os dados. A análise aqui apresentada faz parte do trabalho apresentado na referência (57).

### 6.1 Amostra analisada

Utilizamos neste trabalho, uma amostra de dados de aproximadamente  $35\text{pb}^{-1}$  adquiridos no ano de 2010 pelo experimento LHCb à uma energia de  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ . Denominaremos este conjunto de dados por Col10 (colisões 2010). Neste conjunto de dados,  $17,79\text{pb}^{-1}$  foram adquiridos com a polaridade do magneto para baixo e  $17,25\text{pb}^{-1}$  com a polaridade do magneto para cima. Este conjunto de dados analisado já foi previamente processado com a *stripping* descrita no capítulo 5, para que os dados fossem reduzidos para um tamanho manipulável, eliminando a maior parte do *background* e mantendo o máximo possível do sinal. Analisaremos portanto somente eventos aceitos pela *stripping* 12. Os dados foram reconstruídos com BRUNEL v37r8p4 e passados pela *stripping* 12 com o DAVINCI v26r3 (Reco08-Stripping12). O pacote de etiquetamento utilizado foi o FlavourTagging v12r3.

## 6.2 Seleção

A seleção da *stripping* 12 assim como o *trigger unbiased* e a seleção *offline* utilizadas são as descritas e aplicadas no capítulo 5 nas amostras de Monte Carlo. Nesta seção nos limitaremos a apresentar os resultados desta seleção no conjunto de dados Col10.

### 6.2.1 Resultados da *stripping*

O conjunto de dados iniciais que utilizaremos já passou pela *stripping* e já possui os candidatos à  $J/\psi$  e  $K_S$  preselecionados. Através da distribuição de massa do B, separamos os candidatos à sinal (dentro da janela de massa) e *background* (fora da janela). Definimos a janela de massa do B ( $M(B)$ ) como  $5,26\text{GeV}/c^2 < M(B) < 5,30\text{GeV}/c^2$  sendo a região fora da janela limitada por  $5,15\text{GeV}/c^2 < M(B) < 5,26\text{GeV}/c^2$  e  $5,30\text{GeV}/c^2 < M(B) < 5,40\text{GeV}/c^2$ . Para termos a distribuição de uma variável qualquer dos eventos de sinal, seguimos as seguintes etapas:

- extrapolamos a distribuição de massa dos eventos de *background* para a faixa da janela de massa do B e assim obtemos o número de eventos dentro da janela que correspondem à *background* ( $N_{bckgWin}$ );
- geramos a distribuição da variável desejada, somente com os eventos de *background* (fora da janela de massa do B) e normalizamos esta distribuição à  $N_{bckgWin}$  (denominaremos esta distribuição normalizada por  $H_{bckgWin}$ );
- geramos a distribuição da variável desejada com todos os eventos dentro da janela ( $H_{all}$ );
- por fim, subtraímos  $H_{bckgWin}$  de  $H_{all}$  para obtermos a distribuição dos eventos de sinal ( $H_{sig}$ ).

Utilizando este método para extração do sinal da amostra Col10, apresentamos as distribuições das variáveis utilizadas na seleção *offline* (figuras 6.1 e 6.2)

e a massa invariante dos candidatos à  $J/\psi$  (figura 6.3) e  $K_S$  (figura 6.4) reconstruídos após a *stripping*. A linha pontilhada vermelha corresponde aos candidatos de *background* provenientes da região de *sideband* do méson B. Os pontos em azul são os candidatos à sinal extraídos através do método descrito no parágrafo anterior. Já distribuição cinza corresponde à amostra MC10  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  (simulação). Podemos ver boa coerência entre os dados e a simulação na maior parte das distribuições. A utilização da amostras simuladas se faz necessário devido à baixa estatística do sinal.

Conforme esperado, podemos verificar na figura 6.4(b), a distribuição de massa do  $K_S$  composta por dois píons longos é melhor definida do que a composta por dois píons *downstream*. Isso ocorre porque o primeiro tipo decai dentro do VELO sendo portanto melhor reconstruído.

Na figura 6.5, apresentamos a distribuição da massa invariante do candidato a  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  reconstruídos após a *stripping*. As linhas pontilhadas vermelha e verde correspondem, respectivamente, às componentes de *background* e sinal do ajuste, enquanto que a linha azul é a soma destas duas componentes. Na figura 6.5(a), temos a distribuição para todos os eventos aceitos pelo *trigger unbiased*, enquanto que na figura 6.5(b) a mesma distribuição é apresentada, agora com somente os candidatos etiquetados aceitos pelo *trigger unbiased*.

		Eventos aceitos	
		pela <i>stripping</i>	<i>trigger unbiased</i>
$N_S(10^2)$		$16,2 \pm 1,3$	$11,5 \pm 1,0$
$N_S$	<i>tagged</i>	$442 \pm 62$	$312 \pm 49$
$N_B(10^3)$		$79,35 \pm 0,31$	$58,67 \pm 0,26$
$N_B(10^3)$	<i>tagged</i>	$13,03 \pm 0,13$	$8,86 \pm 0,11$

Tabela 6.1: Número de sinal ( $N_S$ ) e *background* ( $N_B$ ) com (*tagged*) e sem *tag*, após a *stripping* e *trigger unbiased*. Todos os candidatos aceitos se encontram dentro de uma janela de massa de  $5,15\text{GeV}/c^2 \leq m(B) \leq 5,40\text{GeV}/c^2$ .

Apresentamos, na tabela 6.1, o número de sinal e *background* com e sem etiquetagem (*tag*), após a *stripping* e *trigger unbiased*. Todos os candidatos aceitos

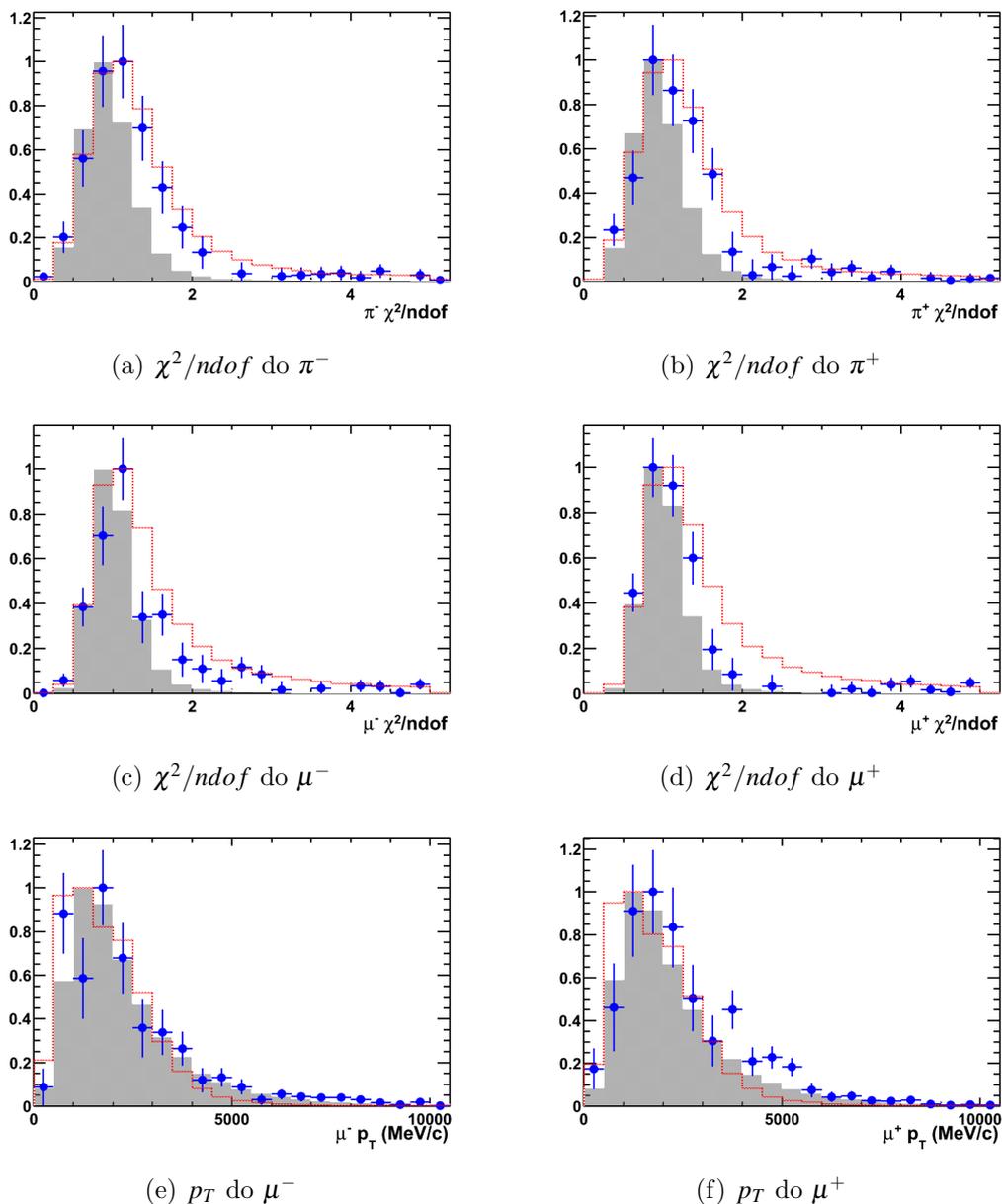


Figura 6.1: Distribuições de algumas variáveis da seleção *offline* após a *strip-ping*: (a)  $\chi^2/ndof$  do  $\pi^-$ ; (b)  $\chi^2/ndof$  do  $\pi^+$ ; (c)  $\chi^2/ndof$  do  $\mu^-$ ; (d)  $\chi^2/ndof$  do  $\mu^+$ ; (e)  $p_T$  do  $\mu^-$ ; (f)  $p_T$  do  $\mu^+$ . A linha pontilhada vermelha corresponde aos candidatos de *background* provenientes da região de *sideband* do méson B. Os pontos em azul é o sinal extraído através deste método. Já a distribuição cinza, corresponde à amostra MC10  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  (simulação).

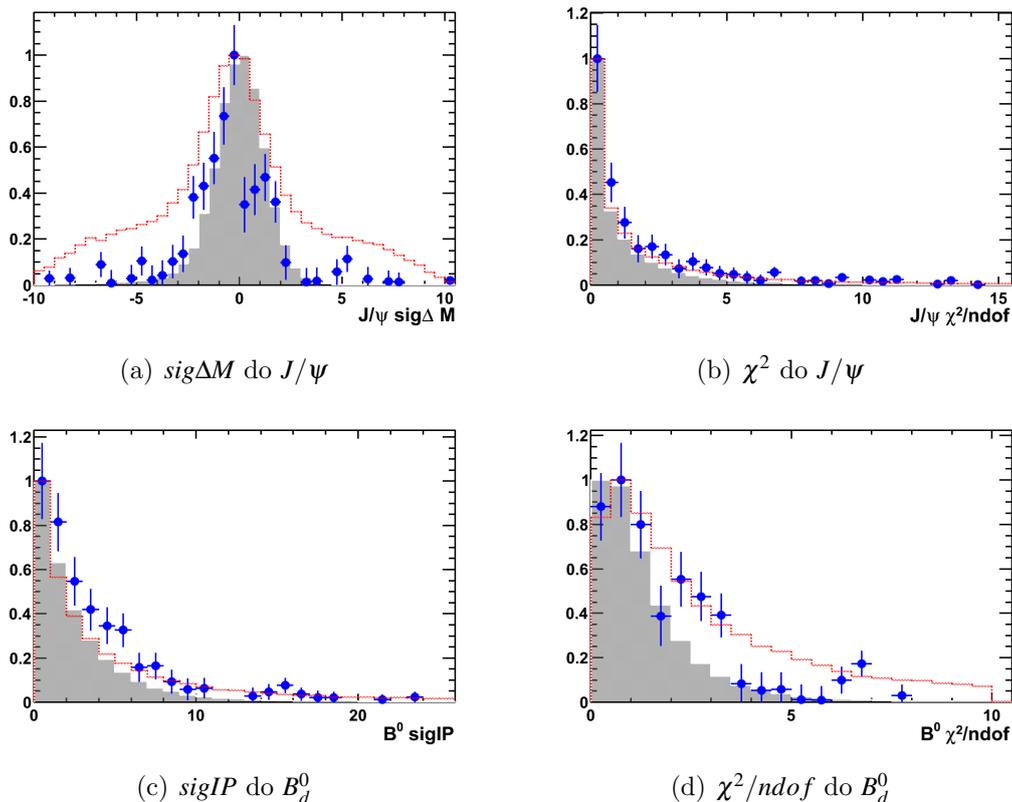


Figura 6.2: Distribuições de algumas variáveis da seleção *offline* após a *stripping* : (a)  $sig\Delta M$  do  $J/\psi$ ; (b)  $\chi^2$  do  $J/\psi$ ; (c)  $sigIP$  do  $B_d^0$ ; (d)  $\chi^2/ndof$  do  $B_d^0$ . A linha pontilhada vermelha corresponde aos candidatos de *background* provenientes da região de *sideband* do méson B. Os pontos em azul é o sinal extraído através deste método. Já a distribuição cinza, corresponde à amostra MC10  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  (simulação).

se encontram em uma janela de massa de  $5,15 GeV/c^2 \leq m(B) \leq 5,40 GeV/c^2$ . A parametrização utilizada na extração do número de candidatos de sinal e *background* do conjunto de eventos foi realizada com a função de ajuste descrita na seção 5.6.

Essa tabela nos mostra que o maior fator de perda em nossa medida é devido ao mecanismo de etiquetagem. Temos aproximadamente 60% de perda do sinal devido a este mecanismo. Verificamos que o *trigger unbiased* tem uma eficiência de aproximadamente 71% para o sinal, seja ele etiquetado ou não. Já para o *back-*

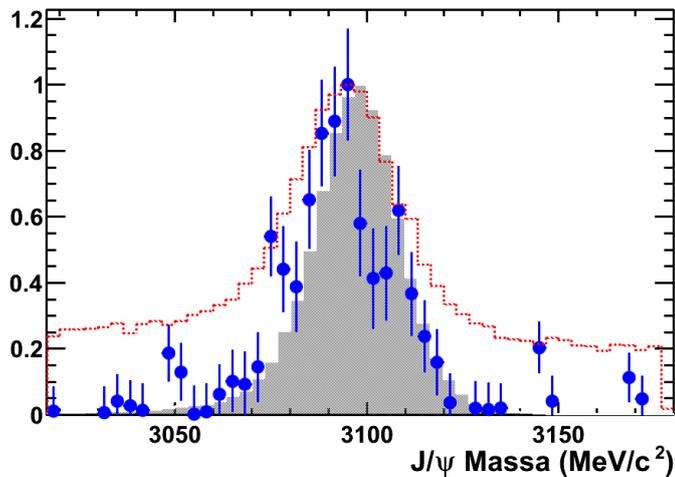


Figura 6.3: Distribuição de massa do  $J/\psi$  após a *stripping*. A linha pontilhada vermelha corresponde aos candidatos de *background* provenientes da região de *sideband* do méson B. Os pontos em azul é o sinal extraído através deste método. Já a distribuição cinza, corresponde à amostra MC10  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  (simulação).

*ground*, temos que aparentemente o *trigger unbiased* atua melhor no subconjunto de eventos etiquetados, visto que 74% dos eventos de *background* são aceitos pelo *trigger*, enquanto que se olharmos para o subconjunto dos eventos etiquetados temos uma eficiência de 68%. Verifica-se também que somente o *trigger unbiased* e o mecanismo de etiquetagem eliminam 89% do *background*, porém excluem 80% do sinal. A ineficiência do *trigger* é devido a um prescale nas linhas *unbiased* existente na versão do *trigger* utilizada na aquisição dos dados.

### 6.2.2 Resultados da seleção *offline*

Conforme descrito no capítulo 5, se faz necessário aplicarmos uma seleção *offline*, pois após a *stripping* continuamos com nossa amostra bastante contaminada pelo *background*. Na tabela 6.2 o resultado da função de ajuste (seção 5.6) aplicada nos candidatos que passaram pela seleção total sem e com exigência de terem sido etiquetados (*tagged*).

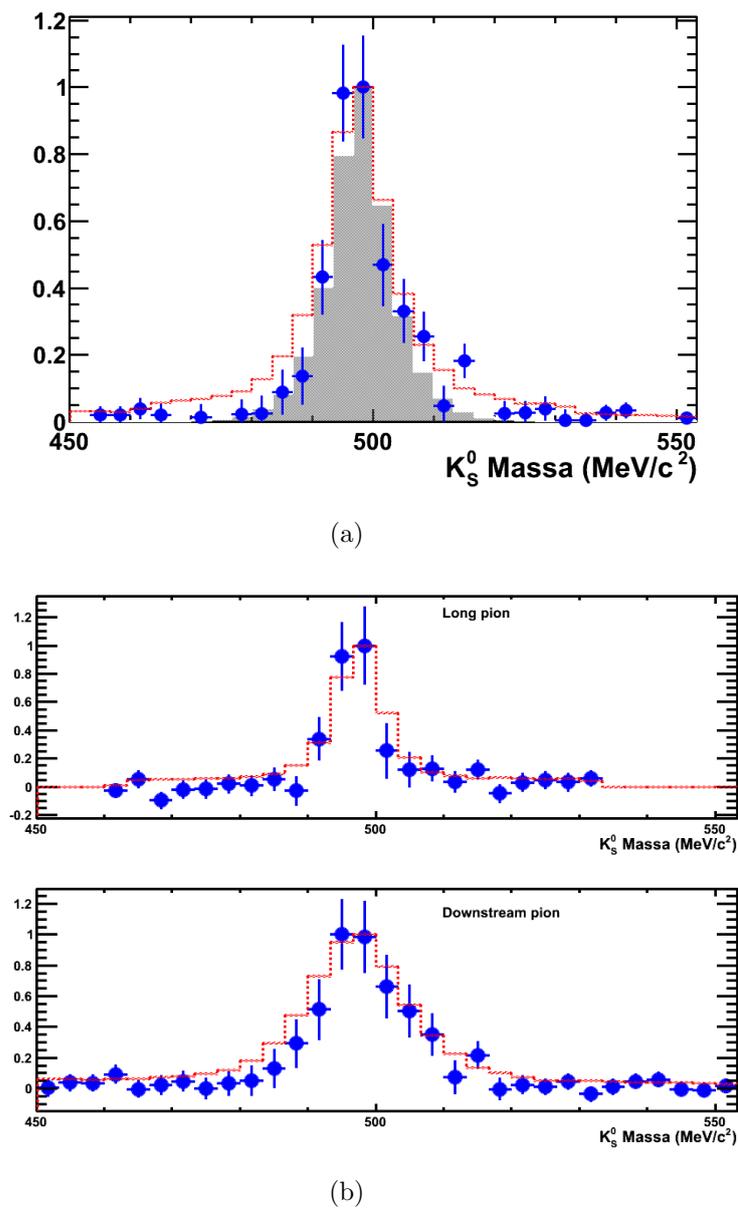
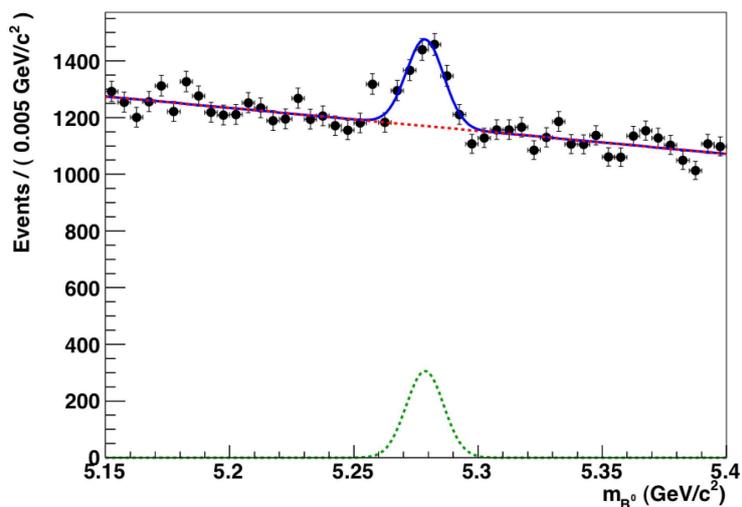
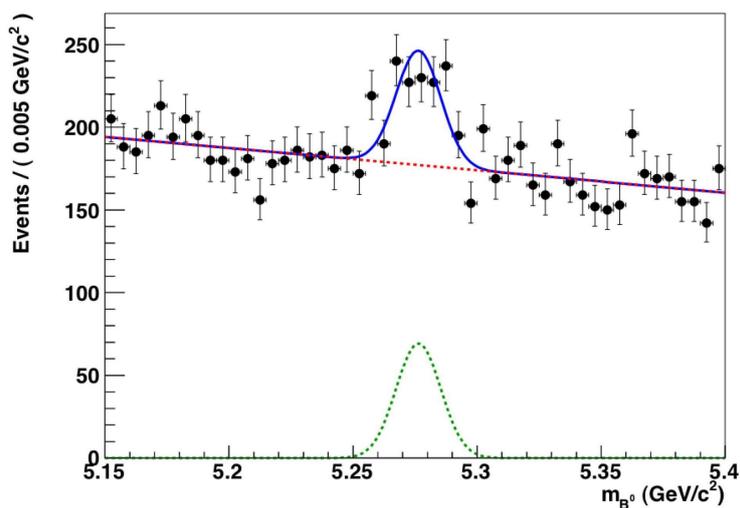


Figura 6.4: Distribuições (a) da massa do  $K_S^0$  após a *stripping* e (b) mesma variável separada em  $K_S$  proveniente de traços longo (no topo) e *downstream*. A linha pontilhada vermelha corresponde aos candidatos de *background* provenientes da região de *sideband* do méson B. Os pontos em azul é o sinal extraído através deste método. Já a distribuição cinza, corresponde à amostra MC10  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  (simulação).



(a)



(b)

Figura 6.5: Distribuição da massa invariante do candidato à  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  reconstruído, após a *stripping*. As linhas pontilhadas vermelha e verde correspondem, respectivamente, às componentes de *background* e sinal do ajuste, enquanto que a linha azul é a soma destas duas componentes. Em (a) temos os candidatos aceito pelo *trigger unbiased* e em (b) os candidatos aceitos pelo *trigger unbiased*, que foram etiquetados.

		Seleção total
$N_S$		$986 \pm 36$
$N_S$	<i>tagged</i>	$247 \pm 31$
$N_B$		$25470 \pm 160$
$N_B$	<i>tagged</i>	$3502 \pm 65$

Tabela 6.2: Número de sinal ( $N_S$ ) e *background* ( $N_B$ ) com (*tagged*) e sem *tag*, que passaram pela seleção total. Todos os candidatos aceitos se encontram dentro de uma janela de massa de  $5,15\text{GeV}/c^2 \leq m(B) \leq 5,40\text{GeV}/c^2$ .

Comparando com as estimativas calculadas na seção 5.4, podemos verificar uma compatibilidade entres os valores encontrados nos dados e a estimativa proveniente da simulação. Sendo encontrados  $(9,9 \pm 0,4) \times 10^2$  eventos de sinal nos dados, no caso em que estimamos  $(11 \pm 2) \times 10^2$  eventos através da simulação. Já o *background*, considerando como uma primeira estimativa que o mesmo é composto somente de  $b\bar{b}$  inclusivo e Prompt  $J/\psi$ , encontramos  $(25,5 \pm 0,2) \times 10^3$  eventos, enquanto que estimamos  $(22 \pm 3) \times 10^3$  eventos através da simulação. Este acordo é um indicativo de que compreendemos razoavelmente bem o nosso canal e as suas principais fontes de *background*.

Como um exemplo da ótima resolução de vértice de nosso detetor e seleção de nossos eventos, apresentamos na figura 6.6 a visualização com o Panoramix de um candidato *downstream* à decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . Em destaque, nesta figura, temos um zoom na região do PV para o plano ZX, onde a linha vermelha representa a trajetória do B enquanto que as esferas azuis e vermelhas são proporcionais à incerteza dos vértices. Conforme esperado, o  $J/\psi$  por ser uma ressonância, tem seu vértice de decaimento junto ao do B. Enquanto que temos uma separação de aproximadamente  $4,2\text{mm}$  entre o vértice primário e secundário no plano ZX. Na outra escala, podemos identificar no plano ZY o vértice do  $K_S^0$ , assim como sua trajetória e a dos seu produtos ( $\pi^+$  e  $\pi^-$ ) em azul claro e do  $J/\psi$  ( $\mu^+$  e  $\mu^-$ ) em verde. De acordo com o já discutido anteriormente, a resolução do vértice do  $K_S^0$  *downstream* é pior pois o mesmo decai fora do detetor de vértices. Como último ponto a ser ressaltado, o número de eventos com múltiplos candidatos representa

2,7% de toda a amostra de dados tomados no ano de 2010.

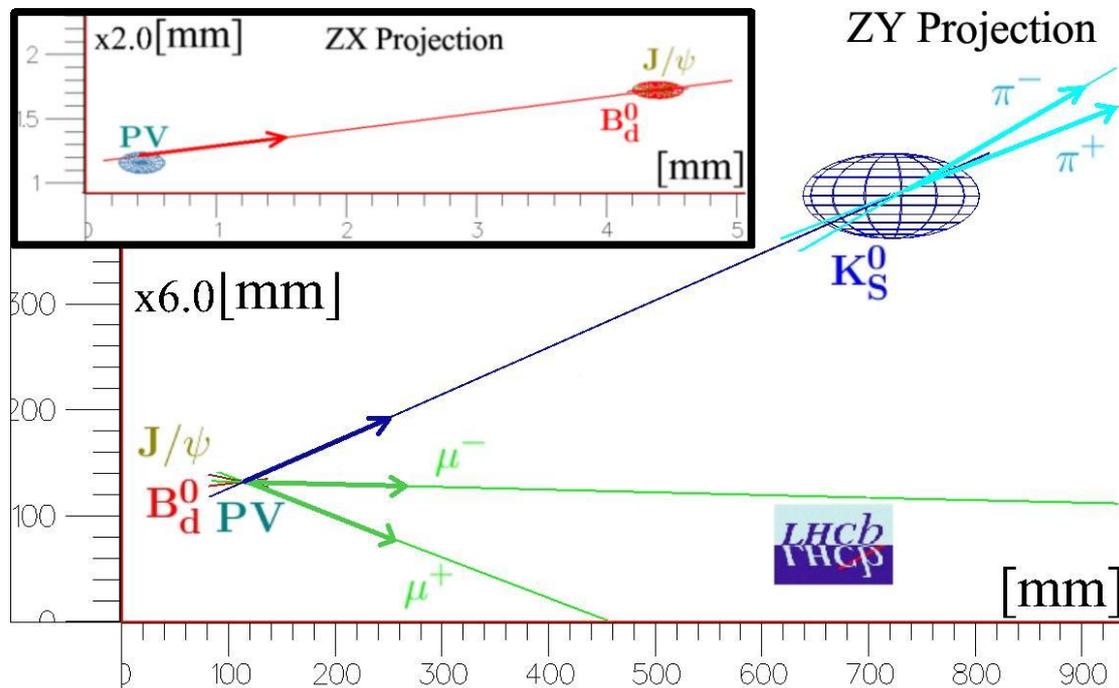


Figura 6.6: Visualização com o Panoramix de um candidato *downstream* à decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ . Em destaque nesta figura temos um zoom na região do PV para o plano ZX, onde a linha vermelha representa a trajetória do B enquanto que as esferas azuis e vermelhas são proporcionais à incerteza dos vértices. Na outra escala podemos identificar no plano ZY o vértice do  $K_S^0$ , assim como sua trajetória e a dos seu produtos ( $\pi^+$  e  $\pi^-$ ) em azul claro e do  $J/\psi$  ( $\mu^+$  e  $\mu^-$ ) em verde.

### 6.3 Incertezas sistemáticas

As incertezas sistemáticas aqui apresentadas foram extraídas da referência (57), onde apresentamos os resultados da medida de  $\sin 2\beta$  com os dados de 2010 apresentado pela colaboração após o término deste trabalho. Transcreveremos as fontes de interesse para esta tese. Para a análise dos dados realizadas com função de ajuste apresentada neste trabalho consideraremos cinco fontes de incerteza sistemáticas. Na tabela 6.3, listamos as fontes consideradas e os valores de cada uma.

Fonte	incerteza
calibração do algoritmo de etiquetagem	0,044
etiquetagem errada por evento	0,016
incerteza em $\Delta m_d$ , escala de z	0,0017
resolução detempo próprio	0,0085
assimetria na produção	0,024
total	0,053

Tabela 6.3: Incertezas sistemáticas para  $S_{J/\psi K_S}$  em termos absolutos. O total é dado pela raiz quadrada da soma dos quadrados de cada incerteza.

Temos da tabela 6.3 que a maior contribuição à incerteza sistemática origina-se da calibração do algoritmo de etiquetagem. Ela é expressa através da incerteza dos parâmetros de calibração  $p_k$ ,  $k = 0, 1$ . Conforme citado na referência, essa fonte de incerteza diminuirá conforme o tamanho do amostra de controle aumentar. A componente devido à etiquetagem errada por evento é estimada variando o tamanho dos bins e das bordas do histograma que descreve a distribuição da probabilidade de uma etiquetagem errada por evento, existente na p.d.f. nominal. Já a incerteza em  $\Delta m_d$  é obtida utilizando o valor fixo de  $(0,507 \pm 0,005)\hbar ps^{-1}$  (13) no ajuste. Sendo propagado sua incerteza para  $S_{J/\psi K_S}$  através de dois testes, em que aplicamos a função de ajuste com o valor de  $\Delta m_d$  aumentado ou subtraído pelo seu erro. Pegou-se então a raiz quadrada da soma dos quadrados desses dois termos como a incerteza sistemática. Foi incluído também 0,1% de incertez relativo à escala de z. Para obter o erro sistemático devido à resolução do tempo próprio, fixou-se a largura do parâmetro das três gaussianas para 80% e 120% dos seus valores nominais. Aplicou-se então a raiz quadrada da soma dos quadrados dos dois desvios como a incerteza sistemática para a resolução do tempo próprio. Por último, temos que a medida de violação de CP pode ser alterado por uma assimetria na produção. Conforme citado na referência (57), em um resultado apresentado pela colaboração LHCb da medida de violação de CP no decaimento  $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$  (60), a assimetria de produção foi estimada como compatível com zero,  $|A_p| = 0,024 \pm 0,016$ . Para estimar a influência na medida de  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , foi gerado experimentos simulados com uma assimetria de  $\pm 2,4\%$  de assimetria na eficiência de etiquetagem de

$B^0$  e  $\bar{B}^0$ . Tendo o ajuste realizado nestes experimentos simulados, retornado um deslocamento simétrico de  $\pm 0,024$  no  $S_{J/\psi K_S}$ .

## 6.4 Resultados

Para a extração do nosso resultado final, ajustaremos nossa função em dois casos distintos. No primeiro, deixaremos o parâmetro  $C_{J/\psi K_S^0}$  livre para ser ajustado junto com  $S_{J/\psi K_S^0}$ . Conforme sabemos das medidas realizadas até o momento, para o  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  podemos aproximar com uma incerteza menor do que 1%, que:

$$\lambda_{J/\psi K_S^0} = -e^{-2i\beta} \Rightarrow S_{J/\psi K_S^0} = \text{sen}2\beta, C_{J/\psi K_S^0} = 0 \quad (6.1)$$

Desta forma, no segundo caso  $C_{J/\psi K_S^0}$  será fixado em zero (valor medido atualmente). Nas tabelas 6.4 e 6.5 temos os valores dos parâmetros do fit nos casos em que mantemos  $C_{J/\psi K_S^0}$  fixo em zero e livre, respectivamente.

A correlação entre os parâmetros do fit gerada nos dados é apresentada na matriz de correlação da figura 6.7. Apresentamos aqui somente a matriz no caso em que  $C_{J/\psi K_S}$  pode variar, pois nos dois caso obtemos a mesma matriz de correlação.

Obtemos portanto da função de ajuste, deixando  $C_{J/\psi K_S^0}$  livre:

$$S_{J/\psi K_S^0} = 0,58 \pm 0,43(\text{estat.}) \pm 0,05(\text{sist.}) \quad (6.2)$$

$$C_{J/\psi K_S^0} = 0,35 \pm 0,40 \quad (6.3)$$

Enquanto que fixando  $C_{J/\psi K_S^0}$  temos

$$S_{J/\psi K_S^0} = 0,80 \pm 0,34(\text{estat.}) \pm 0,05(\text{sist.}) \quad (6.4)$$

Parâmetro	Valor
$\mu_{B^0}$	$5.2782 \times 10^{+00} \pm 3.60 \times 10^{-04}$
$\sigma_1$	$2.4027 \times 10^{-02} \pm 7.13 \times 10^{-04}$
$\sigma_2$	$6.3808 \times 10^{-02} \pm 1.61 \times 10^{-03}$
$\sigma_3$	$2.0673 \times 10^{-01} \pm 1.24 \times 10^{-02}$
$\sigma_{B^0_1}$	$8.9438 \times 10^{-03} \pm 3.07 \times 10^{-04}$
$\tau_{B^0}$	$1.5171 \times 10^{+00} \pm 8.97 \times 10^{-02}$
$\tau_{bkg,1}$	$1.7220 \times 10^{-01} \pm 3.47 \times 10^{-02}$
$\tau_{bkg,2}$	$5.6562 \times 10^{-01} \pm 7.82 \times 10^{-02}$
$c_0$	$-7.3095 \times 10^{-02} \pm 1.08 \times 10^{-02}$
$f_{long-lived,1}$	$2.9227 \times 10^{-02} \pm 5.05 \times 10^{-03}$
$f_{long-lived,2}$	$1.6648 \times 10^{-02} \pm 4.58 \times 10^{-03}$
$f_{res2}$	$5.0848 \times 10^{-01} \pm 1.81 \times 10^{-02}$
$f_{res3}$	$3.5799 \times 10^{-02} \pm 5.33 \times 10^{-03}$
$Nunb_{bkg}$	$2.5460 \times 10^{+04} \pm 1.61 \times 10^{+02}$
$Nunb_{sig}$	$9.1392 \times 10^{+02} \pm 3.60 \times 10^{+01}$
$S_{J/\psi K_S} \equiv \sin 2b$	$8.0141 \times 10^{-01} \pm 3.39 \times 10^{-01}$

Tabela 6.4: Resultado do ajuste mantendo  $C_{J/\psi K_S} = 0$ .

As distribuições de massa, tempo próprio e assimetria para as duas formas de ajustes estão mostradas nas figuras 6.8 e 6.9. Nas distribuições da massa e tempo próprio a linha pontilhada vermelha representa a componente de *background* e a linha verde é a componente de sinal e a linha azul é o ajuste final, composto convolução das componente de sinal e *background*.

Conforme escrito no título deste trabalho, apresentamos aqui uma primeira medida de  $\sin 2\beta$  realizada com o decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  no LHCb. Porém, devido a falta de estatística na amostra de 2010, os resultados aqui obtidos por si só ainda não confirmam estatisticamente a violação de CP, pelo parâmetro de  $\sin 2\beta$  poder ser compatível com zero. Porém, resultados mais precisos por terem maior estatística apresentados pelo BELLE e BABAR, comprovam a existência da violação de CP. Juntando o resultado desse trabalho com os eventos que passaram pelo *trigger biased* (trabalho prosseguido na colaboração após o término desta tese), temos o resultado final apresentado na referência (57).

Parâmetro	Valor
$\mu_{B^0}$	$5.2782 \times 10^{+00} \pm 3.60 \times 10^{-04}$
$\sigma_1$	$2.4023 \times 10^{-02} \pm 7.13 \times 10^{-04}$
$\sigma_2$	$6.3796 \times 10^{-02} \pm 1.61 \times 10^{-03}$
$\sigma_3$	$2.0665 \times 10^{-01} \pm 1.24 \times 10^{-02}$
$\sigma_{B_1^0}$	$8.9422 \times 10^{-03} \pm 3.07 \times 10^{-04}$
$\tau_{B^0}$	$1.5166 \times 10^{+00} \pm 8.96 \times 10^{-02}$
$\tau_{bkg,1}$	$1.7211 \times 10^{-01} \pm 3.47 \times 10^{-02}$
$\tau_{bkg,2}$	$5.6486 \times 10^{-01} \pm 7.79 \times 10^{-02}$
$c_0$	$-7.3099 \times 10^{-02} \pm 1.08 \times 10^{-02}$
$f_{long-lived,1}$	$2.9188 \times 10^{-02} \pm 5.05 \times 10^{-03}$
$f_{long-lived,2}$	$1.6686 \times 10^{-02} \pm 4.59 \times 10^{-03}$
$f_{res2}$	$5.0856 \times 10^{-01} \pm 1.82 \times 10^{-02}$
$f_{res3}$	$3.5838 \times 10^{-02} \pm 5.31 \times 10^{-03}$
$N_{unb_{bkg}}$	$2.5460 \times 10^{+04} \pm 1.61 \times 10^{+02}$
$N_{unb_{sig}}$	$9.1411 \times 10^{+02} \pm 3.60 \times 10^{+01}$
$C_{J/\psi K_S} \equiv Adir$	$3.4564 \times 10^{-01} \pm 4.03 \times 10^{-01}$
$S_{J/\psi K_S} \equiv sin2b$	$5.7963 \times 10^{-01} \pm 4.39 \times 10^{-01}$

Tabela 6.5: Resultado do ajuste com  $C_{J/\psi K_S}$  variando.

Na figura 6.10 temos os resultados das medidas de  $\sin 2\beta$  realizadas até o início de 2011 (incluindo o resultado obtido pela colaboração (57)) combinados pelo grupo HFAG e as regiões permitidas para o parâmetro  $\beta$ . Resultado esse apresentado na conferência Beauty 2011 no primeiro semestre deste ano. Esperamos que ao término deste ano de 2011, o experimento possa alcançar a luminosidade integrada de  $1fb^{-1}$ . Enquanto que para 2012 esperamos alcançar  $2fb^{-1}$ , o que nos permitirá conforme nossos estudos estarmos próximos dos melhores resultados do BELLE e BABAR.

Como ilustração do bom funcionamento do detetor, o que gera ótimas perspectivas para o final do ano de 2011, inserimos um gráfico da luminosidade integrada elaborado pela colaboração do LHCb. Neste gráfico, em azul temos a luminosidade integrada fornecida pelo acelerador LHC e em vermelho a armazenada pelo detetor LHCb. Este gráfico, foi extraído da página da web do LHCb em junho de 2011 e podemos ver que em 6 meses alcançamos uma luminosidade integrada 10 vezes

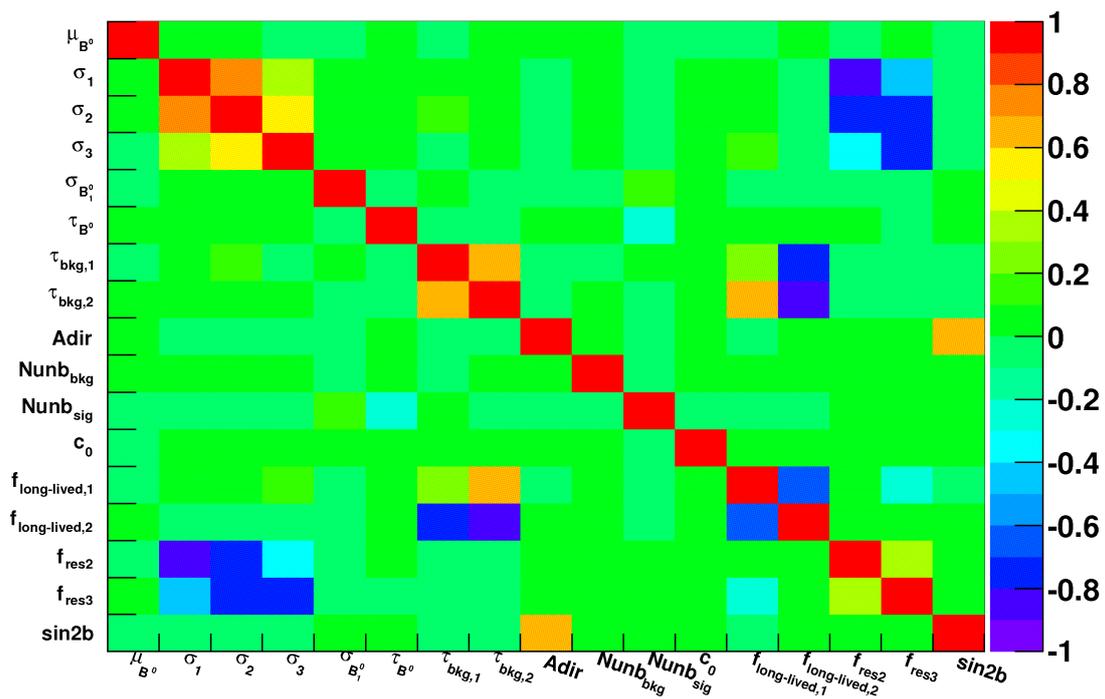
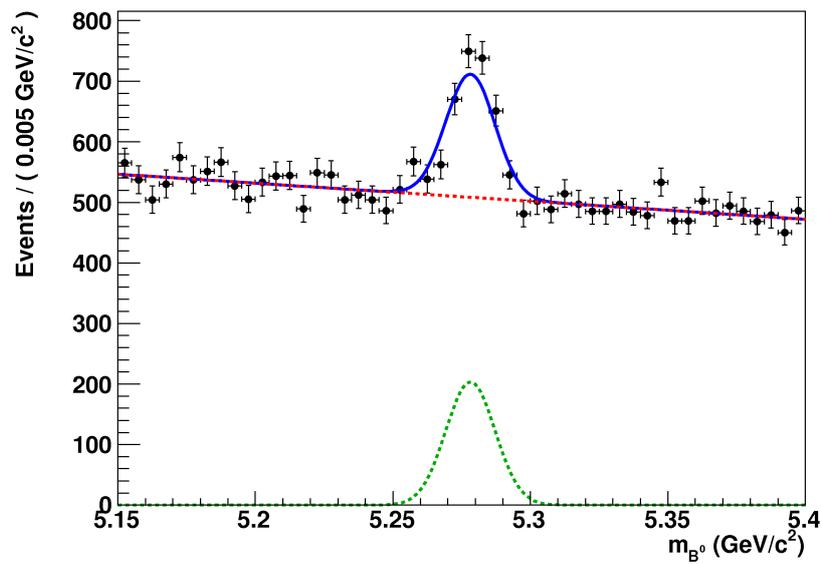
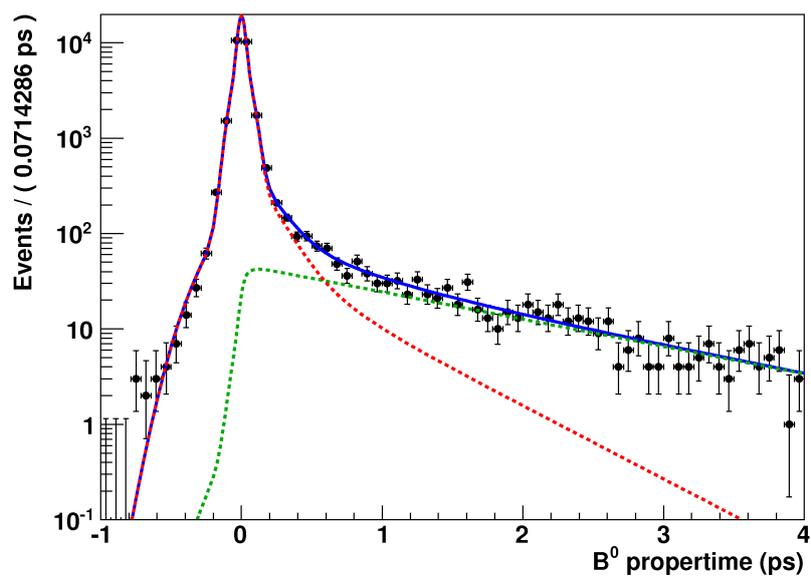


Figura 6.7: Matriz de correlação dos parâmetros da função de ajuste para o caso em que  $C_{J/\psi K_S}$  está livre.

maior ( $0,3fb^{-1}$ ) do que a total do ano de 2010 ( $37pb^{-1}$ ).



(a)



(b)

Figura 6.8: Distribuição de (a) massa e (b) do B, após a seleção total. As linhas pontilhadas vermelha e verde correspondem, respectivamente, às componentes de *background* e sinal do ajuste, enquanto que a linha azul é a soma destas duas componentes.

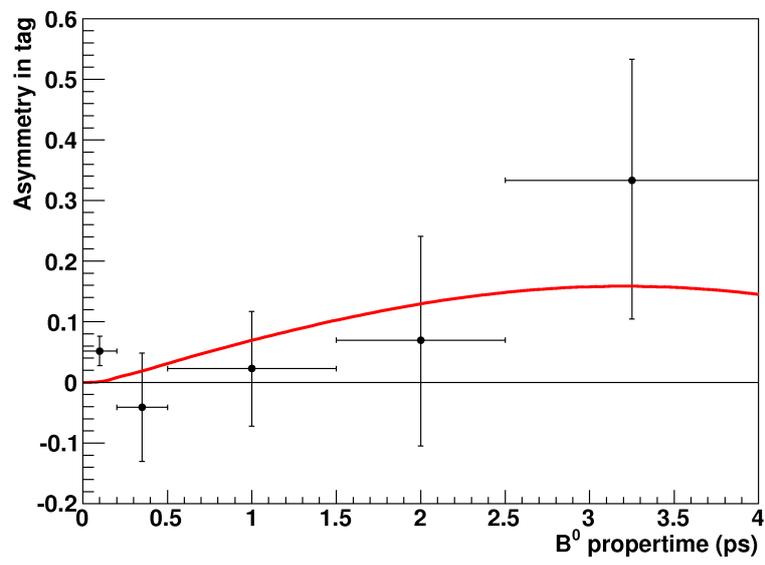
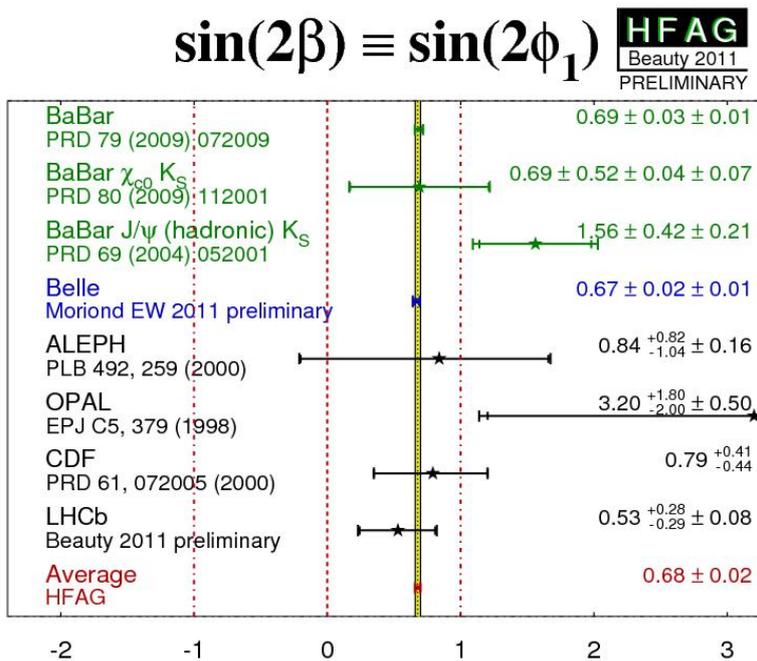
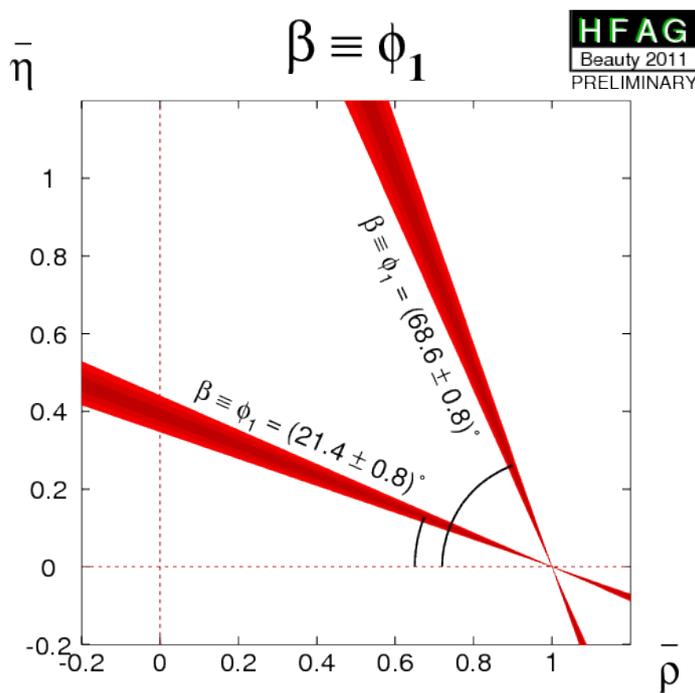


Figura 6.9: Assimetria do tempo próprio do B, após a seleção total.



(a)



(b)

Figura 6.10: Média de  $\sin(2\beta) \equiv \sin(2\phi_1)$  utilizando todos os experimentos e limites para  $\beta$  no plano  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ , extraídos dos site do site do HFAG: CPV And Unitarity Triangle Parameters  
 FONTE: <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/triangle/moriond2011/index.shtml#sin2b>

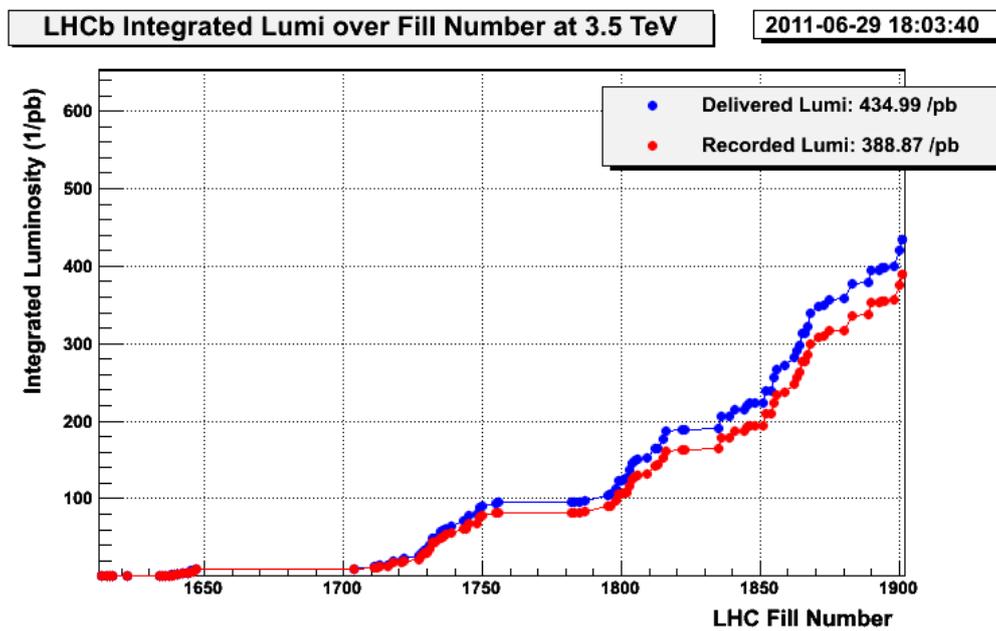


Figura 6.11: Em azul a luminosidade integrada fornecida pelo acelerador LHC e em vermelho a armazenada pelo detetor LHCb. FONTE: <http://lhcb.cern.ch>

## 7 Conclusão

O objetivo desta tese foi estudar a viabilidade e apresentar as primeiras medidas do canal de decaimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_S^0$  no detetor LHCb e as primeiras medidas deste canal tomadas com os dados adquiridos no ano de 2010. Com esse objetivo, foram analisadas as amostras simuladas  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ ,  $J/\psi$  inclusivo,  $b\bar{b}$  inclusivo e *minimum bias* e os dados adquiridos no ano de 2010.

Foi estimada, para uma luminosidade integrada de  $35pb^{-1}$ , uma produção de  $(11 \pm 2) \times 10^2$  eventos de sinal e  $(22 \pm 3) \times 10^3$  eventos de *background*, correspondendo à luminosidade integrada adquirida no ano de 2010. Esta estimativa nos leva à uma sensibilidade de medida de 0,34 para o  $\sin 2\beta$  no experimento LHCb.

Foi realizada também uma estimativa da produção anual nas condições nominais do experimento. Sendo encontrada para  $2fb^{-1}$ , uma estimativa de  $(62 \pm 9) \times 10^3$  eventos de sinal e  $(1,2 \pm 0,1) \times 10^6$  eventos de  $J/\psi$  inclusivo, resultando em uma sensibilidade de medida de  $\sin 2\beta$  de 0,04.

Com a análise dos dados adquiridos em 2010 encontramos  $(9,9 \pm 0,4) \times 10^2$  eventos de sinal e  $(25,5 \pm 0,2) \times 10^3$  eventos de *background*, mostrando boa compatibilidade com os resultados estimados. Concluimos que a maior fonte de incertezas atuais origina-se do mecanismo de etiquetagem, que é fortemente dependente do tamanho da amostra de dados usada em sua calibração. Espera-se portanto, que até final de 2012, quando teremos uma luminosidade integrada de aproximadamente  $2fb^{-1}$  tenhamos uma sensibilidade, de medida de  $\sin 2\beta$  melhor do que 0,04, colocando assim o LHCb em uma situação competitiva com as melhores

medidas do BaBar e Belle.

Os resultados finais do parâmetro de violação de CP  $S_{J/\psi K_S}$  medidos são:

$$S_{J/\psi K_S^0} = 0,80 \pm 0,34(\text{estat.}) \pm 0,05(\text{sist.}) \quad (7.1)$$

fixando o valor de  $C_{J/\psi K_S} = 0$  e

$$S_{J/\psi K_S^0} = 0,58 \pm 0,43(\text{estat.}) \pm 0,05(\text{sist.}) \quad (7.2)$$

deixando  $C_{J/\psi K_S}$  livre no ajuste. Esses resultados são compatíveis com a média mundial, sendo totalmente dominados por incertezas estatísticas.

Como sugestões para passos futuros na análise deste canal, pode se: retornar a olhar para a categoria de traços LU, que com mais estatística, pode ajudar a melhorar a medida (10% de 9000 eventos nos daria aproximadamente o número de eventos que apresentamos neste trabalho); incluir uma linha *biased* na *stripping* (existente até o meio de 2010, mas abandonada pela colaboração) ou otimizar a seleção *biased* para a *stripping* existente, visando um aumento na estatística.

## *APÊNDICE A -- Simetrias*

Devido a importância da simetria de carga e paridade neste trabalho, decidimos por fazer uma breve recapitulação de simetrias neste apêndice. Esperamos assim tornar essa tese mais compreensível aos não familiarizados com o tema, sem comprometer a fluidez do capítulo teórico. Uma abordagem muito mais detalhada de simetria pode ser lida em (7).

Simetrias são transformações que deixam o sistema físico inalterado. Essas transformações podem ser infinitesimais e discretas, podendo gerar respectivamente simetrias contínuas, e simetrias discretas.

Três operações discretas são simetrias potenciais de lagrangeana de uma teoria de campos (61). Essas operações são: a inversão espacial, a troca de partícula por anti-partícula e a reversão temporal. Descreveremos sucintamente essas simetrias discretas, utilizando para isso o seu efeito sobre um estado quântico  $|f(\vec{p}, h)\rangle$  de uma partícula de momento  $\vec{p}$  e helicidade  $h = \vec{s} \cdot \vec{p}/|\vec{p}|$ , onde  $\vec{s}$  é o spin intrínscico da partícula.

A inversão espacial é descrita pelo operador P de paridade que realiza a troca das coordenadas espaciais  $\vec{x}$  por  $-\vec{x}$ . Podemos escrevê-la como  $P|f(\vec{p}, h)\rangle = \eta_P |f(-\vec{p}, -h)\rangle$  onde  $\eta_P$  é a paridade intrínscica da partícula. A conjugação das cargas é realizada pelo operador C. Essa operação inverte todos os números quânticos associados às características internas (por exemplo: carga, número leptônico, número bariônico, e a cor). Resultando sua aplicação no estado quântico  $f(\vec{p}, h)$  definido acima em  $C|f(\vec{p}, h)\rangle = \eta_C |\bar{f}(\vec{p}, h)\rangle$  onde  $\eta_C$  é um fator de fase e  $\bar{f}$  é a

anti-partícula de  $f$ . Por último temos a reversão temporal que é descrita pelo operador  $T$  que troca  $t$  por  $-t$  onde  $t$  é o tempo. Essa operação pode ser escrita como  $T|f(\vec{p}, h)\rangle = \eta_T^s |f(-\vec{p}, -h)\rangle^*$  onde  $\eta_T^s$  é um fator de fase dependente do spin. Na Tabela A.1 se encontra um resumo de como essas simetrias atuam em algumas quantidades físicas.

Quantidade	C	P	T
vetor espacial (x)	x	-x	x
tempo (t)	t	t	-t
momento (p)	p	-p	p
spin (s)	s	s	-s
campo elétrico (E)	-E	-E	E
campo magnético (B)	-B	B	-B

Tabela A.1: Resumo de como algumas quantidades físicas se transformam segundo o operador de conjugação de carga C, de paridade P e de inversão temporal T.

Temos pela teoria de campos, que a combinação de CPT é uma simetria exata em qualquer teoria de campos local. Resultados do CERN (62) e Fermilab (63) (64) não indicam efeitos de violação de CPT até o presente momento (13). Permanecendo CPT como simetria preservada por todas as interações físicas. A combinação CP, no entanto, é violada em qualquer teoria com constante de acoplamento complexas, cujas fases não possam ser eliminadas por uma redefinição dos campos da teoria. A operação CP implica na troca entre partículas e anti-partículas e inversão do momento e helicidade. A preservação de CPT, junto com a violação de T, implica em violar CP. Isto tem uma consequência importante e muito geral, que é o fato da massa e o tempo de vida de uma partícula ter de ser igual ao de sua anti-partícula.

A evidência original de violação de CP provém da medida de  $|\eta_{+-}| = |A(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)/A(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)| = (2,232 \pm 0,011) \times 10^{-3}$  em 1964 (65), que pode ser explicada em termo da mistura  $K^0 - \bar{K}^0$ . Conforme o Modelo Padrão esperava, efeitos de violação de CP maiores foram observados anos depois. Sendo a primeira observação fora do sistema de káons realizada na mistura  $B^0 - \bar{B}^0$ , através do parâmetro

$\text{sen}(2\beta)$  do triângulo unitário da figura 2.1 .

## *APÊNDICE B -- Violação de CP em sistemas de mésons neutros*

A fenomenologia da violação de CP é superficialmente diferente nos decaimentos do  $K$ ,  $D$ ,  $B$  e  $B_S$ . Isso se deve principalmente porque cada um destes sistemas é governado por um diferente balanceamento entre taxas de decaimento, oscilações e tempo de vida. Porém, os mecanismos por baixo da violação de CP para todos os mésons neutros são idênticos. Esse mecanismo é que será tratado neste apêndice e será utilizado no caso particular do  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_S^0(\pi^+\pi^-)$  no capítulo sobre aspectos teóricos.

Se somente as interações fortes e eletromagnéticas existissem, teríamos  $P^0$  e  $\bar{P}^0$  estáveis (onde  $P^0$  se refere a um sistema de méson neutro,  $B_d^0, K^0, \dots$ ) e formariam um par partícula e anti-partícula com mesma massa. A interação fraca permite o decaimento deste sistema. Além disso, a conservação de carga e nenhuma outra lei de conservação relacionada com a interação fraca previne  $P^0$  e  $\bar{P}^0$  de terem os dois transições reais e virtuais para um estado  $f$  comum. Como consequência temos que estes dois sistemas devem se misturar, oscilando entre esses dois estados antes de decairem. Portanto, sendo  $|P^0\rangle$  e  $|\bar{P}^0\rangle$  autoestados das interações fortes e eletromagnéticas com mesma massa e sabor oposto. Como o sabor é conservado nas interações fortes e eletromagnéticas,  $\langle P^0|\bar{P}^0\rangle = 0$ . Quando inserimos em nosso modelo a Hamiltoniana relacionada à interação fraca,  $|P^0\rangle$  e  $|\bar{P}^0\rangle$  podem oscilar e decair em outros estados.

Em geral desejamos conhecer a evolução temporal de um estado

$$|\psi(t)\rangle = \psi_1(t)|P^0\rangle + \psi_2(t)|\overline{P^0}\rangle + \sum_f c_f(t)|f\rangle \quad (\text{B.1})$$

onde  $f$  são todos os estados possíveis relacionados com o sistema de mésons através de interação fraca e  $t$  é o tempo de medida no referencial do par de mésons  $P^0 - \overline{P^0}$ . Para simplificar o desenvolvimento abaixo, podemos considerar que em  $t = 0$  somente  $\psi_1(t)$  e  $\psi_2(t)$  são diferentes de zero, somente os valores de  $\psi_1(t)$  e  $\psi_2(t)$  serão computados e que os tempos  $t$  em que estamos interessados são muito maiores que a escala típica de interação forte. Temos portanto que para um feixe de mésons neutros oscilando e decaindo descrito em seu referencial de repouso pela função de onda descrita na equação B.1, terá sua evolução temporal dada pela equação de Schrödinger da seguinte forma

$$i\frac{d}{dt}|\psi(t)\rangle = (H_{str} + H_{em} + H_W)|\psi(t)\rangle \quad (H^\dagger = H : \text{unitariedade}) \quad (\text{B.2})$$

onde  $H_{str}$ ,  $H_{em}$ ,  $H_W$  representam as Hamiltonianas forte, eletromagnética e fraca respectivamente. Temos que a Hamiltoniana fraca é muito menor do que a soma das outras duas Hamiltonianas, o que nos leva a definir  $H_0 \equiv (H_{str} + H_{em})$ . Adotando a representação de Dirac teremos então  $|\hat{\psi}(t)\rangle = \exp(iH_0 t)|\psi(t)\rangle$ ,  $H_W(t) = \exp(iH_0 t)H_W \exp(-iH_0 t)$  e da equação B.2

$$i\frac{d}{dt}|\hat{\psi}(t)\rangle = H_W(t)|\hat{\psi}(t)\rangle \quad (\text{B.3})$$

Aplicando  $\langle P^0|$ ,  $\langle \overline{P^0}|$  e  $\langle f'|$  no lado esquerdo da equação B.3, obtemos

$$\begin{aligned}
i \frac{d}{dt} \hat{\psi}_1(t) &= \langle P^0 | H_W | P^0 \rangle \hat{\psi}_1(t) + \langle P^0 | H_W | \bar{P}^0 \rangle \hat{\psi}_2(t) \\
&+ \sum_f e^{i(m_0 - E_f)t} \langle P^0 | H_W | f \rangle \hat{c}_f(t)
\end{aligned} \tag{B.4}$$

$$\begin{aligned}
i \frac{d}{dt} \hat{\psi}_2(t) &= \langle \bar{P}^0 | H_W | P^0 \rangle \hat{\psi}_1(t) + \langle \bar{P}^0 | H_W | \bar{P}^0 \rangle \hat{\psi}_2(t) \\
&+ \sum_f e^{i(m_0 - E_f)t} \langle \bar{P}^0 | H_W | f \rangle \hat{c}_f(t)
\end{aligned} \tag{B.5}$$

$$\begin{aligned}
i \frac{d}{dt} \hat{c}_f(t) &= e^{i(E_f - m_0)t} \langle f | H_W | P^0 \rangle \hat{\psi}_1(t) + e^{i(E_f - m_0)t} \langle f | H_W | \bar{P}^0 \rangle \hat{\psi}_2(t) \\
&+ \sum_{f'} e^{i(E_f - E_{f'})t} \langle f | H_W | f' \rangle \hat{c}_{f'}(t)
\end{aligned} \tag{B.6}$$

Aplicando a aproximação de Wigner-Weisskopf (66) que despreza a interação fraca entre os estados finais ( $\langle f | H_W | f' \rangle = 0$ ) e realizando uma integração parcial sobre a equação B.6 ficamos com

$$\begin{aligned}
\hat{c}_f(t) &= -i \left[ \langle f | H_W | P^0 \rangle \hat{\psi}_1(t) + \langle f | H_W | \bar{P}^0 \rangle \hat{\psi}_2(t) \right] \\
&\times \int_0^t e^{i(E_f - m_0)t'} dt' + O(\geq H_W^2)
\end{aligned} \tag{B.7}$$

Como  $H_W \ll H_0$ , podemos aplicar a teoria de perturbações e termos com altas ordens em  $H_W$  são negligenciados.

$$\hat{c}_f(t) = \left[ \langle f | H_W | P^0 \rangle \hat{\psi}_1(t) + \langle f | H_W | \bar{P}^0 \rangle \hat{\psi}_2(t) \right] \times \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{e^{i(E_f - m_0)t}}{m_0 - E_f + i\varepsilon} \tag{B.8}$$

Usando a relação

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{x + i\varepsilon} = \mathcal{P} \left( \frac{1}{x} \right) - i\pi \delta(x) \quad (\text{B.9})$$

$$\begin{aligned} \hat{c}_f(t) &= \left[ \langle f|H_W|P^0 \rangle \hat{\psi}_1(t) + \langle f|H_W|\bar{P}^0 \rangle \hat{\psi}_2(t) \right] \\ &\times \left[ \mathcal{P} \left( \frac{1}{m_0 - E_f} \right) - i\pi \delta(m_0 - E_f) \right] e^{i(E_f - m_0)t} \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Substituindo B.10 em B.4 e B.5, obtemos

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} \hat{\psi}_1(t) &= \left\{ \langle P^0|H_W|P^0 \rangle \right. \\ &+ \sum_f e^{i(m_0 - E_f)t} \langle P^0|H_W|f \rangle \langle f|H_W|P^0 \rangle \mathcal{P} \left( \frac{1}{m_0 - E_f} \right) e^{i(E_f - m_0)t} \\ &- \left. i\pi \sum_f e^{i(m_0 - E_f)t} \langle P^0|H_W|f \rangle \langle f|H_W|P^0 \rangle \delta(m_0 - E_f) e^{i(E_f - m_0)t} \right\} \hat{\psi}_1(t) \\ &+ \left\{ \langle P^0|H_W|\bar{P}^0 \rangle \right. \\ &+ \sum_f e^{i(m_0 - E_f)t} \langle P^0|H_W|f \rangle \langle f|H_W|\bar{P}^0 \rangle \mathcal{P} \left( \frac{1}{m_0 - E_f} \right) e^{i(E_f - m_0)t} \\ &- \left. i\pi \sum_f e^{i(m_0 - E_f)t} \langle P^0|H_W|f \rangle \langle f|H_W|\bar{P}^0 \rangle \delta(m_0 - E_f) e^{i(E_f - m_0)t} \right\} \hat{\psi}_2(t) \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

$$\begin{aligned}
i\frac{d}{dt}\hat{\psi}_2(t) &= \left\{ \langle \bar{P}^0 | H_W | P^0 \rangle \right. \\
&+ \sum_f e^{i(m_0 - E_f)t} \langle \bar{P}^0 | H_W | f \rangle \langle f | H_W | P^0 \rangle \mathcal{P} \left( \frac{1}{m_0 - E_f} \right) e^{i(E_f - m_0)t} \\
&- \left. i\pi \sum_f e^{i(m_0 - E_f)t} \langle \bar{P}^0 | H_W | f \rangle \langle f | H_W | P^0 \rangle \delta(m_0 - E_f) e^{i(E_f - m_0)t} \right\} \hat{\psi}_1(t) \\
&+ \left\{ \langle \bar{P}^0 | H_W | \bar{P}^0 \rangle \right. \\
&+ \sum_f e^{i(m_0 - E_f)t} \langle \bar{P}^0 | H_W | f \rangle \langle f | H_W | \bar{P}^0 \rangle \mathcal{P} \left( \frac{1}{m_0 - E_f} \right) e^{i(E_f - m_0)t} \\
&- \left. i\pi \sum_f e^{i(m_0 - E_f)t} \langle \bar{P}^0 | H_W | f \rangle \langle f | H_W | \bar{P}^0 \rangle \delta(m_0 - E_f) e^{i(E_f - m_0)t} \right\} \hat{\psi}_2(t)
\end{aligned} \tag{B.12}$$

Definindo as matrizes  $M$  (matriz de massa - que descreve as oscilações) e  $\Gamma$  (matriz de decaimento)

$$M_{ij} \equiv m_0 \delta_{ij} + \langle i | H_W | j \rangle + \sum_f \mathcal{P} \frac{\langle i | H_W | f \rangle \langle f | H_W | j \rangle}{m_0 - E_n} \tag{B.13}$$

$$\Gamma_{ij} \equiv 2\pi \sum_f \delta(m_0 - E_n) \langle i | H_W | f \rangle \langle f | H_W | j \rangle \tag{B.14}$$

dadas segundo a teoria de perturbação de segunda ordem pela soma sobre os estados intermediários  $f$  para a matriz de massa e somente estados finais reais são considerados para matriz de decaimento. Podemos neste ponto reescrever a equação B.3 utilizando as matrizes de massa e decaimento o que nos leva à

equação B.15.

$$i\frac{d}{dt}\hat{\psi}(t) = \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{21} - \frac{i}{2}\Gamma_{21} & M_{22} - \frac{i}{2}\Gamma_{22} \end{pmatrix} \hat{\psi} \quad (\text{B.15})$$

Com as matrizes de massa e decaimento, podemos também reescrever as equações B.11 e B.12.

$$\begin{aligned} i\frac{d}{dt}\hat{\psi}_1(t) &= \left(M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11}\right)\hat{\psi}_1(t) + \left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\hat{\psi}_2(t) \\ &= R_{11}\hat{\psi}_1(t) + R_{12}\hat{\psi}_2(t) \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

$$\begin{aligned} i\frac{d}{dt}\hat{\psi}_2(t) &= \left(M_{21} - \frac{i}{2}\Gamma_{21}\right)\hat{\psi}_1(t) + \left(M_{22} - \frac{i}{2}\Gamma_{22}\right)\hat{\psi}_2(t) \\ &= R_{21}\hat{\psi}_1(t) + R_{22}\hat{\psi}_2(t) \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

Onde definimos matriz  $2 \times 2$  não Hermitiana  $R \equiv M - \frac{i}{2}\Gamma$ . A equação de Schrödinger original (equação B.2) será então reduzida à

$$i\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \psi_1(t) \\ \psi_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1(t) \\ \psi_2(t) \end{pmatrix} \quad (\text{B.18})$$

onde somente  $\psi_1(t)$  e  $\psi_2(t)$  aparecem.

Considerando agora a conservação de CPT ( $R_{11} = R_{22} \equiv R_0$ ) iremos obter as soluções da equação B.18.

$$i\frac{d}{dt}\psi_1(t) = R_0\psi_1(t) + R_{12}\psi_2(t) \quad (\text{B.19})$$

$$i\frac{d}{dt}\psi_2(t) = R_{21}\psi_1(t) + R_0\psi_2(t) \quad (\text{B.20})$$

Da equação B.19 temos:

$$\psi_2(t) = \frac{1}{R_{12}} \left( i \frac{d}{dt} \psi_1(t) - R_0 \psi_1(t) \right) \quad (\text{B.21})$$

Substituindo a equação B.21 na equação B.20 e rearrumando os termos da equação diferencial resultante ficamos com

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{12}} \left( i \frac{d^2}{dt^2} \psi_1(t) - R_0 \frac{d}{dt} \psi_1(t) \right) &= R_{21} \psi_1(t) + \frac{R_0}{R_{12}} \left( i \frac{d}{dt} \psi_1(t) - R_0 \psi_1(t) \right) \\ - \frac{d^2}{dt^2} \psi_1(t) - i R_0 \frac{d}{dt} \psi_1(t) &= R_{21} R_{12} \psi_1(t) + i R_0 \frac{d}{dt} \psi_1(t) - R_0^2 \psi_1(t) \\ - \frac{d^2}{dt^2} \psi_1(t) - i 2 R_0 \frac{d}{dt} \psi_1(t) - (R_{21} R_{12} - R_0^2) \psi_1(t) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

Resolvendo essa equação diferencial fazendo  $\psi_1(t) = e^{-i\lambda t}$

$$\begin{aligned} \lambda^2 \psi_1(t) - 2 R_0 \lambda \psi_1(t) - (R_{12} R_{21} - R_0^2) \psi_1(t) &= 0 \\ \lambda^2 - 2 R_0 \lambda - (R_{12} R_{21} - R_0^2) &= 0 \end{aligned}$$

Temos portanto que os valores possíveis de  $\lambda$  são

$$\lambda_{\pm} = R_0 \pm \sqrt{R_{12} R_{21}} \quad (\text{B.23})$$

A solução geral desta equação diferencial pode ser escrita da seguinte forma

$$\psi_1(t) = C_+ e^{-i\lambda_+ t} + C_- e^{-i\lambda_- t} \quad (\text{B.24})$$

$$\psi_2(t) = (q/p) \left[ C_+ e^{-i\lambda_+ t} - C_- e^{-i\lambda_- t} \right] \quad (\text{B.25})$$

onde  $(q/p) = \sqrt{R_{21}/R_{12}}$  e  $C_{\pm}$  é uma constante arbitrária que só pode ser definido pela condição inicial. Os parâmetros  $(q/p)$  estão associados à representação dos autoestados de massa  $|P_1\rangle$  e  $|P_2\rangle$  em coordenadas esféricas (complexas), impondo a invariância de CPT.

$$\begin{cases} |P_1\rangle = p|P^0\rangle + q|\bar{P}^0\rangle \\ |P_2\rangle = p|P^0\rangle - q|\bar{P}^0\rangle \end{cases} \quad (\text{B.26})$$

Com autovalores

$$M_1 - \frac{i}{2}\Gamma_1 = M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} + \frac{q}{p}(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}) \quad (\text{B.27})$$

$$M_2 - \frac{i}{2}\Gamma_2 = M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} - \frac{q}{p}(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}) \quad (\text{B.28})$$

Com relação às condições iniciais possíveis para a constante  $C_{\pm}$  temos

- $|P^0\rangle$  puro em  $t = 0$ :

$$\begin{aligned} |P^0\rangle &= f_+(t)|P^0\rangle + (q/p)f_-(t)|\bar{P}^0\rangle \\ &= \frac{\sqrt{1+|(q/p)|^2}}{2} \left[ e^{-i\lambda_+t}|P_+\rangle + e^{-i\lambda_-t}|P_-\rangle \right] \end{aligned} \quad (\text{B.29})$$

- $|\bar{P}^0\rangle$  puro em  $t = 0$ :

$$\begin{aligned} |\bar{P}^0\rangle &= \frac{1}{(q/p)}f_-(t)|P^0\rangle + f_+(t)|\bar{P}^0\rangle \\ &= \frac{\sqrt{1+|(q/p)|^2}}{2(q/p)} \left[ e^{-i\lambda_+t}|P_+\rangle - e^{-i\lambda_-t}|P_-\rangle \right] \end{aligned} \quad (\text{B.30})$$

onde

$$f_{\pm}(t) = \frac{1}{2} \left( e^{-i\lambda_+ t} \pm e^{-i\lambda_- t} \right) \quad (\text{B.31})$$

$$|f_{\pm}(t)|^2 = \frac{1}{4} \left[ e^{-\Gamma_+ t} + e^{-\Gamma_- t} \pm 2e^{-(\Gamma_+ + \Gamma_-)t/2} \cos(\Delta m t) \right] \quad (\text{B.32})$$

Logo, a probabilidade de um estado  $P^0$  em  $t = 0$  estar neste mesmo estado em um tempo  $t$  será  $|f_+(t)|^2$  enquanto que a probabilidade dele oscilar para  $\overline{P^0}$  será  $|(q/p)|^2 |f_-(t)|^2$ . Na condição inicial de  $\overline{P^0}$  puro em  $t = 0$  teremos  $|f_+(t)|^2$  e  $|1/(q/p)|^2 |f_-(t)|^2$  respectivamente para estar no mesmo estado e para oscilar em um tempo  $t$ . Os dois estados  $|P_+ \rangle$  e  $|P_- \rangle$  são dados por

$$\begin{cases} |P_+ \rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + |(q/p)|}} \left( |P^0 \rangle + (q/p) |\overline{P^0} \rangle \right) \\ |P_- \rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + |(q/p)|}} \left( |P^0 \rangle - (q/p) |\overline{P^0} \rangle \right) \end{cases} \quad (\text{B.33})$$

Temos que

$$R|P_{\pm} \rangle = \lambda_{\pm} |P_{\pm} \rangle \quad (\text{B.34})$$

$$\begin{aligned} \lambda_{\pm} &= R_0 \pm \sqrt{R_{12}R_{21}} \equiv m_{\pm} - \frac{i}{2}\Gamma_{\pm} \\ \text{onde } m_{\pm} &= \Re \lambda_{\pm} = M \pm \Re \sqrt{R_{12}R_{21}} \\ e \quad \Gamma_{\pm} &= -2\text{Im} \lambda_{\pm} = \Gamma \mp 2\text{Im} \sqrt{R_{12}R_{21}} \end{aligned} \quad (\text{B.35})$$

Note que enquanto  $P_{\pm}$  tem massa e largura de decaimento definidas (respectivamente  $m_{\pm}$  e  $\Gamma_{\pm}$ ),  $P^0$  e  $\overline{P^0}$  não os tem e portanto oscilam entre si.

Temos desta forma que a taxa de decaimento de  $P^0$  e  $\overline{P^0}$  em um estado final  $f$  serão dadas por

$$\begin{aligned}\Gamma_f(t) &\equiv \Gamma(P^0 \rightarrow f) & (B.36) \\ &= |A_f|^2 \left[ |f_+(t)|^2 + \left( \frac{q \bar{A}_f}{p A_f} \right)^2 |f_-(t)|^2 + 2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{q \bar{A}_f}{p A_f} f_+^*(t) f_-(t) \right\} \right]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\bar{\Gamma}_f(t) &\equiv \Gamma(\bar{P}^0 \rightarrow f) & (B.37) \\ &= |A_f|^2 \left[ \left| \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right|^2 |f_+(t)|^2 + \left( \frac{p}{q} \right)^2 |f_-(t)|^2 + 2 \left( \frac{p}{q} \right)^2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{q \bar{A}_f^*}{p A_f} f_+^*(t) f_-(t) \right\} \right]\end{aligned}$$

onde

$$\begin{aligned}A_f &= \langle f | H | P^0 \rangle \\ \bar{A}_f &= \langle f | H | \bar{P}^0 \rangle\end{aligned} \quad (B.38)$$

Analisando as equações B.36 e B.37 que nos dão a taxas de decaimento de  $P^0$  e  $\bar{P}^0$  em um estado final  $f$ , vemos que podemos classificar a violação de CP em três tipos

**Indireta** (ou violação de CP na mistura)

$$\left| \frac{q}{p} \right| \neq 1 \Leftrightarrow \operatorname{sen}[\arg(M_{12}^* \Gamma_{12})]$$

**Direta** (ou violação de CP no decaimento)

$$|A_f| \neq |\bar{A}_f|$$

$$|A_{\bar{f}}| \neq |\bar{A}_{\bar{f}}|$$

**Interferência**

$$\arg \lambda_f + \arg \lambda_{\bar{f}} \neq 0$$

$$\text{onde } \lambda_f \equiv \frac{q \bar{A}_f}{p A_f}$$

Note que a conservação de CP implica em

$$\lambda_f = 1/\lambda_{\bar{f}} \rightarrow |\lambda_f||\lambda_{\bar{f}}| \exp[i(\delta_f + \delta_{\bar{f}})] = 1 \rightarrow \delta_f + \delta_{\bar{f}} = 0$$

Essa classificação se encontra diagramaticamente representada na figura B.1.

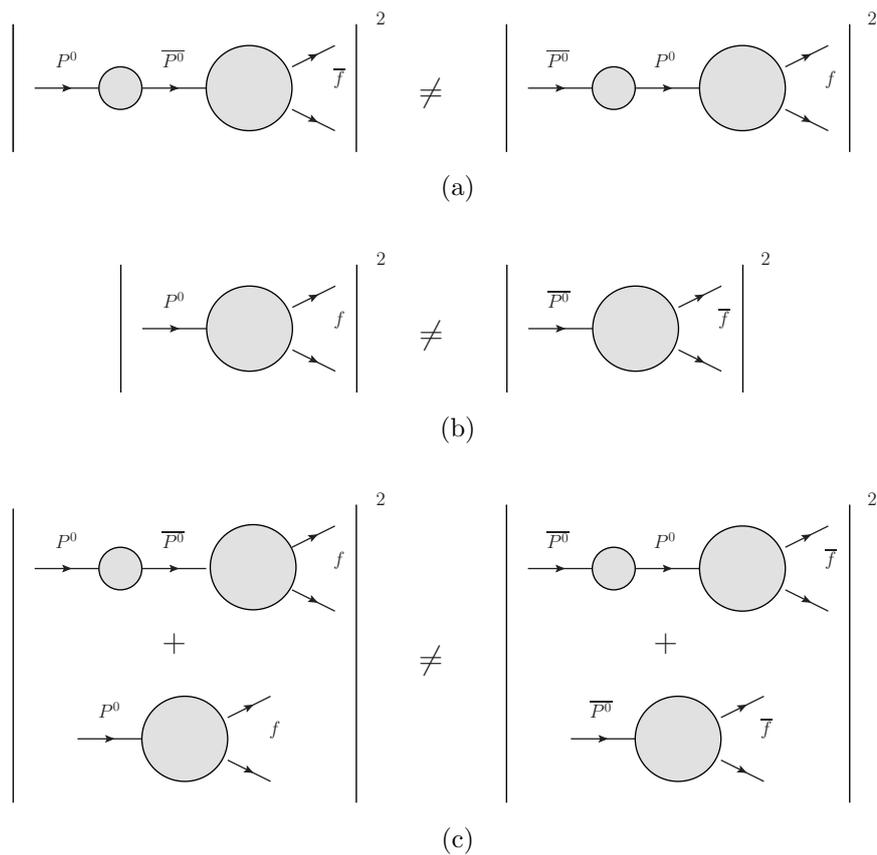


Figura B.1: Classificação de CPV: (a). indireta, (b) direta e (c) interferência.

## *Referências Bibliográficas*

- 1 E. Disponível em: <<http://public.web.cern.ch/public/>>.
- 2 Disponível em: <<http://www.fnal.gov>>.
- 3 Disponível em: <<http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/>>.
- 4 HALZEN, F.; MARTIN, A. D. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. [S.l.]: John Wiley & Sons. ISBN 0-471-88741-2.
- 5 SOZZI, M. S. *Discrete Symmetries and CP Violation*. [S.l.]: Oxford University Press, 2008. ISBN 978-0-19-929666-8.
- 6 BRANCO, G. C.; LAVOURA, L.; SILVA, J. P. *CP Violation*. [S.l.]: Oxford University Press. ISBN 978-0-19-850399-6.
- 7 BIGI, I. I.; SANDA, A. I. *CP Violation*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2009. ISBN 978-0-521-84794-0.
- 8 HOBBS, J. D.; NEUBAUER, M. S.; WILENBROCK, S. Tests of the standard electroweak model at the energy frontier. 2011. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/1003.5733v2>>.
- 9 CABIBBO, N. Unitarity symmetry and leptonic decays. *Phys. Rev. Lett.*, v. 10, p. 531–532, 1963.
- 10 KOBAYASHI, M.; MASKAWA, T. Cp violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Prog. Theor. Phys.*, v. 49, p. 652–657, 1973.
- 11 CHAU, L.-L.; KEUNG, W.-Y. Comments on the parametrization of the kobayashi-maskawa matrix. *Phys. Rev. Lett.*, v. 53, p. 1802, 1984.
- 12 WOLFENSTEIN, L. Parametrization of the kobayashi-maskawa matrix. *Phys. Rev. Lett.*, v. 51, p. 1945, 1983.
- 13 PARTICLE DATA GROUP. *Review of particle physics*. [S.l.]: IOP Publishing, 2010.

- 14 ALEKSAN, R.; KAYSER, B.; LONDON, D. *Phys. Rev. Lett.*, v. 73, p. 18, 1994.
- 15 THE LHCb COLLABORATION et al. LHCb technical proposal. *CERN-LHCC-98-004*, 1998.
- 16 NIR, Y.; SILVERMAN, D. Exploring new physics with CP asymmetries in  $B^0$  decays. *Nuclear Physics B*, Elsevier Science B.V., v. 345, n. 2-3, p. 301–311, 1990. Disponível em: <[http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(90\)90388-T](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(90)90388-T)>.
- 17 DIB et al. CP asymmetries in  $B^0$  decays beyond the standard model. *International Journal of Modern Physics A*, World Scientific Publishing Co., v. 6, n. 8, p. 1253–1266, 1991. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1142/S0217751X91000654>>.
- 18 BRANCO et al. CP asymmetries in  $B^0$  decays in the presence of flavor-changing neutral currents. *Phys. Rev. D*, The American Physical Society, v. 48, p. 1167–1175, 1993. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.48.1167>>.
- 19 EVANS, L.; BRYANT, P. The LHC machine. *Journal of Instrumentation*, IOP Publishing, v. 3, p. S08001, 2008. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08001>>.
- 20 THE ATLAS COLLABORATION et al. The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, IOP Publishing, v. 3, p. S08003, 2008. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>>.
- 21 THE CMS COLLABORATION et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, IOP Publishing, v. 3, p. S08004, 2008. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004>>.
- 22 THE LHCb COLLABORATION et al. The LHCb detector at the LHC. *Journal of Instrumentation*, IOP Publishing, v. 3, p. S08005, 2008. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005>>.
- 23 THE LHCb COLLABORATION et al. LHCb magnet technical design report. *CERN-LHCC-2000-007*, 2000.
- 24 THE LHCb COLLABORATION et al. LHCb reoptimized detector design and performance technical design report. *CERN-LHCC-2003-030*, 2003.
- 25 THE LHCb COLLABORATION et al. LHCb VELO technical design report. *CERN-LHCC-2001-011*, 2001.

- 26 THE LHCb COLLABORATION et al. LHCb inner tracker technical design report. *CERN-LHCC-2002-029*, 2002.
- 27 THE LHCb COLLABORATION et al. LHCb outer tracker technical design report. *CERN-LHCC-2001-041*, 2001.
- 28 THE LHCb COLLABORATION et al. LHCb RICH technical design report. *CERN-LHCC-2000-037*, 2000.
- 29 THE LHCb COLLABORATION et al. LHCb calorimeters technical design report. *CERN-LHCC-2000-036*, 2000.
- 30 THE LHCb COLLABORATION et al. LHCb muon system technical design report. *CERN-LHCC-2001-010*, 2001.
- 31 THE LHCb COLLABORATION et al. LHCb trigger system technical design report. *CERN-LHCC-2003-031*, 2003.
- 32 GLIGOROV, V. V. A single track HLT1 trigger. *LHCb-PUB-2011-003*, CERN Public Note, p. 1–14, 2011. Disponível em: <<http://cdsweb.cern.ch/record/1323812/files/LHCb-PUB-2011-003.pdf>>.
- 33 Disponível em: <<http://proj-gaudi.web.cern.ch/proj-gaudi/>>.
- 34 Disponível em: <<http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/gauss/>>.
- 35 Disponível em: <<http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>>.
- 36 Disponível em: <<http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/gauss/generator/evtgen.php>>.
- 37 Disponível em: <<http://geant4.web.cern.ch/geant4/>>.
- 38 Disponível em: <<http://www.slac.stanford.edu/BF/>>.
- 39 Disponível em: <<http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/boole/>>.
- 40 Disponível em: <<http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/brunel/>>.
- 41 Disponível em: <<http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/davinci/>>.

- 42 THE LHCb COLLABORATION et al. LHCb computing technical design report. *CERN-LHCC-2005-019*, 2005.
- 43 THE LHCb COLLABORATION et al. LHCb online system technical design report - data acquisition and experiment control. *CERN-LHCC-2001-040*, 2001.
- 44 RODRIGUES, F. *Estudo do decaimento  $B \rightarrow D(K_S K K) K^*$  no experimento LHCb*. [S.l.]: UFRJ/IF, 2007.
- 45 ALVES, A. et al. Results of the MWPC gas gain uniformity tests performed at CERN. *CERN-LHCb-2007-115*, CERN Public Note, 2007.
- 46 ALVES, A. et al. Gas gain uniformity tests performed on multi wire proportional chambers for the LHCb Muon System. *Nuclear Instruments And Methods in Physics Research. Section A*, v. 591, p. 374–382, 2008.
- 47 ANTUNNES-NOBREGA, R. et al. Gas leakage and hv test procedure for the INFN Muon MWPCs. *CERN-LHCb-2006-064*, CERN Public Note, 2006.
- 48 ANELLI, M.; RODRIGUES, F. et al. Performance of the LHCb muon system with cosmic rays. *Journal of Instrumentation*, v. 5, p. P10003–P10003, 2010. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/5/10/P10003>>.
- 49 KASHCHUK, A.; NOBREGA, R.; SARTI, A. Procedure for determination and setting of thresholds implemented in the LHCb Muon system. *CERN-LHCb-2008-052*, CERN Public Note, 2008.
- 50 THE LHCb COLLABORATION. *Gaudi Users Guide - version 9*. [S.l.]: CERN Public Note, 2001.
- 51 Disponível em: <<http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/moore/>>.
- 52 Disponível em: <<http://root.cern.ch>>.
- 53 AMATO, S.; NETO, J.; NUNES, C. The LHCb sensitivity to  $\sin 2\beta$  from  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  asymmetry. *CERN-LHCb-2003-107*, CERN Public Note, p. 1–20, 2003. Disponível em: <<http://cdsweb.cern.ch/record/691735/files/lhcb-2003-107.pdf>>.
- 54 AMATO, S. et al. Update to the LHCb sensitivity to  $\sin 2\beta$  from the cp-asymmetry in  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_S^0$  decays. *CERN-LHCb-2007-045*, CERN Public Note, 2007.

- 55 AMATO, S. et al. LHCb sensitivity to  $\sin(2\beta)$  from the cp-asymmetry in  $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K_S^0(\pi^+\pi^-)$  decays. *CERN-LHCb-2009-019*, CERN Public Note, p. 1–25, 2009. Disponível em: <<http://cdsweb.cern.ch/record/1162604/files/LHCb-2009-019.pdf>>.
- 56 ALESSIO, F. et al. Measurement of production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7\text{tev}$ . *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, v. 71, n. 5, p. 1645, 2011. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1645-y>>.
- 57 THE LHCb COLLABORATION. Search for CP violation in  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  decays with first LHCb data. *LHCb-CONF-2011-004*, CERN Public Note, p. 1–12, 2011.
- 58 THE LHCb COLLABORATION. Optimization and calibration of the LHCb flavour tagging performance using 2010 data. *LHCb-CONF-2011-003*, CERN Public Note, p. 1–16, 2011.
- 59 THE LHCb COLLABORATION. b-hadron lifetime measurements with exclusive  $b \rightarrow j/\psi x$  decays reconstructed in the 2010 data. *LHCb-CONF-2011-001*, CERN Public Note, p. 1–13, 2011.
- 60 THE LHCb COLLABORATION. Measurement of direct CP violation in charmless charged two-body B decays at LHCb. *LHCb-CONF-2011-011*, CERN Public Note, 2011.
- 61 PESKIN, M. E. *An introduction to Quantum Field Theory*. [S.l.]: Addiden-Wesley Publishing Company, 1995.
- 62 CAROSI, R. et al. A measurement of the phases of the CP-violating amplitudes in  $k^0 \rightarrow 2\pi$  decays and a test of CPT invariance. *Phys. Lett. B*, v. 237, n. 2, p. 10, 1990.
- 63 SCHWINGENHEUER, B. et al. CPT tests in the neutral kaon system. *Phys. Rev. Lett.*, v. 74, n. 22, p. 4, 1995.
- 64 ALAVI-HARATI, A. et al. Measurements of direct cp violation, cpt symmetry, and other parameters in the neutral kaon system. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, v. 67, n. 1, p. 012005, Jan 2003.
- 65 CHRISTENSON, J. M. et al. Evidence for the  $2\pi$  decay of the  $k_2^0$  meson. *Phys. Rev. Lett.*, v. 13, p. 138–140, 1964.
- 66 WEISSKOPF, V.; WIGNER, E. P. *Z. Phys.*, v. 63, p. 54, 1930.

# Índice Remissivo

- $\chi^2/ndof$ , 81
- Amostras
- $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , 47
  - $J/\psi$  inclusivo, 47
  - $b\bar{b}$  inclusivo, 47
  - Prompt  $J/\psi$ , 83
  - Minimum bias, 46
- Assimetria, 16
- B/S, 72
- Bárion, 4
- Bóson, 4
- Boole, 48
- Brunel, 48
- Candidatos
- DD, 72
  - LL, 72
  - LU, 72
- Categorias de *background*, 84
- DaVinci, 48
- Diagramas de Feynman
- Árvore, 10
  - Pinguim, 10
- DLS, 76
- DOCA, 81
- DST, 51
- $E_T$ , 34
- ECAL, 34
- Efeito Cherenkov, 32
- Energia transversa, 34
- EVTGEN, 48
- GAUDI, 47
- Gauss, 47
- GEANT4, 48
- Hádron, 4
- HCAL, 34
- HLT, 40
- HPD, 32
- IP, 76
- IT, 29
- L0, 40
- L0 *trigger*
- L0Calo, 40
  - L0DU, 40
  - L0Muon, 41
- M1-M5, 35
- Méson, 4
- Magneto, 24
- Matriz de CKM, 5
- Modelo Padrão, 3
- Momento transverso, 35
- Multiplicidade no SPD, 80
- OT, 30
- $p_T$ , 35
- Panoramix, 63
- Parâmetro de impacto, 76

Parametrização de Wolfenstein, 6  
PID, 32  
Pile-Up, 27  
PS, 34  
Pseudo-rapidez, 27  
PV, 76  
PYTHIA, 48  
  
RAW, 51  
RAWmc, 51  
rDST, 52  
RICH1, 32  
RICH2, 32  
  
sig $\Delta M$ , 79  
sigIP, 76  
SPD, 34  
ST, 29  
Stream, 52  
  
DIMUON, 52  
Stripping, 52  
  
TAG (tipo de dados), 52  
Taxa de Decaimento, 16  
Traços  
    Downstream(D), 43  
    Longo(L), 43  
    T, 43  
    Upstream(U), 43  
    VELO(V), 43  
Triângulo Unitário, 7  
Trigger Unbiased, 82  
Triple-GEM, 38  
TT, 29  
  
Vértice primário, 76  
VELO, 26  
Violação de CP, 14, 144