



Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Coordenação de Formação Científica

Programa de Pós-graduação em Física

Tese de Doutorado

Estudo da sensibilidade do LHCb às oscilações
 $D^0 - \bar{D}^0$ usando-se decaimentos $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$

Antonio Augusto Alves Jr.

Salvador, 24 de setembro de 2010

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Coordenação de Formação Científica

Programa de pós-graduação

Estudo da sensibilidade do LHCb às oscilações $D^0 - \bar{D}^0$
usando-se decaimentos $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$

Autor: Antonio Augusto Alves Jr.

Orientador: Javier Magnin

Tese de doutorado apresentada ao Programa de
pós-graduação do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
para obtenção do título de Doutor em Física

Resumo

Esta tese trata da sensibilidade do experimento LHCb aos parâmetros característicos das oscilações $D^0 - \bar{D}^0$, usando-se o modo de decaimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+, K^+ \pi^-$. O estudo inicia-se com a revisão dos aspectos fenomenológicos e teóricos mais relevantes a respeito das transições méson-antiméson no setor de charm do Modelo Padrão. São discutidos o formalismo básico da fenomenologia das oscilações $D^0 - \bar{D}^0$, as predições do Modelo Padrão e a conexão entre as transições méson-antiméson e a possibilidade e a busca por sinais de física nova. O estudo prossegue com a apresentação das características básicas do experimento LHCb. Nesta etapa são discutidos a estrutura geral do aparato e seu objetivo. Apresenta-se ainda cada um dos subsistemas de detecção bem como os recursos de computação e monitoramento do experimento.

Em seguida, a reconstrução e seleção de candidatos dos modos de decaimento de interesse são discutidas em detalhes. O esquema de geração de dados de simulação completa do experimento é comentado, bem como sua metodologia de reconstrução. As amostras de dados de simulação são descritas e sua composição com respeito aos modos de decaimento de interesse é apresentada juntamente com as categorias de candidatos de ruído. O estudo prossegue com a otimização dos cortes de seleção via o critério de maximização sequencial da significância estatística. Após, discute-se o procedimento de melhoramento da resolução do vértice de nascimento dos candidatos a D^0 . A resolução de tempo próprio alcançada é de

$$\delta_{\tau_{D^0}} = (4.27 \pm 0.2) \times 10^{-2} ps. \quad (1)$$

A curva de aceitação da seleção de candidatos proposta é determinada como uma função do tempo próprio dos candidatos selecionados.

Por fim discute-se a sensibilidade do LHCb aos parâmetros x'^2 e y' . Empregando-se a técnica de simulação de Monte Carlo e usando-se como parâmetros de entrada os resultados obtidos na etapa de seleção para resolução de tempo próprio e curva de aceitação, estuda-se a variação da sensibilidade do experimento correspondente a seis níveis de contaminação por ruído definidos por $B/S = 0/1, 1/1, 2.56/1, 5/1, 10/1$ e $20/1$. Todos os valores de sensibilidade estimados são competitivos em relação aos experimentos correntes. Por exemplo, a sensibilidade correspondente ao nível $B/S = 2.56/1$ é

$$\sigma(x'^2) = (0.04556 \pm 0.0004958) \times 10^{-3}, \quad (2)$$

$$\sigma(y') = (0.6573 \pm 0.0070) \times 10^{-3}. \quad (3)$$

Abstract

This thesis deals with the sensitivity of the experiment LHCb to the parameters of the $D^0 - \bar{D}^0$ oscillations, using the decay mode $D^0 \rightarrow K^-\pi^+, K^+\pi^-$. The study begins with a review of the theoretical and the phenomenological relevant aspects related to the meson-antimeson transitions in the charm sector of the Standard Model. One discuss the basic formalism of the $D^0 - \bar{D}^0$ oscillations phenomenology, the predictions of the Standard Model and the connection between the meson-antimeson transitions and the searches for signals of new physics. Following, it is presented the basic characteristics of the experiment LHCb. It is discussed the goals of the experiment and the general structure of the apparatus. It is also presented the detector subsystems, the computing and the monitoring resources used in the experiment.

Then, the reconstruction and the selection of the candidates in the decay modes of interest are discussed in details. The scheme for generating simulation data is reviewed, as well the methodology for reconstruction. Samples of simulation data are described and their composition with respect to the decay modes of interest is presented together with the corresponding categories of background. The study continues with the optimization of selection cuts through the criterion of the sequential maximization of the statistical significance. After, we discuss the procedure for improving the birth vertex resolution of the selected D^0 candidates. The proptime resolution is calculated as

$$\delta_{\tau_{D^0}} = (4.27 \pm 0.2) \times 10^{-2} ps. \quad (4)$$

The selection acceptance curve is determined as a function of proptime of the selected candidates. Finally, one discuss the sensitivity of LHCb to the parameters x'^2 and y' . Employing the technique of Monte Carlo

simulation and using as input parameters the results obtained in the selection stage for the proptime resolution and the acceptance curve, one study the variation of the sensitivity corresponding to six levels of contamination by background, defined by $B/S = 0/1, 1/1, 2:56/1, 5/1, 10/1$ and $20/1$. All sensitivity values estimated are competitive with the current experiments. For example, the sensitivity level corresponding to $B/S = 2:56/1$ is

$$\sigma(x'^2) = (0.04556 \pm 0.0004958) \times 10^{-3}, \quad (5)$$

$$\sigma(y') = (0.6573 \pm 0.0070) \times 10^{-3} \quad (6)$$

Agradecimentos

Aos sempre solícitos funcionários do CBPF, em especial a Zélia Rabelo Quadros, Sônia Ribeiro da Silva Ferreira, José de Almeida Ricardo e Simone de Castro Gomes.

A Ignácio Bediaga, Jussara Miranda, Alberto dos Reis, Alvaro Gomes e Gabriel Guerrer pelas discussões estimulantes nas reuniões do nosso grupo.

A Javier Magnin, grande amigo, pelo apoio, orientação e acima de tudo pela paciência.

Aos amigos e colegas do CBPF, pelas muitas discussões estimulantes e acima de tudo pela companhia botecária.

A Lorena Ribeiro, pelo carinho, incentivo e companheirismo incondicionais.

A Giuseppe Martellotti e Roberta Santacesaria, amigos do INFN, pelo apoio e acolhida calorosa em Roma.

* * *

Os trabalhos que resultaram na elaboração desta tese não seriam possíveis sem o suporte do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico através do seu programa de concessão de bolsas de doutorado.

“Esta tese é dedicada a Antonio Augusto Alves e Elieth Pereira Bastos Alves ”

“...Neste pesadelo Tolstoi me aparece todo vestido de preto, suas longas barbas brancas desalinhadas, dizendo em russo, ‘para escrever Guerra e paz fiz este gesto duzentas mil vezes’; ele estende a mão descarnada e branca como a cera de uma vela, que não sai inteira da comprida manga do paletó, e faz o movimento de molhar uma pena num tinteiro. À minha frente, sobre uma mesa, estão um tinteiro de metal brilhante, uma pena comprida, provavelmente de ganso e uma resma de papel. ‘Anda’, diz Tolstoi, ‘agora é a tua vez.’ Perpassa por mim uma sensação aterradora, a certeza de que não conseguirei estender a mão centenas de milhares de vezes para molhar aquela pena no tinteiro e encher as páginas vazias de letras e palavras e frases e parágrafos. Então me vem a convicção de que morrerei antes de realizar esse esforço sobre-humano...”

— Rubem Fonseca, Bufo & Spallanzani

Sumário

Lista de Figuras	xiii
Lista de Tabelas	xvi
Introdução	2
1. Oscilações $D^0 - \bar{D}^0$	6
1.1. Formalismo básico das oscilações no sistema $D^0 - \bar{D}^0$	8
1.1.1. Hamiltoniano efetivo	8
1.1.2. Evolução temporal	10
1.1.3. Probabilidades de transição	11
1.1.4. Principais abordagens experimentais	14
1.1.4.1. Estados finais semileptônicos	14
1.1.4.2. Estados finais hadrônicos não-auto-estados de CP	16
1.1.4.3. Estados finais hadrônicos auto-estados de CP	18
1.2. Predições do Modelo Padrão para as oscilações $D^0 - \bar{D}^0$	20
1.2.1. Contribuições de distância curta a x e y	21
1.2.2. Contribuições de longa distância	22
1.2.2.1. Abordagem inclusiva	24
1.2.2.2. Abordagem exclusiva	24
1.3. Possibilidade da presença de Física além do Modelo Padrão nas oscilações $D^0 - \bar{D}^0$	26
2. O Experimento LHCb	28
2.1. O aparato experimental	29
2.1.1. Estrutura básica do detector	29
2.1.2. O tubo do feixe	30
2.1.3. O magneto	32

2.1.4.	O sistema de detecção de traços	33
2.1.4.1.	O localizador de vértice	33
2.1.4.2.	O subdetector de traços: tracejador interno e TT	37
2.1.4.3.	O subdetector de traços: tracejador externo	40
2.1.5.	O sistema de identificação de partículas	41
2.1.5.1.	Os Subdetectores de anel Cherenkov	41
2.1.5.2.	Os calorímetros	43
2.1.5.3.	O sistema de detecção de múons	46
2.1.6.	Performance	50
2.1.6.1.	Reconstrução de traços	50
2.1.6.2.	Identificação de partículas	51
2.1.6.3.	Performance global de reconstrução	52
2.2.	O <i>trigger</i> do LHCb	53
2.2.1.	O L0	53
2.2.2.	O HLT	55
2.2.3.	O HLT1	55
2.2.4.	O HLT2	56
2.3.	Recursos de controle, monitoramento e processamento de dados	56
2.3.1.	Controle e monitoramento	56
2.3.2.	Processamento de dados	57
3.	Reconstrução e seleção de candidatos	59
3.1.	Dados de simulação	60
3.2.	Reconstrução e seleção de eventos $D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+\pi^-)$	63
3.2.1.	Reconstrução básica dos candidatos	63
3.2.2.	Categorização quanto à reconstrutibilidade	65
3.2.3.	Categorias de contaminação ruído	67
3.2.4.	Seleção otimizada	69
3.2.5.	Performance da seleção otimizada	76
3.3.	Análise da resolução dos vértices de nascimento e decaimento do D^0	81
3.3.1.	Candidatos a D^0 aceitos na seleção otimizada	81
3.3.2.	Reconstrução dos candidatos $B_p \rightarrow XTD^*(2010)^+$	88
3.3.3.	Performance da seleção e reconstrução de candidatos a B_p	93
3.3.4.	Resolução melhorada dos vértice de nascimento do D^0	95
3.4.	Curva de aceptância em função do tempo de vida do D^0	97

4. Sensibilidade do LHCb a x'^2 e y'	100
4.1. Modelo de Simulação Monte Carlo	101
4.2. Estimativa da sensibilidade	103
5. Comentários, conclusões e perspectivas	108
5.1. Comentários	108
5.2. Conclusões	110
5.3. Perspectivas	111
A. Otimização da seleção	113
A.1. Ferramentas de computação utilizadas	113
A.2. $D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+\pi^-)$	114
A.3. $B_p \rightarrow XTD^*(2010)^+$	117
B. Análise do enviesamento das distribuições	118
Referências Bibliográficas	124

Lista de Figuras

1.1. Diagrama de Feynman $D^0 \rightarrow h^{-1}\nu_1$	15
1.2. Diagramas de Feynman $D^0 \rightarrow K^-\pi^+, K^+\pi^-$	17
1.3. Diagramas de Feynman $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	19
1.4. Diagramas de Feynman $D^0 - \bar{D}^0$	23
1.5. Predições do Modelo Padrão para os parâmetros x e y	25
1.6. Contribuições às oscilações $D^0 - \bar{D}^0$ geradas por mecanismos não preditos pelo Modelo Padrão	26
2.1. Panorama do detector LHCb	30
2.2. Esquema do tubo do feixe do LHCb	31
2.3. Magneto do experimento LHCb	32
2.4. Visão esquemática dos sensores do detector de vértice do LHCb	34
2.5. Corte transversal do VeLo	35
2.6. Distribuição do número de estações atravessadas por traço	36
2.7. Terceira camada da estação TT	38
2.8. Camada de detecção da segunda estação do tracejador interno	39
2.9. Camadas de detecção do tracejador externo	39
2.10. Eficiência como uma função da distância ao anodo e relação entre o tempo de <i>drift</i> e a distância ao anodo	40
2.11. Visão esquemática do RICH1 e RICH2	42

2.12. Estrutura básica das células do HCAL	45
2.13. <i>layout</i> do sistema de muons	46
2.14. Visão frontal de um dos quadrantes da estação M2	47
2.15. Uniformidade de ganho de gás	49
2.16. Evento reconstruído no LHCb	50
2.17. Eficiência do RICH em toda a faixa de momentum	51
2.18. Diagrama de fluxo das diferentes frequências do trigger	54
2.19. Esquema de funcionamento do <i>trigger</i> L0	54
3.1. Distribuição das variáveis $m_{D^0, \pi_s} - m_{K, \pi}$ e $m_{K, \pi}$ dos candidatos selecionados na etapa de reconstrução básica.	68
3.2. Coeficientes de correlação linear	71
3.3. Distribuição do χ^2 e do isolamento do vértice de decaimento do D^0	72
3.4. Distribuição do χ^2 do vértice de decaimento e da significância da distância de vôo do D^0 em relação ao vértice primário.	73
3.5. Distribuição do momentum transversal e significância de parâmetro de impacto do π_s^\pm	75
3.6. Distribuição da diferença de magnitude da probabilidade de identificação de partículas	76
3.7. Resolução de massa invariante do D^0 e da diferença de massa com o $D^*(2010)^+$	78
3.8. Distribuição das variáveis $m_{D^0, \pi_s} - m_{K, \pi}$ e $m_{K, \pi}$ dos candidatos selecionados na etapa de reconstrução básica.	79
3.9. Resolução da medida de distancia de vôo dos candidatos a D^0 selecionados.	82
3.10. Resolucao do vértice de decaimento dos candidatos a D^0	83
3.11. Resolucao do vértice de decaimento dos candidatos a $D^*(2010)^+$	84
3.12. Separação entre os vértices de decaimento $D^*(2010)^+$ e D^0	87

3.13. Resolução de tempo de vida do D^0	88
3.14. IPS quarto traço	90
3.15. χ^2 do vértice de decaimento do candidato a B_p	92
3.16. Resolução do vértice de decaimento dos candidatos a B_p nas três direções espaciais.	96
3.17. Resolução da medida do tempo de vida do D^0	97
3.18. Curva de acceptance em função do tempo de vida	98
4.1. Exemplo de amostra usada no estudo de sensibilidade	102
4.2. Distribuição dos valores estimados para x'^2 e y'	104
4.3. Histograma bidimensional com as distribuições dos valores estimados para x'^2 e y'	106
A.1. Diagrama da eficiência dos cortes de seleção	114
A.2. Diagramas de otimização dos critérios de seleção	115
A.3. Diagramas de otimização dos critérios de seleção	116
A.4. Diagramas de otimização dos critérios de seleção	117
B.1. Distribuição da função de estiramento para candidatos a D^0	119
B.2. Distribuição da função de estiramento para candidatos a $D^*(2010)^+$	120
B.3. Distribuição da função de estiramento do vértice de decaimento dos can- didatos a B_p nas três direções espaciais.	121
B.4. Distribuição da função de estiramento do tempo próprio do D^0	122
B.5. Distribuição da função de estiramento do tempo próprio do D^0	122

Lista de Tabelas

3.1. Frações de decaimento do D^0	61
3.2. Dados de simulação	63
3.3. Requerimentos aplicados aos K^\pm e π^\pm	64
3.4. Requerimentos aplicados aos candidatos a D^0	64
3.5. Requerimentos aplicados à reconstrução de candidatos a $D^*(2010)^+$	65
3.6. Dados de simulação	66
3.7. Dados de simulação	67
3.8. Critérios finais para reconstrução e seleção de $D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+\pi^-)$	77
3.9. Definição das regiões de sinal na seleção do $D^*(2010)^\pm$	78
3.10. Distribuição dos candidatos nas regiões de sinal	80
3.11. Resolução do vértice de decaimento dos candidatos selecionados a $D^*(2010)^+$ e D^0	86
3.12. Modos de decaimento de B mésons com candidatos a T^\pm	89
3.13. Performance do algoritmo de associação	93
3.14. Resolução do vértice de decaimento dos candidatos a B_p , $D^*(2010)^+$ e D^0 , reconstruídos e selecionados	95
4.1. Parâmetros usados na geração dos dados de Monte Carlo do estudo de sensibilidade	103
4.2. Comparação entre a sensibilidade do LHCb e as medidas correntes de x'^2 e y' nos principais experimentos	105

4.3. Comparação entre a sensibilidade do LHCb e as medidas correntes de x'^2
e y' nos principais experimentos 107

Introdução

Esta tese de doutorado é devotada ao estudo das oscilações no sistema de mésons charmosos pseudoescalares $D^0 - \bar{D}^0$ no experimento LHCb. Historicamente, o estudo das oscilações méson-antiméson tem desempenhado um papel central no desenvolvimento do Modelo Padrão e na procura por sinais de física não previstas naquele [1, 2].

De fato, nas oscilações méson-antiméson, aspectos quantomecânicos sutis, tais como pequenas diferenças de massa entre auto-estados das interações forte e eletromagnética, bem como diferenças de tempo de vida dependentes do modo de decaimento dos mesmos auto-estados de sabor, podem ser observados a um nível relativamente macroscópico. Ademais, as oscilações, tais como compreendidas no Modelo Padrão, são processos fortemente suprimidos, descritos por laços. Sendo assim, a observação de oscilações méson-antiméson em um nível apreciável constitui um sinal sugestivo da intervenção de mecanismos físicos desconhecidos, que poderiam em princípio, e dentro de certos limites, serem descritos por extensões ao Modelo Padrão [3–5, por exemplo].

A sensibilidade das oscilações $D^0 - \bar{D}^0$ à dinâmica dos quarks d , s e b faz do sistema de mésons charmosos pseudoescalares um laboratório fenomenológico cujos resultados são complementares àqueles providos pelas buscas das oscilações nos outros setores do Modelo Padrão. As especificidades da dinâmica das oscilações $D^0 - \bar{D}^0$, que são essencialmente não perturbativas, impõem dificuldades apreciáveis ao controle teórico desse efeito [2, 6]. Destarte, ainda que relativizando as possibilidades de detecção de física nova, a realização de medidas altamente sensíveis dos parâmetros característicos das oscilações $D^0 - \bar{D}^0$ provêm um insumo fenomenológico que pode ser imprescindível para o próprio domínio teórico da dinâmica do setor de charm do Modelo Padrão [7].

As oscilações $D^0 - \bar{D}^0$ têm sido investigadas por diversos aparatos experimentais, através de técnicas distintas. Quanto ao tipo de estados finais utilizados, as técnicas podem ser agrupadas em quatro classes [1, 2, 8], que seriam o estudo de decaimentos em estados finais semi-leptônicos, análise de decaimentos hadrônicos auto-estados de simetria de conjugação de carga e paridade (CP), a medida através do estudo da cor-

relação quântica de mésons produzidos no limiar e a análise dependente do tempo de decaimentos em estados finais hadrônicos não auto-estados de CP.

As oscilações foram observadas pela primeira vez em 1956 no sistema $K^0 - \bar{K}^0$ [9], em 1987 no sistema $B_d^0 - \bar{B}^0$ [10, 11], e mais recentemente em 1996 no sistema $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ [12]. A possibilidade de ocorrência das oscilações no sistema formado pelos mésons charmosos pseudoescalares foi discutida pela primeira vez em 1975 [13], mas as primeiras evidências experimentais de sua existência foram observadas apenas recentemente, primeiro nas chamadas fábricas de mésons B [14, 15], e em seguida no Tevatron [16].

As medidas correntes não são conclusivas quanto ocorrência de violação de CP na transição méson-antiméson no setor de charm. De fato, de acordo com as previsões baseadas no Modelo Padrão, a violação de CP é fortemente suprimida nas oscilações $D^0 - \bar{D}^0$ e seus efeitos residem fora da sensibilidade experimental disponível atualmente, de tal forma que a realização de medidas desta natureza seria interpretada como uma evidência de física nova [8, 17]. Com a entrada em operação do LHC, os aspectos comentados anteriormente poderão ser estudados com sensibilidade e estatísticas sem precedentes [2, 18].

O aparato LHCb [19] é o experimento do LHC dedicado ao estudo dos processos que envolvem o *quark* B. O programa de física do LHCb é fortemente focalizado na medição precisa dos aspectos mais sutis das transições de sabores, com e sem violação de CP. Afim de alcançar estes objetivos, o aparato experimental do LHCb foi otimizado para prover estimativas precisas do momentum, trajetória, identificação e posição dos vértices de produção e decaimento dos candidatos reconstruídos.

As mesmas características instrumentais que habilitam o LHCb a medir com precisão as reações dos B-mésons, tornam o aparato adequado para o estudo das oscilações $D^0 - \bar{D}^0$ e outras reações raras no setor de charm. Ademais, levando-se em conta que os mésons B decaem principalmente em mésons charmosos, conclue-se que os estudos de charm do LHCb podem ser realizados em excelentes condições estatísticas.

Os desenvolvimentos apresentados nesta tese constituem uma implementação de um protótipo de reconstrução e seleção de candidatos com o propósito de medir as oscilações $D^0 - \bar{D}^0$. Em linhas gerais, o método estudado consiste primeiramente na reconstrução e seleção de candidatos com modo de decaimento $D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+\pi^-)^1$, para em seguida, através do estudo da distribuição do tempo de vida dos D^0 selecio-

¹O índice “s” em π_s refere-se à expressão pión lento (*slow pion*).

nados, medir-se os parâmetros que caracterizam a oscilação. A reconstrução inteira da cadeia de decaimento $D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+(D^0 \rightarrow K^+\pi^-)$ permite explorar o pico estreito da distribuição da diferença de massa entre o $D^*(2010)^+$ e D^0 , em combinação com a distribuição da massa invariante do D^0 , para eliminar candidatos de ruído.

As discussões sobre a reconstrução e seleção de candidatos são complementadas pela realização de estudos de simulação de Monte Carlo com o objetivo de prover uma estimativa da sensibilidade do LHCb, aos parâmetros das oscilações em diferentes níveis de contaminação por ruído. Os estudos de seleção e reconstrução foram desenvolvidos antes da entrada em operação do LHC. Portanto, todos os cálculos foram realizados usando-se amostras de dados da simulação completa e detalhada do LHCb nas condições nominais de energia e luminosidade do LHC [18].

Os estudos estão organizados da maneira explicada nas linhas seguintes. O capítulo 1 inicia-se com uma revisão do formalismo básico da fenomenologia das oscilações $D^0 - \bar{D}^0$ seção 1.1. Em seguida na seção 1.2 discute-se as predições do Modelo Padrão para o fenômeno. Por fim na seção 1.3 comentam-se algumas das discussões correntes na literatura a respeito das investigações sobre a detecção de física nova através do estudo das oscilações no setor de charm.

No capítulo 2 discutem-se os principais aspectos do aparato experimental do LHCb. O magneto e o tubo do feixe são discutidos na subseção 2.1.1. Em seguida, os sistemas de detecção de traços e identificação de candidatos são apresentados nas subseções 2.1.4 e 2.1.5 respectivamente. A performance desses sistemas é comentada na subseção 2.1.6. O *trigger* do LHCb é apresentado na seção 2.2. Os recursos de controle e computação do experimento são discutidos na seção 2.3.

O capítulo 3 é devotado à discussão da reconstrução e seleção de candidatos $D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+(D^0 \rightarrow K^+\pi^-)$ com o propósito de medir os parâmetros característicos das oscilações no sistema $D^0 - \bar{D}^0$. Na seção 3.1 descreve-se a árvore de software do LHCb e as amostras de dados de simulação completa usadas nos estudos desta tese são descritos. Na subseção 3.2.1 os critérios usados na reconstrução básica dos candidatos é apresentada. A categorização das amostras reconstruídas quanto à reconstrutibilidade é discutida na subseção 3.2.2.

Ainda no capítulo 3, discute-se na subseção 3.2.3 as diferentes categorias de contaminação por ruído encontradas nas amostras reconstruídas. A otimização dos critérios de seleção é apresentada na subseção 3.2.4 e a performance da seleção otimizada é discutida logo a seguir, na subseção 3.2.5, onde apresenta-se as taxas esperadas de candidatos

de sinal correspondentes a 5s, 10³s e 10⁷s operação do detector. Ainda nesta subsecção, discute-se a razão entre o número de candidatos de ruído e de sinal associada aos critérios de seleção propostos.

No capítulo 3, na seção 3.3, analisam-se a resolução dos vértices de nascimento e decaimento dos candidatos a D^0 selecionados. Apresenta-se em seguida, na subsecção 3.3.2, o procedimento de melhoria da resolução do vértice de nascimento destes candidatos, através da reconstrução parcial do B-méson que está no topo da cadeia. A performance da seleção otimizada, calculada na subsecção 3.2.4, em conjunto com a nova etapa de reconstrução adicional, apresentada na subsecção 3.3.2, é discutida na subsecção 3.3.3. A resolução melhorada do vértice de nascimento dos candidatos a D^0 é abordada na subsecção 3.3.4. A curva de aceitância da seleção em função do tempo de vida dos candidatos selecionados é calculada na seção 3.4.

O capítulo 4 é devotado ao estudo da sensibilidade do LHCb aos parâmetros que caracterizam as oscilações no sistema $D^0 - \bar{D}^0$. Usando-se como dados de entrada a curva de resolução de tempo próprio, calculada na subsecção 3.3.4, a curva de aceitância da seleção calculada na seção 3.4 e utilizando-se as técnicas de simulação de Monte Carlo, estima-se a sensibilidade do LHCb aos parâmetros da oscilação, em diferentes níveis de contaminação por ruído. O modelo e o software usados na simulação são discutidos na seção 4.1 e as estimativas de sensibilidade são apresentadas e comparadas com os resultados recentes de Belle, Babar e CDF [14–16] na seção 4.2.

Por fim, no capítulo 5 apresenta-se as conclusões e perspectivas referentes aos desenvolvimentos discutidos nesta tese.

Capítulo 1.

Oscilações $D^0 - \bar{D}^0$

Preliminares

No Modelo Padrão, as massas e as transições de sabor dos *quarks* estão intimamente relacionados à existência da violação de CP. De fato, estas características originam-se dos acoplamentos de Yukawa entre o campo de *quarks* e o campo de Higgs [20, 21], cuja contribuição ao Lagrangiano do Modelo Padrão é dada por

$$\mathcal{L}_Y = -Y_{ij}^d \bar{Q}_{Li}^I \phi d_{Rj}^I - Y_{ij}^u \bar{Q}_{Li}^I \epsilon \phi^* u_{Rj}^I + \text{c.h.} \quad (1.1)$$

onde Y^u são matrizes complexas 3×3 , ϕ é o campo de Higgs, os índices $i, j = 1, 2, 3$ rotulam as três famílias de *quarks* e ϵ é a matriz anti-simétrica 2×2 . Os objetos Q_L^I são os dubletos levogiros de *quarks* e u_R^I e d_R^I são os singletos dextrogiros correspondentes aos *quarks* tipo *up* e *down*, respectivamente; na representação definida pelos auto-estados da interação fraca, usualmente referidos como auto-estados de sabor. Os *quarks* tornam-se massivos como consequência da quebra espontânea da simetria, induzida quando o campo de Higgs adquire um valor médio não-nulo no estado de vácuo. Os estados físicos, agora referidos como auto-estados de massa, são obtidos diagonalizando-se as matrizes $Y^{d,u}$, de forma a obter os termos de massa apropriados,

$$M^f = V_L^f Y^f V_R^{f\dagger}, \quad f = u, d. \quad (1.2)$$

onde $V_{L,R}^{u,d}$ são matrizes unitárias. A diagonalização da matriz de massa modifica o Lagrangiano da interação fraca de tal forma que as correntes carregadas passam agora

a acoplar os *quarks* físicos, auto-estados de massa, u_{Lj} e d_{Lj} de acordo com a matriz

$$V_{CKM} \equiv V_L^u V_L^{d\dagger} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

O objeto V_{CKM} é referido como matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [22, 23]. Trata-se de uma matriz 3×3 , não-diagonal e unitária. Os elementos da matriz CKM podem ser parametrizados por três ângulos e uma fase complexa. Uma representação fisicamente motivada, definida de forma a explicitar a dinâmica de sabores, é dada por

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

onde $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ e δ é a fase complexa, responsável pela violação da simetria CP. Existem outras representações da matriz CKM, cujas definições são motivadas por diferentes requerimentos físicos e, ou, matemáticos. A título de exemplo, cita-se a chamada representação de Wolfenstein, que é particularmente adequada para analisar, ordem por ordem, os efeitos de violação da simetria CP e troca de sabores relacionados a taxas de decaimento específicas [24].

Uma transformação CP consiste numa conjugação de carga (C) seguida por uma inversão de paridade. A conjugação de carga consiste na conversão de partículas em anti-partículas e vice-versa, ou seja, trata-se da conjugação de todos os números quânticos internos. Por outro lado, sob uma transformação de paridade (P) inverte-se a lateralidade do espaço, ou seja mapeia-se $x \rightarrow -x$.

As interações forte e eletromagnética são invariantes sob C, P e CP. A interação fraca viola isoladamente C e P, e ainda o produto CP. A violação de CP foi descoberta no decaimento de Kaons em 1964 [25] e observada recentemente no decaimentos de mésons B [26, 27]. Entretanto qualquer sinal de violação de CP foi jamais detectado em decaimentos de mésons charmosos e dos mésons B_s^0 . No Modelo Padrão a violação de CP é gerada por fases complexas nos acoplamentos de Yukawa.

Este capítulo é dedicado a revisão dos aspectos teóricos e fenomenológicos pertinentes às oscilações de sabor no sistema $D^0 - \bar{D}^0$, com e sem violação da simetria de conjugação de carga e paridade. Sendo assim, na seção 1.1, apresenta-se o formalismo básico da fenomenologia das oscilações $D^0 - \bar{D}^0$, enfatizando-se o decaimento do D^0 em estados finais de dois corpos. Em seguida, na seção 1.2 as previsões do Modelo padrão para a magnitude da mistura de sabores de mésons charmosos são revistas e comentadas. Por fim, na seção 1.3 discute-se a conexão entre as medidas de magnitude das oscilações, com e sem a violação de CP e a possível detecção de mecanismos não-preditos no Modelo Padrão.

1.1. Formalismo básico das oscilações no sistema $D^0 - \bar{D}^0$

1.1.1. Hamiltoniano efetivo

Sejam $|D^0\rangle$ e $|\bar{D}^0\rangle$ os estados quantomecânicos correspondentes aos mésons charmosos pseudoescalares D^0 e \bar{D}^0 . Estes estados satisfazem a relação

$$\mathcal{CPT} |D^0\rangle = e^{i\phi} |\bar{D}^0\rangle, \quad (1.5)$$

onde \mathcal{C} , \mathcal{P} e \mathcal{T} são os operadores correspondentes às transformações de conjugação de carga, paridade e reversão temporal [28].

Por outro lado, o estado quantomecânico mais geral do sistema $D^0 - \bar{D}^0$ é descrito pela superposição

$$|\Psi(t)\rangle = c_1(t) |D^0\rangle + c_2(t) |\bar{D}^0\rangle. \quad (1.6)$$

Seja \mathcal{H} o operador Hamiltoniano efetivo que descreve a evolução temporal do sistema, ou seja, $|\Psi(t)\rangle = \mathcal{H} |\Psi(t=0)\rangle$. Como os mésons D^0 e \bar{D}^0 decaem, o Hamiltoniano efetivo deve ser definido de maneira adequada à condição

$$\frac{d}{dt} |\langle \Psi(t) | \Psi(t) \rangle|^2 < 0. \quad (1.7)$$

Note-se que esta relação implica na não-hermiticidade do operador Hamiltoniano, que neste caso pode ser sempre escrito como

$$\mathcal{H} = \mathcal{M} - i\frac{\Gamma}{2}, \quad (1.8)$$

onde \mathcal{M} e Γ são operadores hermitianos.

Supondo-se primeiramente que \mathcal{H} é invariante sob uma transformação $\mathcal{U} = \mathcal{CPT}$, e em seguida, levando-se em conta as relações $\mathcal{U}|D^0\rangle = e^{i\phi}|\bar{D}^0\rangle$ e $[\mathcal{H}, \mathcal{U}] = 0$, bem denotando-se os elementos de matriz do Hamiltoniano como,

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{11} &= \langle D^0|\mathcal{H}|D^0\rangle, \quad \mathcal{H}_{12} = \langle D^0|\mathcal{H}|\bar{D}^0\rangle, \\ \mathcal{H}_{21} &= \langle \bar{D}^0|\mathcal{H}|D^0\rangle, \quad \mathcal{H}_{22} = \langle \bar{D}^0|\mathcal{H}|\bar{D}^0\rangle; \end{aligned}$$

conclui-se que

$$\mathcal{H}_{11} = \langle D^0|\mathcal{H}|D^0\rangle \quad (1.9)$$

$$= \langle D^0|\mathcal{U}^{-1}(\mathcal{U}\mathcal{H}\mathcal{U}^{-1})\mathcal{U}|D^0\rangle \quad (1.10)$$

$$= \langle \bar{D}^0|\mathcal{H}|\bar{D}^0\rangle = \mathcal{H}_{22}, \quad (1.11)$$

e portanto $\mathcal{M}_{11} = \mathcal{M}_{22} = \mathcal{M}_0$ e $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma_0$ [28, 29].

Assim, pressupondo-se somente que \mathcal{CPT} é uma simetria do sistema, pode-se escrever o Hamiltoniano efetivo como

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 & \mathcal{M}_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ \mathcal{M}_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & \mathcal{M}_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

Os objetos \mathcal{M}_0 e Γ_0 são referidos usualmente na literatura especializada, como parte dispersiva e absorpsiva do Hamiltoniano efetivo, respectivamente. Os auto-vetores do Hamiltoniano, denotados aqui por $\{|D_1\rangle$ e $|D_2\rangle\}$, são definidos na base $|D^0\rangle, |\bar{D}^0\rangle$, pelas expressões

$$\begin{aligned} |D_1\rangle &= \frac{1}{N}\{|D^0\rangle + \frac{q}{p}|\bar{D}^0\rangle\}, \\ |D_2\rangle &= \frac{1}{N}\{|D^0\rangle - \frac{q}{p}|\bar{D}^0\rangle\}, \end{aligned}$$

onde N é um fator de normalização. Os auto-valores correspondentes são então dados por

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= \mathcal{M}_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 + \frac{q}{p}\left\{\mathcal{M}_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right\} \\ \lambda_2 &= \mathcal{M}_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 - \frac{q}{p}\left\{\mathcal{M}_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right\}\end{aligned}$$

onde

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{\mathcal{M}_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{\mathcal{M}_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}\quad (1.13)$$

Levando-se em conta que os auto-valores podem ser também definidos como

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= \left[\mathcal{M}_0 + \frac{\Delta\mathcal{M}}{2}\right] - \frac{i}{2}\left[\Gamma_0 + \frac{\Delta\Gamma}{2}\right], \\ \lambda_2 &= \left[\mathcal{M}_0 - \frac{\Delta\mathcal{M}}{2}\right] - \frac{i}{2}\left[\Gamma_0 - \frac{\Delta\Gamma}{2}\right],\end{aligned}$$

pode-se escrever as diferenças de massa e de largura de decaimento entre os auto-estados do Hamiltoniano efetivo em função dos seus elementos de matriz como [28, 29]

$$\Delta\mathcal{M} = Re\left\{\frac{q}{p}\left[\mathcal{M}_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right]\right\}, \quad \Delta\Gamma = -Im\left\{\frac{q}{p}\left[\mathcal{M}_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right]\right\}$$

1.1.2. Evolução temporal

A equação de Schrodinger pode ser resolvida imediatamente na representação definida pelos auto-estados do Hamiltoniano. De fato, o estado do sistema num instante $t \neq 0$ é

$$|\Psi(t)\rangle = e^{-i\mathcal{H}t} |\Psi(0)\rangle, \quad (1.14)$$

e supondo-se que $|\Psi(0)\rangle = c_1(0) |D_1\rangle + c_2(0) |D_2\rangle$, tem-se

$$|\Psi(t)\rangle = c_1(0)e^{-i\lambda_1 t} |D_1\rangle + c_2(0)e^{-i\lambda_2 t} |D_2\rangle. \quad (1.15)$$

Os vetores da base $\{|D_1\rangle, |D_2\rangle\}$ são usualmente referidos como auto-estados de massa, pois do ponto de vista das interações forte e eletromagnética, representam estados de energia bem definida. Por outro lado, os vetores da base $\{|D^0\rangle, |\bar{D}^0\rangle\}$ possuem conteúdo de quarks bem definido, sendo portanto referidos como auto-estados de sabor. O estado

$|\Psi(t)\rangle$ pode ser escrito na base definida pelos auto-estados de sabor como sendo

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \{ [c_1(0)e^{-i\lambda_1 t} + c_2(0)e^{-i\lambda_2 t}] |D^0\rangle + \frac{q}{p} [c_1(0)e^{-i\lambda_1 t} - c_2(0)e^{-i\lambda_2 t}] |\bar{D}^0\rangle \}.$$

Supondo-se que o sistema tenha sido preparado inicialmente como um méson $|D^0\rangle$, ou um méson $|\bar{D}^0\rangle$, o estado do sistema, transcorrido um tempo t , é dado em cada caso pelos vetores

$$\begin{aligned} |D^0, t\rangle &= g_1(t) |D^0\rangle + \frac{q}{p} g_2(t) |\bar{D}^0\rangle \\ |\bar{D}^0, t\rangle &= \frac{p}{q} g_2(t) |D^0\rangle + g_1(t) |\bar{D}^0\rangle \end{aligned}$$

onde as funções $g_1(t)$ e $g_2(t)$ são definidas pelas expressões

$$\begin{aligned} g_1(t) &= \frac{1}{2} \{ e^{-i\lambda_1 t} + e^{-i\lambda_2 t} \} \\ g_2(t) &= \frac{1}{2} \{ e^{-i\lambda_1 t} - e^{-i\lambda_2 t} \} \end{aligned}$$

Das expressões anteriores conclui-se que a evolução temporal, sob o Hamiltoniano efetivo, pode criar no sistema a anti-partícula do estado inicial. Este fenomeno é chamado genericamente de mistura de sabores. A ocorrência sucessiva desses processos, convertendo partículas em anti-partículas e vice-versa é referida como oscilação de sabor [30].

1.1.3. Probabilidades de transição

Seja $|f\rangle$ um estado final acessível ao D^0 e em certos casos também simultaneamente acessível ao \bar{D}^0 . Definindo-se as amplitudes de transição

$$\begin{aligned} A_f &= \langle f | D^0 \rangle, & A_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | D^0 \rangle, \\ \bar{A}_f &= \langle f | \bar{D}^0 \rangle, & \bar{A}_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | \bar{D}^0 \rangle, \end{aligned} \tag{1.16}$$

podem-se escrever as probabilidades de transição dependentes do tempo, correspondentes aos processos $D^0 \rightarrow f$ e $\bar{D}^0 \rightarrow \bar{f}$ como

$$\begin{aligned}\Gamma(D^0 \rightarrow f, t) &= |\langle f | D^0, t \rangle|^2 \\ &= |A_f|^2 \left\{ |g_1(t)|^2 + \left| \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} g_2(t) \right|^2 + 2Re \left[\frac{q}{p} g_1^*(t) g_2(t) \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right] \right\}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow \bar{f}, t) &= |\langle \bar{f} | \bar{D}^0, t \rangle|^2 \\ &= |\bar{A}_f|^2 \left\{ |g_1(t)|^2 + \left| \frac{p}{q} \frac{A_f}{\bar{A}_f} g_2(t) \right|^2 + 2Re \left[\frac{p}{q} g_1^*(t) g_2(t) \frac{A_f}{\bar{A}_f} \right] \right\}\end{aligned}$$

As taxas de decaimento dependentes do tempo devem ser normalizadas convenientemente para viabilizar a comparação com dados experimentais. Assim definem-se as funções

$$\begin{aligned}r(t) &= \frac{|\langle f | D^0, t \rangle|^2}{|\bar{A}_f|^2} = \left| \frac{q}{p} \right|^2 \left\{ |g_2(t)|^2 + \left| \frac{p}{q} \frac{A_f}{\bar{A}_f} g_1(t) \right|^2 + 2Re \left[\frac{p}{q} \frac{A_f}{\bar{A}_f} g_1(t) g_2^*(t) \right] \right\} \\ \bar{r}(t) &= \frac{|\langle \bar{f} | \bar{D}^0, t \rangle|^2}{|A_f|^2} = \left| \frac{p}{q} \right|^2 \left\{ |g_2(t)|^2 + \left| \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} g_1(t) \right|^2 + 2Re \left[\frac{p}{q} \frac{\bar{A}_f}{A_f} g_1(t) g_2^*(t) \right] \right\}\end{aligned}$$

As oscilações de sabor no sistema $D^0 - \bar{D}^0$ podem ser completamente caracterizadas pelos parâmetros τ , x e y , definidos como sendo,

$$t = \frac{\tau}{\Gamma_0}, \quad (1.17)$$

$$x = \frac{\Delta M}{\Gamma_0} \quad (1.18)$$

$$y = \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}. \quad (1.19)$$

Por outro lado, os mésons oscilam lentamente no sistema $D^0 - \bar{D}^0$, ou seja a escala de tempo correspondente ao período de uma oscilação é comparável ao tempo de vida do D^0 , o que implica em

$$y\tau, x\tau \ll 1. \quad (1.20)$$

Assim, reescrevendo-se as funções $r(t)$ e $\bar{r}(t)$ e retendo-se apenas os termos de primeira ordem em x e y , tem-se

$$r(t) = \left| \frac{q}{p} \right|^2 e^{-\tau} \left\{ \frac{1}{4}(x^2 + y^2)\tau^2 - \text{Re} \left[\frac{p A_f}{q \bar{A}_{\bar{f}}} (y - ix) \right] \tau + \left| \frac{p A_f}{q \bar{A}_{\bar{f}}} \right|^2 \right\}$$

$$\bar{r}(t) = \left| \frac{p}{q} \right|^2 e^{-\tau} \left\{ \frac{1}{4}(x^2 + y^2)\tau^2 - \text{Re} \left[\frac{q \bar{A}_{\bar{f}}}{p A_f} (y - ix) \right] \tau + \left| \frac{q \bar{A}_{\bar{f}}}{p A_f} \right|^2 \right\}.$$

A possibilidade de violação da simetria de conjugação de carga e paridade pode ser acomodada de forma mais transparente reescrevendo-se as taxas de decaimento dependente do tempo normalizadas utilizando-se a seguinte parametrização

$$\frac{q}{p} = (1 + A_M) e^{i\phi}, \quad (1.21)$$

$$\frac{A_f}{\bar{A}_{\bar{f}}} = -\sqrt{R_D} (1 + A_D) e^{-i\delta}, \quad (1.22)$$

$$\frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_f} = \frac{-\sqrt{R_D}}{1 + A_D} e^{-i\delta}. \quad (1.23)$$

Note-se que, nesta parametrização, a possibilidade de conservação da simetria CP é caracterizada pelas seguintes identidades

$$A_{\bar{f}} = \bar{A}_f, \quad (1.24)$$

$$\bar{A}_{\bar{f}} = A_f, \quad (1.25)$$

$$\frac{q}{p} = 1, \quad (1.26)$$

que por outro lado implicam em

$$A_D = A_M = \phi = 0 \quad (1.27)$$

Em função dos parâmetros R_D , A_D , A_M , ϕ e δ , escreve-se $\bar{r}(t)$ e $r(t)$ como

$$r(t) = e^{-\tau} \left\{ \frac{(1 + A_M)^2 (x'^2 + y'^2)}{4} \tau^2 + \sqrt{R_D} (1 + A_D) (1 + A_M) y' \tau + (1 + A_D)^2 R_D \right\} \quad (1.28)$$

$$\bar{r}(t) = e^{-\tau} \left\{ \frac{(x''^2 + y''^2)}{4(1 + A_M)^2} \tau^2 + \frac{\sqrt{R_D} y''}{(1 + A_D)(1 + A_M)} \tau + \frac{R_D}{(1 + A_D)^2} \right\} \quad (1.29)$$

onde os novos parametros x' , y' , x'' e y'' estão relacionados a x e y através das rotações

$$\begin{cases} x' = x \cos(\delta + \phi) - y \sin(\delta + \phi) \\ y' = y \cos(\delta + \phi) - x \sin(\delta + \phi) \end{cases} \quad (1.30)$$

$$\begin{cases} x'' = x \cos(\delta - \phi) - y \sin(\delta - \phi) \\ y'' = y \cos(\delta - \phi) - x \sin(\delta - \phi) \end{cases} \quad (1.31)$$

Em termos fenomenológicos, os parâmetros A_M e ϕ quantificam respectivamente a magnitude e a fase complexa responsáveis pela violação de CP. O parâmetro δ é a diferença de fase forte entre os processos associados às amplitudes A_f e \bar{A}_f . A diferença de fase forte δ deve ser medida independentemente dos parâmetros que caracterizam a violação de CP. Na ausência de violação de CP, ou seja com $\phi = 0$, as grandezas x' e x'' bem como y' e y'' coincidem e a rotação que os relaciona aos fatores originais, x e y , é parametrizada apenas por δ .

1.1.4. Principais abordagens experimentais

1.1.4.1. Estados finais semileptônicos

Seja $|f\rangle$ o vetor correspondente a um estado final semi-leptônico,

$$|f\rangle = |h^- l^+ \nu_l\rangle, \quad (1.32)$$

onde l é um elétron ou um múon e h refere-se a káons e píons (vide o diagrama na figura 1.1).

Em processos do tipo $D^0 \rightarrow h^- l^+ \nu_l$ ($D^0 \rightarrow \bar{f}$) a variação da carga elétrica hadrônica, ΔQ_h , é numericamente igual a variação do número quântico de charm, ΔC , enquanto que a variação da carga elétrica leptônica é igual a -1, de forma tal que a conservação da carga elétrica seja respeitada.

O requerimento de que a variação do número quântico de Charm seja sempre igual a variação da carga elétrica hadrônica proíbe o decaimento de mésons D^0 no estado final

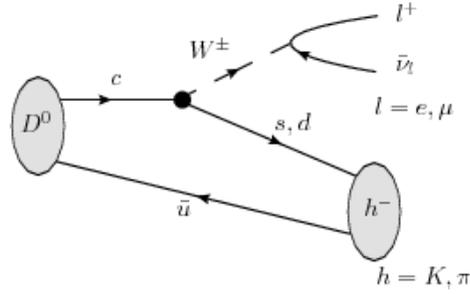


Figura 1.1.: Diagrama de Feynman $D^0 \rightarrow h^{-}l^{+}\bar{\nu}_l$

conjugado CP de \bar{f} , de acordo com o processo $D^0 \rightarrow h^{+}l^{-}\bar{\nu}_l$, ou seja, têm-se

$$\langle \bar{f} | \bar{D}^0 \rangle = 0, \quad \langle f | D^0 \rangle = 0. \quad (1.33)$$

Como consequência, obtêm-se as identidades $\frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_{\bar{f}}} = \frac{A_f}{A_f} = 0$. Levando-se em conta estes resultados, escrevem-se as razões de decaimento dependentes do tempo $r(t)$ e $\bar{r}(t)$ como sendo

$$r(t) = e^{-\tau\tau^2} \left\{ \frac{x^2 + y^2}{4} \right\} (1 + A_M)^2$$

$$\bar{r}(t) = e^{-\tau\tau^2} \left\{ \frac{x^2 + y^2}{4(1 + A_M)^2} \right\}.$$

As razões integradas, por sua vez são definidas pelas expressões [31]

$$R_M = \int_0^\infty r(t) dt = \frac{(1 + A_M)^2}{2} \{x^2 + y^2\}$$

$$\bar{R}_M = \int_0^\infty \bar{r}(t) dt = \frac{1}{2} \left\{ \frac{x^2 + y^2}{(1 + A_M)^2} \right\}$$

Portanto, do ponto de vista fenomenológico, os desenvolvimentos anteriores permitem concluir que a observação do processo $D^0 \rightarrow h^{+}l^{-}\bar{\nu}_l$, ou seu correspondente conjugado CP, é uma evidência inequívoca da oscilação no sistema $D^0 - \bar{D}^0$. De fato, como este decaimento é proibido pela regra de superseleção descrita anteriormente, o único processo

físico previsto no Modelo Padrão que poderia conectar um D^0 ao estado final \bar{f} seria

$$D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow h^+ l^- \bar{\nu}_l. \quad (1.34)$$

Note-se que a medição desses processos não permite acessar os parâmetros x e y separadamente, além de ser insensível a valores pequenos destes. A presença do neutrino no estado final também tende a favorecer a proliferação de contaminação por ruído nas amostras reconstruídas. Por outro lado, a observação desses eventos no LHCb conta com a importante vantagem da excelente capacidade deste aparato em discriminar os hádrons e os léptons no estado final, bem em estimar precisamente as trajetórias e momentos destes candidatos [19].

1.1.4.2. Estados finais hadrônicos não-auto-estados de CP

Considere-se o estado final hadrônico de dois corpos definido por

$$|\bar{f}\rangle = K^+ \pi^+. \quad (1.35)$$

Contrariamente à situação correspondente ao decaimento em estados finais semi-leptônicos, o estado final hadrônico $|\bar{f}\rangle$ é acessível a ambos D^0 e \bar{D}^0 , ou como se queira, os estados $|\bar{f}\rangle$ e $|f\rangle$ podem ser produzidos no decaimento do D^0 , ou \bar{D}^0 .

Usualmente, na literatura especializada, o estado final correspondente ao vetor $|\bar{f}\rangle$ é referido como estado com sinal errado, enquanto o vetor $|f\rangle$ é referido como estado com sinal correto. A motivação para esta terminologia provém, em última instância, da necessidade de rotular o sabor dos mésons como D^0 ou \bar{D}^0 no momento de sua produção. Este requerimento justifica a opção de reconstruir candidatos provenientes de decaimentos de $D^{*(2010)^+}$, de acordo com a cadeia $D^{*(2010)^+} \rightarrow \pi_s^+ D^0$. A discrepância entre o sinal da carga elétrica do pión no estado final do D^0 e o pión proveniente do $D^{*(2010)^+}$ explica a terminologia.

O modo de decaimento $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ possui amplitude de probabilidade proporcional ao produto dos elementos V_{cd} e V_{us} da matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, sendo portanto duplamente suprimido em relação ao modo $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, que é proporcional ao produto dos elementos de matriz V_{cs} e V_{ud} . O processo $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ é referido como

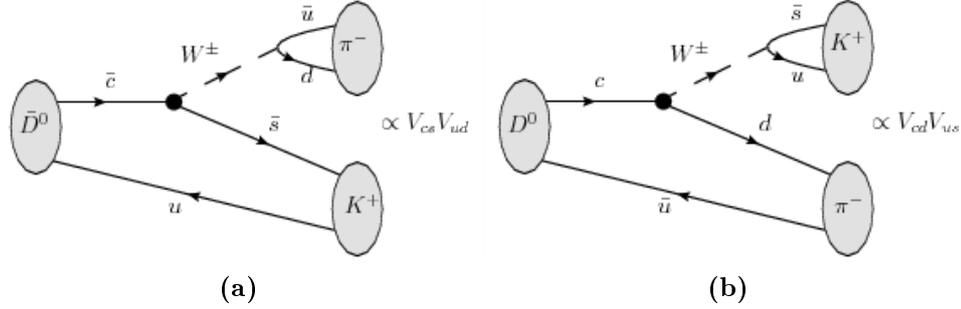


Figura 1.2.: Diagramas de Feynman referentes aos processos $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ em (b) e $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ em (a).

modo de decaimento favorecido. Os diagramas correspondentes estão representados na figura 1.2.

Existe portanto duas possibilidades para um D^0 decair em um estado final de sinal errado:

1. Decaimento direto no estado final duplamente suprimido, ou seja, $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$.
2. Conversão do D^0 em \bar{D}^0 , via oscilação, seguida por um decaimento direto do \bar{D}^0 no estado final favorecido, ou seja $D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$.

Basicamente, a medição da oscilação $D^0 - \bar{D}^0$ usando-se estados finais de sinal errado pode ser realizada com, ou sem, a suposição da presença de violação de CP. No primeiro caso, ajusta-se

$$r(t) = \bar{r}(t) = e^{-\tau} \left\{ \frac{(x'^2 + y'^2)}{4} \tau^2 + \sqrt{R_D} y' \tau + R_D \right\} \quad (1.36)$$

à distribuição de tempo de vida da amostra selecionada, o que permite estimar os parâmetros x' e y' isoladamente. No segundo caso, a busca por violação de CP na oscilação é realizada ajustando-se separadamente as funções $r(t)$ e $\bar{r}(t)$ às distribuições de tempo próprio correspondentes às amostras reconstruídas para o modo de decaimento $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ e seu conjugado CP.

Em ambos os casos, deve-se medir a diferença fase δ entre as amplitudes associadas ao decaimento em estado final de sinal correto e sinal errado, usando-se um procedimento experimental específico, ou seja, δ não é um parâmetro livre no ajuste de curva [32–34]. De fato, no caso da busca por oscilação sem violação de CP, o conhecimento de δ permite relacionar os parâmetros estimados no ajuste de curva, x' e y' , com x e y . Na busca por

violação de CP, o conhecimento de δ permite tanto estimar o valor da contribuição da fase ϕ associada à violação de CP, como também relacionar x' , y' , x'' e y'' a x e y .

Seja como for, os procedimentos descritos acima não são os mais apropriados para a medida de violação de CP na oscilação $D^0 - \bar{D}^0$. Para este propósito, a abordagem mais adequada seria o uso de estados finais hadronicos auto-estados de CP, que é o tema da próxima seção.

1.1.4.3. Estados finais hadronicos auto-estados de CP

O estudo da distribuição do tempo de vida dos mésons D^0 que decaem em estados finais auto-estados de CP permite medir de forma mais direta e robusta a presença de violação de CP na oscilação $D^0 - \bar{D}^0$. Este método baseia-se no fato de que na presença da oscilação de sabor, a distribuição do tempo de vida pode ser aproximadamente modelada como uma exponencial, com o parâmetro correspondente ao tempo de vida corrigido por um fator proporcional à amplitude de violação de CP.

De fato, seja $|f\rangle$ um estado final auto-estado de CP (vide a figura 1.3),

$$|f\rangle = \eta |f\rangle, \eta = \pm 1; \quad (1.37)$$

relembrando-se que

$$|D^0, t\rangle = g_1(t) |D^0\rangle + \frac{q}{p} g_2(t) |\bar{D}^0\rangle \quad (1.38)$$

e supondo-se que não existe violação de CP apreciável no decaimento direto, ou seja

$$A_f \approx \bar{A}_f \quad (1.39)$$

pode-se escrever

$$\langle f | D^0, t \rangle = \left\{ g_1(t) + \eta g_2(t) \frac{q}{p} \right\} A_f \quad (1.40)$$

Supondo-se que a magnitude da oscilação de sabor é pequena o suficiente para que se possa desprezar os termos quadráticos e bilineares em relação aos termos lineares em $\frac{q}{p}$, x e y , pode-se escrever a probabilidade de transição correspondente ao processo anterior

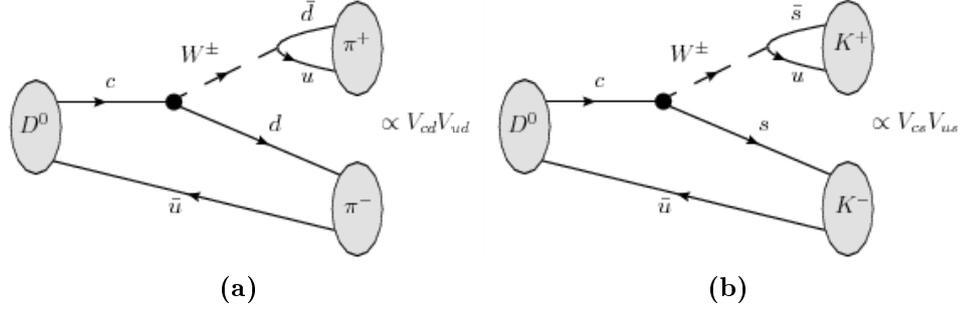


Figura 1.3.: Diagramas de Feynman referentes aos processos $D^0 \rightarrow K^+K^-$ (a) e $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (b).

como sendo

$$|\langle f|D^0, t \rangle|^2 \approx e^{-\tau} \left\{ 1 - \text{Re} \left[\eta \frac{q}{p} (y - ix) \tau \right] \right\} |A_f|^2 \quad (1.41)$$

por outro lado, escrevendo-se novamente $\frac{q}{p} = (1 + A_M)e^{i\phi}$, obtêm-se finalmente a expressão

$$|\langle f|D^0, t \rangle|^2 = e^{-\tau} |A_f|^2 \{ 1 - (1 + A_M) \eta [y \cos(\phi) + x \sin(\phi)] \} \tau. \quad (1.42)$$

A título de exemplo, considere-se agora o estado final $K^+ K^-$, para o qual tem-se $\eta = 1$. De acordo com as suposições feitas a respeito da magnitude de violação de CP neste processo, pode-se escrever que

$$1 - (1 + A_M)(y \cos(\phi) + x \sin(\phi)) \approx e^{-\left[\left| \frac{q}{p} \right| (y \cos(\phi) + x \sin(\phi)) \right] \tau} \quad (1.43)$$

sendo assim, conclui-se que

$$\Gamma(D^0 \rightarrow K^+K^-) \simeq |A_{K^+K^-}|^2 e^{-\tau \left[1 + \left| \frac{q}{p} \right| (y \cos(\phi) + x \sin(\phi)) \right]}. \quad (1.44)$$

Procedendo-se de modo similar, conclui-se também que

$$\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+K^-) \simeq |A_{K^+K^-}|^2 e^{-\tau \left[1 + \left| \frac{q}{p} \right| (y \cos(\phi) - x \sin(\phi)) \right]}. \quad (1.45)$$

A variável y_{CP} é o observável diretamente conectado a diferenças nas taxas de decaimento devido à ocorrência de violação de CP na oscilação $D^0 - \bar{D}^0$. De fato, a taxa de

decaimento correspondente às duas amostras, $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $\bar{D}^0 \rightarrow K^+K^-$, é dada por

$$\Gamma_{total} = \Gamma(D^0 \rightarrow K^+K^-) + \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+K^-) \simeq 2|A_{K^+K^-}|^2 e^{-\tau(1+y_{CP})} \quad (1.46)$$

onde y_{CP} é definido por

$$y_{CP} = \frac{1}{2} \left\{ \left[\left| \frac{q}{p} \right| + \left| \frac{p}{q} \right| \right] y \cos(\phi) + \left[\left| \frac{q}{p} \right| - \left| \frac{p}{q} \right| \right] x \sin(\phi) \right\}. \quad (1.47)$$

Relembrando-se que a magnitude de violação de CP pode ser escrita como $\left| \frac{q}{p} \right| = (1 + A_M)$ e supondo-se como sempre que $A_M \ll 1$, obtem-se a seguinte expressão para y_{CP}

$$y_{CP} \simeq y \cos(\phi) + A_M x \sin(\phi) \quad (1.48)$$

O conteúdo físico desta última expressão é cristalino. A inexistência de violação de CP no processo de mistura de sabores e oscilação, ou seja $A_M = \phi = 0$, implica na coincidência entre y e y_{CP} [35,36].

1.2. Predições do Modelo Padrão para as oscilações $D^0 - \bar{D}^0$

Esta seção é dedicada à revisão dos principais aspectos relativos ao entedimento das oscilações $D^0 - \bar{D}^0$, com e sem a presença de violação de CP, a partir do Modelo Padrão. Afim de evitar-se a exposição de cálculos extensos, cujos detalhes e justificativas, de qualquer maneira, fogem ao escopo desta tese, apresenta-se nesta seção um panorama geral, no qual indicam-se oportunamente as referências pertinentes. Uma revisão no mesmo espírito, ainda que um pouco mais técnica, encontra-se nas referências [35,37].

As oscilações $D^0 - \bar{D}^0$ resultam das interações do tipo $\Delta C = 2$, que em ultima instância geram os elementos de matriz \mathcal{M}_{12} e \mathcal{M}_{21} , responsáveis pelas transições $D^0 - \bar{D}^0$. De fato, na primeira ordem da expansão perturbativa, pode-se escrever o Hamiltoniano efetivo como

$$\begin{aligned}
\left(\mathcal{M} - \frac{i}{2}\Gamma\right)_{ij} &= \frac{\langle D_i | H_{eff} | D_j \rangle}{2m_D} \\
&= m_{D^0}^{(0)} \delta_{ij} + \frac{\langle D_i | H_w | D_j \rangle}{2m_D} + \frac{1}{2m_D} \sum_n \frac{\langle D_i | H_w | n \rangle \langle n | H_w | D_j \rangle}{m_{D^0}^{(0)} - E_n + i\epsilon}
\end{aligned} \tag{1.49}$$

porém, usando-se a relação

$$\frac{1}{m_{D^0}^{(0)} - E_n + i\epsilon} = P\left(\frac{1}{m_{D^0}^{(0)} - E_n}\right) + i\pi\delta(E_n - m_{D^0}^{(0)}), \tag{1.50}$$

onde $P(z)$ significa valor principal de z , podem-se identificar as parcelas do Hamiltoniano efetivo definido na equação 1.12 como

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{ij} &= m_{D^0}^{(0)} \delta_{ij} + \frac{\langle D_i | H_w^{\Delta C=2} | D_j \rangle}{2m_{D^0}} + \frac{1}{2m_{D^0}} \sum_n P\left(\frac{1}{m_{D^0}^{(0)} - E_n}\right) \langle D_i | H_w^{\Delta C=1} | n \rangle \langle n | H_w^{\Delta C=1} | D_j \rangle, \\
\Gamma_{ij} &= \frac{1}{2m_{D^0}} \sum_n \langle D_i | H_w^{\Delta C=1} | n \rangle \langle n | H_w^{\Delta C=1} | D_j \rangle \delta(E_n - m_{D^0}).
\end{aligned} \tag{1.51}$$

No Modelo Padrão, o operador local $H_w^{\Delta C=2}$, definido na escala de massa do D^0 , corresponde ao chamados diagramas *box*, é responsável pela transição direta $D^0 - \bar{D}^0$. Por outro lado, o operador $H_w^{\Delta C=1}$ corresponde àqueles processos nos quais mistura de sabores ocorre através da transição a estados finais virtuais, comuns ao D^0 e ao \bar{D}^0 .

Devido ao caráter fortemente não-perturbativo das oscilações $D^0 - \bar{D}^0$, convém examinar as contribuições previstas pelo Modelo Padrão para x e y de acordo com escala de energia correspondente. Sendo assim, consideram-se a seguir as contribuições de energia elevada, geralmente referidas como contribuições de distância curta, e as de energia moderada, que são referidas usualmente como contribuições de distância longa.

1.2.1. Contribuições de distância curta a x e y

No Modelo Padrão as contibuições de curta distância são inferidas a partir dos diagramas *box* eletrofracos, exibidos na figura figura 1.4. A contribuição à diferença de massa

correspondente aos *quarks* intermediários é dada por [37]:

$$\Delta m^{b\bar{b}} \simeq -\frac{G_F^2 m_b^2}{8\pi^2} |V_{cb}^* V_{ub}|^2 \frac{\langle D^0 | (\bar{u}\gamma_\mu(1-\gamma_5)c)(\bar{u}\gamma^\mu(1-\gamma_5)c) | \bar{D}^0 \rangle}{2M_{D^0}} \quad (1.52)$$

Usando-se as técnicas de calculo via fatorização, pode-se estimar que a contribuição do termo correspondente ao *quark botton* ao valor de x é bastante suprimida [35,37], sendo da ordem de

$$x^{b\bar{b}} \sim \text{poucos} \times 10^{-7}. \quad (1.53)$$

As contribuições correspondentes aos diagramas com um *quark* b circulando com um *quark* s, ou d, nas linhas fermiônicas internas são igualmente suprimidas [35,37]. Por outro lado, a contribuição correspondente a um *quark* d e um *quark* s circulando nas linhas internas é dada por [35,37]

$$\Delta m^{d,s} \simeq -\frac{G_F^2 m_c^2}{8\pi^2} \frac{(m_s^2 - m_d^2)}{m_c^4} |V_{cs}^* V_{us}|^2 \times \frac{\langle D^0 | (\bar{u}\gamma_\mu(1-\gamma_5)c)(\bar{u}\gamma^\mu(1-\gamma_5)c) + (\bar{u}\gamma_\mu(1+\gamma_5)c)(\bar{u}\gamma^\mu(1+\gamma_5)c) | \bar{D}^0 \rangle}{2M_{D^0}},$$

que é também fortemente suprimida pelo mecanismo GIM.

Em soma, ao contrário do que ocorre nas oscilações $K^0 - \bar{K}^0$ e $B_d^0 - \bar{B}^0$, o sabor dos *quarks* leves que circulam nos diagramas *box* correspondentes ao $D^0 - \bar{D}^0$ resulta em uma supressão devido ao mecanismo GIM bastante efetiva, enquanto que o termo associado ao *quark* b intermediário, que poderia em princípio dar uma contribuição relevante, é suprimido pela presença do produto dos elementos da matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Incluindo-se as correções radioativas de QCD, estima-se que a contribuição dos diagramas *box* a x seja da ordem de [35,37]

$$x^{box} \simeq 10^{-6} - 10^{-5} \quad (1.54)$$

1.2.2. Contribuições de longa distância

As contribuições de baixa energia, usualmente referidas como contribuições de distância longa, são por sua própria natureza não-perturbativas, e portanto não é conhecido até o presente momento, um método para calcula-las sistematicamente, a partir dos primeiros

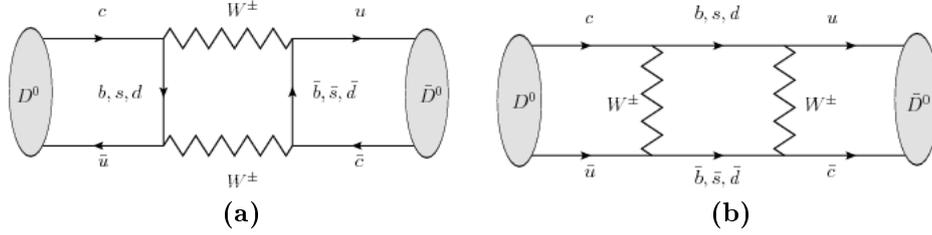


Figura 1.4.: Diagramas de Feynman referentes às contribuições de distância curta à oscilação $D^0 - \bar{D}^0$

princípios. Não obstante a estas dificuldades, a estimativa da magnitude dessas contribuições é crucial para o entendimento do sinal experimental observado e a discriminação da intervenção de mecanismos não previstos no Modelo Padrão para as oscilações $D^0 - \bar{D}^0$.

As contribuições de distância longa provêm de transições a estados finais acessíveis ao D^0 e ao \bar{D}^0 e são relevantes tanto no valor de x como de y . Note-se que os cancelamentos devidos ao mecanismo GIM tornam-se exatos se o grupo de $SU(3)$ de sabor constitui uma simetria exata do Modelo Padrão; entretanto em tal contexto nenhuma oscilação ocorreria [35, e referências lá citadas].

Sendo assim, dentro do Modelo Padrão, x e y originam-se apenas a partir da segunda ordem na magnitude da quebra da simetria de $SU(3)$ de sabor, ou seja

$$x, y \sim \sin^2(\theta_C) \times |\text{quebra de } SU(3) \text{ de sabor}|^2 \quad (1.55)$$

onde θ_C é o ângulo de Cabibbo. Num cálculo preliminar, pode-se estimar a ordem de grandeza desta contribuição como sendo

$$x, y \sim \sin^2(\theta_C) \times \frac{m_s}{\Lambda_{\text{hadron}}^2} \leq \mathcal{O}(10^{-3}) \quad (1.56)$$

onde $\Lambda_{\text{hadron}} \sim \mathcal{O}(1) \text{ GeV}$ é a escala típica das interações hadrônicas [35, e referências lá citadas].

A estimação mais precisa das contribuições de longa distância tem sido realizada a partir de duas abordagens principais, uma inclusiva e a outra exclusiva. A abordagem inclusiva consiste em usar as técnicas típicas da expansão em produto de operadores para estimar x e y . Na abordagem exclusiva, tal estimativa é realizada somando-se sobre

os estados intermediários hadrônicos, usando-se os dados experimentais disponíveis. Ambas as abordagens são incapazes de prover uma predição precisa para x e y .

1.2.2.1. Abordagem inclusiva

Na abordagem inclusiva, que foi discutida pela primeira vez em [38] e aprofundada em [39, 40], aplica-se a técnica conhecida como expansão em *quarks* pesados (HQE) para calcular x e y , supondo-se que a massa do *quark* c é relativamente elevada, ou seja $m_c \gg \Lambda_{\text{hadron}}$. Supõe-se ainda que os operadores locais definidos no nível dos processos de *quark* podem ser aplicados no nível dos processos hadronicos, em outras palavras, que a dualidade *quark-hadron* ainda é válida na escala de massa m_c .

Sendo assim, x e y são calculados via OPE como uma expansão em uma série de potências de $\left(\frac{\Lambda_{\text{hadron}}}{m_c}\right)$, que numericamente resulta em

$$x \sim y \sim \mathcal{O}(10^{-3}) \quad (1.57)$$

1.2.2.2. Abordagem exclusiva

Neste caso, computam-se as contribuições a x e y tomando-se todos os estados finais comuns ao D^0 e ao \bar{D}^0 e agrupando-os nos respectivos multipletes SU(3), de acordo com o número de partículas no estado final. No caso de estados finais de dois corpos, o multiplete correspondente seria composto pelos estados finais $K^+ \pi^-$, $K^- \pi^+$, $\pi^+ \pi^-$ e $K^+ K^-$. Note-se que se o grupo SU(3) de sabor constituísse uma simetria exata do Modelo Padrão, as contribuições individuais de cada mutiplete cancelar-se-iam e as oscilações não ocorreriam.

Sendo assim, conhecendo-se as amplitudes relativas e as fases fortes entres os estados finais correspondentes, pode-se calcular a contribuição de cada multiplete a x e y . As estimativas são as seguintes [35, e referências lá citadas]:

- As contribuições a x advêm de transições virtuais, para as quais não existem evidentemente dados experimentais. Outro aspecto relacionado a virtualidade dessas transições é o fato de que neste caso não existe quebra da SU(3) induzida por limitações no espaço-de-fase. Somando-se incoerentemente estas contribuições, obten-se

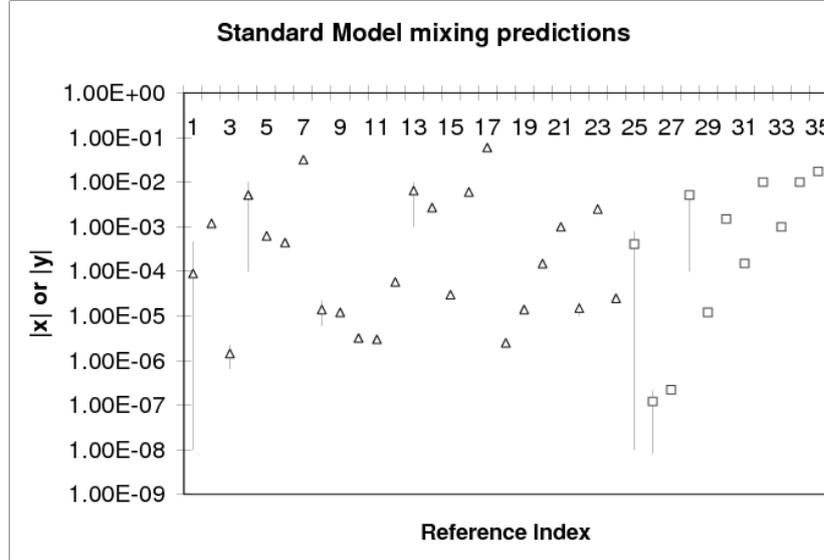


Figura 1.5.: Representação gráfica das previsões do Modelo Padrão para os parâmetros x (triângulos) e y (quadrados), documentadas na literatura corrente e compiladas em [7], onde se encontra listada bibliografia correspondente ao índice de referência do gráfico. No eixo horizontal representa-se o índice da referência citada em [7] e no eixo vertical tem-se as previsões correspondentes para x e y .

como resultado

$$x \leq \mathcal{O}(10^{-3}) \quad (1.58)$$

- A presença da delta de Dirac na equação 1.51 garante que as contribuições de distância longa a y provêm de transições reais. Assim, neste caso, as limitações do espaço de fase constituem uma fonte de violação da simetria de $SU(3)_{sabor}$ relevante.

Considerando-se apenas o espaço de fase como fonte de quebra de simetria, calcula-se a contribuição a y dos multipletes para os quais existem dados experimentais disponíveis [7], o que resulta na estimativa

$$y \leq \mathcal{O}(10^{-2}) \quad (1.59)$$

Na figura 1.5 sumariza-se graficamente as contribuições do Modelo Padrão a x e y , calculadas na literatura corrente e compiladas em [7].

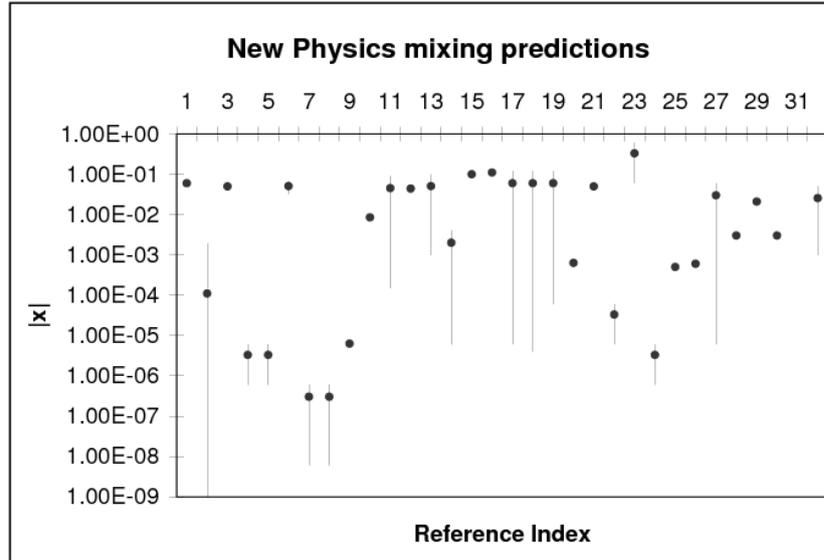


Figura 1.6.: Representação gráfica das contribuições aos parâmetro x , geradas por mecanismos não-preditos pelo Modelo Padrão. Cada ponto corresponde a um modelo. As referências correspondentes estão compiladas em [7]. No eixo horizontal representa-se o índice da referência citada em [7] e no eixo vertical tem-se a predição correspondente para x .

1.3. Possibilidade da presença de Física além do Modelo Padrão nas oscilações $D^0 - \bar{D}^0$

A partir dos argumentos previamente discutidos, bem como do conhecimento dos mais recentes dados experimentais, pode-se concluir que a ocorrência de oscilações no sistema $D^0 - \bar{D}^0$ tende a ser muito suprimida. Por outro lado, o desacoplamento quase completo da terceira família de *quarks* nos diagramas *box* suprime fortemente a ocorrência e a observação de violação de CP nestas oscilações.

A constatação destas circunstâncias tem sugerido que a observação de sinal atipicamente apreciável de oscilação $D^0 - \bar{D}^0$ sem, e preferencialmente com, a presença de violação de CP, constituiria uma evidência inequívoca da intervenção de mecanismos não-preditos pelo Modelo Padrão, e referidos genericamente como Física Nova [7, 35].

Na percepção mais difundida, em acordo com a estrutura fenomenológica das oscilações $D^0 - \bar{D}^0$, a contribuição de Física Nova dar-se-ia naturalmente através do Hamiltoniano efetivo responsável pelas transições $|\Delta C| = 2$, uma vez que estas interações ocorrem localmente, no nível dos *quarks* e na escala de massa m_c . Ou seja, os efeitos

não contabilizados no Modelo Padrão seriam, em princípio, observados na magnitude do parâmetro x [7].

Por outro lado, mesmo com a impossibilidade das interações locais do tipo $|\Delta C| = 2$ contribuírem com Γ_{D^0} , o efeito da existência de mecanismos estranhos ao Modelo Padrão poderia também ser observado no parâmetro y [2, seção 3.9.10]. De fato, sabe-se que a contribuição do Modelo Padrão a y é um efeito de segunda ordem, uma vez que a correção de primeira ordem é nula. Sabe-se também que tais contribuições anulam-se, em todas as ordens, no limite em que $SU(3)_{\text{sabor}}$ torna-se uma simetria exata. Sendo assim, contribuições de Física Nova, que não se anulem no limite de $SU(3)_{\text{sabor}}$ como simetria exata poderiam induzir uma diferença no tempo de vida mesmo através de contribuições bastante discretas nas amplitudes de decaimento do D^0 .

Um panorama comparativo das magnitudes das contribuições a x , preditas por diversos modelos de Física Nova, é exibido na figura 1.6. A incerteza inerente ao cálculo das predições do Modelo Padrão aliada à possibilidade de medir $x > y$ pode tornar a identificação de contribuições de Física Nova bastante complicado. [2, seção 3.9.10]

Capítulo 2.

O Experimento LHCb

Preliminares

O aparato LHCb é um experimento dedicado ao estudo da Física de sabores pesados no LHC. O objetivo primário do LHCb é buscar por evidências de física além do Modelo Padrão, através da observação de reações raras e processos com violação de simetria de conjugação de carga e paridade, nos decaimentos de hádrons com conteúdo de charm e beauty.

Embora os resultados correntes a respeito da dinâmica de partículas com sabores pesados sejam completamente consistentes com as predições do mecanismo CKM, o nível de violação de CP nos decaimentos fracos, tal como predito pelo Modelo Padrão, é insuficiente para explicar a assimetria entre as quantidades de matéria e anti-matéria observadas no universo. Fontes adicionais de violação de CP, não previstas no Modelo Padrão, são portanto necessárias.

De fato, existe atualmente uma proliferação de modelos que, via a implementação de diferentes extensões ao Modelo Padrão, predizem novos efeitos e reações que poderiam em princípio ampliar tanto as frações de decaimentos de processos raros, como prover fontes adicionais de violação de CP. Seja como for, a consideração das diversas possibilidades discutidas em tais modelos requer a capacidade de medir processos raros, com e sem violação de CP, com precisão e estatística superiores, usando-se a maior variedade possível de modos de decaimento de hádrons com conteúdo de charm e beauty.

A capacidade de colidir prótons a uma energia de centro-de-massa de 14TeV combinada com a seção de choque de produção de pares $b\bar{b}$ de aproximadamente $500\mu b$,

configura o LHC como a maior fábrica de B-mésons do mundo. Por outro lado, o experimento LHCb foi projetado para observar os produtos de tais colisões operando-se com uma luminosidade máxima de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, duas ordens de grandeza abaixo capacidade máxima do LHC. Estima-se que nestas condições, seriam produzidos em um ano canônico de operação, ou seja 10^7 s , aproximadamente 10^{12} pares $b\bar{b}$. A justificativa para a opção de operar em baixa luminosidade são discutidas detalhadamente em [19, capítulo 1].

O objetivo desse capítulo é prover ao leitor o conhecimento básico sobre a estrutura e o funcionamento do experimento LHCb. A apresentação dos diferentes aspectos do aparato baseia-se basicamente na referência [19] e nos relatórios técnicos de projeto correspondentes a cada subsistema e que serão oportunamente citados. Assim, na seção 2.1 apresenta-se o aparato experimental. Na subseção 2.1.1 discutem-se a estrutura básica do detector, o seu magneto e a sua interface física com o LHC. Em seguida, na subseção 2.1.4 apresenta-se o sistema de medição de trajetórias e momentum do experimento. Os subdetectores que compõem o sistema de identificação de partículas do LHCb são apresentados e discutidos na subseção 2.1.5. As estimativas de performance dos sistemas reconstrução e identificação de partículas do LHCb são discutidas na subseção 2.1.6.

A estrutura e o funcionamento do *trigger* do experimento é discutida na seção 2.2. O sistema de monitoramento em tempo real do experimento juntamente com o modelo de computação e os recursos de processamento de dados do experimento são discutidos na seção 2.3,

2.1. O aparato experimental

2.1.1. Estrutura básica do detector

Embora esteja instalado num colisor próton-próton, o detector LHCb tem um *layout* típico dos espectrômetros empregados nos experimentos de colisão com alvos-fixos (vide a figura 2.1). No plano horizontal¹ o detector possui uma abertura angular de 10mrad a 300mrad, enquanto que no plano vertical tem-se coberto a região angular compreendida entre 10 mrad e 250mrad. A escolha deste *layout* deve à constatação de em energias elevadas ambos os quarks que compõem o par $b\bar{b}$ são predominantemente produzidos no mesmo cone frontal ou traseiro. No LHCb adota-se o sistema de coordenadas dextrogiro,

¹Usualmente referido na literatura especializada como *bending plane*

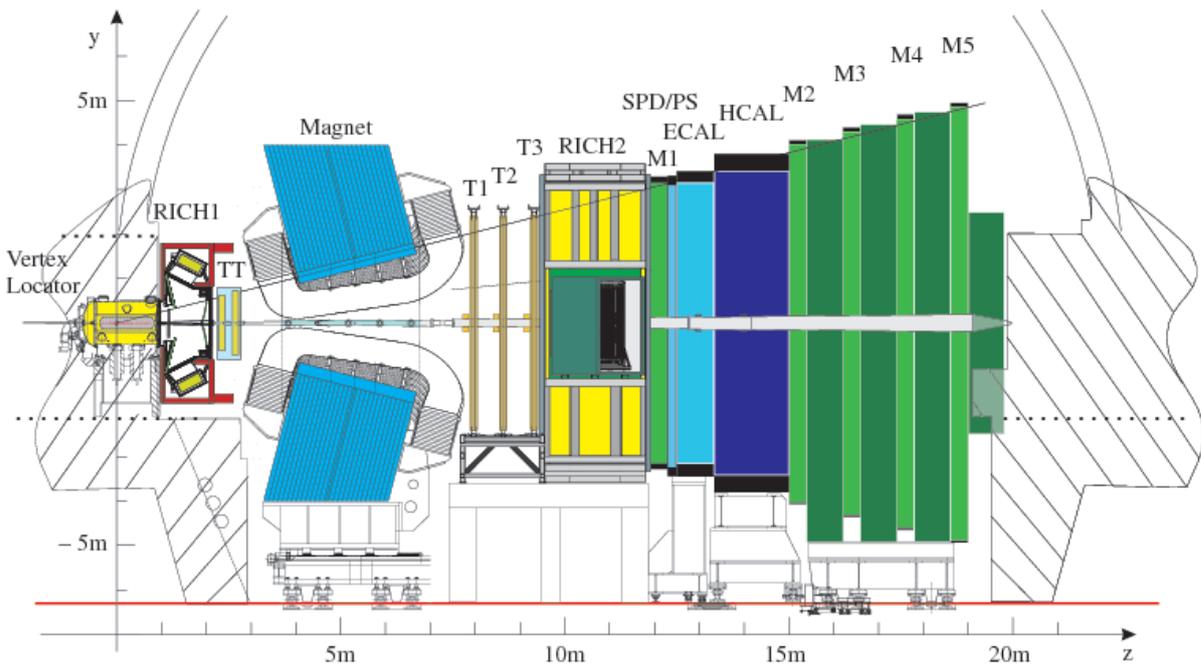


Figura 2.1.: Panorama do detector LHCb com seus diversos sub-detecores.

no qual o eixo z está orientado na mesma direção do feixe e o eixo y está orientado na direção vertical (vide figura 2.1). Todo o aparato está instalado na caverna denominada *Point 8* do LHC.

Uma parte significativa do detector está construída de maneira tal que se permita a abertura na direção vertical do mesmo em duas metades, de modo a propiciar o acesso ao tubo do feixe e facilitar a manutenção. A interação entre os produtos da colisão e o material do detector reduz a eficiência de detecção e complica a reconstrução da trajetória e do momentum das partículas do estado final. Cálculos usando dados de simulação e modelos realistas para os subdetecores, permitem estimar que entre o ponto de interação e o fim o sistema de detecção de trajetória, uma partícula de estado final enxerga em média uma quantidade de material correspondente a 60% de seu comprimento de radiação e aproximadamente 20% de seu comprimento de absorção.

2.1.2. O tubo do feixe

O tubo do feixe é um dos componentes mais delicados do LHCb, uma vez que o número de produtos secundários observados no detector depende inversamente da quantidade

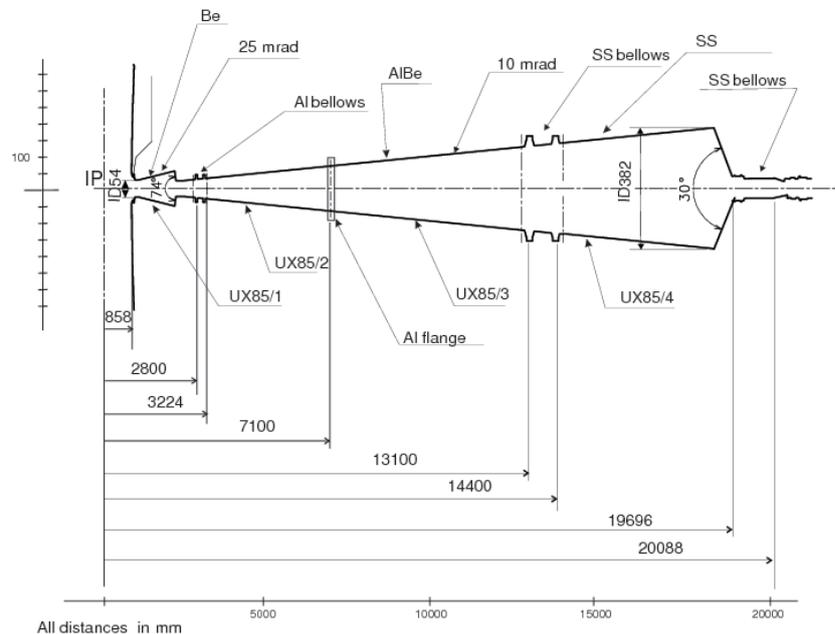


Figura 2.2.: Esquema do tubo do feixe do LHCb. Dimensões em milímetros.

de massa enxergada pelos produtos primários originados nas colisões próton-próton. Ao leitor interessado na descrição tecnicamente detalhada do tudo do feixe, indica-se a leitura de [19, seção 3] e das referências lá citadas.

O *layout* do tubo do feixe é exibido na figura 2.2. O componente possui 19 m e é basicamente constituído pela janela frontal de acoplamento ao detector de vértice seguida por 4 seções cônicas.

1. UX85/1. Esta sessão atravessa os subdetectores RICH1 e TT (vide a figura 2.1) e é feita de Berílio figura 2.2. Esta sessão está soldada à parede da janela de saída do detector de vértice.
2. UX85/2 e UX85/3. A sessão UX85/2 atravessa o dipolo magnético e a sessão UX85/3 atravessa o detector de traços, o RICH2, a estação M1 e parte do calorímetro eletromagnético (vide a figura 2.1). Ambas são confeccionadas em berílio.
3. UX85/4. Esta peça é confeccionada em aço inoxidável. Esta sessão completa o tronco de cone oco formado pelas sessões de Berílio, que têm meio-ângulo de 10mrad, e inclui uma extremidade também cônica, com meio-ângulo de 15mrad (vide figura 2.2).

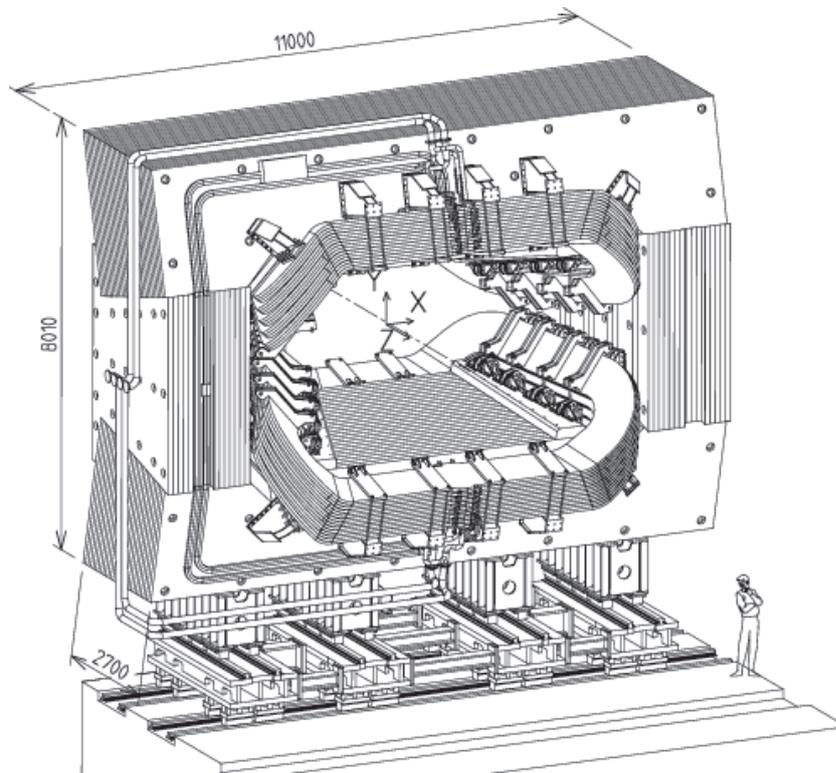


Figura 2.3.: Magneto do experimento LHCb.

Afim de atingir uma pressão média de operação entre 10^{-9} mbar e 10^{-8} mbar, o tubo do feixe e o as caixas de RF do detector de vértice são revestidos com *getter* não-evaporável. O monitoramento das condições do feixe durante a operação do experimento é realizado através de sensores instalados em duas localidades, no interior do tubo do feixe.

2.1.3. O magneto

No experimento LHCb, a medição do momentum das partículas carregadas é realizada usando-se um dipolo magnético, que cobre toda a acceptance do detector. A exposição completa de todos os detalhes técnicos relativos ao projeto do magneto pode ser encontrada em [19, 41].

O requerimento de prover um campo magnético integrado de 4Tm para traços com 10 m de comprimento, de modo a assegurar uma precisão de 0.4% nas medidas de momentum até 200GeV, e ainda assim acomodar-se às restrições impostas pelo espaço dis-

ponível, bem como pelo campo magnético máximo admissível nos detectores adjacentes, levou a adoção do *design* exposto na figura 2.3.

A meta de alcançar a resolução requerida nas medidas de momentum das partículas carregadas acarreta a necessidade de medir a integral do campo magnético, $\int Bdl$, com uma precisão relativa de aproximadamente 10^{-4} . Deve-se determinar também a posição do pico do campo, com uma precisão de poucos milímetros. Com o objetivo de satisfazer estes requerimentos, realizou-se o mapeamento tridimensional do campo magnético no interior e proximidades do magneto, por meio de um dispositivo semi-automático, dotado de uma rede de células Hall, capaz de medir a intensidade do campo nas três direções do espaço. Os detalhes dessa operação estão descritos minuciosamente em [19,41] e nas referências lá citadas.

2.1.4. O sistema de detecção de traços

O sistema de medição de traços do LHCb é composto pelo localizador de vértice (VeLo) e mais quatro estações de medidas com *layout* plano: a chamada *Traker Turicensis*(TT)², que está localizada entre o VeLo e o magneto do experimento, e as estações T1, T2 e T3, localizadas depois do magneto.

2.1.4.1. O localizador de vértice

O detector de vértice do experimento LHCb consiste numa série de módulos de silício, que provêm medidas das coordenada angular ϕ e radial r dos *hits* deixados pelas partículas. Os módulos são posicionados sucessivamente na vizinhança do ponto de interação, na direção longitudinal ao feixe, de modo tal que combinando-se as medidas bidimensionais providas pelos diferentes sensores pode-se reconstruir a trajetória dos candidatos medidos(figura 2.4).

Os sensores do VeLo são projetados para operar a uma distância do feixe inferior aquela requerida pelo LHC durante a etapa de injeção(figura 2.5). Sendo assim, os

²A estação TT era previamente conhecida como *Trigger Traker*, devido à intenção de usar as informações providas por esse detector no cálculo do parâmetro de impacto dentro da árvore de decisões do *trigger* do LHCb. Esta idéia foi abandonada nas remodelagens e reotimizações posteriores sofridas pelo *trigger*, devido à impossibilidade de processar a informação provida pelo TT na escala de tempo requerida pelo experimento.

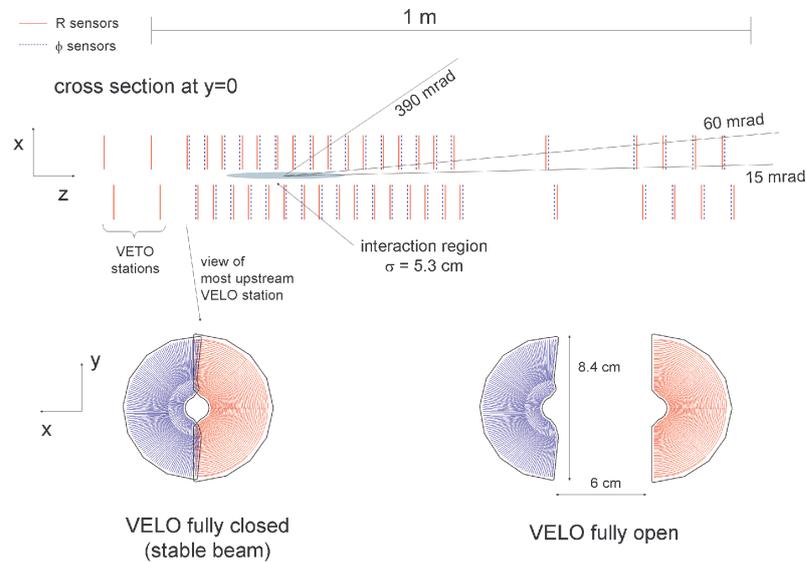


Figura 2.4.: Visão esquemática dos sensores do detector de vértice do LHCb.

sensores são instalados em uma estrutura retrátil que é montada numa cavidade onde se produz vácuo de alta qualidade.

Os principais requerimentos globais de desempenho que nortearam o desenvolvimento do VeLo são caracterizados pelos seguintes critérios:

- Razão entre sinal e ruído (S/N). A operação eficiente do *trigger* do LHCb exige que o Velo seja capaz de adquirir dados a uma razão entre sinal e ruído não inferior a 14. Aqui, define-se sinal como o valor mais provável de um aglomerado criado pela passagem de uma partícula ionizante, enquanto que o ruído entende-se o valor do RMS associado.
- Eficiência. A eficiência total de cada canal deve ser no mínimo de 99% mesmo após a rejeição de medidas com S/N inferior a 5. Este requerimento acarreta na aquisição de no máximo 200 *hits* de ruído por evento, considerando-se todo o VeLo.
- Resolução espacial. Afim de alcançar a resolução desejada [19, seção 10] nas medidas de parâmetro de impacto, requiere-se uma resolução espacial de aproximadamente 4 μm para traços com ângulo polar de 100 mrad. Além disso, a resolução do detector não deve ser degradada pela radiação ou por qualquer outro aspecto do projeto.

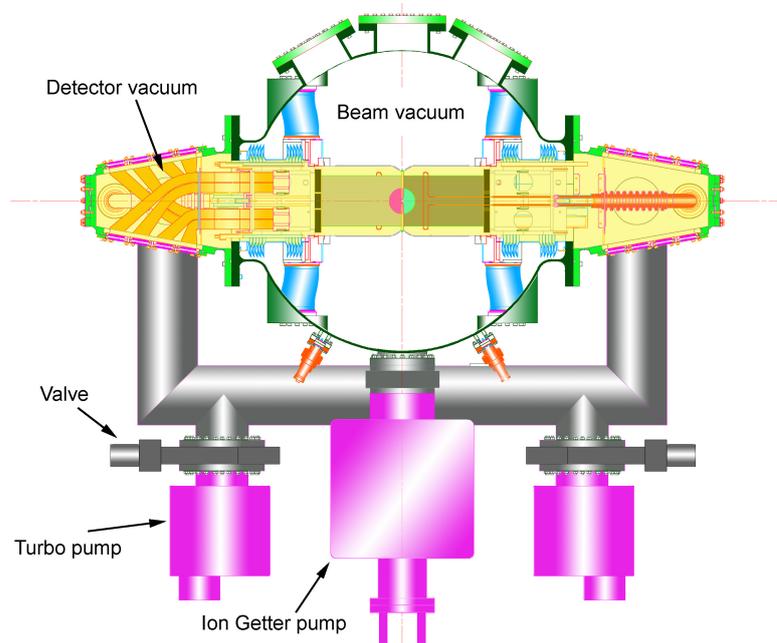


Figura 2.5.: Corte transversal do VeLo, exibindo-se os sensores na posição completamente fechada. Note-se a separação entre os ambientes definidos pelo vácuo do VeLo e o vácuo do LHC.

O compromisso de satisfazer os critérios globais de desempenho implicaram na implementação de recursos com diferentes aspectos durante a construção do VeLo. No que diz respeito à geometria, o Velo precisa cobrir a aceitação angular de todos os outros subdetectores do LHCb, ou seja, deve ser capaz de medir traços com *pseudo-rapidity* no intervalo $1.6 < \eta < 4.9$ e emergindo de vértices primários localizados no intervalo $|z| < 10.6\text{cm}$. Além disto, o arranjo experimental do detector está otimizado para garantir que todo traço dentro da aceitação angular de 300mrad do LHCb cruze pelo menos 3 módulos do Velo. A cobertura total da aceitação azimutal, bem como a possibilidade de alinhar precisamente o subdetector, é garantida pela capacidade de superpor os módulos localizados em cada metade do VeLo. Note-se que os módulos em metades opostas estão posicionados com um deslocamento relativo de 1.5cm .

A integração do VeLo ao LHC constitui uma tarefa desafiadora. De fato, no que diz respeito a este aspecto, o projeto do VeLo desenvolveu-se de modo a conciliar necessidades contraditórias, como por exemplo, posicionar os sensores o mais próximo possível do ponto de interação, mas ao mesmo tempo garantir a sua integridade física e operacional sem perturbar o feixe do LHC. Os principais desenvolvimentos, frente às limitações impostas pelo *design* do LHCb e do LHC, estão sumarizados brevemente a seguir:

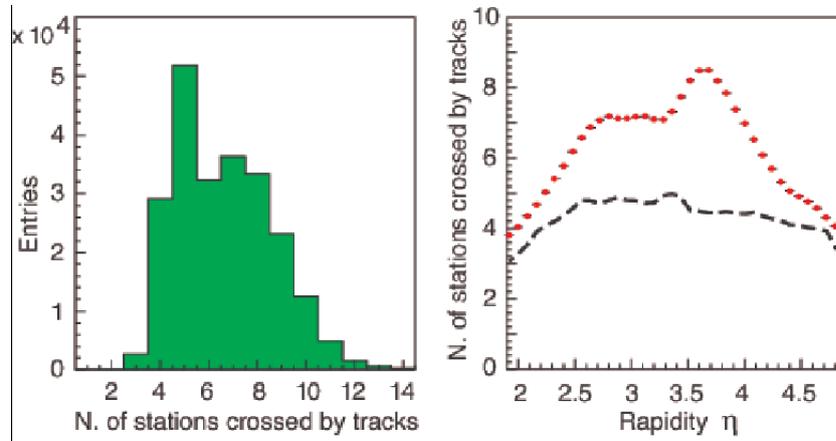


Figura 2.6.: O gráfico à esquerda mostra a distribuição do número de estações atravessadas por cada traço registrado no VeLo. Na direita têm-se o número de estações sensibilizadas por cada traço em função da *rapidity* do mesmo.

- As superfícies do VeLo que estão expostas à irradiação e outros efeitos induzidos pelos feixes do LHC precisam ser protegidas adequadamente. Em particular, os sensores devem ser protegidos dos pulsos de rádio frequência (RF) criados pelo feixe. Esta proteção é fornecida pelo par de foles que reveste os sensores. Os foles são também responsáveis por isolar o vácuo LHC do vácuo do VeLo. Como os foles separam dois ambientes com vácuo, sua rigidez e espessura podem ser reduzidas o suficiente para manter o nível de matéria visível os produtos da interação tão baixo quanto possível.
- Durante a injeção de partículas, a abertura requerida pelo LHC aumenta, de tal modo que os sensores do VeLo devem ser recuados em 3cm. Como a repetibilidade do posicionamento do feixe, mesmo durante a operação estável, não é perfeita, os dois conjuntos de sensores devem ser operados independentemente, de modo a garantir um nível adequado de alinhamento nas direções x e y.
- O projeto dos foles levou também em consideração a necessidade de suprimir campos eletromagnéticos formados pela interação entre o VeLo e a passagem dos feixes do LHC. Esses campos são indesejáveis pois podem criar distúrbios na operação do LHC. A supressão dos campos eletromagnéticos residuais também motivou a adição de supressores especialmente projetados.

A performance do VeLo foi avaliada como plenamente satisfatória por meio de simulações e medidas usando-se feixes de teste [19, seção 5.1.8]. Por exemplo, o requerimento

de registrar os traços dentro da aceitação geométrica do LHCb em pelo menos três estações do VeLo foi plenamente contemplado pelo projeto do VeLo (figura 2.6).

2.1.4.2. O subdetector de traços: tracejador interno e TT

Sensores de microtrilhas de silício são usados para detectar os traços correspondentes às trajetórias das partículas que viajam na parte interna do LHCb, adjacente ao tubo do feixe. Esta tecnologia está presente nas estações T1, T2 e T3 e compõem integralmente as estações TT³. Os sensores usados possuem uma distância entre trilhas de 200 μm e as trilhas verticais presentes nos planos de detecção consecutivos formam um ângulo stereo de $+5^\circ$.

Os seguintes requerimentos guiaram o projeto do subdetector de silício:

- Resolução espacial. A resolução espacial do tracejador interno deve ser tal que a resolução de momentum seja dominada pelos efeitos de multiespalhamento.
- Ocupância. Afim de não sobrecarregar o sistema de aquisição e comprometer a eficiência do aparato, a geometria das microtrilhas deve garantir que a ocupância nas mesmas não exceda algumas poucas unidades por cento.
- Tempo de leitura. O sistema de leitura do detector deve ser capaz de adquirir e despachar os dados relativos a cada colisão, sem confundir o sinal relativo a colisões consecutivas. Assim o sistema de aquisição deve operar em uma janela máxima de 25ns.
- Eficiência. O tracejador deve ser sensível o suficiente para registrar *hits* isolados, mas ao mesmo tempo deve também manter um nível de ruído baixo.
- Danos devido à radiação. O tracejador interno deve suportar 10 anos de operação, sob luminosidade nominal do LHCb, sem sofrer um nível de deterioração que degrade a resolução de momentum.
- Material visto pelas partículas. Como a resolução de momentum do tracejador é dominada pelo multiespalhamento, a quantidade de material exposta às partículas deve ser a menor possível.

³A sigla TT era previamente usada para designar *trigger tracker*. Na versão reotimizada do LHCb e do seu *trigger*, TT refere-se a *tracker turicensis*

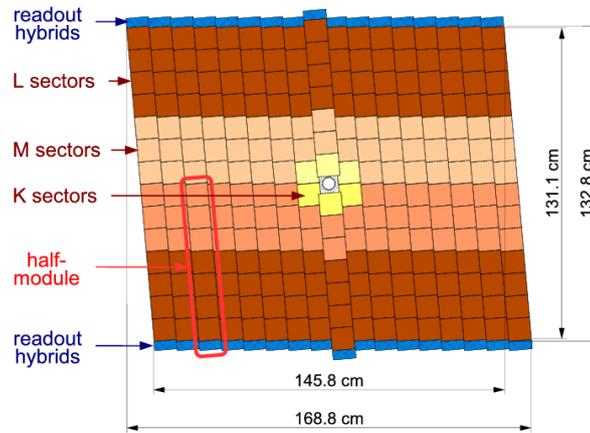


Figura 2.7.: Representação gráfica do esquema de leitura da terceira camada da estação TT

TT

A estação TT é composta de 4 camadas de sensores planares, agrupados dois a dois, sendo cada par separado por uma distância de 27cm na direção z do LHCb. A título de exemplo, expõe-se na figura 2.7 o *layout* da terceira camada. As duas metades horizontais da estação TT pode ser movimentadas de modo a facilitar o acesso de manutenção. A descrição detalhada dos sensores módulos, do sistema mecânico e outros aspectos está documentada na [19, seção 5.2.1]. A TT está localizada na parte anterior ao magneto (vide figura 2.1) e cobre toda a acceptance geométrica do experimento. A estação possui 150cm de comprimento e aproximadamente 130cm de altura, com uma área ativa de aproximadamente $8.4m^2$ contendo 143360 microtrilhas com até 38cm de comprimento.

Tracejador interno

Cada uma das três estações do tracejador interno consiste de 4 caixas individuais posicionadas ao redor do tubo do feixe como mostrado na 2.8a. Cada caixa contém um detector com quatro camadas de detecção, sendo cada camada composta por sete módulos. As dimensões e o *layout* de uma das camadas de detecção pode ser visto na 2.8b.

A performance dos subdetectores de silício usados nas estações do tracejador interno e na estação TT foi avaliada empregando-se feixes de teste, protótipos e técnicas simulação.

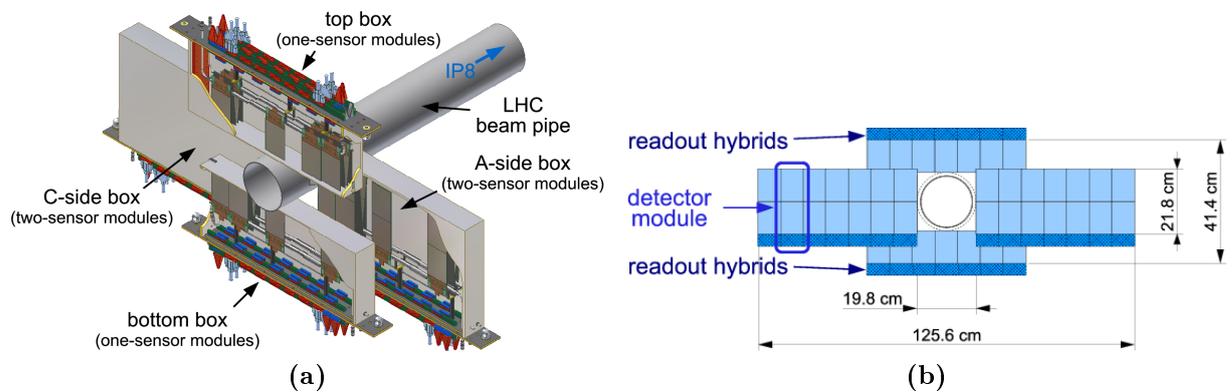


Figura 2.8.: Na 2.8a têm-se a representação gráfica das quatro caixas com os módulos de silício de uma das estações do tracejador interno. Na 2.8b representação gráfica da camada de detecção da segunda estação do tracejador interno.

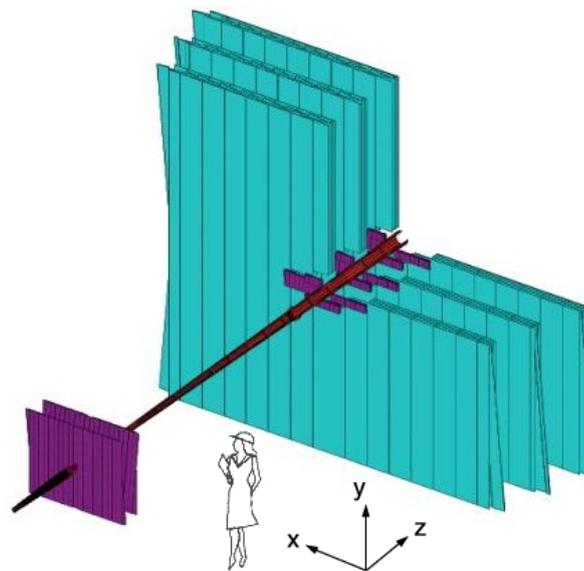


Figura 2.9.: Camadas de detecção do tracejador externo.

Estes estudos permitiram determinar os níveis de ocupância e sinal em relação a ruído. Os valores obtidos para estes parâmetros foram plenamente satisfatórios. A resolução espacial requerida também foi alcançada. Os resultados e referências relevantes estão documentados em [19, seção 5.2.4].

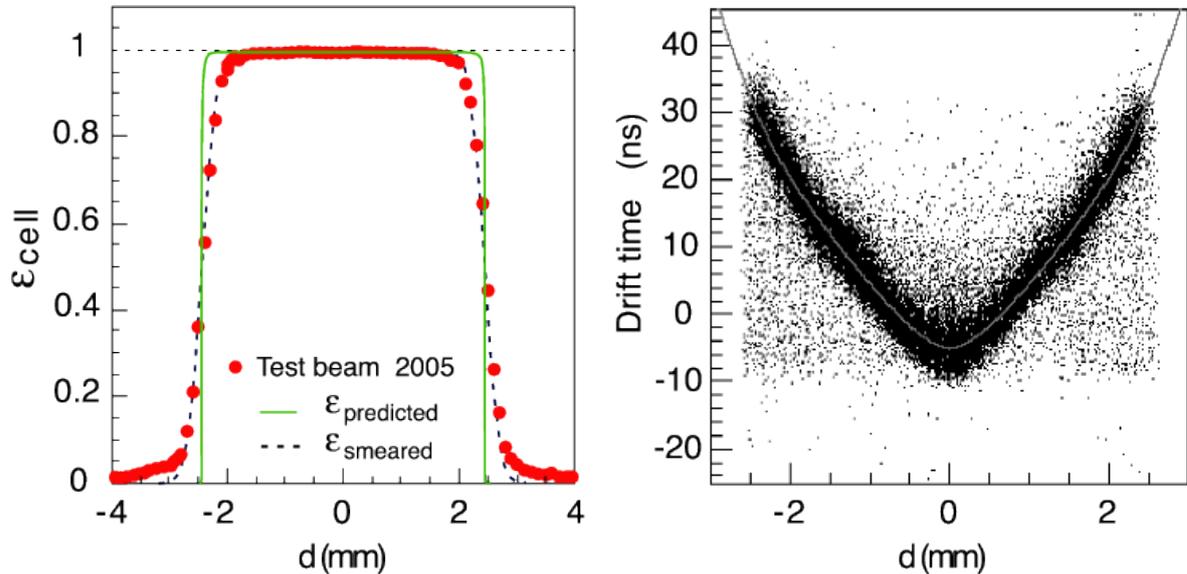


Figura 2.10.: À esquerda tem-se a eficiência como uma função da distância ao anodo. À direita tem-se a relação entre o tempo de *drift* e a distância ao anodo. Note-se que o tempo máximo é de 45 ns.

2.1.4.3. O subdetector de traços: tracejador externo

O tracejador externo do LHCb consiste em um detector de traços do tipo *drift-time*. O *layout* do aparato consiste basicamente em uma matriz de módulos com *straw tubes*, comissionados em três estações. Cada estação possui quatro camadas de detecção, rotuladas de acordo com o seguinte esquema x-u-v-x: nas camadas x, os *straw tubes* estão orientados verticalmente, e nas camadas, os tubos estão inclinados em ± 5 . A resolução do aparato é de $200 \mu\text{m}$ e o tempo de *drift* é menor que 50ns. A área ativa total da estação é de aproximadamente $5971 \times 4850 \text{mm}^2$, cobrindo toda a aceitação geométrica do detector (vide figura 2.9).

O tracejador externo foi construído de modo a satisfazer os seguintes requerimentos:

- **Rigidez mecânica.** A estabilidade mecânica da estação e o conhecimento preciso da posição dos tubos são parâmetros essenciais. A posição dos tubos deve ser conhecida com uma precisão de $100 \mu\text{m}$ na direção x e $500 \mu\text{m}$ na direção z. O fio que compõe o anodo deve estar centralizado no interior do tubo com uma precisão de $50 \mu\text{m}$ ao longo de todo o comprimento do tubo.

- Material. Como ocorre em todos os outros subdetectores do LHCb, minimizar a quantidade de material vista pelas partículas é um imperativo no projeto do tracejador externo.
- Isolamento elétrico. Os tubos devem ser isolados eletricamente afim de evitar a interferência e a proliferação de ruído.
- Resistência a radiação. O detector deve suportar 10 anos de operação sob a luminosidade nominal do LHCb sem sofrer degradação significativa de performance.

A performance do tracejador externo foi avaliada através de estudos de simulação e da aplicação de feixes de teste em protótipos. Usando esses métodos, mediram-se ainda relação entre o tempo de *drift* e a distância do traço ao anodo central e a eficiência no registro dos *hits* (vide a figura 2.10). A relação entre o tempo de *drift* e a distância ao anodo central é usada para determinar as coordenadas dos traços medidos.

2.1.5. O sistema de identificação de partículas

A identificação precisa das partículas é um dos requerimentos fundamentais para o LHCb alcançar seus objetivos. Em particular, na seleção de candidatos e análise dos dados do processo de oscilação $D^0 - \bar{D}^0$, medindo-se os decaimentos $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, a capacidade de diferenciar píons e káons em toda a faixa de momentum é crucial para controlar a proliferação de ruído originado da contaminação das amostras com candidatos $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, cujos estados finais foram trocados.

O sistema de identificação de partículas do LHCb é composto pelos detectores de anel Cherenkov (RCH1 e RCH2), pelo calorímetro eletromagnético (ECAL), pelo calorímetro hadrônico (HCAL) e pelo sistema de detecção de múons. A decisão final sobre a identidade de cada partícula é o resultado da combinação das informações providas por este subdetectores.

2.1.5.1. Os Subdetectores de anel Cherenkov

O LHCb conta com dois detectores de anel Cherenkov, referidos como RICH1 e RICH2. O RICH1 está localizado na parte anterior ao magneto e encarrega-se da medição de partículas com baixo momentum, na faixa entre 1 e 60 GeV/c. O RICH2 está posiciona na parte posterior ao magneto, apos as estações de tracejamento, e cobre a faixa de alto

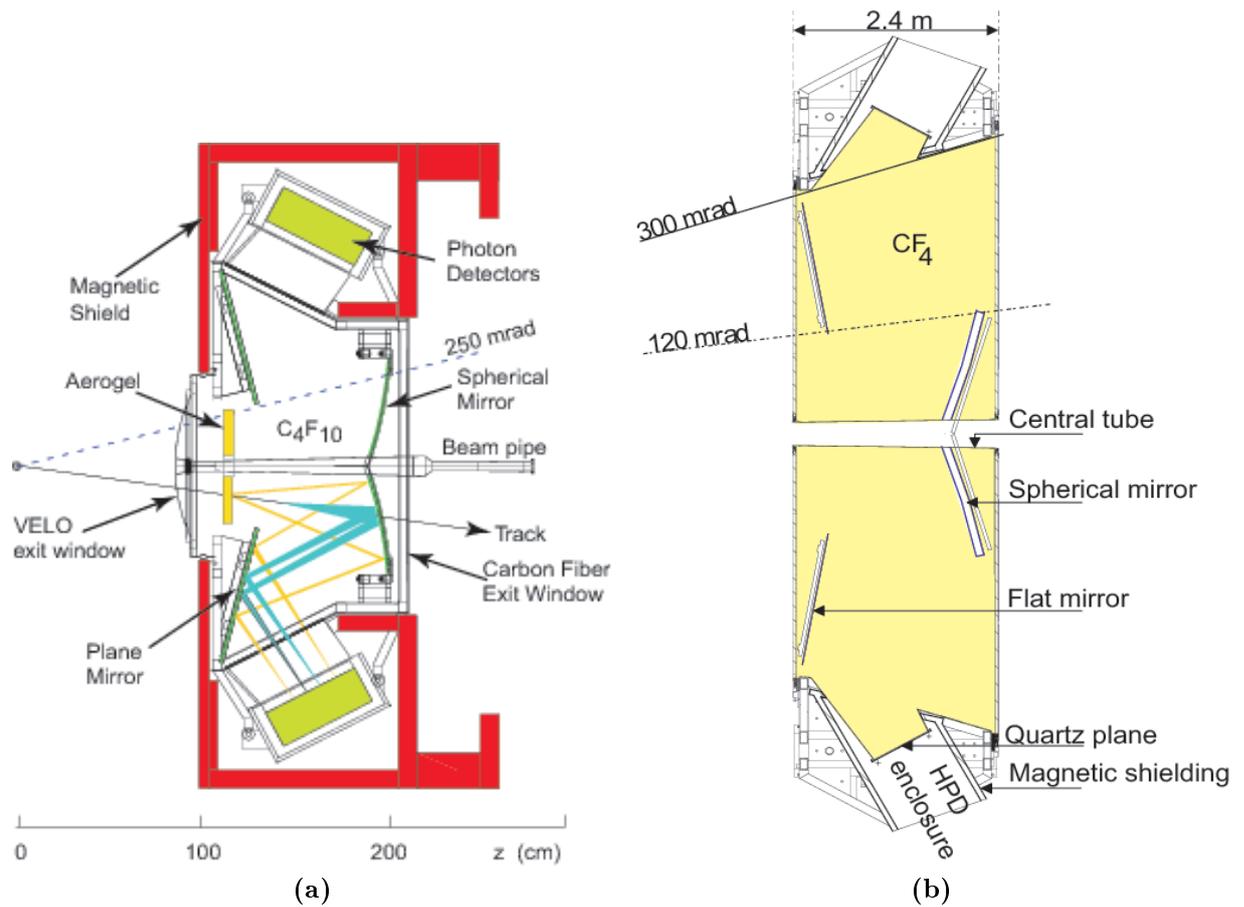


Figura 2.11.: Na figura (a) têm-se a visão esquemática do RICH1 (seção vertical). Na figura (b) vê-se o esquema do RICH2 (seção horizontal),

momentum, entre 15 GeV/c e 100 GeV/c. Em ambos os detectores RICH a focalização da luz Cherenkov é realizada através de espelhos esféricos e planos, que formam um sistema ótico capaz de coletar, desviar e focalizar a luz fora da aceitação geométrica do detector, onde os sensores, eletrônica de aquisição e processamento do sinal e demais sistemas de operação e monitoramento estão comissionados, limitando ao mínimo indispensável a quantidade de material visível às partículas que cruzam o detector.

RICH1

O RICH1 está posicionado entre o VeLo e a estação TT (vide figura 2.1). O detector usa como irradiadores aerogel e o gás C_4F_{10} , provendo identificação de partículas

na faixa de 1 - 60 GeV/c, para candidatos dentro da aceptância do LHCb. O projeto do RICH1 foi desenvolvido de modo a atender os seguintes requerimentos:

- Minimização do material visível às partículas. Um sistema ótico formado por espelhos direciona e focaliza a luz permitindo que todos os outros componentes do detector sejam comissionados fora da aceptância geométrica do experimento.
- Cobertura de toda a aceptância do LHCb. A aceptância a candidatos com baixo momentum é limitada apenas pela presença da seção de 25mrad do tubo do feixe, que atravessa o RICH1.
- Proteção às HPDs. As HPDs (*hybrid photon detectors*) que são responsáveis pela medição da luz Cherenkov estão comissionadas fora da aceptância do LHCb e são protegidas do campo magnético do experimento por contenedores individuais confeccionados em liga de alta permeabilidade magnética. Ainda assim todo conjunto é acomodado em uma caixa de ferro, que completa o isolamento necessário.

O *layout* do RICH1 é exibido na 2.11a. Os detalhes técnicos da construção do RICH1 estão documentados em [19, seção 6.1.1, e referências lá citadas].

RICH2

O RICH2 está posicionado entre a última estação de tracejamento e a primeira estação do sistema de detecção de múons. Seu *layout* é exibido na 2.11b. No RICH2 usa-se como irradiador o gás CF_4 , provendo identificação das partículas na faixa de momentum de 15 a 100 GeV/c, na aceptância reduzida a partir de ± 120 mrad na direção horizontal e ± 100 mrad na direção vertical. Em linhas gerais, o projeto do RICH2 foi desenvolvido de acordo com os mesmos seguintes parâmetros do RICH1. Entretanto, enquanto no RICH1 as HPDs estão acomodadas nas faces superior e inferior, no RICH2 estes componentes estão acomodados nas faces laterais, juntamente com a eletrônica de controle e aquisição, e fora da aceptância geométrica do LHCb. Os detalhes técnicos da construção do RICH2 estão documentados em [19, seção 6.1.2, e referências lá citadas].

2.1.5.2. Os calorímetros

O principal propósito do sistema de calorimetria do LHCb é prover medidas de posição e energia dos eletrons, fótons e hádrons produzidas dentro da aceptância geométrica do

experimento. Devido à sua resposta rápida, o sistema de calorimetria provém ainda as informações necessárias para operação eficiente do primeiro nível de *trigger*, o L0, que é implementado em hardware.

O sistema de calorimetria é formado por diversas camadas de detecção, com funções bastantes específicas:

- SPD - *Scintillating Pad Detector*.
- PS - *Pre-Shower Detector*.
- ECAL - *Electromagnetic calorimeter*.
- HCAL - *Hadronic calorimeter*

Todas as partes do sistema de calorimetria operam de acordo com o mesmo princípio: a coleta e medição da luz resultante das cintilações causadas pela interação dos candidatos incidentes com material do subdetector. Os detalhes técnicos relativos ao projeto e implementação do sistema de calorimetria do LHCb estão descritos na [19, seção 6.2] e nas referências ali citadas.

O SPD e o PS

O SPD determina se as partículas que chegam ao sistema de calorimetria são carregadas ou neutras. Ao PS cabe a caracterização do ponto de vista eletromagnético do candidato, ou seja, se trata-se de um fóton, no caso de uma partícula neutra, ou se trata-se de um elétron, no caso de um candidato carregado. O SPD e o PS, em associação com o ECAL, são usados pelo L0 para inferir a presença de elétrons, fótons e píons neutros, no evento.

O SPD e PS consistem de um conjunto de placas com espessura de 15mm, com uma camada central formada por um conversor de chumbo com comprimento de radiação de aproximadamente $2.5 X_0$. A luz é coletada usando-se fibras conhecidas como WLS (*wavelength-shifting*), e transportada para células fotomultiplicadoras instaladas na periferia do detector. O SPD e o PS possuem aproximadamente 6000 dessas placas; cada placa é equipada com seu próprio diodo emissor de luz (LED), usado para fins de controle e calibração.

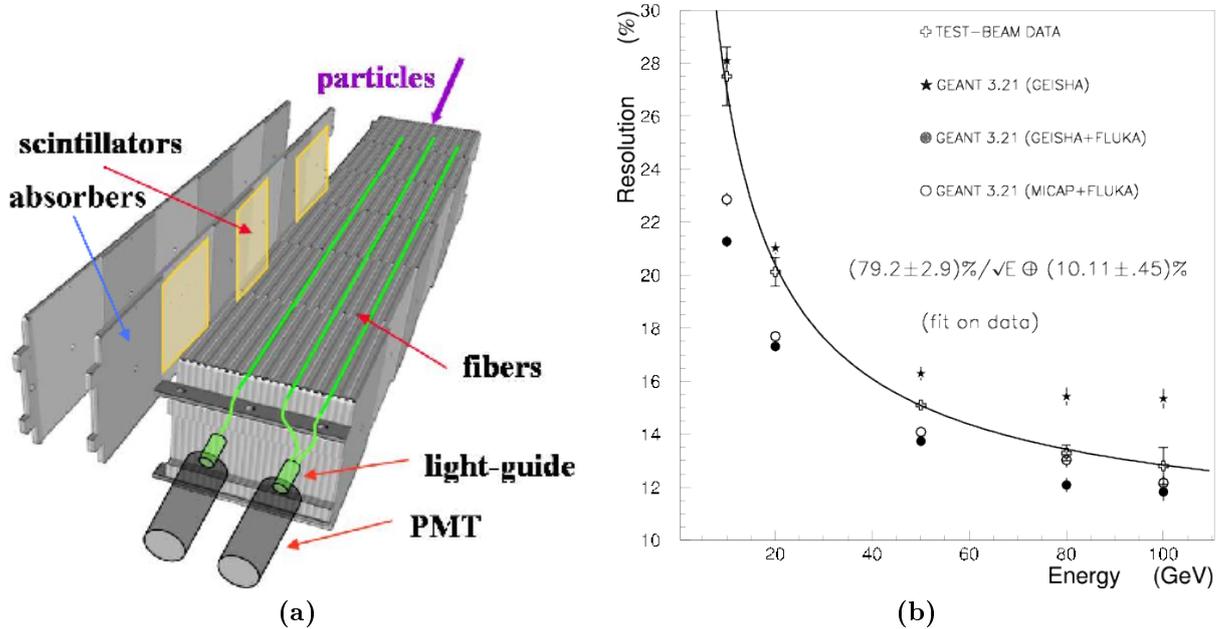


Figura 2.12.: Na figura (a) exibe-se a estrutura básica das células do HCAL. Na figura (b) têm-se representa-se a resolução do HCAL em função da energia.

ECAL

O calorímetro eletromagnético do LHCb emprega a tecnologia referida como *shashlik*, que consiste em alternar talas cintiladoras e placas de chumbo. As dimensões das células variam de 4cm x 4cm, na parte interna do detector, a 12cm x 12 cm na parte externa.

O calorímetro eletromagnético possui 7.76m de comprimento por 6.30m, cobrindo a aceitação geométrica total do LHCb. A resolução de energia do ECAL é de aproximadamente $10\% / \sqrt{E}$ GeV, o que resulta por exemplo em uma resolução de massa de $65 \text{ MeV}/c^2$ para $B \rightarrow K^* \gamma$.

HCAL

O calorímetro hadrônico está posicionado atrás do ECAL e sua estrutura básica consiste de placas finas de ferro intercaladas com telhas cintilantes, acomodadas longitudinalmente ao tubo do feixe (vide a figura 2.12). Como acontece com o ECAL, o calorímetro hadrônico possui células de diferentes dimensões, dependendo da proximi-

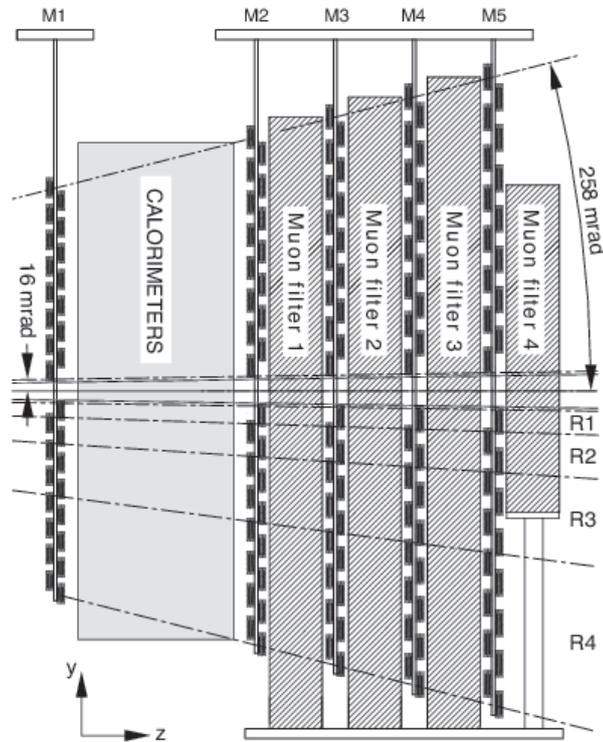


Figura 2.13.: *layout* do sistema de múons.

dade ao todo do feixe. As células internas e externas possuem 13cm x 13cm e 26cm x 26cm respectivamente.

O comprimento de radiação na direção longitudinal às telhas cintilantes e espaçadores de aço corresponde ao comprimento de interação médio dos hádrons no aço. A luz das cintilações é coletada por fibras WLS instaladas no interior das telhas cintilantes e transportada até células foto multiplicadoras instaladas na parte posterior do aparato. A resolução de energia do calorímetro é da ordem de $(69 \pm 5)\%/\sqrt{E}$ GeV.

2.1.5.3. O sistema de detecção de múons

A identificação precisa de múons constitui um dos requerimentos fundamentais do LHCb. De fato, os múons estão presentes no estado final de diversos decaimentos de mésons pesados sensíveis à violação de CP e física nova. Além disso, os múons presentes nos decaimentos semi-leptônicos dos quarks bottom permitem rotular o estado inicial de B-mésons neutros que podem estar presentes no evento, possibilitando a realização de medidas de oscilação de sabor. O sistema de múons do LHCb fornece rapidamente

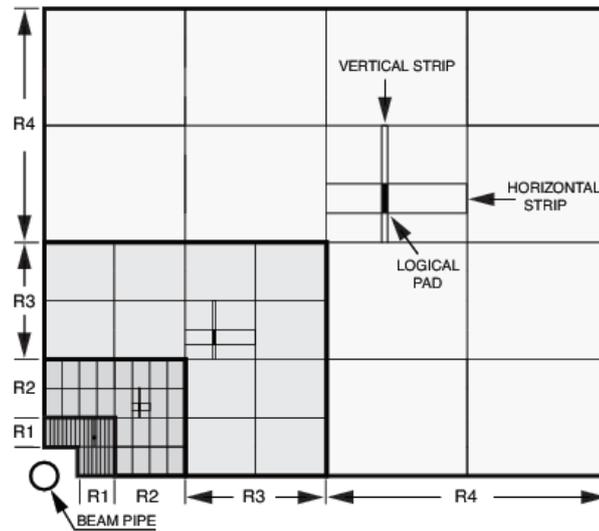


Figura 2.14.: Visão frontal de um dos quadrantes da estação M2, mostrando o esquema de particionamento em setores.

informação sobre a presença de candidatos com momentum transversal alto, que é uma das assinaturas da presença de hádrons com conteúdo de bottom, permitindo ao *trigger* L0 decidir corretamente sobre o potencial de física de cada evento.

O sistema de múons é composto de cinco estações, (M1-M5), de perfil retangular e com dimensões que resultam na cobertura de toda aceptância angular do LHCb. A primeira estação do sistema de múons, a M1, está instalada na frente do SPD/PS, enquanto as estações M2-M5 estão posicionadas após o calorímetro hadrônico, e são separadas por paredes grossas de aço (vide figura 2.13). As estações juntas cobrem uma área total de aproximadamente $435m^2$.

Cada estação é dividida em quatro regiões, rotuladas em ordem crescente de distância ao eixo do feixe como R1 - R4. Cada região tem aproximadamente a mesma aceptância, enquanto que a granulosidade de cada região foi configurada de modo a manter a ocupância aproximadamente constante ao longo de cada estação.

O sistema de detecção de múons do LHCb deve adquirir e despachar os dados dentro de uma janela 20 nanosegundos, ou seja em sincronia com o cruzamento dos *bunches* no ponto de interação do experimento. Sendo assim, todos os seus componentes, das câmaras à eletrônica de controle e aquisição foram projetados para operar a alta velocidade. O sistema está equipado com câmaras do tipo *Multi Wire Proportional Chambers* (MWPC) e *Triple-GEM*. As MWPC são usadas em todas as regiões e estações, exceto

nas regiões internas da estação M1, onde usa-se as câmaras Triple-GEM devido à alta densidade de partículas. O sistema emprega 1380 câmaras, com 20 tamanhos diferentes.

Todas as câmaras usadas são segmentadas em *pads* físicos. Cada *pad* físico é lido individualmente, pela eletrônica de controle e aquisição instalada em cada câmara. Afim de manter o ruído e o tempo de reação dos canais de aquisição em um nível aceitável, foi necessário limitar a capacitância de cada *pad*, implicando que em muitas câmaras o tamanho dos *pads* físico é menor que o requerido para alcançar a resolução espacial adequada.

Por outro lado, nas regiões R1-R2 das estações M2 e M3, a resolução espacial requerida na direção x exige *pads* físicos com dimensões pequenas demais para serem construídos e operados de modo prático. Em tais casos definem-se os chamados *pads* lógicos, obtidos combinando-se as decisões dos fios e dos *pads* físicos confeccionados nos cátodos figura 2.14.

Controle de qualidade das câmaras de muons. As câmaras de múons e seus componentes foram produzidas em diferentes locais, obrigando à realização de um conjunto rigoroso de testes, em diferentes fases do comissionamento, afim de garantir a uniformidade da qualidade do sistema. Dentre os diferentes parâmetros que foram rigorosamente estudados, têm-se por exemplo:

- Integridade física e eletrônica.
- Tensão e espessura dos fios da MWPC.
- Fluxo e vazamentos de gás.
- Estabilidade sob radiação intensa.
- Teste de uniformidade de ganho de gás.

Nas linhas seguintes discute-se brevemente os procedimentos e resultados relativos ao teste de uniformidade de ganho de gás realizados nas câmaras de múons MWPC produzidas no CERN, usando-se a estação de testes descrita em [42, 43].

O medida da uniformidade do ganho de gás é baseada na análise do espectro de pulsos obtido quando a câmara é exposta a uma fonte radioativa de ^{241}Am . O espectro exhibe um pico em uma posição proporcional ao ganho de gás. A formação desse pico deve-se em grande parte à absorção, pelo gás da câmara, dos raios-X com 8 keV emitidos

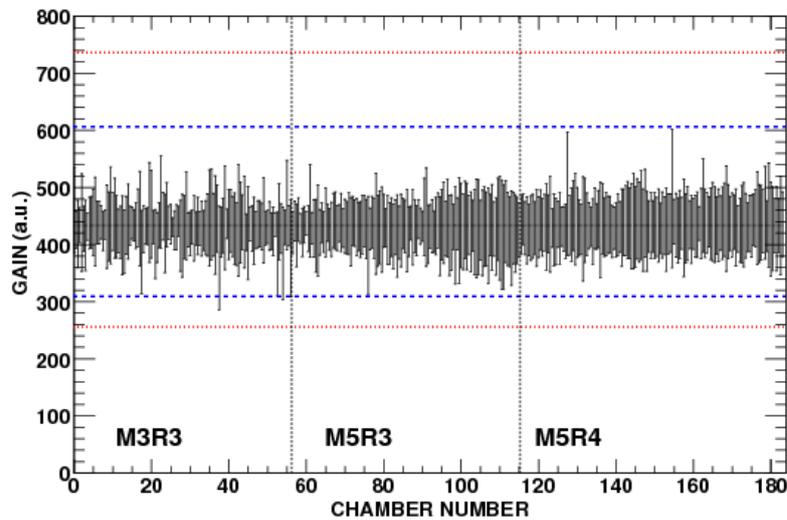


Figura 2.15.: Uniformidade de ganho de gás medida em uma amostra com 184 câmaras. As linhas horizontais representam os intervalos de tolerância para conforme (azul) e não-conforme (vermelho)

pelos átomos de cobre do plano do cátodo, quando excitados pela linha de emissão de 60 keV da fonte de amerício.

Embora degradado devido à baixa resolução de energia da câmara, o pico observado pode seguramente ser usado como referência, uma vez que sua posição central pode ser facilmente identificada por meio de um ajuste de curva gaussiano. Uma vantagem importante deste método é o requerimento de um nível consideravelmente mais relaxado de segurança com relação à exposição do operador à radiação. De fato, na estação de testes usa-se uma fonte de Amerício com uma atividade de aproximadamente 24 MBq, assim a intensidade da radiação é baixa o suficiente para permitir a operação manual da estação de testes. Afim de garantir a iluminação de toda a câmara, posiciona-se a fonte a aproximadamente 1 metro da MWPC que está sendo testada.

A informação sobre a altura do pico é obtida conectando-se simultaneamente todos os fios presentes em um gap e lendo-se o sinal resultante. A informação sobre a posição dos fótons incidentes é obtida a partir da identificação do *pad* que foi ativado no plano do catodo.

Os resultados dos testes de uniformidade de ganho de gás nas câmaras do CERN (vide figura 2.15), usando-se o método descrito acima estão sumarizado nas referências [19, 42, 43]

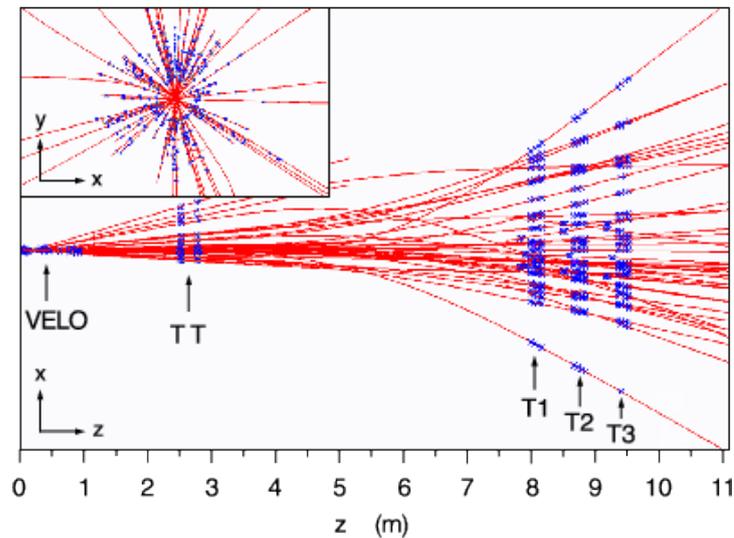


Figura 2.16.: Evento reconstruído no LHCb. Os pontos em azul são os *hits* deixados pelas partículas no VeLo e estações de tracejamento. No canto superior esquerdo exibe-se a visão frontal do evento no interior do VeLo

2.1.6. Performance

Os dados usados para estudar a performance do *hardware* do LHCb têm sido obtidos a partir da simulação detalhada do detector. As colisões próton-próton são simuladas usando-se o programa PYTHIA [44] e a interação dos estados finais com o material do detector é simulada usando o pacote GEANT [45]. Do ponto de vista da árvore de software do LHCb, a partir deste ponto os dados gerados são indistinguíveis de dados reais, ou seja na aquisição e digitalização da resposta da eletrônica do aparato, bem como nas etapas sucessivas de reconstrução, usam-se os mesmos recursos computacionais usados na análise dos dados adquiridos em colisões próton-próton reais.

2.1.6.1. Reconstrução de traços

Na reconstrução de traços, os *hits* do VeLo, TT, e T1-T3 (detectores interno e externo), são combinados para formar as trajetórias das partículas detectadas do VeLo aos calorímetros. Os traços são ajustados usando a técnica de filtros-Kalman, onde são aplicadas correções para espalhamento múltiplo e perda de energia. A qualidade dos ajustes é monitorada através do χ^2 e das distribuição de estiramento dos traços ajustados.

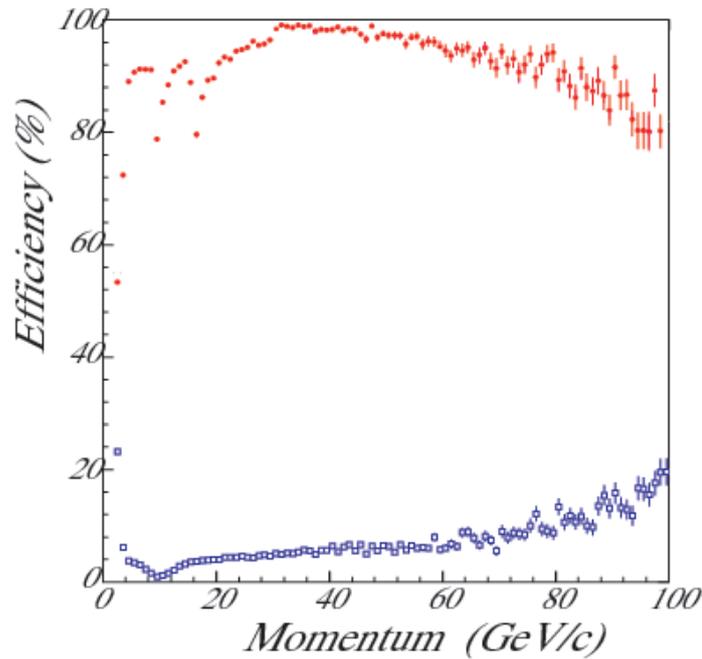


Figura 2.17.: Eficiência do RICH em toda a faixa de momentum. Os pontos em fechados, em vermelho, representam o percentual de identificação correta de káons. Os pontos abertos, em azul, representam a taxa de identificação de píons como káons.

A eficiência para encontrar e reconstruir traços longos com momentum maior que 10 GeV/c é de em média 94%. A resolução de momentum, $\delta p/p$, varia de 0.35% para traços com baixo momentum, a 0.55% para traços no limiar do espectro de momentum.

Um exemplo de evento reconstruído com aproximadamente 72 traços é exibido na figura 2.16. Diversos outros parâmetros associados à performance do sistema de tracejamento estão discutidos em [19, seção 10.1 e referências lá citadas].

2.1.6.2. Identificação de partículas

A informação provida pelos dois detectores de anel Cherenkov é combinada com os dados adquiridos nos calorímetros e sistema de múons para prover identificação das partículas carregadas. Partículas neutras são identificadas pelo calorimento eletromagnético.

Hádrons Os dois RICHs combinados provêm boa identificação de hádrons em toda a faixa de momentum do experimento. A eficiência média na identificação de káons é de 95% enquanto que a taxa média de identificação errada de píons, ou seja troca

de píons por káons, é de apenas 5%(vide figura 2.17). A identificação com excelência dos candidatos reconstruídos é fundamental para realização das medidas de oscilação de sabores de mésons charmosos.

Múons Os múons são identificados extrapolando-se os traços bem reconstruídos até o sistema de múons e associando-os aos *hits* correspondentes. Um traço é considerado um múon se possui hits em no mínimo 2, e dependendo do momentum, em 4 estações do sistema de múons. A eficiência média de identificação de múons tem sido avaliada em aproximadamente 94%, enquanto que a taxa de identificação de píons como múons é de no máximo 3%. Acima de 10 GeV a eficiência é uma função constante do momentum.

Elétrons A identificação de elétrons é baseada na correlação entre os traços bem reconstruídos e os *clusters* no calorímetro eletromagnético. A presença de fótons de *bremstrahlung* é também considerada. A eficiência dos algoritmos de reconhecimento de padrão é de 95%. O percentual de identificação de píons como elétrons é de 0.7%.

Fótons, píons neutros e neutrôns Fótons são identificados a partir de informações do SPD/PS e do calorímetro eletromagnéticos. Em princípio, *clusters* não associados a traços podem ser fótons. píons neutros e neutrôns são identificados a partir da combinação da informação do calorímetro hadrônico com a saída do SPD/PS. No caso de fótons, píons neutros e neutrôns a eficiência de identificação é fortemente dependente do canal específico. Algumas estimativas estão disponíveis em [19, seção 10.2.4-5 e referências citadas].

2.1.6.3. Performance global de reconstrução

A performance global de reconstrução de decaimentos de mésons-B esperada para o LHCb é sumarizada pelos seguintes parâmetros:

- Resolução da medida de posição do vértice primário de aproximadamente 10 μm e 60 μm nas direções transversais e longitudinal ao feixe, respectivamente.
- Resolução de massa invariante entre 12 MeV/c e 25 MeV/c, dependendo do canal de decaimento estudado.

- Resolução de tempo-próprio de aproximadamente 40 fs, dependendo do canal de decaimento estudado.

2.2. O *trigger* do LHCb

A frequência nominal de cruzamento dos *bunches* no ponto de interação do LHCb é de 40MHz, mas a taxa de produção de eventos com colisões próton-próton, cujo os produtos estejam dentro da aceptância geométrica do LHCb, é bem menor, sendo estimada como sendo da ordem de 10MHz. Por outro lado, a taxa de produção de eventos com todos os produtos do decaimento de hádrons B dentro da aceptância do LHCb é de aproximadamente 15kHz, limitando as taxas correspondentes a decaimentos em estados finais específicos a poucos hertz (vide figura 2.18).

A taxa de eventos que pode ser adquirida e armazenada pelo LHCb é limitada a 2kHz, que devem ser enriquecidos com eventos com grande potencial para o estudo dos canais de interesse, notavelmente decaimentos de mésons B. A tarefa de filtrar os eventos adequados é delegada ao sistema de *trigger* [19, vide a descrição completa e lista de referências técnicas no capítulo 7].

O sistema de *trigger* do LHCb é dividido em dois níveis. O primeiro nível é denominado *trigger* de nível zero, e referido frequentemente como L0. O segundo nível é chamado de *trigger* de alto nível, sendo quase sempre referido como HLT. Nas linhas seguintes discute-se os aspectos gerais do L0 e do HLT.

2.2.1. O L0

O propósito do *trigger* L0 é reduzir a taxa de 40MHz, que correspondente à frequência de cruzamento de *bunches* do LHC, ao valor de 1MHz, que é a taxa adequada para a leitura e aquisição de todos os sistemas do detector. A decisão do L0 é baseada no fato de a presença de partículas com momentum e energia transversas elevados são assinaturas típicas do decaimento de mésons B.

Assim, a decisão do *trigger* L0 baseia-se na reconstrução dos seguintes aspectos sobre o evento(vide figura 2.19):

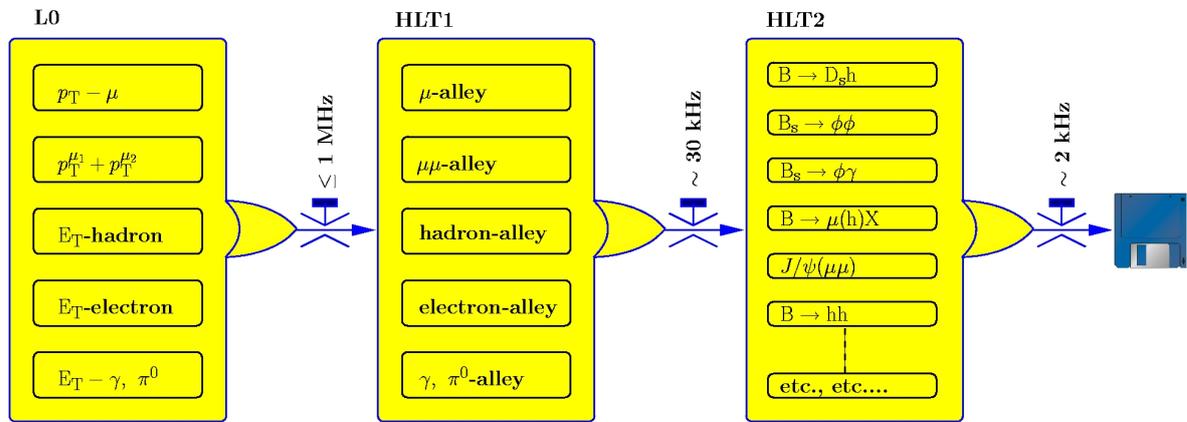


Figura 2.18.: Diagrama de fluxo das diferentes frequências do trigger.

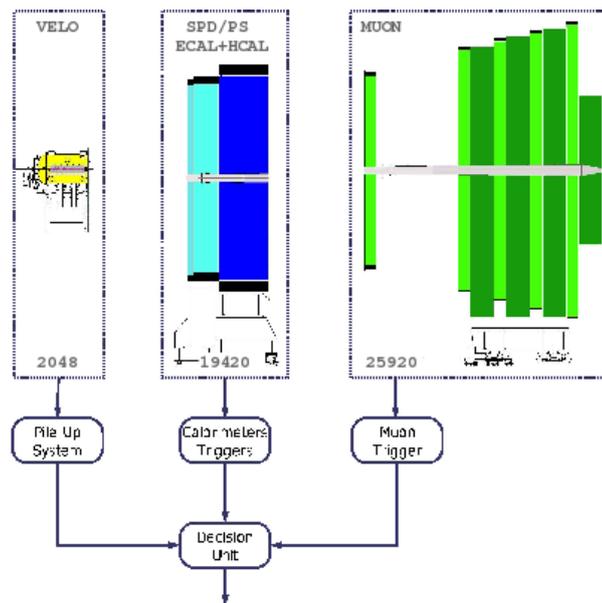


Figura 2.19.: Esquema de funcionamento do *trigger* L0, suas subunidades e a unidade de decisão.

- Usando-se os calorímetros, procura-se o hádron, elétron ou fóton com a maior energia transversa no evento.
- Usando o sistema de detecção de múons, procura-se pelos dois múons com o maior momentum transversa.
- Usando o sistema de *pile up* do VeLo, estima-se o número de colisões primárias no evento.

O L0 é implementado a nível de *hardware* e opera em completa sincronia com a frequência de 40MHz de cruzamento de *bunches* do LHC. As latências do *trigger* são fixas e a decisão não depende nem da ocupância instantânea do detector, nem da história do cruzamento de *bunches*. Os detalhes da implementação do *trigger* L0 estão disponíveis em [19, seção 7.1].

2.2.2. O HLT

O *trigger* de alto nível do LHCb, o HLT, tem como objetivo reduzir a taxa de saída de eventos do *trigger* L0, que é de 1MHz, para o valor de 2kHz. Os eventos aceitos pelo HLT são então registrados para e feitos disponíveis para as etapas de reconstrução e análise posteriores.

O HLT usa todas as informações disponíveis sobre o evento para tomar sua decisão, ou seja, os dados de todos os subdetectores do LHCb são usados para reconstruir o evento e avaliar seu potencial. O HLT é implementado a nível de software e consiste em um conjunto de algoritmos que são executados em um cluster de 2000 computadores com 16 *cores* cada. Estes algoritmos, chamados *alleys*, primeiramente confirmam a decisão do L0, refinando-se a reconstrução dos candidatos do evento. Uma vez confirmada a decisão do L0, a análise do evento prossegue com a reconstrução de candidatos em canais de decaimento inclusivos e exclusivos. Dentro da estrutura interna do HLT, a confirmação da decisão do L0 é delegada ao HLT1 e a reconstrução inclusiva e exclusiva de candidatos é realizada no HLT2. Por ser implementado a nível de software, o HLT é bastante flexível e vem sendo estudado e otimizado usando-se dados da simulação Monte Carlo completa do detector.

2.2.3. O HLT1

No HLT1 um conjunto de algoritmos, chamados *alleys*, são executados paralelamente com o objetivo de confirmar a decisão do L0. Além das informações dos calorímetros e sistema de detecção de múons, as *alley* usam informações do VeLo e das estações de tracejamento para analisar os eventos aceitos pelo L0.

A decisão final do HLT1 é a soma lógica das decisões das *alleys*. Estima-se que aproximadamente 15% dos eventos do aceitos no L0 são também aceitos em alguma das *alleys*. Os diferentes algoritmos estão descritos em [19, seção 7.3].

2.2.4. O HLT2

A taxa de saída do HLT1 é suficientemente baixa para permitir a reconstrução completa dos canais de interesse, a nível de *trigger*, e decidir sobre quais eventos deve ser permanentemente registrados. A qualidade dos traços usados nesta reconstrução é inferior aquela usada na análise *off-line*, mas possui resolução minimamente adequada para reconstruir picos de massa invariante, vértices de decaimentos de partículas compostas e, por exemplo, verificar o alinhamento entre tais vértices e a posição do vértice primário de interação.

A decisão do HLT2 baseia-se portanto na reconstrução e seleção de candidatos mediante a aplicação de cortes relativamente largos às variáveis dinâmicas tais como momento transversal, parâmetro de impacto e janela de massa invariante.

2.3. Recursos de controle, monitoramento e processamento de dados

A tarefa do sistema de controle e monitoramento do LHCb é garantir que a aquisição, transferência e o armazenamento de dados transcorra dentro de condições conhecidas e controladas. Sendo assim todos os parâmetros operacionais e condições ambientais relativos à operação do detector e ao armazenamento dos dados são monitorados. Além disso o sistema de monitoramento deve assegurar ainda a sincronia entre todos os canais de aquisição do LHCb e o relógio do LHC. O sistema de monitoramento e controle está descrito em detalhes em [19, capítulo 8].

2.3.1. Controle e monitoramento

O sistema de controle e monitoramento é composto pelos seguintes componentes:

- Sistema de aquisição de dados (DAQ).

O sistema de aquisição de dados é responsável pelo transporte dos dados pertencentes a cada cruzamento de *bunches* e identificados pelo *trigger*, da interface de eletrônica do detector até o sistema de armazenamento permanente. Afim de garantir

uma operação robusta, o DAQ foi projetado sob os requerimentos de simplicidade, escalabilidade e disponibilidade comercial dos componentes.

- Cronômetro e controle rápido.

O sistema de controle rápido e cronometragem é reponsável por distribuir e sincronizar todas as etapas da leitura de dados do LHCb com o tempo associado ao cruzamento entre os *bunches*.

- Sistema de controle do experimento

Responsável pelo monitoramento e controle de todos os parâmetros operacionais do LHCb. Voltagens, temperatura, condições do feixe, fluxos de gás nos sistemas correspondentes e outros aspectos são monitorados juntamente com a operação do *trigger* dos sistemas anteriormente descritos.

2.3.2. Processamento de dados

No LHCb os dados são processados em diversos estágios, que nem sempre sucedem-se de forma estritamente linear. Os dados crus, que são adquiridos pela eletrônica de interface e controle do detector são processados pelo sistema de *trigger* e transferidos para o *Tier 0*, localizado no CERN.

Os dados nus, reais ou simulados, precisam ser processados para reconstruir as quantidades adequadas à para a análise física dos dados. O resultado da reconstrução é a geração de um novo tipo de dado chamado DST (*Data summary tape*). As informações contidas nos dados armazenados nas DST constituem o mínimo necessário para permitir a execução dos algoritmos de pré-seleção, que geram como resultado um tipo de dado referido como rDST, que significa *reduced* DST. As rDSTs são então processadas por algoritmos que selecionam eventos a posteriormente disponibilizados para análise individual e detalhada. Os eventos que passam nestes critérios de seleção são reprocessados para a restauração de toda a informação inicial disponível.

A base do modelo de computação do LHCb é a arquitetura de denominada GRID. Trata-se de um modelo de processamento distribuído em diversos *tiers* regionais, de modo a garantir acesso aos dados e aos recursos de computação de forma flexível e robusta, onde que seja necessário analisar dados. Nessa arquitetura o CERN é o nó central de produção e distribuição dos dados crus. Estes dados são copiados para os

tiers-1 e também mantidos no CERN. Aos *tiers-2* delega-se a produção de dados de simulação.

O modelo de computação e processamento de dados do LHCb está discutido em detalhes no [19, capítulo 9]

Capítulo 3.

Reconstrução e seleção de candidatos

Preliminares

Neste capítulo apresenta-se um estudo sobre seleção de candidatos a $D^*(2010)^+$, que decaem acordo com a cadeia

$$D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+\pi^-), \quad (3.1)$$

com o objetivo de compor amostras adequadas à realização de medidas de mistura de sabores no sistema $D^0 - \bar{D}^0$, no experimento LHCb. Os estudos apresentados neste capítulo permitem estimar, entre outras grandezas, as quantidades de candidatos de sinal e contaminação por ruído correspondentes a um ano canônico, 10^7 s, de operação do LHCb.

A exposição esta organizada da maneira seguinte. Na seção 3.1 discutem-se os aspectos relativos aos dados simulação usados no desenvolvimento da seleção aqui apresentada. A reconstrução básica dos candidatos a $D^*(2010)^+$ será abordada na subseção 3.2.1. Em seguida, na subseção 3.2.2, classificam-se os candidatos reconstruídos quanto à sua reconstrutibilidade. Na subseção 3.2.3, as diferentes contribuições para a contaminação com ruído, que ocorrem nas amostras selecionadas, são identificadas e categorizadas. Com estes elementos, realiza-se a otimização dos cortes de seleção na subseção 3.2.4. A performance da seleção otimizada é discutida em seguida, na subseção 3.2.5

Na subseção 3.3.1 calculam-se as resoluções correspondentes às medidas de posição dos vértices de nascimento e decaimento, da distância de vôo e do tempo de vida dos candidatos a D^0 reconstruídos e aceitos na seleção otimizada. Motivando-se na percep-

ção de que estas resoluções são pobres demais para a realização das medidas dependentes do tempo, necessárias ao estudo das oscilações $D^0 - \bar{D}^0$, apresenta-se um método para o melhoramento da reconstrução do vértice de nascimento dos candidatos a D^0 . Com o objetivo de implementar este método, baseado na reconstrução parcial do méson B pai do $D^*(2010)^+$, introduz-se uma nova etapa de reconstrução e seleção, que é discutida na subseção 3.3.2. A performance do algoritmo de melhoramento da resolução do vértice de nascimento do D^0 é discutida na subseção 3.3.3.

Por fim, discute-se na seção 3.4 a curva de aceitação da seleção, ou seja a eficiência conjunta da detecção, reconstrução e seleção de candidatos em função do tempo de vida do D^0 .

3.1. Dados de simulação

Os estudos e resultados expostos neste capítulo foram desenvolvidos usando-se eventos gerados através da simulação completa e detalhada do detector LHCb. Dentro da estrutura geral de computação do LHCb [46], a simulação de eventos é controlada pelo programa denominado Gauss [47].¹

A simulação dos eventos possui basicamente duas etapas:

- Geração: Nesta etapa, as colisões próton-próton são geradas através do programa PYTHIA [44]. Em seguida, quando necessário, o pacote EvtGen [48, 49] é usado para aplicar os modelos específicos de decaimento aos produtos da colisão próton-próton.
- Simulação: Nesta etapa simulam-se os processos físicos que ocorrem entre o material do detector e as partículas do estado final, geradas na etapa anterior, usando-se o pacote GEANT4 [45].

Posteriormente, processam-se as interações simuladas pelo Gauss, tarefa delegada ao pacote Boole [50], que é responsável pela simulação da resposta eletrônica do detector. Os dados de saída do Boole possuem o mesmo formato dos dados reais que espera-se

¹ A versão usada na geração dos dados foi a v25r10, baseada nas bibliotecas:

- LHCb v21r12 and Gaudi v18r11
- Pythia 6.325.2, photos 215.2, lhpdf 4.2 (via GENSER 1.4.1)
- Geant4 v71r0p16 (built from geant4.7.1.p01a)

Estado final	F.D. absoluta	F.D. relativa
$K^- \pi^+$	0.0383	0.8655
$K^+ \pi^-$	0.00015	0.0034
$K^+ K^-$	0.0043	0.0971
$\pi^+ \pi^-$	0.0015	0.033

Tabela 3.1.: Frações de decaimento e frequências relativas correspondentes usadas na geração dos dados simulados

adquirir durante a operação real do experimento. Portanto, a partir deste ponto, dispõe-se de todo o sistema de monitoramento em tempo real, *trigger* e reconstrução para o processamento dos dados simulados, afim de gerar os candidatos a vértices e partículas que serão usados nas etapas subsequentes de reconstrução e análise [51, 52].

Os dados aqui usados compõem um subconjunto de uma coleção de eventos simulados, que é referida genericamente como DC06. Estes dados são de dois tipos:

- Saída do L0: Esta amostra consiste em eventos próton-próton, gerados sem a aplicação de qualquer requerimento especial nos produtos, que foram processados e aceitos pelo *trigger* L0;
- Amostra dedicada: Esta amostra consiste em eventos que contêm no mínimo um B^\pm ou B_d^0 / \bar{B}^0 na acceptância geométrica do detector, ou seja, o méson B gerado deve ter uma trajetória formando um angulo polar inferior a 400 mrad e a projeção de seu momentum na direção do feixe deve ser positiva. O referido méson deve decair então através da cadeia

$$B \rightarrow X (D^{*(2010)^+} \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+\pi^-, K^-\pi^+, \pi^+\pi^-, K^+K^-)), \quad (3.2)$$

onde X é um conjunto de partículas fisicamente acessível. Os estados finais são gerados com as frequências correspondentes às frações de decaimento relativas, tal como listado na tabela 3.1.

As tabelas 3.2a e 3.2b sumarizam os dados de simulação usados nesta nota juntamente com o tempo de aquisição correspondente. No caso dos eventos de sinal, calcula-se o tempo de aquisição usando-se o método exposto em [53]. O tempo de aquisição corres-

pondente ao número de eventos aceitos pelo L0 é calculado supondo-se que este opera a uma taxa de saída fixa de 1 MHz.

A taxa de produção e decaimento de hádrons B em modos específicos é dada por

$$\mathcal{S} = \mathcal{L} \times \sigma_{b\bar{b}} \times 2 \times f_B \times B.R. \times \mathcal{A}, \quad (3.3)$$

onde \mathcal{L} é a luminosidade nominal do feixe de prótons, $\delta_{b\bar{b}}$ é seção de choque de produção dos pares $b\bar{b}$, f_B é a probabilidade do quark $b(\bar{b})$ *hadronizar*, B.R. é a fração de decaimento do modo específico e \mathcal{A} é a eficiência associada ao requerimento de que o méson B gerado esteja dentro da aceitação geométrica do detector, ou seja, exige-se que o ângulo polar do candidato a B méson gerado seja inferior a 400mrad. O fator 2 contabiliza a possibilidade de produzir um b ou um \bar{b} . Os valores usados para calcular o tempo de aquisição são os seguintes:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \\ \sigma_{b\bar{b}} &= 500 \mu\text{b}, \\ f_b^{B^+/B_d^0} &= 39.1\%, \\ \mathcal{A} &= 34.7\%. \end{aligned}$$

As taxas de produção de mésons B^+ e B_d^0 que decaem de acordo com os modos

$$B \rightarrow X (D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+\pi^-, K^-\pi^+, \pi^+\pi^-, K^+K^-)) \quad (3.4)$$

são então

$$\mathcal{S}_{B_d^0} = 2.279 \times 10^2 \text{ eventos/s}, \quad (3.5)$$

$$\mathcal{S}_{B^+} = 0.597 \times 10^2 \text{ eventos/s} \quad (3.6)$$

Nos cálculos de $\mathcal{S}_{B_d^0}$ e \mathcal{S}_{B^+} foram usados fatores B.R. com valores 0.84% e 0.22% respectivamente².

²Os frações de decaimento B.R. correspondem aos fatores efetivamente usados na produção dos dados simulados usando PYTHIA e EvtGen

Origem	Eventos processados	Frequência(s^{-1})	Tempo de operação(s)
L0	4882287	10^6	4.88
B_d^0	420976	2.279×10^2	1847.20
B^\pm	446327	0.597×10^2	7476.16

(a)

Origem	Eventos processados	Frequência(s^{-1})	Tempo de operação(s)
L0	4788766	10^6	4.78
B_d^0	425945	2.279×10^2	1869.00
B^\pm	446327	0.597×10^2	7476.20

(b)

Tabela 3.2.: Dados de simulação correspondentes aos modos de decaimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (a) e $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ (b)

3.2. Reconstrução e seleção de eventos

$D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+ \pi^-)$

3.2.1. Reconstrução básica dos candidatos

Dentro da árvore de *software* do LHCb, as tarefas de reconstrução e seleção de candidatos, bem como uma parte significativa da análise de dados, são delegadas ao conjunto de bibliotecas conhecido como DaVinci [52]. O DaVinci disponibiliza ao usuário objetos tais como traços, partículas e vértices, dentre outros recursos necessários à análise dos dados. Define-se também um conjunto amplo de ferramentas e algoritmos para processar tais objetos. O uso do DaVinci acarreta, portanto, uma padronização dos procedimentos que permite, em última instância, o desenvolvimento e a comparação de estudos e resultados, em um ambiente bem definido e controlado.

A menos que seja explicitamente referido a situação contrária, pressupor-se-á sempre ao longo do presente capítulo que os estudos de seleção e reconstrução foram implementados no ambiente do DaVinci.

Candidato	Variável	Critério
π^\pm , K^\pm	P_t	> 300 MeV
	P	> 2000 MeV
	IPS	> 2.0
K^\pm	$\log\left(\frac{\mathcal{L}_{RICH}(K^\pm)}{\mathcal{L}_{RICH}(\pi^\pm)}\right)$	> -5.0

Tabela 3.3.: Requerimentos aplicados aos K^\pm e π^\pm antes de serem combinados para formar um candidatos a D^0/\bar{D}^0 .

Candidato	Variável	Critério
D^0	$ m_{K,\pi} - m_{D^0}^{PDG} $	< 50 MeV
	P_t	> 1000 MeV
	χ^2 do vértice de decaimento	< 25.0

Tabela 3.4.: Requerimentos aplicados aos candidatos a D^0 .

A reconstrução básica dos candidatos a $D^{*(2010)^+}$ começa com pareamento de partículas carregadas do estado final para formar candidatos a D^0 . O candidatos a káons e píons, estados finais potenciais do decaimento do D^0 , são combinados desde que satisfaçam aos critérios listados na tabela 3.3 [54]. Os cortes aplicados ao momentum transversal e à significância do parâmetro de impacto suprimem muitos dos candidatos originados nos vértices primários, favorecendo fortemente a seleção de candidatos originados em decaimentos de mésons B. Note-se que neste estágio não são aplicados requerimentos restritivos baseados na aplicação de cortes nas magnitudes de verossimilhança, que são usadas na identificação dos candidatos e providas, neste caso, pelos subdetectores de anel Cherenkov.

Na etapa seguinte, estima-se um vértice comum de nascimento, que é o possível vértice de decaimento do D^0 , para aqueles pares de partículas de estados final que passam os critérios da tabela 3.3 e possuem massa invariante compatível com a massa de um candidato a D^0 . Os critérios que governam as decisões nesta etapa são exibidos na tabela 3.4.

Candidato	Variável	Critério
π_s^\pm	IPS	>1.0
$D^*(2010)^+$	$ Mass_{D^0, \pi_s} - Mass_{D^*(2010)^+}^{PDG} $	$<20 \text{ MeV}$
	P_t	$>1250 \text{ MeV}$
	χ^2 do vértice de decaimento	< 25.0

Tabela 3.5.: Requerimentos aplicados à reconstrução de candidatos a $D^*(2010)^+$.

Desde que não é possível determinar-se o sabor do candidato a D^0 univocamente apenas a partir da reconstrução de seu vértice de decaimento, procede-se então para a etapa seguinte, que consiste em combinar o candidato a D^0 previamente reconstruído com um candidato a π , afim de reconstruir-se o $D^*(2010)^\pm$ no topo do decaimento. Note-se que o sinal da carga elétrica do π_s fornece a informação necessária e suficiente para a rotulação do sabor do D^0 no instante de sua produção. Os requerimentos que norteiam a reconstrução da cadeia $D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ D^0$ estão sumarizados na tabela 3.5

3.2.2. Categorização quanto à reconstrutibilidade

O uso de dados de simulação permite registrar em detalhes como cada um dos diferentes subdetectores responde à sua interação com as diversas partículas que compõem cada evento gerado. Além disso, é possível também acompanhar os candidatos gerados em cada etapa de sua reconstrução, que é sempre realizada como se os dados fossem reais.

Sendo assim, a partir da análise dessas informações podem-se classificar os candidatos gerados sendo reconstrutíveis e reconstruídos. Estas duas categorias por sua vez possuem subdivisões definidas de acordo com o tipo e a quantidade dos registros deixados no detector. A forma como esses registros foram usados para reconstruir a trajetória do candidato também é relevante para a categorização.

Têm-se as seguintes categorias: [55]:

- Velo: trajetória tridimensional registrada apenas no detector de vértice (VeLo).
- VeloR: trajetória bidimensional registradas apenas no detector de vértice.
- TTrack: trajetória com registros apenas nas estações de tracejamento.

Origem	Ev. processados	Cand. gerados	Cand. reconstruídos	Sinal
L0	4882287	11341	123940	513
B_d^0	420976	368983	70039	34798
B^\pm	446327	391310	73646	34990

(a)

Origem	Ev. processados	Cand. gerados	Cand. reconstruídos	Sinal
L0	4788766	43	125090	2
B_d^0	425945	1403	32811	135
B^\pm	446327	1538	35546	145

(b)

Tabela 3.6.: Dados de simulação correspondentes aos modos de decaimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (a) e $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ (b)

- Long: trajetória com registros em todo sistema de tracejamento do LHCb, do VeLo até as estações T1, T2 e T3.
- Upstream: trajetória registrada no VeLo e nas estações de tracejamento do trigger(TT).
- Downstream: trajetória registrada nas estações TT e T1, T2 e T3

Candidatos podem ser ao mesmo tempo reconstrutíveis e reconstruídos em categorias diferentes. Uma partícula composta é reconstrutível, ou reconstruída, se todos os seus estados finais são reconstrutíveis, ou reconstruídos. Os candidatos gerados, sumarizados nas tabelas 3.6a e 3.6b, são classificados quanto a reconstrutibilidade nas tabelas 3.7a e 3.7b.

Em princípio, os candidatos reconstruídos e identificados como sinal seriam sempre aqueles cuja partícula gerada associada é classificada como reconstrutível e reconstruída.

Origem	Reconstrutíveis	Reconstruídos	Reconstrutíveis e reconstruídos
L0	1093 (0.092)	1017 (0.086)	916 (0.838)
B_d^0	53753 (0.145)	47982 (0.130)	43445 (0.808)
B^\pm	54635 (0.139)	48142 (0.123)	43543 (0.796)

(a)

Origem	Reconstrutíveis	Reconstruídos	Reconstrutíveis e reconstruídos
L0	3 (0.065)	3 (0.065)	2 (0.666)
B_d^0	194 (0.138)	185 (0.131)	166 (0.855)
B^\pm	213 (0.138)	191 (0.124)	174 (0.816)

(b)

Tabela 3.7.: Categorização quanto à reconstrutibilidade dos candidatos a $D^{*(2010)^+}$ selecionados na etapa de reconstrução básica. Nas tabelas (a) e (b) tem-se respectivamente os dados correspondentes ao modo favorecido e duplamente suprimido. Entre parenteses tem-se a eficiência associada.

3.2.3. Categorias de contaminação ruído

O uso de dados de simulação permite também registrar e explorar as associações entre as partículas geradas e as reconstruídas de forma a identificar, em cada etapa da seleção, os candidatos verdadeiros, ou seja, candidatos reconstrutíveis e reconstruídos, que correspondem fidedignamente aos candidatos gerados associados. Neste estudo, tais objetos são referidos como candidatos de sinal, ou simplesmente sinal. Em oposição, define-se os candidatos falsos como sendo aquelas partículas reconstruídas que não correspondem exatamente às partículas geradas associadas, ou ainda aqueles candidatos que não possuem sequer uma associação com partículas geradas registradas. Estes objetos são referidos no presente contexto como candidatos de ruído, ou às vezes, simplesmente ruído.

Explorando-se a informação armazenada na tabela de associação, podem-se agrupar os candidatos de ruído em três categorias fisicamente bem motivadas:

- Píon lento aleatório: Nesta categoria, os candidatos a D^0 verdadeiros são combinados com candidatos a píons provenientes de outros processos, acarretando na

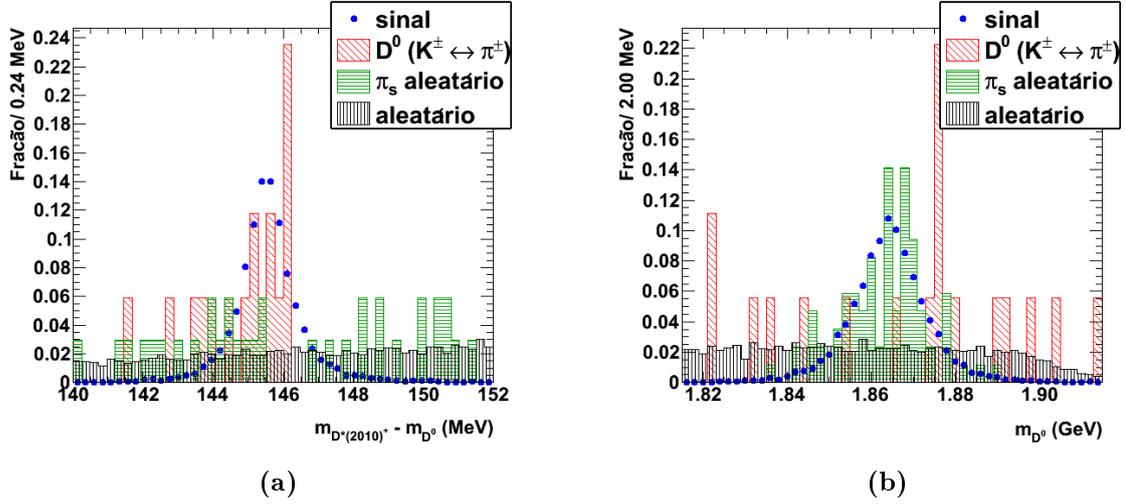


Figura 3.1.: Distribuição das variáveis $m_{D^0, \pi_s} - m_{K, \pi}$ e $m_{K, \pi}$ dos candidatos selecionados na etapa de reconstrução básica. Nas figuras (a) e (b) exibe-se a categorização dos candidatos reconstruídos de acordo com as informações da tabela de associação com os dados gerados. Os valores correntes [56] para a massa invariante do D^0 e a diferença de massa são $m_{D^0, PDG} = 1864.83 \pm 0.14 \text{ MeV}$ e $\Delta m_{PDG} = 145.421 \pm 0.010 \text{ MeV}$.

reconstrução de candidatos falsos a $D^{*(2010)^+}$. Este tipo de ocorrência invisibiliza a rotulação correta do sabor do candidato a D^0 no nascimento.

- D^0 com estado finais trocados: Nesta categoria encontram-se aqueles candidatos falsos a D^0 , ou \bar{D}^0 , que foram reconstruídos a partir de pares K^\pm, π^\pm com a identificação trocada, ou seja, o candidato a káon é rotulado como pión e vice-versa. Este tipo de ruído contamina as amostras do decaimento duplamente suprimido com candidatos de sinal do decaimento favorecido.
- Ruído devido a combinação aleatória: Subconjunto formado pelos candidatos falsos que não se encaixam nas categorias anteriores. Esta categoria de ruído é gerada pela coincidência aleatória nos processos de combinação de traços que acabam por formar candidatos falsos a D^0 e $D^{*(2010)^\pm}$, consistentes com os mesmos critérios de reconstrução e seleção usados para reter candidatos verdadeiros. Esta é a classe mais estatisticamente populada e mais facilmente distinguível de ruído.

Estas mesmas categorias de contaminação por ruído podem ser identificadas analisando-se as distribuições da massa invariante reconstruída dos candidatos a D^0 e da diferença

de massa entre estes e os candidatos a $D^*(2010)^+$ correspondentes. De fato, os candidatos de ruído distribuem-se de acordo padrões que permitem identificar as seguintes assinaturas:

- Píon lento aleatório: A distribuição da massa invariante reconstruída dos candidatos a D^0 desta categoria exibe um pico, mas por outro lado, a distribuição da diferença de massa correspondente apresenta uma estrutura sem picos. Vide as figuras 3.1a e 3.1b.
- D^0 com partículas de estado final trocadas: Aqui observa-se a inversão da situação anterior, ou seja, apenas a distribuição da diferença de massa entre os candidatos a $D^*(2010)^+$ e D^0 registra uma acumulação eventos. Este pico correspondente à contribuição dos candidatos do modo de decaimento favorecido do D^0 que tiveram os estados finais com a rotulação trocada. Vide as figuras 3.1a e 3.1b.
- Ruído completamente aleatório: Neste caso não observam-se picos nem na distribuição da massa invariante reconstruída do D^0 e nem na distribuição da diferença de massa correspondente. Vide as figuras 3.1a e 3.1b.

As distribuições reconstruídas da massa invariante dos candidatos a D^0 e da diferença de massa entre estes e os candidatos a $D^*(2010)^+$ são exibidas na figura 3.1.

3.2.4. Seleção otimizada

Afim aumentar a pureza das amostras de dados dos decaimentos de interesse ao nível requerido para a realização das medidas dos parâmetros da mistura de sabores, deve-se realizar o refinamento da reconstrução básica discutida anteriormente. Com este intuito, realiza-se uma nova etapa de seleção, na qual um novo conjunto de variáveis discriminantes são escolhidas e novos cortes aplicados para eliminar ao máximo os candidatos de ruído, sem entretanto comprometer estatisticamente a amostra selecionada.

O valor do corte em cada variável discriminante é escolhido de forma tal que o quadrado da significância estatística da amostra selecionada seja maximizada. A significância estatística é definida pela expressão [57]

$$S_\sigma = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (3.7)$$

onde S e B são respectivamente o número de candidatos de sinal e o número de candidatos de ruído selecionados após a aplicação dos cortes otimizados em cada variável discriminante.

Afim de tirar vantagem da excelente estatística dos candidatos de sinal do modo favorecido, e contornar o problema da estatística limitada de candidatos do modo duplamente suprimido (DS), computa-se o número de candidatos de sinal correspondente ao modo DS da seguinte forma

$$S_{DS} = \frac{F.D.(D^0 \rightarrow K^+\pi^-)}{F.D.(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)} S_F = 3.78 \times 10^{-3} S_F, \quad (3.8)$$

onde S^{DS} e S^F são respectivamente o número de candidatos de sinal selecionados nos modos duplamente suprimido e favorecido. Os valores das frações de decaimento usadas no cálculo anterior estão sumarizados em [56]

As amostras usadas neste estudo devem ser ainda reescaladas pois correspondem a diferentes tempos de aquisição do LHCb. Escolhendo-se como tempo de aquisição de referência 1000s, calculam-se as quantidade de candidatos de sinal e ruído como (vide os dados sumarizados na tabela 3.2):

$$S_{DS} = 3.78 \times 10^{-3} \left(\frac{1000}{1869.00} S_F^{B_d^0} + \frac{1000}{7476.16} S_F^{B^+} \right) \quad (3.9)$$

$$B_{DS} = \frac{1000}{4.78} B_{DS}^{pp} \quad (3.10)$$

onde B_{DS}^{pp} é o número de candidatos de ruído selecionados a partir da amostra rotulada como L0 na 3.2b.

A escolha das variáveis discriminantes usadas na otimização da seleção norteia-se pelos seguintes critérios:

- Independência com relação ao estado final do D^0 : Este critério deve-se à necessidade de evitar a introdução de enviesamento relativo das amostras com estado final de decaimento duplamente suprimido em relação às amostras de decaimento favorecido.
- Variáveis bem definidas: Algumas variáveis não são física ou geométricamente bem definidas. Como exemplo emblemático desta situação considere-se a posição do vértice de decaimento dos candidatos a $D^*(2010)^+$. Como será demonstrando

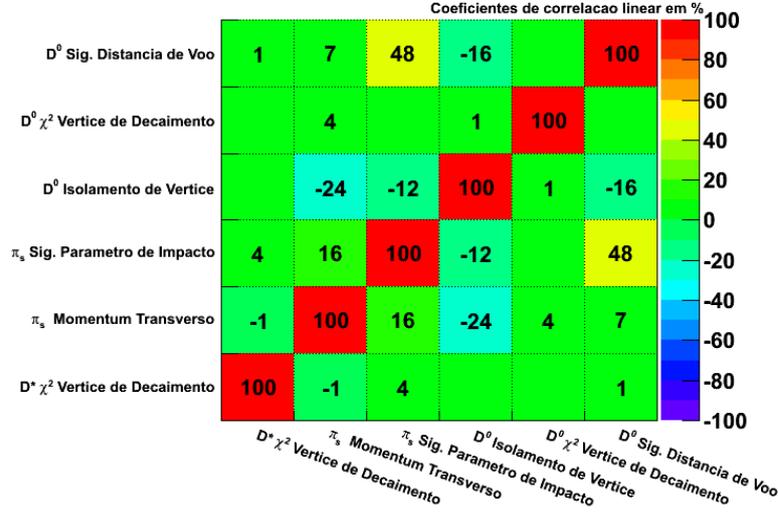


Figura 3.2.: Coeficientes de correlação linear, em %, entre as variáveis usadas na otimização

da seleção. Os coeficientes são definidos como $\text{Corr}(x, y) = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sigma_x \sigma_y} \times 100$.

nas seções seguintes, a elevada incerteza desta variável desencoraja o seu uso como discriminante direta ou indiretamente.

- Independência estatística entre as variáveis: De forma a conservar o poder de discriminação de uma dada variável após a aplicação dos cortes de seleção nas outras variáveis do conjunto, escolhe-se um conjunto de variáveis com a menor correlação linear estatística possível. Vide a figura figura 3.2.

As variáveis escolhidas para o refinamento da seleção, juntamente com os valores otimizados dos cortes e os índices de retenção de candidatos de sinal e rejeição de candidatos de ruído correspondentes, são discutidas a seguir. Um detalhe importante consiste no requerimento de que os candidatos processados com o intuito de otimizar os cortes de seleção sejam também aceitos pelo *trigger* HLT1. Os diagramas de otimização dos cortes estão disponíveis no Apêndice A.

1. Isolamento do vértice de decaimento do D^0 .

Esta grandeza consiste no número máximo de traços, excluídos aqueles originados no próprio candidato a D^0 , com significância de parâmetro de impacto (IPS)

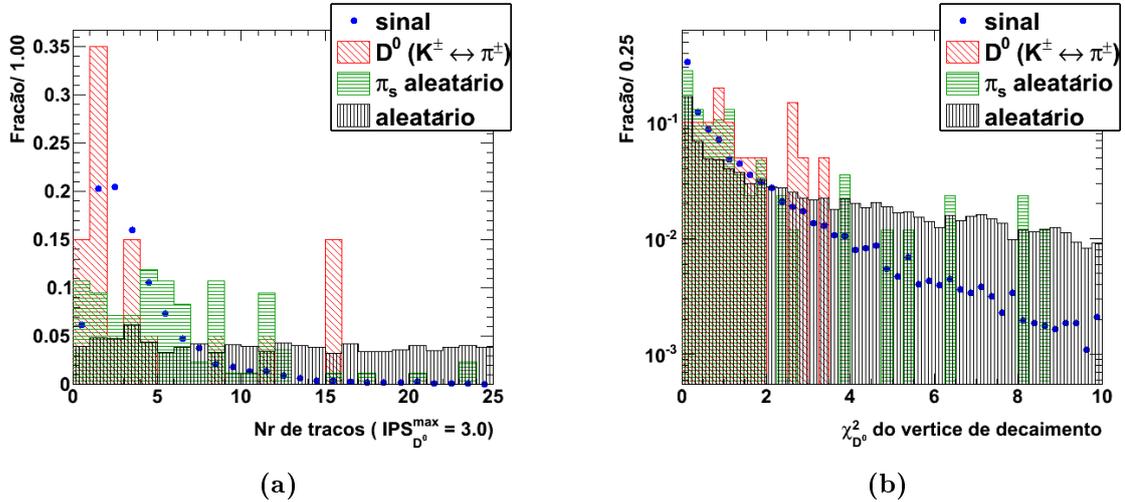


Figura 3.3.: Em (a) tem-se a distribuição do número de traços com IPS inferior a três desvios padrões, medidos em relação ao vértice de decaimento dos candidatos a D^0 . Esta distribuição é usada para inferir o isolamento do vértice de decaimento dos candidatos a D^0 . Em (b) representa-se a distribuição do χ^2 do ajuste do vértice de decaimento dos candidatos a D^0 . A categorização dos candidatos mostra como estas variáveis são úteis na eliminação dos candidatos de ruído aleatório. Na configuração otimizada mantém-se aqueles candidatos a D^0 que possuem no máximo cinco traços com IPS inferior a três desvios padrões. Por outro lado, o critério otimizado para a qualidade do ajuste do vértice é $\chi^2 < 2.75$.

calculada em relação ao vértice de decaimento do próprio D^0 , e menor do que um determinado valor.

Na configuração otimizada mantém-se aqueles candidatos a D^0 que possuem no máximo cinco traços com IPS inferior a três desvios padrões. Com esta combinação de critérios elimina-se 88.90% dos candidatos de ruído, mantendo-se 81.30% dos candidatos de sinal. Vide 3.3a.

2. χ^2 do vértice de decaimento do D^0 .

Esta variável quantifica a qualidade da reconstrução do vértice de decaimento dos candidatos reconstruídos. O critério otimizado consiste em requerer que o χ^2 dividido pelo número de graus de liberdade, calculados no ajuste do vértice, seja menor que 2.75. Vide a figura 3.3b. A aplicação deste requerimento resulta na retenção de 85.35% dos candidatos de sinal e na eliminação de 42.93% dos candidatos de

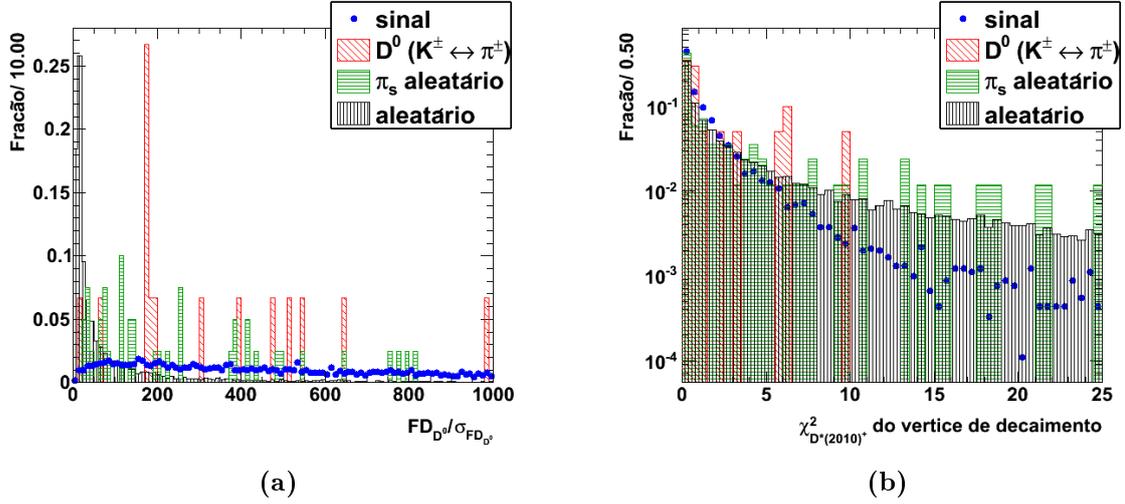


Figura 3.4.: Em (b) representa-se a distribuição do χ^2 do ajuste do vértice de decaimento dos candidatos a $D^{*(2010)^+}$ e em (a) a distribuição da significância da distância de vôo do D^0 em relação ao vértice primário, com as diferentes categorias de contaminação por ruído. Os diagramas mostram claramente que a aplicação de cortes nestas variáveis pode ajudar a eliminar os candidatos de ruído da categoria combinação aleatória. No caso representado em (b), elimina-se também candidatos categorizados como π_s^\pm aleatório. Os requerimentos otimizados são $\chi_{D^{*(2010)^+}}^2 < 2.25$ e $\frac{FD_{D^0}}{\sigma_{FD_{D^0}}} < 135.0$.

ruído.

3. Separação entre o vértice de decaimento do D^0 e o vértice primário de interação.

O requerimento de valores elevados para significância da distância de separação entre o vértice de decaimento do D^0 e o vértice primário da interação próton-próton (FDS), favorece à seleção de candidatos a D^0 originados em decaimentos de mésons B, eliminando muitos dos candidatos produzidos no ponto de interação e outros resultantes de combinações aleatórias. Vide figura 3.4a. O requerimento de que esta grandeza, quando elevada ao quadrado, seja sempre maior que 135.0 constitui uma configuração que maximiza a significância estatística. Este requerimento tem eficiência de 97.21% nos candidatos de sinal e elimina 15.93% dos candidatos de ruído.

4. χ^2 do vértice de decaimento do $D^*(2010)^+$.

Neste caso, a configuração otimizada corresponde ao requerimento de um valor máximo de 2.25 para χ^2 dividido pelo número de graus de liberdade. Vide figura 3.4b. Este corte rejeita 56.01% dos candidatos de ruído enquanto mantém 77.82% dos candidatos de sinal.

5. Momentum transverso do π_s .

O requerimento de valores elevados para esta variável resulta na supressão de uma parcela significativa dos candidatos de ruído formados principalmente pela combinação aleatória de traços carregados, que são oriundos na maioria das vezes do vértice primário, com candidatos a D^0 . A configuração que maximiza a significância estatística é definida pelo requerimento de que o momentum transverso do pión lento seja sempre superior a 147.00 MeV. Vide a figura 3.5a

Desta forma elimina-se 38.72% dos candidatos remanescentes de ruído e mantém-se 94.14% dos candidatos de sinal.

6. Significância parâmetro de impacto do π_s em relação ao vértice primário.

Tem atuação similar ao corte anterior, sendo útil principalmente para suprimir traços espúrios oriundos do vertice primário. A maximização da significância estatística é garantida se a razão entre o parâmetro de impacto e o erro associado à sua mensuração for sempre superior a 0.625. Vide a figura 3.5b.

Nestas condições elimina-se 21.4% dos candidatos de ruído e mantém-se 94.5% dos candidatos de sinal, já filtrados pelos cortes anteriores.

Os cortes discutidos anteriormente são eficientes na eliminação de candidatos de ruído resultantes de combinações aleatórias de traços espúrios, que toman parte na reconstrução de candidatos a D^0 e $D^*(2010)^+$, correspondentes às categorias de ruído “pión lento aleatório” e “completamente aleatório”. Para eliminar mais eficientemente candidatos de ruído da categoria “ D^0 com estados finais trocados” deve-se aplicar cortes de seleção na

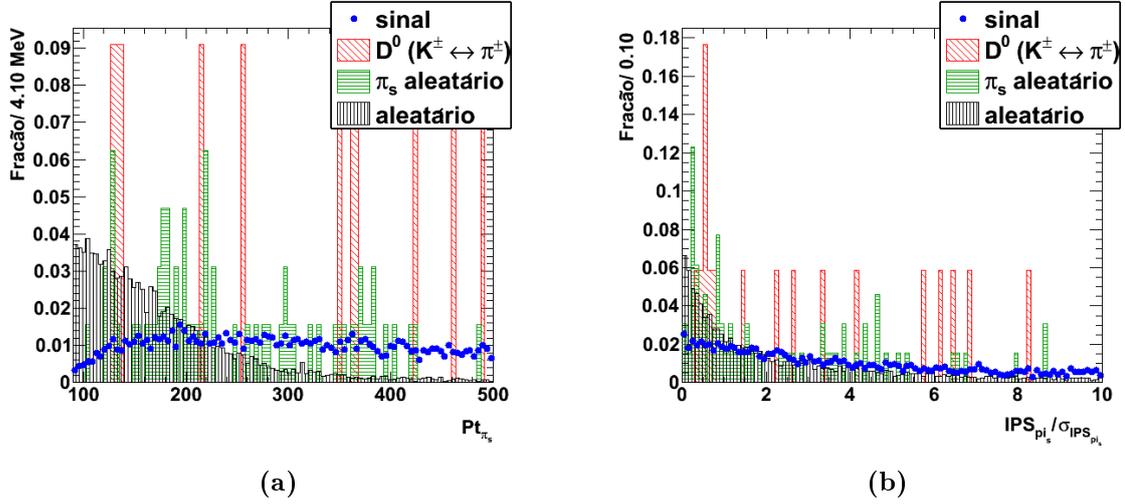


Figura 3.5.: Em (a) representa-se a distribuição do momento transverso e em (b) significância de parâmetro de impacto do π_s^\pm . A categorização dos candidatos selecionados, apresentada nos diagramas (a) e (b), demonstra como estas variáveis são uteis no controle do nível de contaminação por candidatos de ruído originados das combinações aleatórias. Os critérios otimizados são $Pt_{\pi_s} > 147.0 \text{ MeV}$ e $\frac{IPS_{\pi_s}}{\sigma_{IPS_{\pi_s}}} < 0.625$.

magnitude de verossimilhança da identificação dos traços como káons ou pions³ provida pelos subdetectores de anel Cherenkov do LHCb.

A aplicação do requerimento

$$\log \left(\frac{\mathcal{L}_{RICH}(K^\pm)}{\mathcal{L}_{RICH}(\pi^\pm)} \right) > 0.0 \quad (3.11)$$

aos candidatos a káon usados para reconstruir o D^0 retém 95.21% dos candidatos de sinal e elimina 24.1% dos candidatos de ruído. Por outro lado, aplicando-se em seguida o requerimento

$$\log \left(\frac{\mathcal{L}_{RICH}(K^\pm)}{\mathcal{L}_{RICH}(\pi^\pm)} \right) < 0.0 \quad (3.12)$$

aos candidatos a pión, também usados para reconstruir os candidatos a D^0 , elimina-se 35.00% dos candidatos de ruído remanescentes, mantendo-se por outro lado 90.43% dos candidatos de sinal(vide figura 3.6).

³Esta grandeza é comumente referida na literatura especializada em lingua inglesa como *particle identification likelihood*.

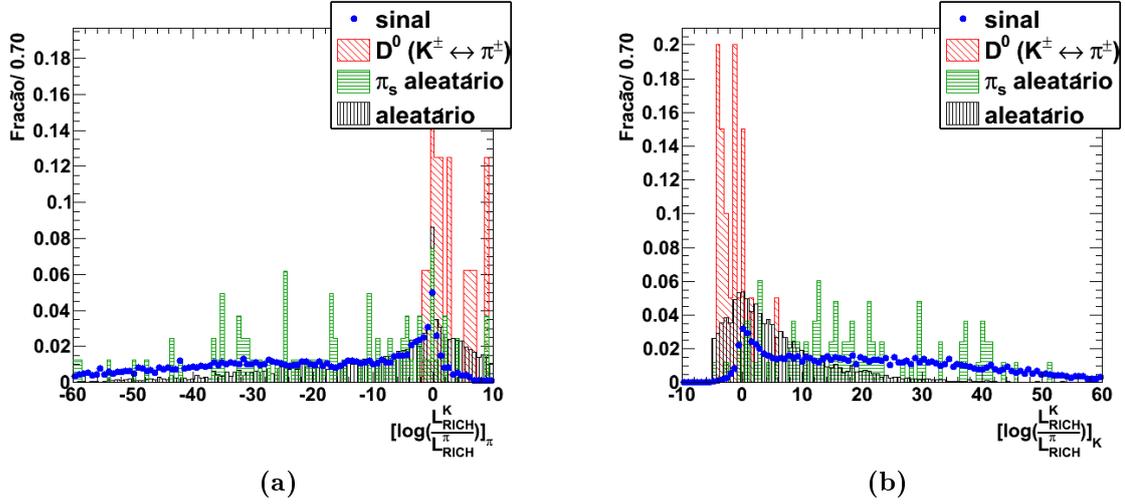


Figura 3.6.: Distribuição da diferença de magnitude da probabilidade de identificação de candidatos como K^\pm ou π^\pm . O diagrama 3.6a demonstra claramente que no caso dos π^\pm , os candidatos de sinal apresentam valores distribuídos na região negativa. O comportamento inverso é observado para os K^\pm . A categorização dos candidatos de ruído demonstra também como a aplicação de cortes nestas variáveis podem eliminar aqueles categorizados como D^0 com estados finais trocados. Os critérios de seleção foram ajustados como $\log\left(\frac{\mathcal{L}_{RICH}(K^\pm)}{\mathcal{L}_{RICH}(\pi^\pm)}\right) < 0.0$ e $\log\left(\frac{\mathcal{L}_{RICH}(K^\pm)}{\mathcal{L}_{RICH}(\pi^\pm)}\right) > 0.0$

Os cortes de seleção foram otimizados e aplicados na sequência exposta anteriormente (vide a tabela 3.8), de tal forma que os parâmetros da otimização e performance correspondentes a um dado filtro foram calculados, em cada etapa, em relação à composição da amostra que já foi processada pelos filtros aplicados nas etapas anteriores. O resultado final da aplicação da seleção otimizada é a retenção de 40% dos candidatos iniciais de sinal e a eliminação de 99.53% dos candidatos iniciais de ruído.

3.2.5. Performance da seleção otimizada

A performance dos critérios da seleção otimizada, sumarizados na tabela 3.8, foi estudada usando-se uma amostra de eventos *minimum bias* processada pelos *trigger* L0 e HLT1 e correspondente a aproximadamente cinco segundos de operação do LHCb, nas condições nominais de luminosidade e energia.

Candidato	Variável	Critério
π_s^\pm	Significância de parâmetro de impacto	> 1.0
	P_t	$> 147.0 \text{ MeV}$
$D^*(2010)^+$	$ m_{D^0, \pi_s} - m_{D^*(2010)^\pm}^{PDG} $	$< 20 \text{ MeV}$
	P_t	$> 1250 \text{ MeV}$
	χ^2 do vértice de decaimento	< 2.25
D^0	$ m_{K, \pi} - m_{D^0}^{PDG} $	$< 50 \text{ MeV}$
	P_t	$> 1000 \text{ MeV}$
	χ^2 do vértice de decaimento	< 2.75
	Número de traços com IPS < 3.0	< 6
	Significância de distância de vôo em relação ao PV	$< \sqrt{135}$
π^\pm, K^\pm	P_t	$> 300 \text{ MeV}$
	P	$> 2000 \text{ MeV}$
	Significância de parâmetro de impacto	> 2.0
K^\pm	$\log \mathcal{L}_{RICH}^{K^\pm} - \log \mathcal{L}_{RICH}^{\pi^\pm}$	> 0.0
π^\pm	$\log \mathcal{L}_{RICH}^{K^\pm} - \log \mathcal{L}_{RICH}^{\pi^\pm}$	< 0.0

Tabela 3.8.: Critérios finais para reconstrução e seleção da cadeia $D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+ \pi^-)$. Na tabela resumem-se os cortes das seleções básica e otimizada.

Como consequência da fração de decaimento reduzida e as dimensões limitadas da amostra de eventos de Monte Carlo completo disponíveis usada neste, não foram encontrados candidatos de sinal com estado final duplamente suprimido. Foram selecionados 67 candidatos de sinal com estado final favorecido e 75 candidatos de ruído do modo duplamente suprimido.

As resoluções da massa invariante do D^0 e da diferença de massa em relação ao $D^*(2010)^\pm$ são definidas e calculadas respectivamente como

$$\delta_{D^0}^{\text{res}} = m_{D^0}^{\text{gen}} - m_{D^0}^{\text{rec}} = 7.28 \text{ MeV} \quad (3.13)$$

$$\delta_{\Delta m}^{\text{res}} = \Delta m^{\text{gen}} - \Delta m^{\text{rec}} = 0.58 \text{ MeV} \quad (3.14)$$

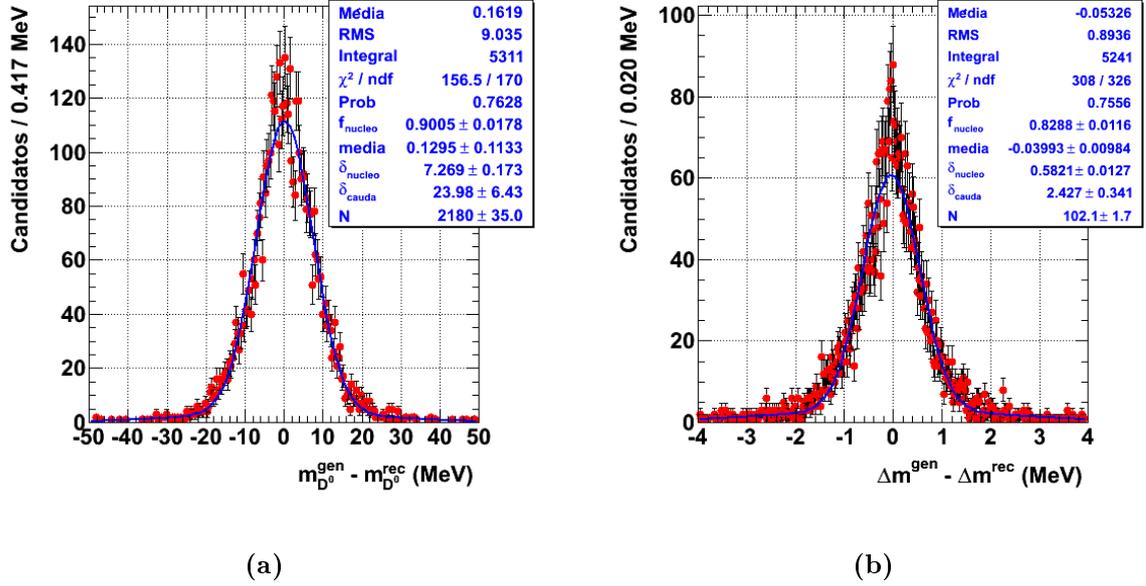


Figura 3.7.: Ajustes para a determinação da diferença de massa entre o D^0 e o $D^*(2100)^+$, na 3.7b e a resolução de massa invariante do D^0 , que é exibida na figura 3.7a.

	δ_1^{SR}	δ_2^{SR}	δ_3^{SR}
$ m_{D^0,rec} - m_{D^0,PDG} $	< 7.28	< 14.56	< 21.84
$ \Delta m_{rec} - \Delta m_{PDG} $	< 0.58	< 1.16	< 1.74

Tabela 3.9.: Definição das regiões de sinal no plano Δm_{rec} e $m_{D^0,rec}$. Os valores correntes [56] para a massa invariante do D^0 e a diferença de massa são respectivamente $m_{D^0,PDG} = 1864.83 \pm 0.14$ MeV e $\Delta m_{PDG} = 145.421 \pm 0.010$ MeV .

Os parâmetros $\delta_{D^0}^{res}$ e $\delta_{\Delta m}^{res}$ foram calculados ajustando-se o modelo definido pela expressão

$$F(x; \{\mu, \sigma_n, \sigma_c\}) = \frac{\mathcal{N}}{\sqrt{2\pi}} \left[\frac{f}{|\sigma_n|} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{2\sigma_n} \right)^2} + \frac{(1-f)}{|\sigma_c|} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma_c} \right)^2} \right] \quad (3.15)$$

às distribuições correspondentes (vide figura 3.7).

Define-se então três regiões de sinal retangulares no plano formado pela diferença de massa e massa invariante definidas, cujo os limites são definidos em função dos valores

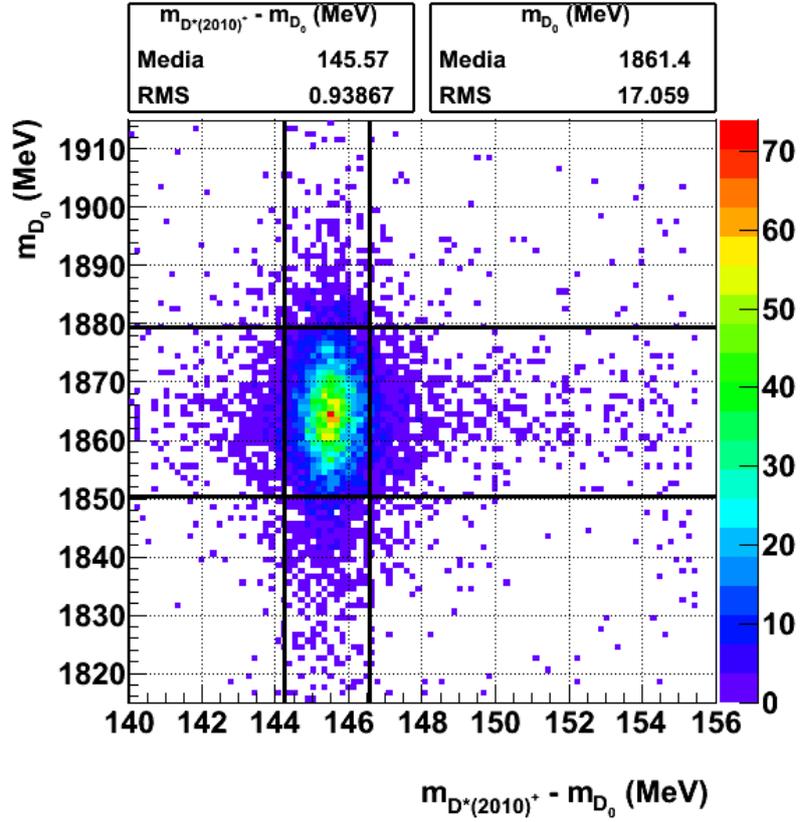


Figura 3.8.: Na figura os dados reconstruídos são apresentados no plano $[m_{D^0, \pi_s} - m_{K, \pi} \times m_{K, \pi}]$ juntamente com a região de sinal δ_2^{SR} . Na direção vertical, que corresponde à massa invariante do D^0 , $m_{K, \pi}$, as duas linhas pretas de delimitam δ_2^{SR} são definidas pelas expressões $[m_{D^0}^{PDG} \pm 2\delta_{D^0}^{res}]$. As linhas verticais, que delimitam δ_2^{SR} com respeito à diferença de massa são definidas por $[\Delta m^{PDG} \pm 2\delta_{\Delta m}^{res}]$. Os valores correntes [56] para a massa invariante do D^0 e a diferença de massa são respectivamente $m_{D^0, PDG} = 1864.83 \pm 0.14 \text{ MeV}$ e $\Delta m_{PDG} = 145.421 \pm 0.010 \text{ MeV}$.

Modo de decaimento	Categoria	δ_1^{SR}	δ_2^{SR}	δ_3^{SR}
$D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	Sinal	21	47	61
	Ruído	1	3	3
$D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+ \pi^-)$	Sinal	0	0	0
	Ruído	1	3	4

Tabela 3.10.: Distribuição dos candidatos selecionados nas regiões de sinal definidas na tabela 3.9. Os números correspondem a 5 segundos de operação do LHCb sob as condições nominais de luminosidade e energia.

das resoluções $\delta_{D^0}^{\text{res}}$ e $\delta_{\Delta m}^{\text{res}}$ como (vide tabela 3.9)

$$\delta_1^{SR} = \left[m_{D^0}^{\text{PDG}} \pm \delta_{D^0}^{\text{res}} \right] \times \left[\Delta m^{\text{PDG}} \pm \delta_{\Delta m}^{\text{res}} \right], \quad (3.16)$$

$$\delta_2^{SR} = \left[m_{D^0}^{\text{PDG}} \pm 2\delta_{D^0}^{\text{res}} \right] \times \left[\Delta m^{\text{PDG}} \pm 2\delta_{\Delta m}^{\text{res}} \right], \quad (3.17)$$

$$\delta_3^{SR} = \left[m_{D^0}^{\text{PDG}} \pm 3\delta_{D^0}^{\text{res}} \right] \times \left[\Delta m^{\text{PDG}} \pm 3\delta_{\Delta m}^{\text{res}} \right]. \quad (3.18)$$

$$(3.19)$$

Os candidatos selecionados distribuem-se nas três regiões de sinal de acordo como os dados sumarizados na tabela 3.10.

Pode-se estimar o número de candidatos de sinal do modo duplamente suprimido ($D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+ \pi^-)$), que seriam selecionados em 1000s de operação do experimento multiplicando-se a o número de candidatos de sinal do modo favorecido ($D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$) pelo fator de escala

$$\xi_{10^3s} = \frac{1000}{5} \times \frac{BR[D^0 \rightarrow K^+ \pi^-]}{BR[D^0 \rightarrow K^- \pi^+]} \simeq 0.76. \quad (3.20)$$

Considerando-se então a região de sinal definida por δ_2^{SR} , tem-se proximadamente

$$N_{10^3s}^{\text{signal}}(D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+ \pi^-)) = \xi_{10^3s} \times (47 \pm 7) \simeq (36 \pm 5) \quad (3.21)$$

$$N_{10^3s}^{\text{signal}}(D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^- \pi^+)) = \frac{1000}{5} \times (47 \pm 7) \simeq (9.4 \pm 1.4) \times 10^3 \quad (3.22)$$

$$(3.23)$$

Por outro lado a razão B/S correspondente a cinco segundos de operação pode ser estimada usando-se a mesma metodologia discutida no parágrafo anterior, ou seja reescalando adequadamente o número de candidatos de sinal do modo favorecido para obter o número de candidatos duplamente suprimido. Assim, têm-se

$$N_{5s}^{sinal}(\mathbf{D}^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (\mathbf{D}^0 \rightarrow \mathbf{K}^+\pi^-)) = \frac{BR[\mathbf{D}^0 \rightarrow \mathbf{K}^+\pi^-]}{BR[\mathbf{D}^0 \rightarrow \mathbf{K}^-\pi^+]} \times (47 \pm 7) \quad (3.24)$$

$$\simeq (0.1786 \pm 0,0266). \quad (3.25)$$

A B/S é dada por $B/S_{\mathbf{D}^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (\mathbf{D}^0 \rightarrow \mathbf{K}^+\pi^-)} = 16.79 \pm 40.83$, num intervalo de confiança de 90%.

Os números de candidatos de sinal, correspondentes a um ano canônico de tomada de dados, ou seja a uma luminosidade integrada de $2fb^{-1}$, ou equivalente a 10^7 s de operação do LHCb, aceitos pela seleção otimizada e dentro da região definida por δ_2^{SR} , obtidos multiplicando-se os números correspondentes a 1000s pelo fator de escala correspondente, são dados por

$$N_{2fb^{-1}}^{sinal}(\mathbf{D}^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (\mathbf{D}^0 \rightarrow \mathbf{K}^+\pi^-)) \simeq (3.6 \pm 0.5) \times 10^5 \quad (3.26)$$

$$N_{2fb^{-1}}^{sinal}(\mathbf{D}^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (\mathbf{D}^0 \rightarrow \mathbf{K}^-\pi^+)) \simeq (9.4 \pm 1.4) \times 10^7 \quad (3.27)$$

A incerteza elevada na razão B/S deve-se à baixa estatística de dados de Monte Carlo de *minimum bias* disponíveis para reconstruir candidatos de ruído.

3.3. Análise da resolução dos vértices de nascimento e decaimento do \mathbf{D}^0

3.3.1. Candidatos a \mathbf{D}^0 aceitos na seleção otimizada

O estudo da oscilação $\mathbf{D}^0 - \bar{\mathbf{D}}^0$ requer a medição precisa do tempo de vida dos candidatos a \mathbf{D}^0 . Isto, por sua vez, implica que a reconstrução dos vértices de nascimento e decaimento destas partículas deve ser realizada com excelente qualidade, de forma a permitir a estimativa precisa e não-enviesada da posição de ambos os vértices. Esta seção tem o objetivo analisar estes aspectos e demonstrar que a reconstrução e a seleção dos candidatos a $\mathbf{D}^*(2010)^+$, tal como discutida nas seções anteriores, não contem-

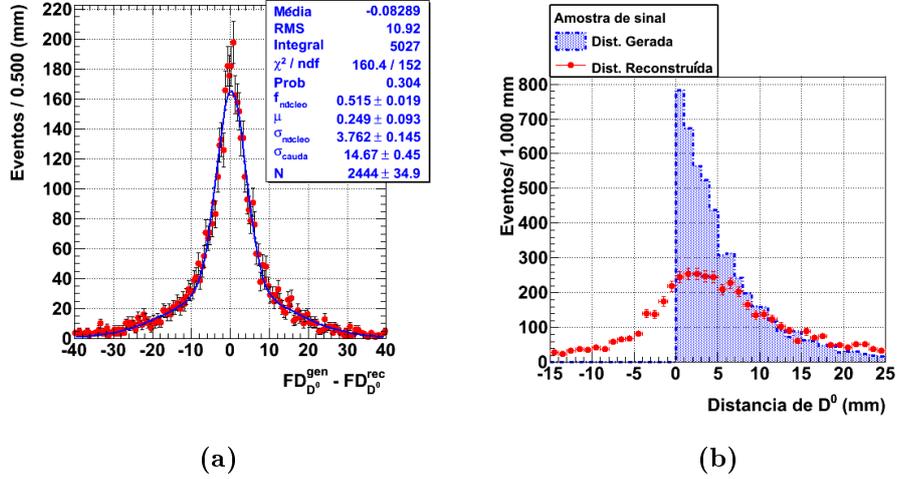


Figura 3.9.: Resolução da medida de distancia de vôo dos candidatos a D^0 selecionados. Na figura (a) ajusta-se o modelo $F(x; \{\mu, \sigma_n, \sigma_c\}) = \frac{\mathcal{N}}{\sqrt{2\pi}} \left[\frac{f}{|\sigma_n|} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{2\sigma_n} \right)^2} + \frac{(1-f)}{|\sigma_c|} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma_c} \right)^2} \right]$ à distribuição e determina-se a resolução como sendo $\sigma_{nucleo} = 3.81$ mm. Na figura (b) comparam-se as distribuições geradas e reconstruídas.

pla satisfatoriamente o objetivo de prover uma amostra adequada para a medição dos parâmetros que caracterizam a oscilação $D^0 - \bar{D}^0$.

A diferença entre as massas dos mésons D^0 e $D^{*(2010)^+}$ distribui-se como um pico estreito, com valor médio estimado de

$$m_{D^{*(2010)^+}} - m_{D^0} = 145.421 \pm 0.010 \text{ MeV}. \quad (3.28)$$

Esta característica ajuda na identificação e eliminação de candidatos de ruído, mas também acarreta uma redução considerável no espaço de fase acessível aos candidatos a π_s . Sendo assim, no referencial do laboratório, a trajetória dos candidatos a π_s é quase colinear à trajetória dos candidatos a D^0 , resultando em uma estimativa imprecisa da posição do vértice de decaimento do $D^{*(2010)^+}$ (vide figura 3.9).

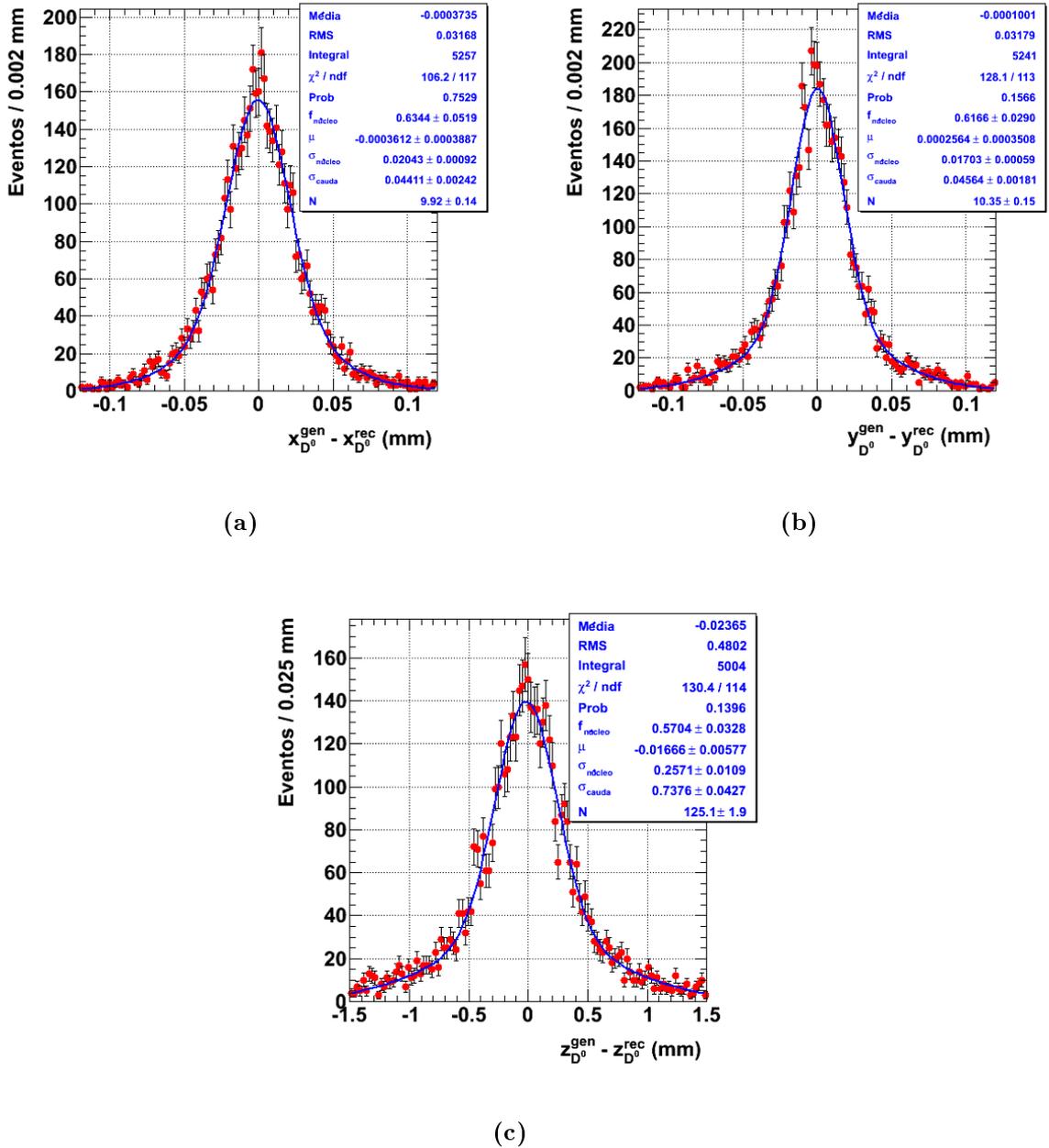


Figura 3.10.: Resoluções do vértice de decaimento dos candidatos a D^0 nas três direções espaciais no referencial do laboratório. A cada distribuição ajusta-se a função definida em equação 3.31. A resoluções nas direções x,y e z são respectivamente 20.82 μm , 17.43 μm e 256 μm .

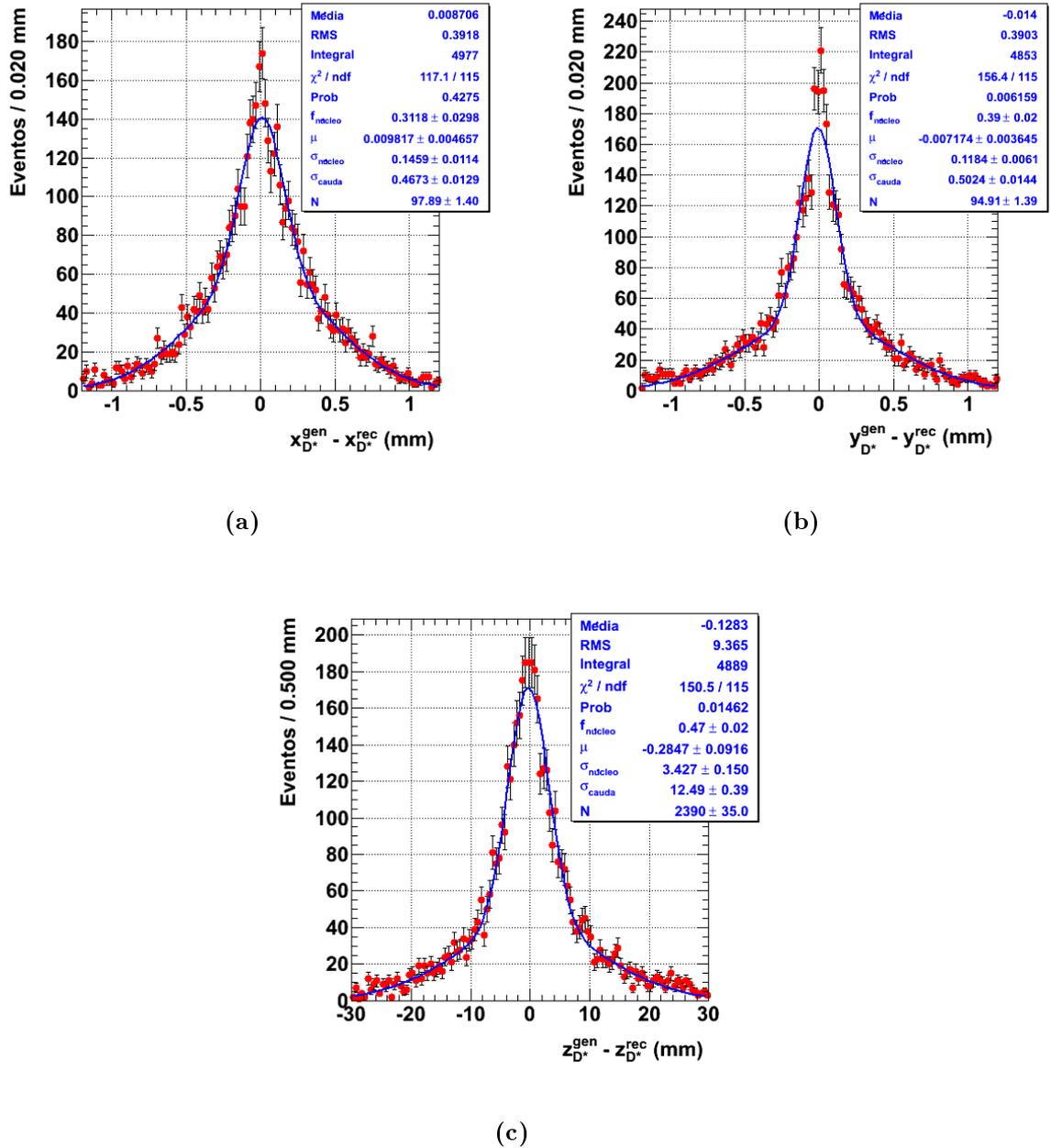


Figura 3.11.: Resoluções do vértice de decaimento dos candidatos a $D^*(2010)^+$. A cada distribuição ajusta-se a função definida em equação 3.31. A resolução na direção z é $\sigma_{\text{nucleo}} = 3.37$ mm, valor comparável a distância de vôo média dos candidatos a D^0 , que é 3.81 mm.

Note-se que a escala de precisão requerida na medição da oscilação $D^0 - \bar{D}^0$ é estabelecida pelo tempo de vida média do D^0 [56],

$$\tau_{D^0} = (410.1 \pm 1.5) \times 10^{-15} \text{ s}, \quad (3.29)$$

$$c\tau_{D^0} = 122.9 \text{ } \mu\text{m}. \quad (3.30)$$

A resolução correspondente a uma certa medida é obtida ajustando-se a função definida por

$$F(x; \{\mu, \sigma_n, \sigma_c\}) = \frac{\mathcal{N}}{\sqrt{2\pi}} \left[\frac{f}{|\sigma_n|} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma_n} \right)^2} + \frac{(1-f)}{|\sigma_c|} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma_c} \right)^2} \right] \quad (3.31)$$

à distribuição constituída pela diferença entre o valor gerado e o valor reconstruído da variável de interesse. Na equação 3.31, \mathcal{N} é um fator de normalização, σ_{nucleo} e σ_{cauda} são respectivamente as larguras das Gaussianas que descrevem o núcleo e a cauda da distribuição. O parâmetro f_{nucleo} é a fração correspondente a cada componente e μ é o valor medio, que neste caso é compartilhado pelas duas Gaussianas. Os parâmetros livres são f , σ_{nucleo} , σ_{cauda} , \mathcal{N} e μ .

Usando-se o modelo da equação 3.31, determina-se que a resolução na medida da distância de vôo é de aproximadamente 3.762 mm (figura 3.9), valor nitidamente não adequado para a medição da oscilação $D^0 - \bar{D}^0$. Esta resolução pobre nas medidas de distância de vôo dos candidatos a D^0 é uma consequência direta da incerteza elevada na determinação da posição do vértice de decaimento dos candidatos a $D^*(2010)^+$.

Note-se que o vértice de decaimento dos candidatos a D^0 é muito bem estimado, tendo uma resolução satisfatória nas três direções definidas no referencial do laboratório, o que permite concluir que os problemas com a resolução pobre são de fato um efeito colateral da reconstrução imprecisa do vértice de nascimento desses candidatos. Os valores estão sumarizados na tabela 3.11 e os ajustes correspondentes na A resolução insuficiente na medida do vértice de nascimento do D^0 implica na estimativa imprecisa do tempo de vida dos candidatos a D^0 selecionados (vide a figura 3.13).

O estudo das distribuições das funções de estiramento correspondentes às medidas da posição do vértice de decaimento dos candidatos a D^0 demonstra também que a estimativa dessas grandezas não é enviesada. Os ajustes gaussianos estão representados na figura B.1. Por outro lado, os resultados exibidos na figura B.2, principalmente no ajuste associado a direção z, permitem constatar imediatamente o enviesamento na medida da

	x (mm)	y (mm)	z (mm)
D^0	0.021 ± 0.001	0.017 ± 0.001	0.256 ± 0.012
$D^{*(2010)^+}$	0.121 ± 0.012	0.112 ± 0.005	3.369 ± 0.163

Tabela 3.11.: Resolução do vértice de decaimento dos candidatos selecionados a $D^{*(2010)^+}$ e D^0 .

posição do vértice de nascimento dos candidatos a D^0 . Note-se que neste caso os valores de χ^2/ndf , que são relativamente elevados quando comparados aos ajustes expostos na figura B.1, permitem inferir que as distribuições de $\rho(x_{D^{*(2010)^+}}\rho(y_{D^{*(2010)^+}}$ e $\rho(z_{D^{*(2010)^+})}$ observadas não são bem descritas como sendo uma distribuição normal.

Uma imagem clara da situação pode ser apreendida a partir da análise da distribuição da variável definida por

$$\zeta_{D^{*(2010)^+}^{D^0}} = \frac{z_{D^0} - z_{D^{*(2010)^+}}}{\sigma_{z_{D^{*(2010)^+}}} \quad (3.32)$$

Considerando-se apenas os candidatos de sinal e disposição dos vértices de decaimento ao longo do eixo z, no referencial do laboratório, calcula-se que a variável $\zeta_{D^{*(2010)^+}^{D^0}}$ tem um valor médio de aproximadamente 0.89. O valor inferior à unidade indica que em média os candidatos a D^0 viajam e decaem dentro da barra de erro associada a medida do vértice de decaimento do $D^{*(2010)^+}$ (vide a figura 3.12).

Com o objetivo de contornar estas dificuldades, adota-se neste estudo um procedimento específico para o melhoramento da resolução do vértice de nascimento dos candidatos a D^0 , que são reconstruídos e aceitos na seleção otimizada discutida na seção anterior. Este procedimento baseia-se no fato de que, sendo uma ressonância, o $D^{*(2010)^+}$ decai imediatamente após ter sido produzido. A vida média extremamente curta implica em uma distância de vôo desprezível e incomensurável, permitindo concluir-se que, ao menos dentro da máxima resolução experimental disponível, os vértices de produção e decaimento do $D^{*(2010)^+}$ coincidem espacialmente.

Pode-se, portanto, reconstruir o vértice de decaimento do méson B a partir do qual origina-se o $D^{*(2010)^+}$ e em seguida adotar-se esse novo vértice como ponto de origem

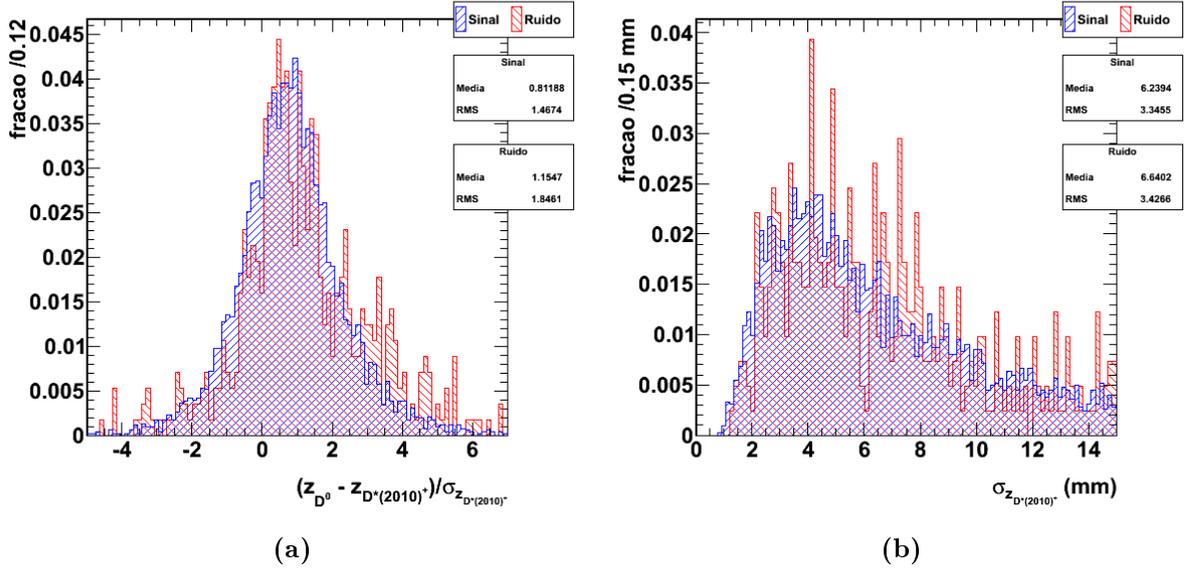


Figura 3.12.: Distribuições correspondentes às variáveis ζ , definida na equação 3.32, e ao erro de reconstrução da posição do vértice de decaimento do $D^*(2010)^+$ na direção z , para os candidatos selecionados. O valor médio de ζ é aproximadamente 0.89, demonstrando que em média os candidatos a D^0 viajam e decaem dentro da barra de erro associada à posição do vértice de decaimento do $D^*(2010)^+$ na direção z .

do D^0 . De fato, tem-se uma proliferação de modos de decaimento de mésons B que possuem o $D^*(2010)^+$ entre seus produtos. De acordo com os dados sumarizados em [56], aproximadamente $(22.5 \pm 1.5)\%$ dos B mésons decaem de acordo com esta situação. Por outro lado, estes modos possuem frações de decaimento em geral modestas e comparáveis entre si, além de possuírem estados finais com topologias diferentes e ressonâncias.

Implementa-se portanto, a reconstrução da cadeia de decaimento

$$B_p \rightarrow XT^\pm (D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^\pm (D^0 \rightarrow K^+\pi^-)) \quad (3.33)$$

onde B_p é o méson B reconstruído parcialmente, T^\pm é um traço carregado, correspondente a uma partícula de estado final, e X é um conjunto de partículas também presentes no evento, mas que não são reconstruídas. A título de exemplo, exibe-se na tabela 3.12 uma lista de alguns modos de decaimento nos quais tem-se pelo menos um T^\pm originado de um B méson. Existe ainda a possibilidade de utilizar-se também T^\pm que se originam em ressonâncias produzidas juntamente com o $D^*(2010)^\pm$.

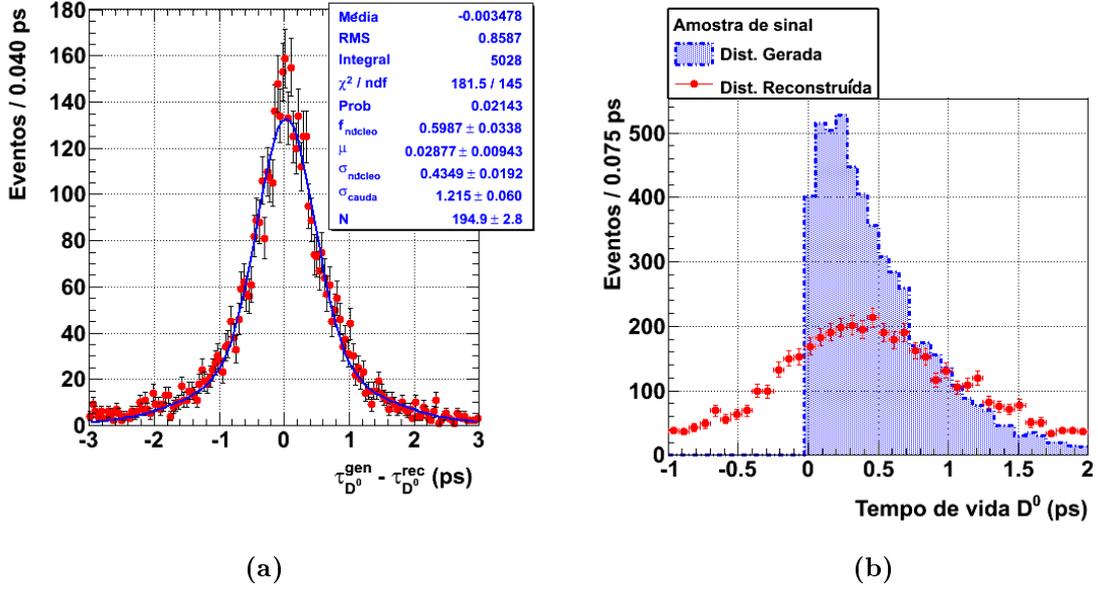


Figura 3.13.: Análise da resolução experimental do tempo de vida dos candidatos a D^0 . Na (a) exibe-se o resultado ajuste da distribuição correspondente à resolução do tempo de vida usando-se a função definida em equação 3.31. A resolução do tempo de vida do D^0 é $\sigma_{\text{nucleo}} = 0.42 \text{ ps}$ ou seja aproximadamente 10% da estimativa corrente para o tempo de vida do méson. Na (b) visualiza-se claramente o desacordo entre as distribuições gerada e reconstruída do tempo próprio do D^0 .

Evidentemente esta etapa da reconstrução não pode ser aplicada a candidatos oriundos do vértice primário. Nos desenvolvimentos seguintes o traço T^\pm será ocasionalmente referido como quarto traço.

3.3.2. Reconstrução dos candidatos $B_p \rightarrow XTD^*(2010)^+$

A reconstrução de candidatos a B_p pode ser estruturada em três etapas:

1. Identificação dos candidatos a $D^*(2010)^+$ originados em decaimentos de mésons B.
2. Identificação de pelo menos um traço carregado produzido no mesmo vertice de decaimento do méson B que deu origem ao $D^*(2010)^+$.
3. Identificação dos B_p falsos, ou seja daqueles candidatos parcialmente reconstruídos que não correspondem a mesons B verdadeiros presentes no evento.

Estado final	Modos	Frações de decaimento
2 corpos	$B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+$	$(2.76 \pm 0.13) \times 10^{-3}$
	$B^0 \rightarrow D^*(2010)^- K^+$	$(2.14 \pm 0.16) \times 10^{-4}$
3 corpos	$B^\pm \rightarrow D^- D^*(2010)^+ K^+$	$< 7 \times 10^{-4}$
	$B^\pm \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+ \pi^-$	$(1.35 \pm 0.22) \times 10^{-3}$
	$B^\pm \rightarrow D^*(2010)^+ D^- K^+$	$(1.5 \pm 0.4) \times 10^{-3}$
	$B^\pm \rightarrow D^*(2010)^+ D^*(2010)^- K^+$	$< 1.8 \times 10^{-3}$
	$B^0 \rightarrow D^*(2010)^- 1^+ \nu_1^+$	$(5.16 \pm 0.11)\%$
	$B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \tau^+ \nu_1^+$	$(1.6 \pm 0.5)\%$
	$B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+ \pi^0$	$(1.5 \pm 0.5)\%$
	$B^0 \rightarrow D^*(2010)^- K^0 \pi^+$	$(3.0 \pm 0.8) \times 10^{-4}$
	$B^0 \rightarrow D^*(2010)^- K^0 K^+$	4.7×10^{-4}
	$B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \omega \pi^+$	$(2.89 \pm 0.30) \times 10^{-3}$
	$B^0 \rightarrow D^*(2010)^- D^0 K^+$	$(3.1 \pm 0.30) \times 10^{-3}$
	$B^0 \rightarrow D^*(2010)^- D^*(2007)^0 K^+$	$(1.8 \pm 0.20)\%$
4 corpos	$B^\pm \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(1.5 \pm 0.7)\%$
	$B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$(7.0 \pm 0.8) \times 10^{-3}$
5 corpos	$B^\pm \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	$(2.6 \pm 0.4) \times 10^{-3}$
	$B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(1.76 \pm 0.27)\%$

Tabela 3.12.: Exemplos de alguns modos de decaimento de B mésons que podem ser reconstruídos parcialmente da forma descrita na subseção 3.3.1 e utilizados para melhorar a resolução do vértice de decaimento dos candidatos a D^0 . Estão sumarizados apenas uma parte daqueles modos de decaimento que possuem um quarto traço filho do B. Existem ainda muitas outras possibilidades nas quais os candidatos a T^\pm são filhos de uma ressonância que por sua vez é produto do decaimento de um B méson.

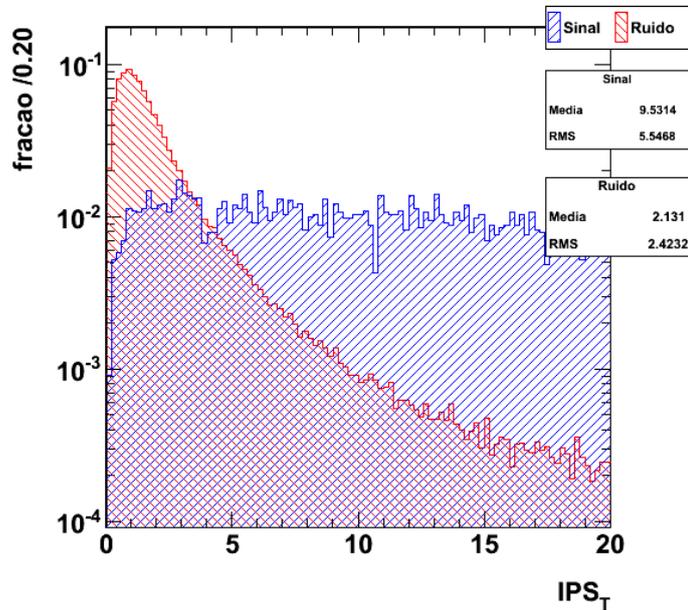


Figura 3.14.: Distribuição da significância do parâmetro de impacto dos candidatos a quarto traço. O critério otimizado é $IPS > 6.85$

A etapa número um é contemplada pelo requerimento de distância de separação mínima entre o vértice de decaimento do D^0 e o vértice primário, que foi aplicado na seleção otimizada dos $D^*(2010)^+$. As etapas dois e três são implementadas pelos requerimentos discutidos a seguir.

Na otimização dos cortes de seleção dos traços T^\pm , são considerados verdadeiros, ou sinal, aqueles candidatos que quando combinados com o $D^*(2010)^+$ formam um vértice que está associado ao decaimento de um méson B que foi de fato gerado. Os candidatos falsos, ou de ruído, correspondem àqueles vértices que não estão associados a decaimentos de mésons B. Terminologia análoga é aplicada no contexto da reconstrução, seleção e classificação dos candidatos a B_p . Aqui, como na seleção de candidatos a $D^*(2010)^+$, considera-se como configuração otimizada de um critério aquela que maximiza a significância estatística da amostra selecionada. Os critérios de seleção estão expostos e comentados nos parágrafos seguintes.

1. Significância do parâmetro de impacto do candidato a quarto traço.

Esta variável é usada para eliminar os candidatos originados no vértice primário.

O critério de seleção otimizado consiste em requerer que a razão entre o parâmetro de impacto e o erro associado à sua mensuração tenha no mínimo o valor 6.85. Vide figura 3.14. Com a aplicação deste requerimento, elimina-se 94% dos candidatos a T^\pm falsos e mantém-se 78% dos candidatos verdadeiros.

2. Momentum transverso do quarto traço.

A aplicação de cortes nesta variável permite eliminar muitos dos candidatos a quarto traço, que são provenientes do vértice primário, mas foram aceitos pelo critério anterior. O critério otimizado é a exigência de que o momentum transverso mínimo dos candidatos a quarto traço seja 412.0 GeV.

Este corte retém 85.50% dos candidatos verdadeiros e elimina 64.60% dos candidatos falsos.

3. Distância de máxima aproximação entre o D^0 e o quarto traço.

O ajuste do vértice de decaimento de um candidato demanda um processamento relativamente acentuado. Sendo assim, no decorrer do procedimento de reconstrução e seleção, é conveniente realizar-se o ajuste do vértices apenas daqueles candidatos que já foram aceitos nos requerimentos anteriores.

A distância de máxima aproximação entre dois traços fornece uma quantificação da possibilidade desses candidatos serem produtos do mesmo decaimento sem a necessidade de realizar-se o ajuste do vértice.

D^0 e o quarto traço permite que esta operação seja realizada apenas para aqueles candidatos que possuem uma probabilidade maior de estarem de fato associados ao decaimento de um méson B. Na configuração otimizada, rejeitam-se todos pares D^0 , T^\pm que possuem uma distância de máxima aproximação maior que 0.071 mm. Este requerimento mantém 98.10% dos candidatos verdadeiros. Vide figura 3.15a

4. χ^2 do vértice de decaimento do candidato a B_p

Os candidatos a T^\pm e D^0 que são aceitos pelos critérios de seleção discutidos anteriormente procedem para ajuste do vértice de decaimento correspondente ao B_p . A qualidade deste ajuste é mensurada através da razão entre o χ^2 e o número

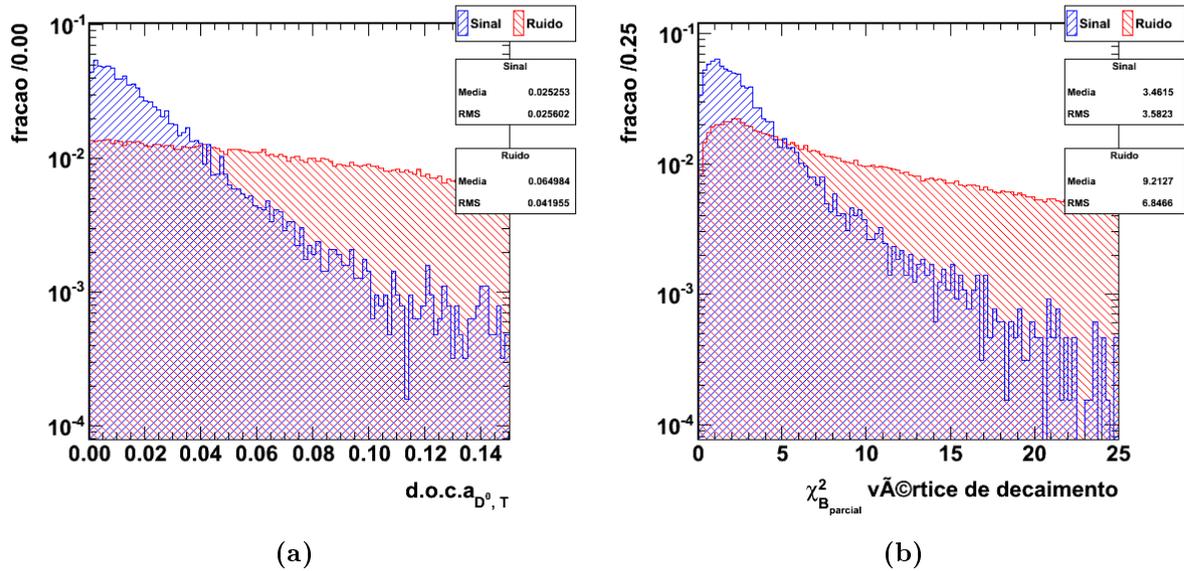


Figura 3.15.: Em (a) têm a distribuição da distância de máxima aproximação. Critério otimizado é $d.o.c.a. > 0.071$ mm. Em (b) tem-se do χ^2/ndf do ajuste do vértice de decaimento dos candidatos a B_p . O critério otimizado é $\chi^2/ndf > 8.25$.

de graus de liberdade calculados no processo. A aplicação de cortes de seleção nesta variável reduz consideravelmente a população de candidatos falsos, formados principalmente a partir de combinações aleatórias. Vide figura 3.15b

Aplicando-se então o requerimento otimizado de que os candidatos a B_p possuam a razão entre o χ^2 e o número de graus de liberdade inferior a 8.25, mantém 91.8% dos candidatos verdadeiros e elimina-se 41.50% dos candidatos falsos.

O critério não-otimizável que consiste em exigir que os candidatos a quarto traço e D^0 estejam associados aos mesmo vértice primário é aplicado antes dos critérios otimizados expostos acima. Por fim, caso mais de um candidato a quarto traço seja aceito na seleção, para o mesmo $D^*(2010)^+$, escolhe-se aquele cujo B_p associado possui a maior significância de distância de vôo em relação ao vértice primário. Outra possibilidade é escolher o candidato a quarto traço com menor significância de distância de máxima aproximação. O impacto de cada critério de escolha de melhor traço será discutido na próxima seção.

Modo de decaimento	Categoria	δ_1^{SR}	δ_2^{SR}	δ_3^{SR}
$D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	Sinal	21	47	61
	c/ quarto traço	15	33	45
	Associado c/ sucesso	13	27	36
$D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+ \pi^-)$	Ruído	1	2	3

Tabela 3.13.: Performance do algoritmo de associação nos candidatos aceitos pela seleção otimizada e categorizados nas regiões de sinal definidas na tabela 3.9. Os números correspondem a 5 segundos de operação do LHCb

3.3.3. Performance da seleção e reconstrução de candidatos a B_p

A reconstrução parcial dos candidatos a B_p consiste em encontrar um traço carregado oriundo do decaimento do mesmo mesón do qual também origina-se o candidato a $D^*(2010)^+$. Este ultimo decai no estado final de interesse. Desde que a seleção dos traços carregados é independente do sabor inicial e do estado final do D^0 , podem-se usar os candidatos de sinal do modo de decaimento favorecido para estudar com alta estatística a performance do associador de traços, a resolução do vértice de decaimento e a resolução melhorada de tempo de vida do D^0 .

Dos 186 candidatos de sinal aceitos pelos critérios de seleção otimizados (vide subseção 3.2.5), 130 tinham um quarto traço disponível. Desses 130, 100 (77%) foram pareados corretamente com um quarto traço válido e 30 (23%) foram pareados com candidatos errados, provenientes em geral do vértice primário de interação. A taxa de associação correta é de 77%. Os números correspondentes à performance nas três regiões de sinal definidas em tabela 3.9 estão sumarizados na tabela 3.13.

Note-se que os 56 candidatos de sinal que não tinham quartos traços válidos disponíveis também foram associados a traços rândomicos. Portanto, no total tem-se 86 candidatos que constituem uma nova classe de ruído, que nao pode ser discriminada simplesmente analisando-se as distribuições de massa invariante e diferença de massa do $D^*(2010)^+$ e D^0 .

O número de candidatos de sinal, localizados na região de δ_2^{SR} e devidamente pareados com os traços selecionados para formar candidatos a B_p verdadeiros, correspondente a 1000s de operação do detector é então dado por

$$N_{10^3s}^{signal}(D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+\pi^-)) = \xi_{10^3s} \times (27 \pm 5) \simeq (21 \pm 4) \quad (3.34)$$

$$N_{10^3s}^{signal}(D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^-\pi^+)) = \frac{1000}{5} \times (27 \pm 7) \simeq (5.4 \pm 1.0) \times 10^3 \quad (3.35)$$

$$(3.36)$$

Ao número de candidatos de ruído que consta na tabela 3.13, deve somar-se o número presumido de candidatos de sinal $D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+\pi^-)$ que seriam associados a traços incorretos para formar candidatos falsos a B_p . Considerando-se 5s segundos de operação, obtém-se

$$N_{5s}^{ruído,B_p}(D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+\pi^-)) = \frac{BR[D^0 \rightarrow K^+\pi^-]}{BR[D^0 \rightarrow K^-\pi^+]} \times (20 \pm 4) \quad (3.37)$$

$$\simeq (0,076 \pm 0,0152) \quad (3.38)$$

A razão B/S correspondente a cinco segundos de operação e calculada levando em consideração a nova categoria de ruído descrita anteriormente é portanto

$$B/S \simeq (20, 23 \pm 17, 85) \quad (3.39)$$

A identificação dos traços válidos é somente possível em dados simulados. De fato, esta operação demanda um uso intensivo da tabela de associação entre os candidatos verdadeiros e os reconstruídos, sendo portanto bastante sensível à qualidade dessas ligações e às possíveis falhas nos algoritmos de associação. Devido ao aperfeiçoamento contínuo das ferramentas de *software*, os relatos sobre a ocorrência de falhas na tabela de associação dos dados de Monte Carlo não são incomuns⁴. Sendo assim, os números relativos à quantidade de candidatos a $D^*(2010)^+$ com quartos traços válidos e associados com sucesso devem ser interpretados como limites inferiores. Por outro lado, o número

⁴Por exemplo na página internet https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/DC06StrippingHowTo#MC_Association_problem_in_Backgr descreve-se um dos métodos usados para corrigir certos problemas com a tabela de associação

	x (mm)	y (mm)	z (mm)
D^0	0.021 ± 0.001	0.017 ± 0.001	0.256 ± 0.012
$D^*(2010)^+$	0.121 ± 0.012	0.112 ± 0.005	3.369 ± 0.163
B_p	0.017 ± 0.001	0.016 ± 0.001	0.249 ± 0.012

Tabela 3.14.: Resolução do vértice de decaimento dos candidatos a B_p , $D^*(2010)^+$ e D^0 , reconstruídos e selecionados.

correspondente à eficiência de associação permanece válido, desde que a identificação de traços válidos e de candidatos a B_p verdadeiros usam os mesmos métodos e portanto estão sujeitos à mesmas ineficiências.

3.3.4. Resolução melhorada dos vértice de nascimento do D^0

A resolução da medida de posição do vértice de decaimento dos candidatos a B_p , nas três direções espaciais, foi estudada aplicando-se a mesma metodologia usada nos estudos desenvolvidos na subseção 3.3.1. Os resultados estão sumarizados na tabela 3.14, onde, para efeito de comparação, reapresenta-se também os resultados anteriores.

Tendo-se em conta que a posição do vértice de decaimento dos candidatos a B_p é muito bem estimada, a substituição do $D^*(2010)^+$ pelo B_p , no papel de pai do D^0 acarreta uma melhoria na resolução experimental profundamente significativa na medição da distância de vôo e do tempo de vida destes candidatos(vide a figura 3.16). De fato, note-se que, em cada direção, a resolução da posição do vértice de nascimento é aproximadamente igual ou melhor que a resolução do vértice de decaimento.

Como consequência da adoção dos candidatos a B_p como partícula de origem dos mésons charmosos neutros de interesse, a resolução de tempo próprio reconstruído dos candidatos a D^0 passa a ser da ordem 1% do seu tempo de vida média. De fato de acordo com o resultado exibido na figura 3.17, tem-se

$$\delta_{\tau_{D^0, B_p}} = \sigma\left(\tau_{D^0, B_p}^{rec} - \tau_{D^0}^{mc}\right) = (4.27 \pm 0.2) \times 10^{-2} ps \quad (3.40)$$

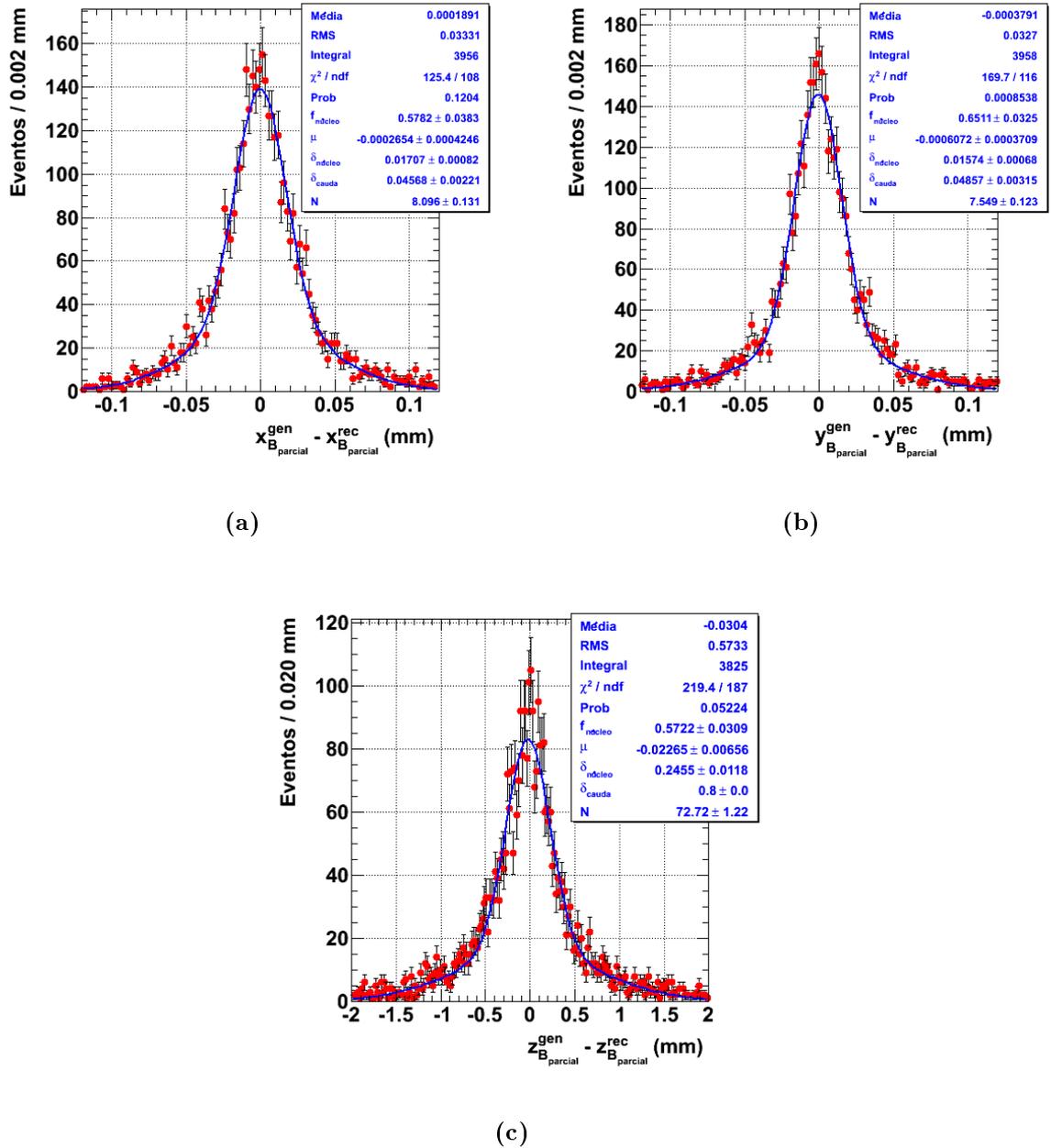


Figura 3.16.: Resolução da medida de posição do vértice de decaimento dos candidatos a B_p nas três direções espaciais. O modelo ajustado às distribuições é aquele definido em equação 3.31.

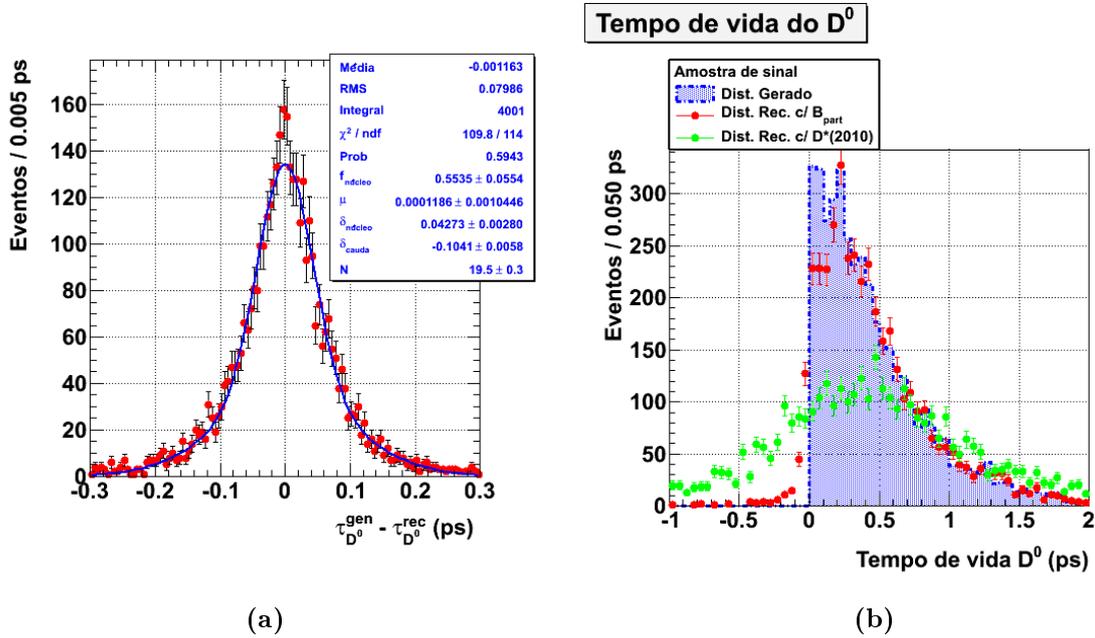


Figura 3.17.: Cálculo da resolução da medida do tempo de vida dos candidatos a D^0 selecionados, usando-se o vértice de decaimento dos candidatos a B_p como ponto de origem dos candidatos a D^0 . Nas figuras exibe-se o resultado dos ajustes de curva para determinação da resolução e medidas do tempo de vida do D^0 (a), bem como a comparação entre as distribuições geradas e as reconstruídas usando-se o $D^*(2010)^+$ e o B_p como partículas pai do D^0 (b).

Nestas condições a análise dependente do tempo e a medida das oscilações no sistema $D^0 - \bar{D}^0$ pode, portanto, ser realizada com uma precisão satisfatória.

Resta entretanto estudar a eficiência conjunta do detector, da reconstrução e da seleção em função do tempo de vida dos candidatos selecionados. Este estudo é o tema da próxima seção.

3.4. Curva de aceitação em função do tempo de vida do D^0

A eficiência conjunta de detecção, reconstrução e seleção varia em função do tempo de vida do D^0 . Do ponto de vista técnico existem vários fatores que explicam este efeito, que em última instância pode ser atribuído à capacidade finita do aparato instrumental do detector para medir as variáveis dinâmicas de interesse, tais como posição dos vértices

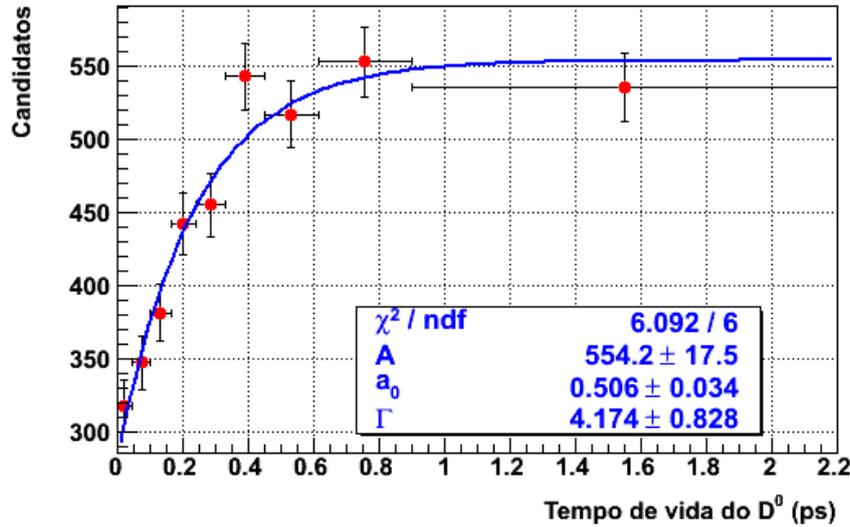


Figura 3.18.: Curva de aceitação do LHCb como uma função do tempo próprio. A linha cheia corresponde ao modelo definido pela expressão $F_{\text{acep}}(t) = A [1 - (1 - a_0) e^{-\Gamma t}]$. Os parâmetros do ajuste estão resumidos na figura.

primários, intervalos de tempo entre dois eventos, momentum das partículas de interesse etc. Além disso, outras circunstâncias menos previsíveis, como defeitos ou falhas na montagem do aparato, também concorrem na determinação final da variação da eficiência em função do tempo próprio. Esta eficiência efetiva global é denominada aqui por curva de aceitação.

Ao invés de tentar modelar estes efeitos separadamente, o que exigiria a execução da simulação completa do detector diversas vezes e consumiria muito tempo e recursos computacionais, optou-se no presente estudo por utilizar os dados da simulação dedicada do detector para determinar a curva de aceitação da maneira que será descrita a seguir.

Considere-se a construção de um histograma no qual escolhe-se uma binagem tal que a área limitada sob a função exponencial $f = e^{-t/\tau_{D^0}}$ e pelos limites de cada *bin* seja constante. Ou seja, nestas condições, se o histograma com esta estrutura fosse populado com eventos distribuídos de acordo com uma função exponencial, obter-se-ia como resultado gráfico uma distribuição plana.

O tempo de vida dos candidatos verdadeiros a D^0 é gerado de acordo com a distribuição exponencial $f = e^{-t/\tau_{D^0}}$, portanto ao popular-se o histograma construído da forma descrita anteriormente, com o tempo de vida gerado dos candidatos selecionados, podem-se observar diretamente as modificações introduzidas pela detecção, reconstrução e seleção na distribuição exponencial original.

A curva de aceitação é definida pela função escolhida empiricamente

$$F_{acep}(t) = A [1 - (1 - a_0) e^{-\Gamma t}] \quad (3.41)$$

Supondo-se que $\Gamma > 1$, tem-se que função $F_{acep}(t)$ cresce rapidamente com t e tem os seguintes limites

$$\lim_{t \rightarrow \infty} F_{acep}(t) = A, \quad \lim_{t \rightarrow 0} F_{acep}(t) = a_0 A \quad (3.42)$$

O comportamento de $F_{acep}(t)$ modela muito bem a perda de eficiência na detecção, reconstrução e seleção de candidatos a D^0 com tempo de vida muito curto em relação à vida média do méson.

Os parâmetros que caracterizam a curva de aceitação, A , a_0 e Γ , são obtidos ajustando-se a função definida em 3.41 à distribuição do tempo de vida gerado dos candidatos a D^0 selecionados e devidamente associados aos candidatos a B_p correspondentes. O resultado do ajuste é mostrado na figura 3.18.

Conhecendo-se as curvas de aceitação e de resolução experimental correspondentes às medidas de tempo de vida dos candidatos a D^0 , aceitos na seleção desenvolvida e otimizada neste capítulo, pode-se calcular, dentre outros elementos, estimativas da sensibilidade do LHCb aos parâmetros x e y que caracterizam a oscilação no sistema $D^0 - \bar{D}^0$. Estes desenvolvimentos serão abordados no capítulo seguinte.

Capítulo 4.

Sensibilidade do LHCb a x'^2 e y'

Preliminares

Esta seção é dedicada à discussão e apresentação de uma estimativa da sensibilidade do LHCb aos parâmetros que caracterizam a oscilação no sistema $D^0 - \bar{D}^0$. Nos desenvolvimentos que serão apresentados a seguir pressupõe-se a ausência de violação da simetria CP na oscilação. Esta escolha justifica-se por duas razões:

- A medida da violação da simetria CP usando-se modos de decaimento duplamente suprimidos é realizada comparando-se diretamente as amostras correspondentes aos processos conjugados CP. Além desta estratégia requerer o emprego de amostras com estatística elevada, a contaminação das amostras por decaimentos favorecidos, identificados erroneamente como duplamente suprimidos, torna as medidas que usam estes modos de decaimento insensíveis à violação da simetria CP na oscilação.
- A como foi oportunamente discutido na subseção 1.1.4.3, estudando-se a distribuição do tempo de vida dos candidatos a D^0 que decaem em estados finais auto-estados de CP pode-se acessar diretamente os parâmetros de violação de CP na oscilação $D^0 - \bar{D}^0$, com a sensibilidade requerida.

Os estudos demonstrados a seguir baseiam-se em métodos de simulação Monte Carlo, nos quais usa-se um modelo motivado pela discussão apresentada no capítulo 1. Os parâmetros de entrada para a simulação resultam dos cálculos expostos no capítulo 3.

4.1. Modelo de Simulação Monte Carlo

A sensibilidade do LHCb na medição dos parâmetros x'^2 e y' , supondo-se a ausência de violação de CP e considerando-se os aspectos fenomenológicos e experimentais discutidos nos capítulos 1 e 3, foi estudada empregando-se técnicas típicas de simulação de Monte Carlo. O estudo foi conduzido com a ajuda do pacote de software conhecido como ROOFIT [58] e implementado no ambiente de programação ROOT [59]. No ROOFIT, os modelos de interesse podem ser comodamente operados, em um ambiente integrado, para produzir ajustes de curva, gráficos e gerar as amostras de Monte Carlo que geralmente são necessárias para realizar vários estudos. Nos estudos de sensibilidade apresentados a seguir, foram usadas 5000 amostras compostas por 210000 eventos de sinal.

Cada evento consiste em um valor simulado para τ_{D^0} , o tempo de vida do D^0 . O modelo usado na simulação é composto por uma função densidade de probabilidade (f.d.p.) que possui duas componentes. Cada componente possui três elementos:

1. A função densidade de probabilidade que incorpora a fenomenologia do processo de oscilação $D^0 - \bar{D}^0$. Têm-se duas contribuições, $\mathcal{P}_{(D^0 \rightarrow K^+\pi^-)}(t)$ e $\mathcal{P}_{(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)}(t)$ que modelam os eventos de sinal e ruído respectivamente.
2. A função de aceitação $F_{\text{accep}}(t)$, definida na equação 3.41, que descreve a eficiência do detector em função do tempo de vida do candidato a D^0 .
3. A função de resolução $g_{\text{res}}(t)$, definida por equação 3.31 e cujo os parâmetros foram ajustados usando-se os dados provenientes da simulação completa do detector figura 3.17.

A função densidade de probabilidade que descreve os dados de sinal é definida pela expressão

$$\mathcal{P}_{(D^0 \rightarrow K^+\pi^-)}(t) = \mathcal{N}_{(D^0 \rightarrow K^+\pi^-)}^{-1} e^{-\tau} \left\{ \frac{(x'^2 + y'^2)}{4} \tau^2 + \sqrt{R_D} y' \tau + R_D \right\} \quad (4.1)$$

onde x' e y' são definidos como sendo,

$$\begin{cases} x' = x \cos(\delta) - y \sin(\delta) \\ y' = y \cos(\delta) - x \sin(\delta) \end{cases} \quad (4.2)$$

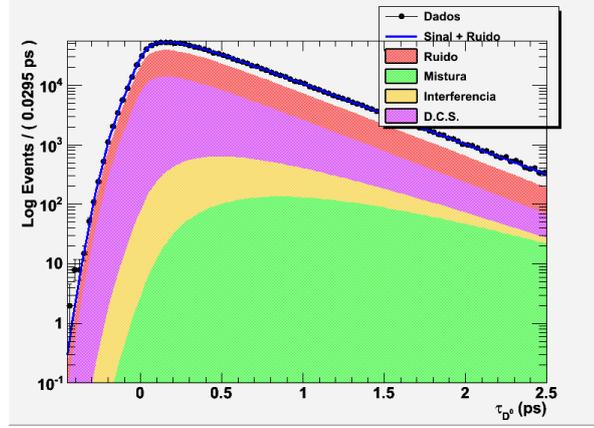


Figura 4.1.: Exemplo de amostra usada no estudo de sensibilidade. O nível de contaminação por ruído é $B/S = 2.56$.

e τ , x e y são dados por

$$t = \frac{\tau}{\Gamma_0}, \quad x = \frac{\Delta M}{\Gamma_0}, \quad y = \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}. \quad (4.3)$$

Nas expressões anteriores, Γ_0 é o tempo de vida média do D^0 . A função densidade de probabilidade que descreve os eventos de ruído é definida por

$$\mathcal{P}_{(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} = \frac{1}{\Gamma} e^{-\tau}. \quad (4.4)$$

A expressão final para a função densidade de probabilidade é definida pela expressão

$$\mathcal{P}_{total} = f_{sinal} \mathcal{P}_{sinal} + (1 - f_{sinal}) \mathcal{P}_{ruído} \quad (4.5)$$

onde cada parcela é dada por

$$\mathcal{P}_{sinal}(t) = N_{sinal} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau [\mathcal{P}_{(D^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}(t - \tau) F_{acep}(t - \tau)] g_{res}(\tau) \quad (4.6)$$

$$\mathcal{P}_{ruído}(t) = N_{ruído} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau [\mathcal{P}_{(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)}(t - \tau) F_{acep}(t - \tau)] g_{res}(\tau) \quad (4.7)$$

e f_{sinal} é a fração candidatos de sinal na amostra considerada.

Um exemplo de amostra usada no estudo da sensibilidade está representado na figura 4.1. Note-se as que as contribuições para o tempo de vida do D^0 , tal como re-

Categoria	Parâmetro	Valor
Taxa	n_{sinal}	210000
	$n_{\text{ruído}}$	$(0-3) \times n_{\text{sinal}}$
Decaimentos $D^0 \rightarrow K^-\pi^+, K^+\pi^-$	$\Gamma_{D^0} = \tau_{D^0}^{-1}$	2.43 ps^{-1}
	R_D	3.8×10^{-3}
	x'^2	7.1×10^{-5}
	y'	6.4×10^{-3}
Função de aceitação	a_0	0.506
	Γ_{acep}	4.174
Função de resolução	σ_{nucleo}	0.0427 ps
	σ_{cauda}	0.1041 ps
	f_{sinal}	0.553

Tabela 4.1.: Parâmetros usados na geração dos dados de Monte Carlo do estudo de sensibilidade. Os valores para x'^2 e y' correspondem às médias calculadas pelo HAFG[1]² a partir das estimativas dos valores correntes [56].

presentado em figura 4.1, possuem ordens de grandeza diferentes, mas com assinaturas suficientemente distintas para permitir o acesso direto aos parâmetros x'^2 e y' .

Os parâmetros usados na etapa de geração dos dados estão sumarizados na tabela 4.1. Os valores para x'^2 e y' correspondem às médias calculadas pelo HAFG¹ a partir das estimativas dos valores correntes.

4.2. Estimativa da sensibilidade

As estimativas da sensibilidade do LHCb aos parâmetros x'^2 e y' , para seis diferentes níveis de contaminação por ruído, foram calculadas a partir de seis estudos de Monte Carlo independentes. Cada estudo consiste em um conjunto formado por 5000 amostras independentes, geradas a partir da distribuição definida na equação 4.5. Cada amostra contém $n_{\text{sinal}} = 210000$ candidatos de sinal e $n_{\text{ruído}} = (0-20) \times n_{\text{sinal}}$ candidatos de ruído. De acordo com os resultados apresentados em capítulo 3, estes números são equivalentes a $2fb^{-1}$ de dados adquiridos apenas com a decisão do L0 e HLT1.

¹<http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>

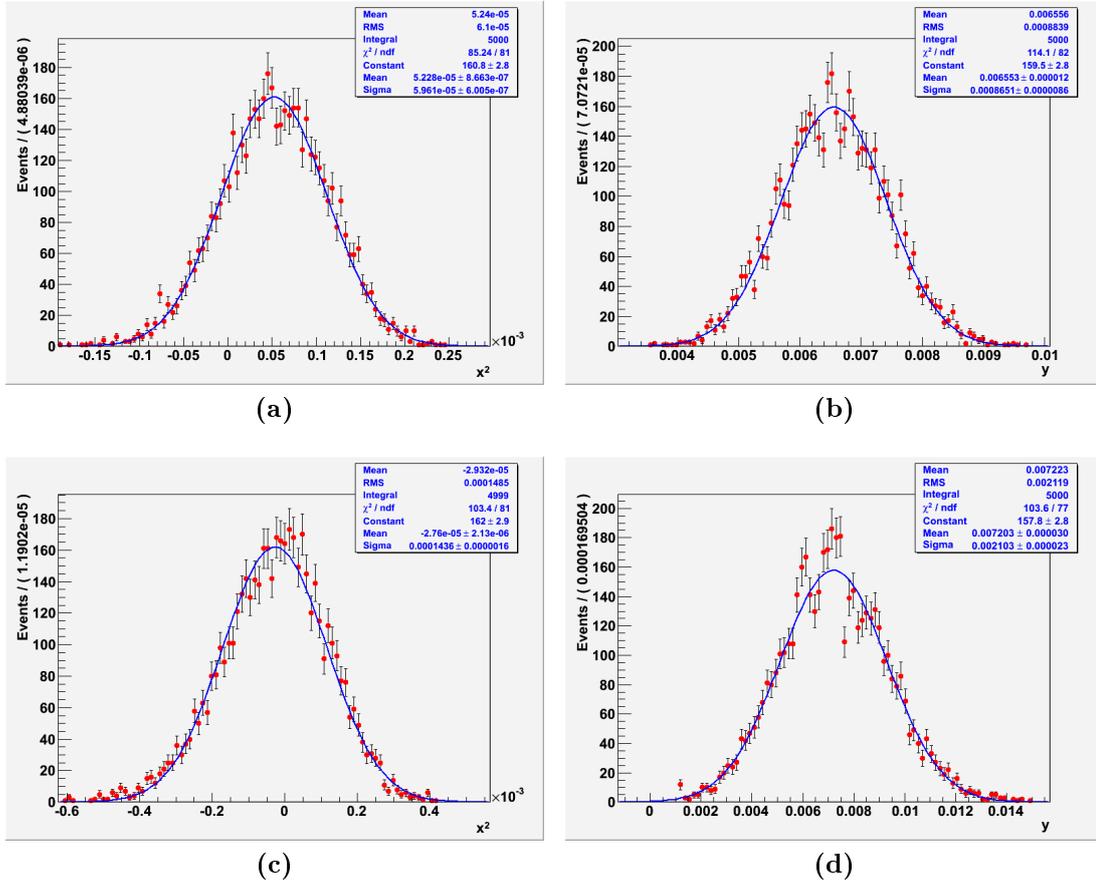


Figura 4.2.: Distribuição dos valores estimados para x'^2 e y' com os respectivos ajustes gaussianos correspondentes ao estudo com $B/S = 2.56$ (figuras (a) e (b)) e $B/S = 20$ (figuras (c) e (d)).

Afim de comparar os resultados obtidos neste capítulo com aqueles documentados [60], estudou-se também a sensibilidade do LHCb em um nível de contaminação por ruído de $B/S = 2.56/1$. A estimativa do nível de contaminação por ruído foi realizada em [60] de forma mais robusta devido à alta estatística de amostras de dados de simulação completa³ do tipo *minimum bias* disponível na versão do *software* do LHCb naquele momento e que foram usadas como fontes de candidatos de ruído.

Os parâmetros x'^2 e y' foram estimados em cada amostra usando-se o método da verossimilhança máxima (*maximum likelihood fit*). A função de verossimilhança usada nos ajustes foi definida como

³Referidas como DC04.

(B/S)	$\sigma(x'^2)(\times 10^{-3})$	$\sigma(y')(\times 10^{-3})$
0/1	0.02518	0.3351
1/1	0.03513	0.4982
2.56/1	0.04556	0.6573
5/1	0.05751	0.8439
10/1	0.07914	1.160
20/1	0.1103	1.604

Tabela 4.2.: Exibe-se as estimativas de sensibilidade correspondentes a cada nível de contaminação por ruído estudado. As linhas destacadas, B/S = 2.56/1 e B/S = 20/1, resumizam os resultados para os valores centrais de B/S obtidos em [60] e nesta tese, respectivamente.

$$\mathcal{L} = \prod_i^{n_{\text{sinal}}+n_{\text{ruído}}} \mathcal{P}_{\text{total}}(t_i) = \prod_i^{n_{\text{sinal}}+n_{\text{ruído}}} \{f_{\text{sinal}}\mathcal{P}_{\text{sinal}} + (1 - f_{\text{sinal}})\mathcal{P}_{\text{ruído}}\}. \quad (4.8)$$

Os únicos parâmetros livres na maximização de \mathcal{L} são x'^2 e y' . Todos os outros parâmetros são determinados independentemente. Os parâmetros usados na geração dos eventos estão sumarizados na

Os distribuição dos valores estimados para x'^2 e y' correspondentes aos estudos com B/S = 2.56/1 e B/S = 20/1 são exibidas na figura 4.2, juntamente com os ajustes gaussianos usados no cálculo da sensibilidade. Note-se que os valores de x'^2 e y' são fortemente anti-correlacionados figura 4.3. De fato, o índice de correlação é calculado como -0.98, para B/S = 2.56/1, e -0.96, para B/S = 20/1. A sensibilidade do LHCb na medição dos parâmetros x'^2 e y' supondo-se um ano canônico de aquisição reconstrução e seleção de dados, a partir de eventos aceitos apenas nos *triggers* L0 e HLT1, de acordo com as condições discutidas no capítulo 3, em nível de contaminação por ruído B/S = 2.56, é dada por

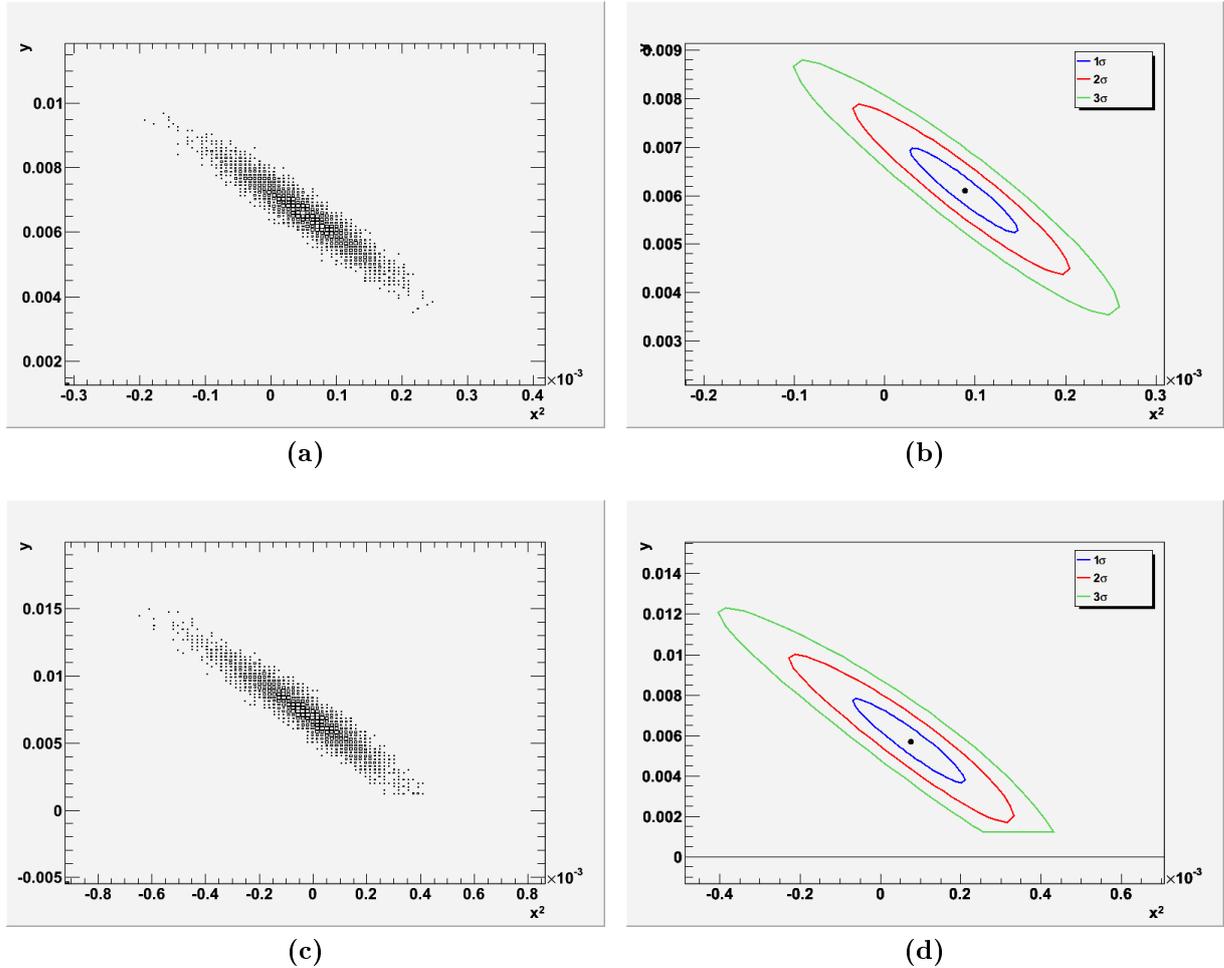


Figura 4.3.: Em (a) e (c) Histograma bidimensional com as distribuições dos valores estimados para x'^2 e y' . As estimativas são fortemente anti-correlacionadas. O índice de correlação é de -0.98 ($B/S = 2.56/1$) e -0.96 ($B/S = 20/1$). Em (b) e (d) os contornos no plano $x'^2 \times y'$ correspondentes aos intervalos de confiança até 3σ . Os dados correspondem aos estudos com $B/S = 2.56/1$ (gráficos (a) e (b)) e $B/S = 20/1$ (gráficos (c) e (d)).

Experimento	$x'^2(\times 10^{-2})$	$y'(\times 10^{-2})$
LHCb ($B/S = 2.56$)	$x'^2 \pm 0.004556$	$y' \pm 0.06573$
LHCb ($B/S = 20$)	$x'^2 \pm 0.01103$	$y' \pm 0.1604$
CDF-II	-0.012 ± 0.035	0.85 ± 0.76
BaBar	$-0.022 \pm 0.030 \pm 0.021$	$0.97 \pm 0.44 \pm 0.31$
Belle	$0.018^{+0.021}_{-0.023}$	$0.06^{+0.40}_{-0.39}$

Tabela 4.3.: Comparação entre a sensibilidade do LHCb ($B/S = 2.56/1, 20/1$) e as medidas correntes de x'^2 e y' nos principais experimentos

$$\sigma(x'^2) = (0.04556 \pm 0.0004958) \times 10^{-3}, \quad (4.9)$$

$$\sigma(y') = (0.6573 \pm 0.0070) \times 10^{-3} \quad (4.10)$$

As estimativas de sensibilidade correspondentes aos outros níveis de contaminação por ruído estudados estão sumarizados na tabela 4.3. Ainda na tabela 4.3, com fins de comparação, encontram-se os resultados da análise dos experimentos Belle, BaBar e CDFII, que procuraram por oscilações no sistema $D^0 - \bar{D}^0$, usando o modo de decaimento $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, em $400 fb^{-1}$, $384 fb^{-1}$ e $1.5 fb^{-1}$ de dados respectivamente.

Note-se que as estimativas de sensibilidade do LHCb correspondem a 210000 candidatos de sinal, reconstruídos e selecionados a partir de $2 fb^{-1}$ de dados aceitos pelo L0 e HLT1, de acordo com a discussão apresentada nesta tese. Os números do LHCb são em média uma ordem de grandeza melhores que as estimativas de Belle, BaBar e CDFII, nos diferentes níveis de contaminação por ruído estudados. Note-se ainda que o LHCb permanece competitivo em relação aos resultados dos experimentos referidos ainda considerando níveis de contaminação por ruído elevados como $B/S=10,20$. Estes fatos demonstram os excelentes prospectos para realização de medidas com precisão superior dos parâmetros x'^2 e y' no LHCb.

Capítulo 5.

Comentários, conclusões e perspectivas

5.1. Comentários

Escopo dos resultados obtidos

Os estudos discutidos no capítulo 3 foram desenvolvidos usando-se amostras de dados da simulação completa e detalhada do detector. Os eventos gerados nestas amostras simulam a resposta do LHCb nas condições de operação nominais de energia e luminosidade, o que significa que as colisões são simuladas partindo-se do pressuposto que

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \\ \sigma_{b\bar{b}} &= 500 \mu\text{b},\end{aligned}$$

onde \mathcal{L} e $\sigma_{b\bar{b}}$ são a luminosidade e seção de choque de produção de pares $b\bar{b}$ em colisões próton-próton a 14 TeV no centro-de-massa.

Apenas os eventos aceitos nos *trigger* L0 e HLT1 foram processados nos procedimentos de otimização dos cortes de seleção discutidos nas subseções 3.2.4 e 3.3.2. A mesma circunstância se dá aos cálculos das performances das seleções realizados nas subseções 3.2.5 e 3.3.3.

Atualmente o LHC opera colidindo prótons a uma energia de 7 TeV no centro-de-massa, com feixes de luminosidade variável e crescente. Em resposta a este cenário, o *trigger* do LHCb tem sido reprogramado para permitir a aquisição de dados consistente com as novas condições.

Devido a estas circunstâncias, a realização de predições relativas às condições correntes de operação do LHCb foge ao escopo das análises realizadas nesta tese.

Comparação com outros estudos

Na comparação dos resultados obtidos nesta tese com outros estudos convém observar algumas aspectos:

- A árvore de software do LHCb permanece sob desenvolvimento intenso. Em particular, versões sucessivas da simulação detalhada do detector têm sido lançadas, com vistas a incorporar os avanços na descrição das interações das partículas produzidas nas colisões próton-próton com o material do detector. O objetivo como sempre é prover amostras de dados nas quais a resposta simulada do detector seja tão realista quanto possível.
- A estrutura do *trigger* do LHCb, principalmente as etapas do *trigger* implementadas a nível de software, tem sofrido mudanças estruturais relevantes nos últimos anos. Além disso, versões diferentes do software possuem em geral otimizações diferentes para os algoritmos de seleção do *trigger*, ainda que a estrutura geral seja a mesma.
- As resoluções de momentum e de localização de vértice tem sofrido melhorias gradativas em função dos avanços sensíveis do software de reconstrução do LHCb, o Brunel [51].

Em particular, durante o processamento dos dados de simulação completa (DC06) utilizados nessa tese, o *trigger* HLT do LHCb estava sendo remodelado para adaptar-se à estrutura descrita na seção 2.2 e naquele momento apenas o estágio correspondente ao HLT1 estava implementado. Levando-se em conta que a taxa de saída do HLT1, de aproximadamente 30kHz, é reduzida a 2kHz na saída do HLT2 [19, seção 7.3], pode-se inferir o impacto na estatística de candidatos selecionados que a adição do HLT2 teria nos resultados sumarizados nesta tese.

Sendo assim, as comparações entre as sensibilidades aos parâmetros de mistura calculados no capítulo 4 e outros resultados de estudos similares disponíveis [60, por exemplo] devem sempre ser realizadas em termos do número de eventos e do nível de B/S usados na implementação dos estudos discutidos em capítulo 4.

5.2. Conclusões

O número de eventos de sinal, selecionados em 1000 segundos de operação do LHCb foi estimado como sendo

$$N_{10^3s}^{signal}(D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+\pi^-)) \simeq (21 \pm 4). \quad (5.1)$$

A estatística limitada da amostra de *minimum bias*, usada como fonte de eventos de ruído acarretou uma incerteza elevada na estimativa do nível de contaminação ruído, que foi estimada como sendo

$$B/S \simeq (20, 23 \pm 17, 85) \quad (5.2)$$

Embora a ausência do HLT2 na sequência de seleção de eventos não permite traduzir realisticamente em fb^{-1} o número de eventos estimados nos estudos expostos em capítulo 3, pode-se usar os resultados avaliar de maneira precisa, a relação entre a estatística e a sensibilidade do LHCb aos parâmetros x'^2 e y'^2 .

A reconstrução parcial do B-méson no topo do evento e o uso de seu vértice de decaimento como vértice de origem do D^0 permitiu contornar os problemas relacionados à resolução pobre de vértice de decaimento do $D^*(2010)^+$. As resoluções da posição do vértice de nascimento dos candidatos a D^0 , obtidas usando-se os procedimentos descritos nas subseções 3.3.2 e 3.3.4, são compatíveis com as posições dos vértices de decaimento do D^0 . Como resultado, a resolução de tempo de vida do D^0 foi estimada como sendo de aproximadamente 1% do tempo de vida média do D^0 ,

$$\delta_{\tau_{D^0, B_p}} = \sigma\left(\tau_{D^0, B_p}^{rec} - \tau_{D^0}^{mc}\right) = (4.27 \pm 0.2) \times 10^{-2} ps \quad (5.3)$$

Como um efeito colateral do procedimento de melhoria da resolução do vértice de nascimento do D^0 , identificou-se uma nova categoria de ruído que consiste em candidatos a $D^*(2010)^+$ de sinal que são pareados com traços selecionados aleatoriamente. Os candidatos de ruído correspondentes a esta categoria não podem ser identificados combinando-se a informação das distribuições de massa invariante do D^0 e diferença de massa em relação ao $D^*(2010)^+$. Este problema permanece sob investigação.

As estimativas apresentadas no capítulo 4 permitem inferir o potencial do LHCb para medir os parâmetros x'^2 e y'^2 . Os resultados sumarizados na tabela 4.2 demonstram que LHCb permanece competitivo em relação aos resultados correntes ainda em níveis de contaminação por ruído da ordem de $B/S = 20/1$. As estimativas de sensibilidade providas correspondem a 210000 eventos de sinal que seriam selecionados a partir de $2fb^{-1}$ de dados aceitos no L0 e HLT1.

Conclui-se que os resultados apresentados nesta tese estabelecem prospectos promissores para a medição dos parâmetros das oscilações $D^0 - \bar{D}^0$ LHCb e encorajam uma série de estudos e desenvolvimentos adicionais, que estão comentados na seção seguinte. Com a estatística do LHC aliada à excelência do LHCb para reconstruir traços, ajustar vértices e identificar partículas será possível medir as $D^0 - \bar{D}^0$ em um nível de sensibilidade sem precedentes, permitindo verificar, entre outros aspectos, a presença mecanismos de físicos não preditos no modelo padrão.

5.3. Perspectivas

A análise de dados usando-se métodos estatísticos relacionados a discriminantes de multivariáveis e redes neurais experimentaram um grande avanço nos últimos anos. Em particular, a suíte de análise de dados usada nesta tese, o ROOT [59], possui suporte a estes recursos, através de um conjunto de funcionalidades implementadas no conjunto de bibliotecas denominado TMVA [61]. Um desenvolvimento natural dos estudos aqui apresentados seria utilizar os recursos implementados no TMVA para categorizar os candidatos de ruído e reotimizar os cortes de seleção propostos no capítulo 3. Outra possibilidade seria usar esses recursos para discriminar os candidatos a B_p mal reconstruídos.

Por outro lado, a repetição da análise apresentada nas páginas anteriores usando-se o *trigger* completo e fontes de candidatos de ruído estatisticamente mais significativas, processadas com as versões correntes das ferramentas computacionais do LHCb, permitiria estimar de forma ainda mais robusta a posição dos cortes de seleção, os níveis de contaminação correspondente a cada categoria de ruído, e principalmente, calcular a razão B/S esperada com menor incerteza.

Por fim, poder-se-ia ainda realizar a adaptação da análise discutida nas páginas anteriores às condições correntes de operação do LHCb. Tal estudo permitiria estimar

a sensibilidade do experimento no primeiro ano de tomada de dados e dessa forma avaliar a viabilidade de medir os parâmetros x'^2 e y'^2 a partir de amostras de dados reais adquiridos em colisões próton-próton com 7 TeV no centro-de-massa, com uma luminosidade integrada de poucos fb^{-1} .

Apêndice A.

Otimização da seleção

A.1. Ferramentas de computação utilizadas

A seguir exibem-se os gráficos que representam os resultados do processo de otimização dos cortes de seleção. A otimização foi realizada com a ajuda de um conjunto de quatro classes C++ que são implementadas no ambiente de programação ROOT [59]. Estas classes foram escritas pelo autor desta tese com o objetivo inicial de implementar as ferramentas necessárias para realizar sistematicamente e, até certo ponto, também automaticamente, os estudos discutidos nos capítulos anteriores.

Mais especificamente, as classes C++ referidas provêm métodos que permitem usar arquivos de configuração escritos em formato XML para instruir algoritmos específicos a realizarem automaticamente uma cadeia típica de análise de dados, desde a etapa de otimização dos cortes, que pode ser baseada em critérios como a maximização da significância estatística, por exemplo, até o cálculo de parâmetros como eficiência de cada corte, resolução e enviesamento das variáveis de interesse, como também a aceitação da seleção executada. Todas as etapas contam com uma saída generosa de diagramas que representam graficamente os resultados numéricos obtidos. Nas seções seguintes sumarizam-se os gráficos associados à otimização dos cortes de seleção.

A.2. $D^*(2010)^+ \rightarrow \pi_s^+ (D^0 \rightarrow K^+\pi^-)$

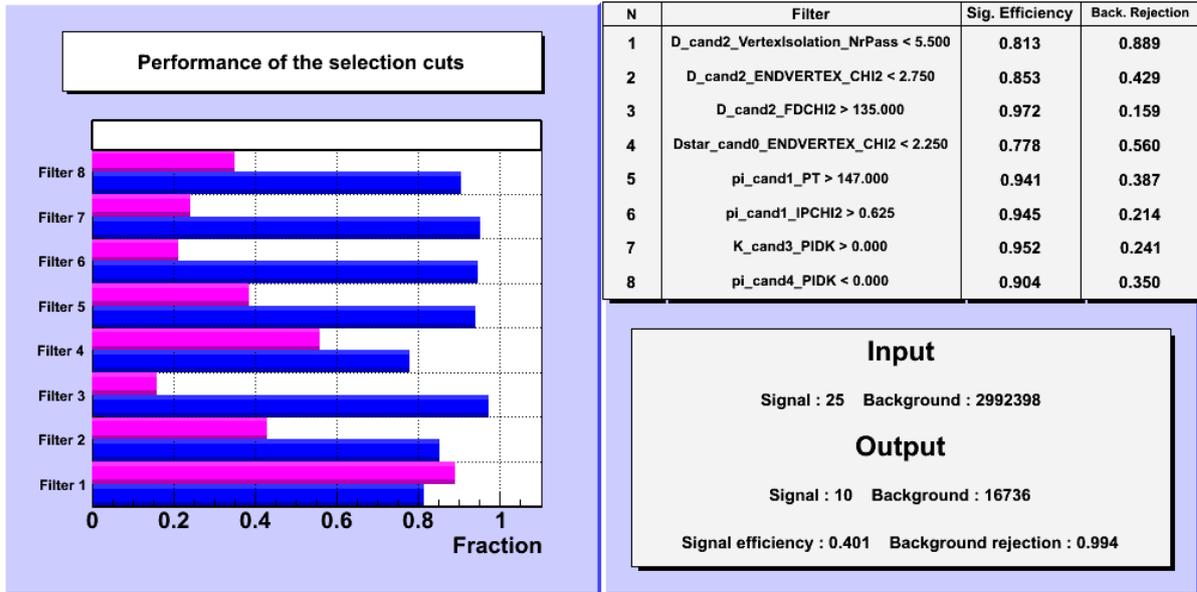


Figura A.1.: Exemplo de diagrama de controle gerado pela aplicação usada na otimização dos cortes de seleção. No diagrama representa-se os critérios otimizados juntamente com as taxas de retenção de candidatos de sinal e rejeição de candidatos de ruído. Cada critério é otimizado considerando-se os critérios aplicados anteriormente.

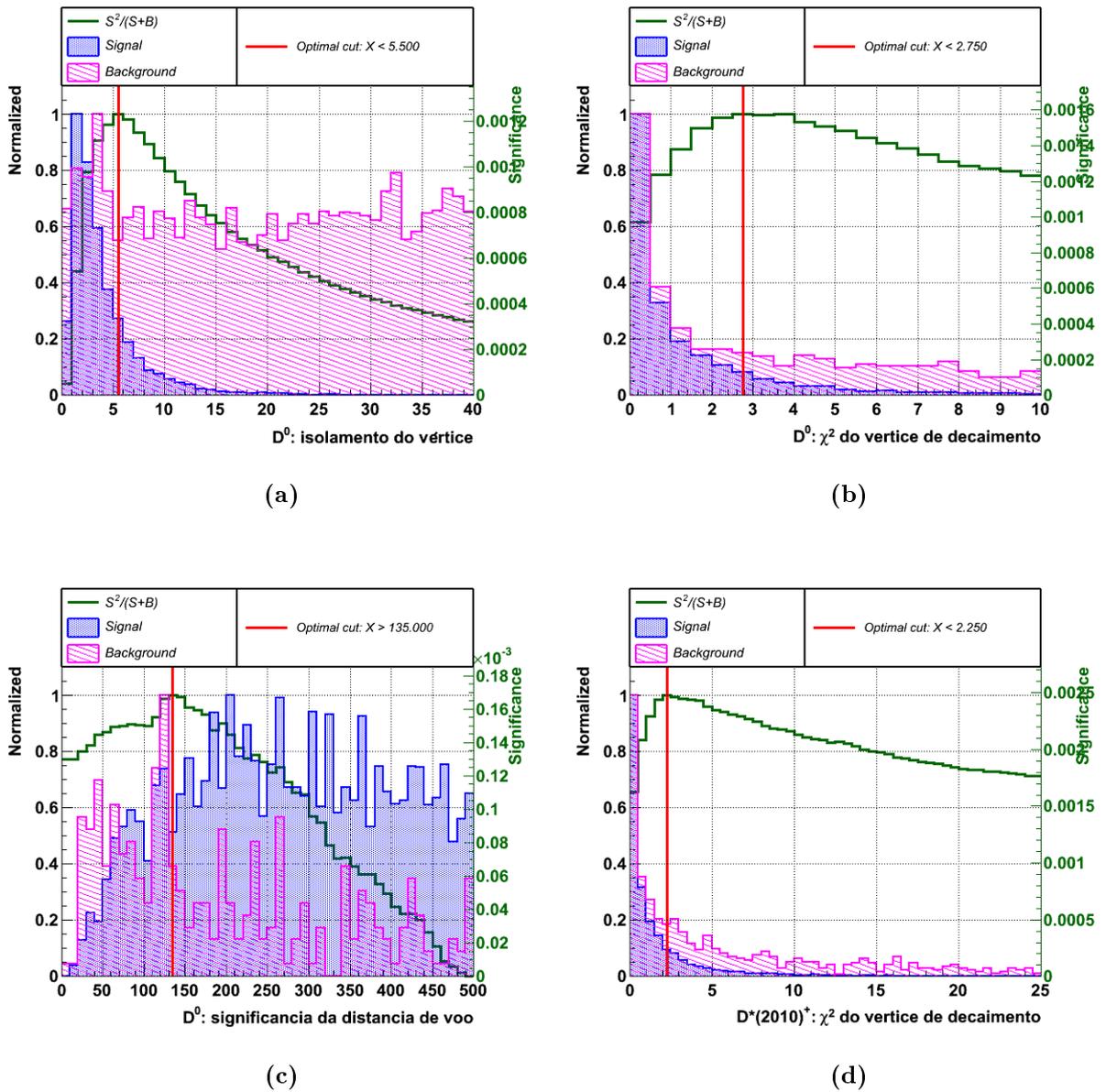


Figura A.2.: Diagramas de otimização dos critérios de seleção dos candidatos a $D^*(2010)^+$. Em cada diagrama exibem-se as distribuições correspondentes aos candidatos de sinal e ruído juntamente com a curva de significância estatística. Os valores dos critérios otimizados estão exibidos em cada plot.

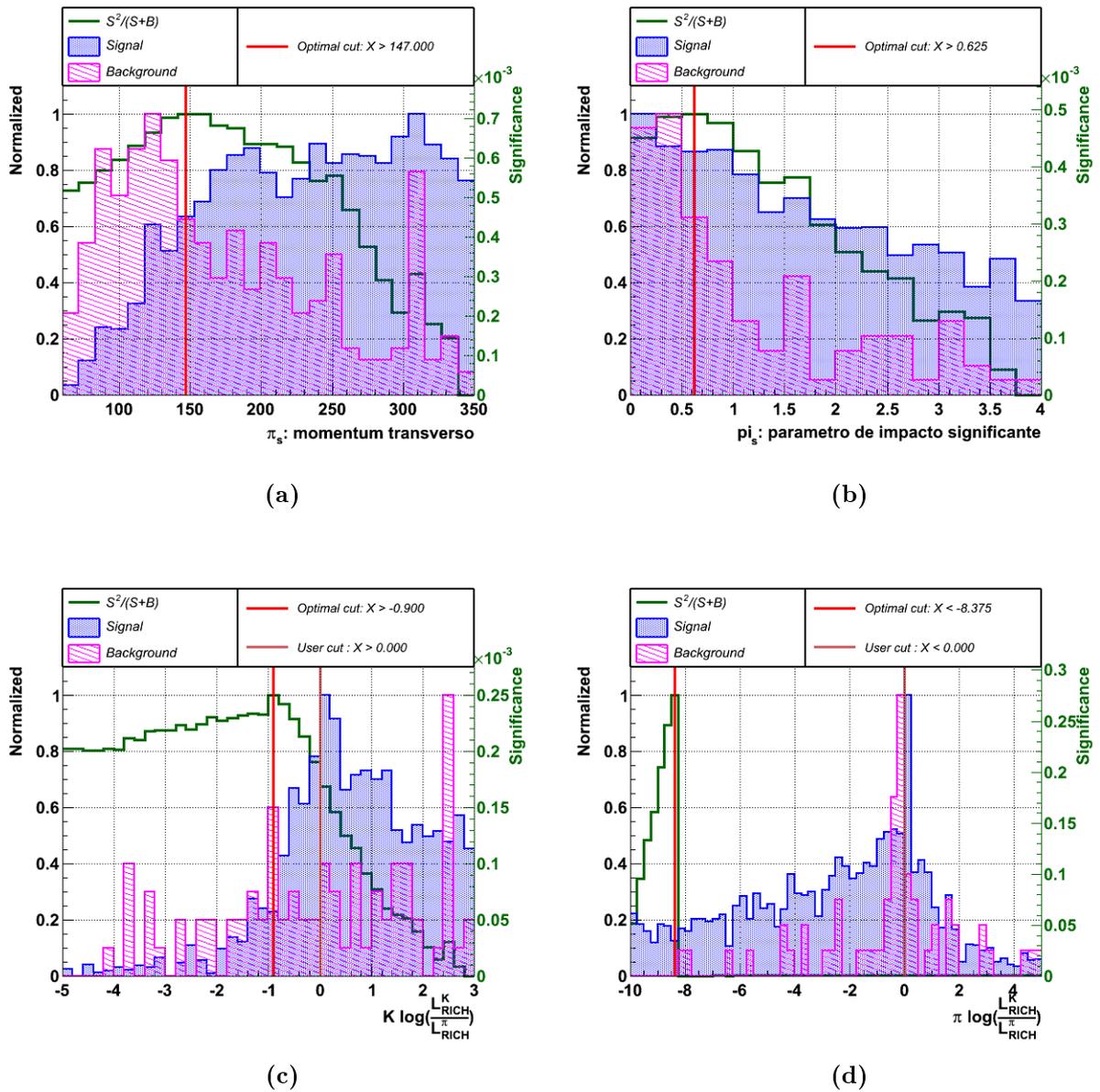


Figura A.3.: Diagramas de otimização dos critérios de seleção dos candidatos a $D^*(2010)^+$. Em cada diagrama exibem-se as distribuições correspondentes aos candidatos de sinal e ruído juntamente com a curva de significância estatística. Os valores dos critérios otimizados estão exibidos em cada plot.

A.3. $B_p \rightarrow XTD^*(2010)^+$

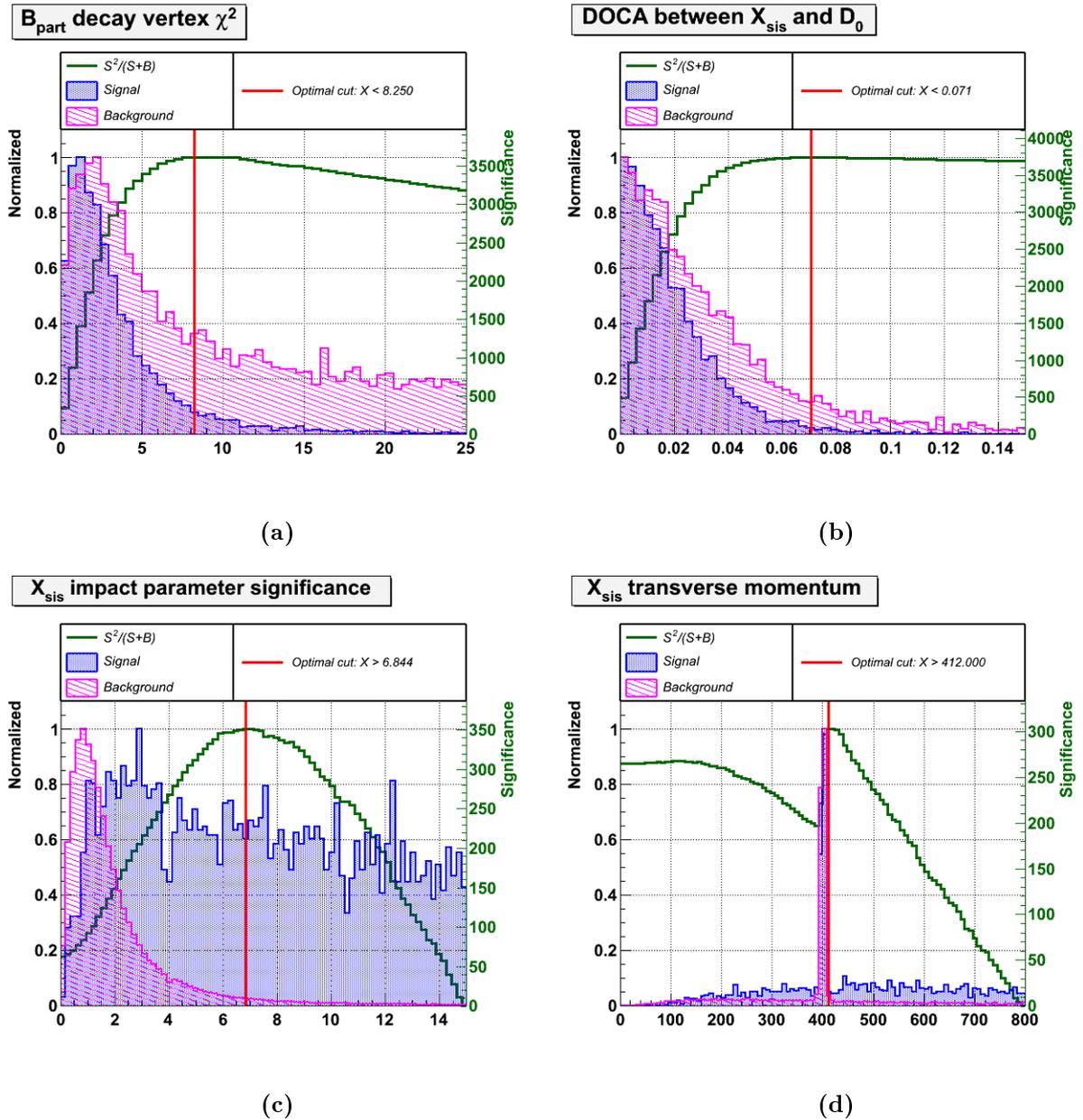


Figura A.4.: Diagramas de otimização dos critérios de seleção dos candidatos a B_p . Em cada diagrama exibem-se as distribuições correspondentes aos candidatos de sinal e ruído juntamente com a curva de significância estatística. Os valores dos critérios otimizados estão exibidos em cada plot.

Apêndice B.

Análise do enviesamento das distribuições

O enviesamento associado da distribuição de uma certa grandeza X pode ser avaliado analisando-se o perfil da variável chamada função de estiramento ¹ e definida como

$$\rho(X) = \frac{X^{gen} - X^{rec}}{\sigma_X} \quad (\text{B.1})$$

onde X^{gen} e X^{rec} são respectivamente os valores simulados e reconstruídos para X e σ_X o erro associado a reconstrução de X . O grau de enviesamento é avaliado ajustando uma gaussiana a $\rho(X)$. A ausência de enviesamento corresponde a obtenção de uma distribuição normal e centrada na origem [57].

O estudo das distribuições das funções de estiramento correspondentes às medidas da posição do vértice de decaimento dos candidatos a D^0 demonstra também que a estimativa dessas grandezas não é enviesada. Os ajustes gaussianos estão representados na figura B.1. Por outro lado, os resultados exibidos na figura B.2, principalmente no ajuste associado a direção z , permitem constatar imediatamente o enviesamento na medida da posição do vértice de nascimento dos candidatos a D^0 . Note-se que neste caso os valores de χ^2/ndf , que são relativamente elevados quando comparados aos ajustes expostos na figura B.1, permitem inferir que as distribuições de $\rho x_{D^*(2010)^+}$, $\rho y_{D^*(2010)^+}$ e $\rho z_{D^*(2010)^+}$ não são bem descritas como sendo uma distribuição normal.

¹Esta variável é geralmente referida em língua inglesa pela expressão *pull function*.

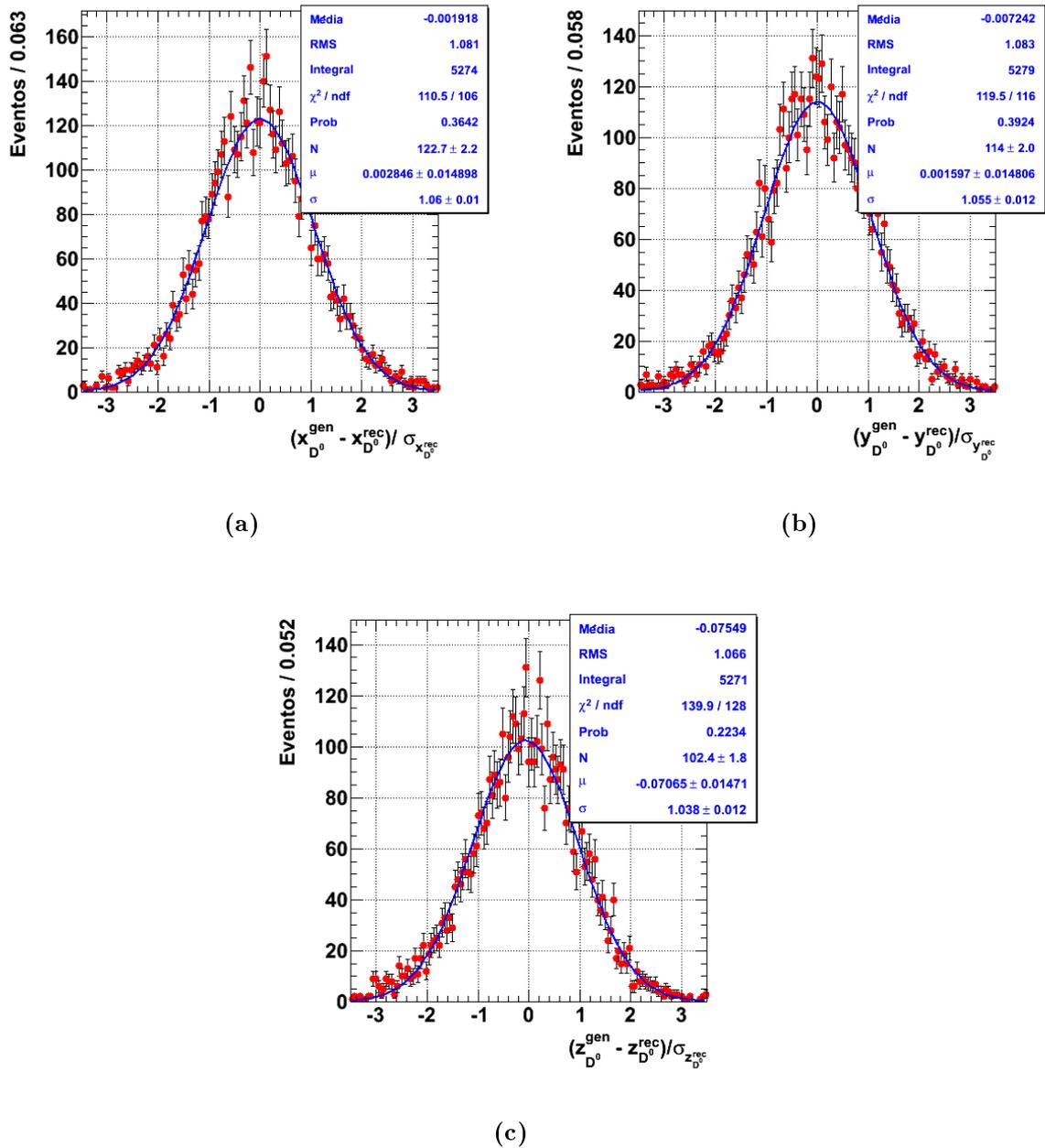


Figura B.1.: Distribuições da função de estiramento para candidatos a D^0 nas três direções espaciais, referencial do laboratório. A cada distribuição ajusta-se uma gaussiana. Note-se o enviesamento na medição da posição do vértice de decaimento nas direções x, y e z, no referencial do laboratório. Observa-se claramente os deslocamentos médios de aproximadamente $-16 \mu\text{m}$, $6 \mu\text{m}$ e $80 \mu\text{m}$.

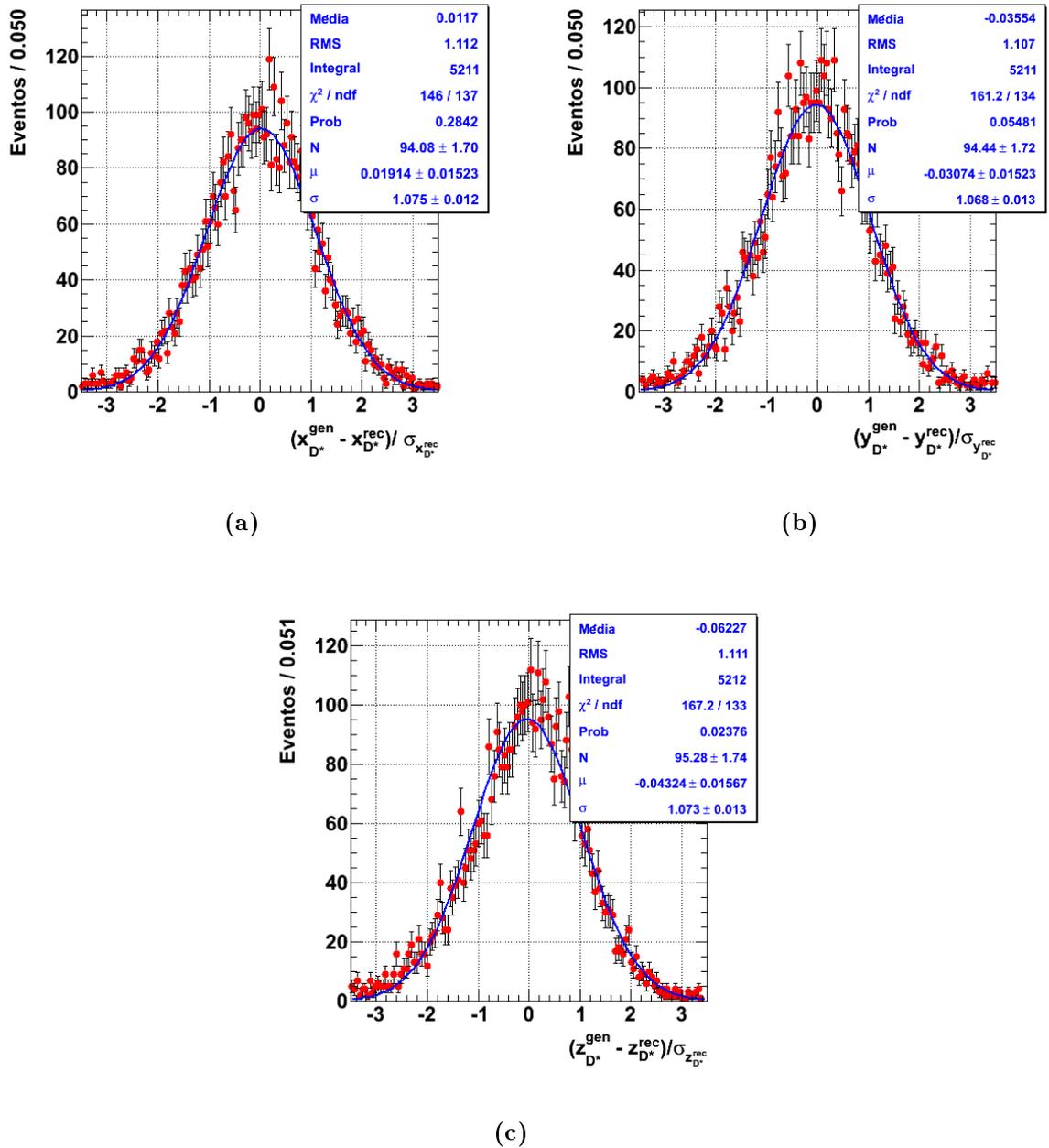
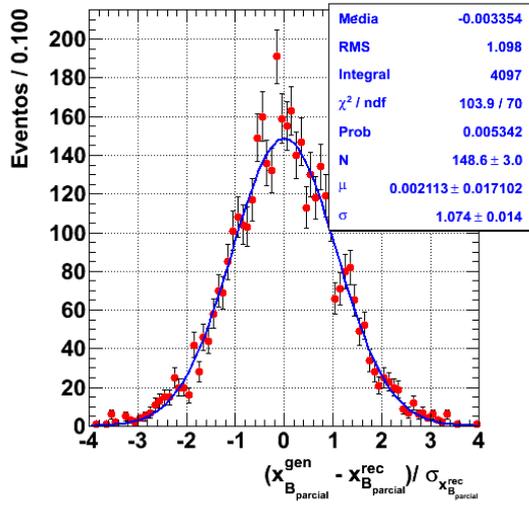
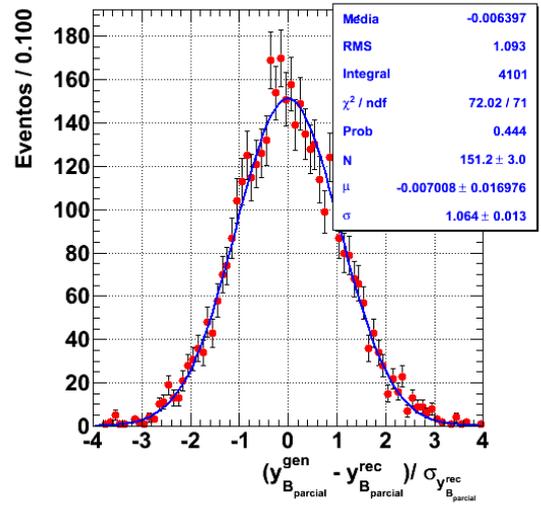


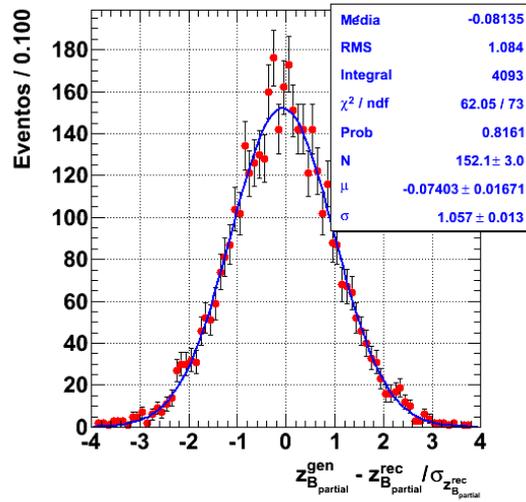
Figura B.2.: Distribuição da função de estiramento para candidatos a $D^*(2010)^+$. A cada distribuição ajusta-se uma gaussiana. Note-se o enviesamento na medição da posição do vértice de decaimento na direção z , no referencial do laboratório. Observa-se claramente os deslocamentos médios de aproximadamente $17 \mu\text{m}$ e $38 \mu\text{m}$, no sentido positivo das direções z e y respectivamente.



(a)



(b)



(c)

Figura B.3.: Distribuição da função de estiramento do vértice de decaimento dos candidatos a B_p nas três direções espaciais.

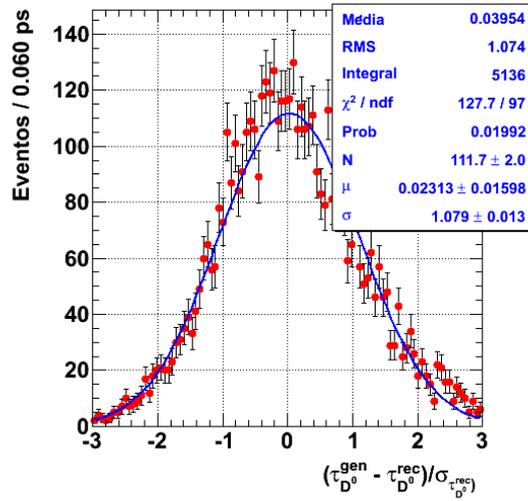


Figura B.4.: Distribuição da função de estiramento do do tempo próprio do D^0 antes do processo de melhoramento de vértice.

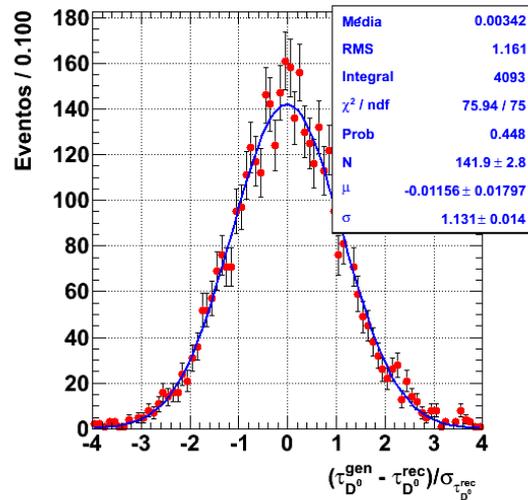


Figura B.5.: Distribuição da função de estiramento do do tempo próprio do D^0 depois do processo de melhoramento de vértice.

Referências Bibliográficas

- [1] S. Bianco, F. L. Fabbri, D. Benson, and I. Bigi, “A Cicerone for the physics of charm,” *Riv. Nuovo Cim.*, vol. 26N7, pp. 1–200, 2003.
- [2] M. Artuso *et al.*, “ B , D and K decays,” *Eur. Phys. J.*, vol. C57, pp. 309–492, 2008.
- [3] A. A. Petrov, “Charm mixing in the Standard Model and beyond,” *Int. J. Mod. Phys.*, vol. A21, pp. 5686–5693, 2006.
- [4] E. Golowich, J. Hewett, S. Pakvasa, and A. A. Petrov, “Implications of $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing for New Physics,” *Phys. Rev.*, vol. D76, p. 095009, 2007.
- [5] Y. Grossman, A. L. Kagan, and Y. Nir, “New physics and CP violation in singly Cabibbo suppressed D decays,” *Phys. Rev.*, vol. D75, p. 036008, 2007.
- [6] G. Burdman, E. Golowich, J. L. Hewett, and S. Pakvasa, “Rare Charm Decays in the Standard Model and Beyond,” *Phys. Rev.*, vol. D66, p. 014009, 2002.
- [7] A. A. Petrov, “Charm physics: Theoretical review,” *hep-ph/0311371*, 2003.
- [8] I. I. Bigi, H. B. Li, and D. M. Asner, “ $D^0 - \text{anti-}D^0$ mixing,” *Int. J. Mod. Phys.*, vol. A24, pp. 627–656, 2009.
- [9] K. Lande, E. T. Booth, J. Impeduglia, L. M. Lederman, and W. Chinowsky, “Observation of Long-Lived Neutral V Particles,” *Phys. Rev.*, vol. 103, pp. 1901–1904, 1956.
- [10] C. Albajar *et al.*, “Search for B^0 anti- B^0 Oscillations at the CERN Proton - anti-Proton Collider. 2,” *Phys. Lett.*, vol. B186, p. 247, 1987.
- [11] H. Albrecht *et al.*, “Observation of $B^0 - \text{anti-}B^0$ Mixing,” *Phys. Lett.*, vol. B192, p. 245, 1987.
- [12] A. Abulencia *et al.*, “Observation of B/s^0 anti- B/s^0 oscillations,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 242003, 2006.

- [13] A. Pais and S. B. Treiman, “CP Violation in Charmed Particle Decays,” *Phys. Rev.*, vol. D12, pp. 2744–2750, 1975.
- [14] M. Staric *et al.*, “Evidence for $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, p. 211803, 2007.
- [15] B. Aubert *et al.*, “Evidence for D^0 -anti-D0 Mixing,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, p. 211802, 2007.
- [16] T. Aaltonen *et al.*, “Evidence for $d^0 - \bar{D}^0$ mixing using the cdf ii detector,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, no. 12, p. 121802, Mar 2008.
- [17] G. Blaylock, A. Seiden, and Y. Nir, “The Role of CP violation in D0 anti-D0 mixing,” *Phys. Lett.*, vol. B355, pp. 555–560, 1995.
- [18] L. Evans and P. Bryant, “Lhc machine,” *Journal of Instrumentation*, vol. 3, no. 08, p. S08001, 2008. Disponível no sítio <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08001>
- [19] A. A. Alves Jr *et al.*, “The LHCb Detector at the LHC,” *JINST*, vol. 3, p. S08005, 2008.
- [20] K. Huang, *Quarks, Leptons and Gauge Fields*. World Scientific Pub Co Inc, November 1991.
- [21] H. J. Lipkin, “Quarks for pedestrians,” *Phys. Rept.*, vol. 8, pp. 173–268, 1973.
- [22] M. Kobayashi and T. Maskawa, “-violation in the renormalizable theory of weak interaction $_{cp}$,” *Progress of Theoretical Physics*, vol. 49, no. 2, pp. 652–657, 1973. Disponível no sítio <http://ptp.ipap.jp/link?PTP/49/652/>
- [23] N. Cabibbo, “Unitary symmetry and leptonic decays,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 10, no. 12, pp. 531–533, Jun 1963.
- [24] L. Wolfenstein, “Parametrization of the kobayashi-maskawa matrix,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 51, no. 21, pp. 1945–1947, Nov 1983.
- [25] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, “Evidence for the 2 pi Decay of the $k(2)0$ Meson,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 138–140, 1964.
- [26] Y. Chao *et al.*, “Improved measurements of the partial rate asymmetry in $b \rightarrow hh$ decays,” *Phys. Rev. D*, vol. 71, no. 3, p. 031502, Feb 2005.

- [27] B. Aubert *et al.*, “Direct cp violating asymmetry in $b^0 \rightarrow k^+\pi^-$ decays,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, no. 13, p. 131801, Sep 2004.
- [28] T. D. Lee, *Particle physics and introduction to field theory*, ser. Contemp. Concepts Phys. Chur: Harwood, 1981.
- [29] E. Leader and E. Predazzi, *An Introduction to Gauge Theories and Modern Particle Physics*, ser. Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics, and cosmology. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1996.
- [30] I. Bigi and A. Sanda, *Cp Violation*. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.
- [31] B. Aubert *et al.*, “Search for D^0 - anti- D^0 mixing using doubly flavor tagged semi-leptonic decay modes,” *Phys. Rev.*, vol. D76, p. 014018, 2007.
- [32] D. M. Asner *et al.*, “Determination of the $d^0 \rightarrow k^+\pi^-$ relative strong phase using quantum-correlated measurements in $e^+e^- \rightarrow d^0\bar{D}^0$ at cleo,” Tech. Rep. arXiv:0802.2268. CLNS 07-2014. CLEO 07-18, Feb 2008, comments: 37 pages, also available through <http://www.lns.cornell.edu/public/CLNS/2007/>, to be submitted to PRD.
- [33] J. L. Rosner *et al.*, “Determination of the strong phase in $d^0 \rightarrow k^+\pi^-$ using quantum-correlated measurements,” Tech. Rep. arXiv:0802.2264. CLNS 07-2013. CLEO 07-17, Feb 2008, comments: 5 pages, also available through <http://www.lns.cornell.edu/public/CLNS/2007/>, to be submitted to PRL.
- [34] X.-D. Cheng, K.-L. He, H.-B. Li, Y.-F. Wang, and M.-Z. Yang, “Strong phase and $d^0 - \bar{D}^0$ mixing at bes-iii,” *Phys. Rev. D*, vol. 75, no. 9, p. 094019, May 2007.
- [35] G. Burdman and I. Shipsey, “Mixing and rare charm decays,” *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, vol. 53, no. 1, pp. 431–499, 2003.
- [36] Z. Li, Z. Zi-Ping, and Belle Collaboration, “ D^0 -(D)over-bar(0) mixing and other charm decays at Belle,” *CHINESE PHYSICS C*, vol. 34, no. 6, pp. 774–779, JUN 2010, International Workshop on e^+e^- Collisions from Phi to Psi (PHIPSI09), Beijing, PEOPLES R CHINA, OCT 13-16, 2009.
- [37] S. Bianco, F. L. Fabbri, D. Benson, and I. Bigi, “A cicerone for the physics of charm,” *Riv. Nuovo Cim.*, vol. 26N7, pp. 1–200, 2003.
- [38] H. Georgi, “mixing in heavy quark effective field theory,” *Physics Letters B*, vol. 297, no. 3-4, pp. 353–357, 1992. Disponível no sítio <http://www.sciencedirect.com/>

science/article/B6TVN-4718RH8-KN/2/2fb0db20424abaf273eff93d7edfd45

- [39] T. Ohl, G. Ricciardi, and E. H. Simmons, “D0-mixing in heavy quark effective field theory; the sequel,” *Nuclear Physics B*, vol. 403, no. 3, pp. 605–632, 1993. Disponível no sítio <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVC-473DMR0-V9/2/a8e005fb0ecc88a8016a6127abc3c069>
- [40] I. I. Bigi and N. G. Uraltsev, “D0-oscillations as a probe of quark-hadron duality,” *Nuclear Physics B*, vol. 592, no. 1-2, pp. 92–106, 2001. Disponível no sítio <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVC-41WBC8J-4/2/5c09b9f07152a7d27703a9eac771bfe3>
- [41] S. Amato *et al.*, “LHCb magnet: Technical design report,” Geneva, Tech. Rep., 2000.
- [42] A. Alves, L. de Andrade Filho, A. Barbosa, J. Graulich, G. Guerrer, H. L. Jr., K. Mair, E. Polycarpo, A. Reis, F. Rodrigues, B. Schmidt, T. Schneider, and C. S. Vianna, “Gas gain uniformity tests performed on multiwire proportional chambers for the lhc muon system,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 591, no. 2, pp. 374–382, 2008. Disponível no sítio <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4S21TGJ-3/2/003f725d0a6bb2a1b2b05041196a0fed>
- [43] A. Alves, F. Barbosa-Ademarlaudo, G. Guerrer, H. P. J. Lima, A. Reis, L. Manhaes de Andrade-Filho, E. Polycarpo, F. Rodrigues, C. Schoch Vianna, J. S. Graulich, K. Mair, B. Schmidt, and T. Schneider, “Results of the mwpc gas gain uniformity tests performed at cern,” CERN, Geneva, Tech. Rep. LHCb-2007-115. CERN-LHCb-2007-115, Aug 2007.
- [44] T. Sjostrand, L. Lonnblad, S. Mrenna, and P. Skands, “Pythia 6.3 physics and manual,” 2003. Disponível no sítio <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0308153v1>
- [45] S. Agostinelli *et al.*, “GEANT4: A simulation toolkit,” *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A506, pp. 250–303, 2003.
- [46] G. Barrand *et al.*, “GAUDI - The software architecture and framework for building LHCb data processing applications,” prepared for International Conference on Computing in High- Energy Physics and Nuclear Physics (CHEP 2000), Padova, Italy, 7-11 Feb 2000.
- [47] LHCb Collaboration, “Gauss: The simulation program of the LHCb experiment.”

- Disponível no sítio <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/gauss/>
- [48] A. Ryd *et al.*, “EvtGen: A Monte Carlo Generator for B -Physics,” eVTGEN-V00-11-07.
- [49] D. J. Lange, “The EvtGen particle decay simulation package,” *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A462, pp. 152–155, 2001.
- [50] LHCb Collaboration, “Boole: The LHCb digitization application.” Disponível no sítio <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/boole/>
- [51] —, “Brunel: the LHCb event reconstruction application.” Disponível no sítio <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/brunel/>
- [52] —, “DaVinci: the physics analysis software for the LHCb experiment.” Disponível no sítio <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/davinci/>
- [53] R. Antunes-Nobrega *et al.*, “LHCb reoptimized detector design and performance: Technical design report,” Tech. Rep. CERN-LHCC-2003-030, 2003.
- [54] LHCb Collaboration, “The configuration file for standard particles, created on-demand. .” Disponível no sítio http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/davinci/releases/v19r12/doxygen/db/d44/_standard_particles_8opts.html
- [55] E. Rodrigues, “Tracking definitions,” CERN, Geneva, Tech. Rep. LHCb-2007-006. CERN-LHCb-2007-006, Feb 2007, revised version submitted on 2007-03-28 09:34:37.
- [56] C. Amsler *et al.*, “Review of particle physics,” *Phys. Lett.*, vol. B667, p. 1, 2008.
- [57] A. G. Frodesen, O. Skjeggstad, and H. Tøfte, *Probability and statistics in particle physics*. Bergen: Press Univ. Bergen, 1979, out of print. Reproduced with the permission of the publisher.
- [58] Verkerke, W and Kirkb, D, “The RooFit physics data analysis toolkit. .” Disponível no sítio <http://root.cern.ch/drupal/content/roofit>
- [59] R. Brun and F. Rademakers, “Root – an object oriented data analysis framework,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 389, no. 1-2, pp. 81–86, 1997, see also <http://root.cern.ch/>. Disponível

- no sítio <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3SPKX96-1F/2/3aa2b2cb72c9a4316a842802541bf317>
- [60] P. Spradlin, G. Wilkinson, and F. Xing, “A study of $d0 \rightarrow hh'$ decays for $d0$ - $d0$ bar mixing measurements,” CERN, Geneva, Tech. Rep. LHCb-2007-049. CERN-LHCb-2007-049, Jul 2007, revised version submitted on 2008-05-05 19:15:21.
- [61] Hoecker, A. and others, “TMVA Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT .” Disponível no sítio <http://tmva.sourceforge.net/>