

Tese de Doutorado

Extraindo a fase γ de CKM nos decaimentos
 $B \rightarrow K\pi\pi$ no experimento LHCb

Gabriel Guerrer

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, Setembro de 2009

Resumo

Apresentamos nessa tese a proposta de um novo método para a medida do ângulo γ da matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, o estudo da viabilidade de sua implementação no experimento LHCb e descrevemos a implementação do *trigger topológico*, uma importante contribuição ao experimento. O método explora a interferência dos estados intermediários na análise combinada dos decaimentos $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ e $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$. A análise de B^0 utiliza uma nova técnica de ajuste misto que evita a necessidade de tagging. Com a simulação computacional do LHCb, realizamos um estudo completo da performance desses canais, estimando o número de eventos obtidos em um ano, poluição por background e deformação no espaço de fase. Utilizando a ferramenta de Monte Carlo URCA, mostramos que para uma configuração específica de parâmetros, podemos medir γ com erro $(\pm 11 \pm 1)^\circ$ na estatística de 50 mil eventos de $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$.

Abstract

In this thesis we present a new method for measuring the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa γ angle, a viability study of its implementation in the LHCb experiment and we describe the *topological trigger* implementation, an important contribution to the experiment. The method explores intermediary states interference in the $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ and $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ decays. The B^0 analysis uses a new joint fit technique that avoids the need of tagging. With the LHCb software simulation, we realize a complete study of the channels performance, estimating the annual yield, background pollution as well phase space deformations. Using the URCA Monte Carlo tool, we show that for a specific parameter configuration, we are able to measure γ with $(\pm 11 \pm 1)^\circ$ error in a 50k $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ statistics.

Agradecimentos

Pensei em escrever sobre a dinâmica do aprendizado científico e seu acoplamento intrínseco com o processo de evolução pessoal, tentando mostrar que questões de identidade e interações, são também fundamentais aos Homens. Cojitei falar das coisas que aprendi, de como o espaço e o tempo me moldaram, queria falar um pouco sobre os meus desejos, impressões e perspectivas. Desejei fazer uma analogia dessa tese como sendo um marco, um monumento à quem fui e a quem hoje sou. Depois de tudo isso e um pouco mais, queria citar nomes e agradecer às pessoas que aturaram meus erros e ensinaram novos caminhos, sem deixar de respeitar minhas próprias direções. Mas aí, achei melhor não – poderia soar demasiadamente dramático.

Simplesmente agradeço e dedico esse trabalho às pessoas que compartilharam sua construção e que de uma forma especial fizeram parte desse momento na minha vida.

Essa tese foi financiada com o suporte do CNPq e ALPHA-EC (financiando o projeto HELEN).

Conteúdo

Resumo	i
Abstract	ii
Agradecimentos	iii
Lista de Figuras	xi
Lista de Tabelas	xiii
1 Introdução	1
2 Violação de CP	5
2.1 Matriz CKM	6
2.2 Métodos para extração dos ângulos de CKM	9
2.3 Mixing	11
2.4 Mecanismos de violação de CP	14
2.5 Aspectos práticos de mixing e violação de CP	17
3 Formalismo para análise de decaimentos	21
3.1 Cinemática Relativística	22
3.1.1 Decaimentos em dois corpos	23
3.1.2 Decaimentos em três corpos e Dalitz plot	25
3.2 Dinâmica	29
3.2.1 Breit-Wigner	30
3.2.2 Termo angular	31
3.2.3 Modelo isobárico	32
3.2.4 Diagramas Tree e Pinguim	33
3.3 Medindo amplitudes	34
3.3.1 Técnicas de ajuste	36
4 Experimento LHCb	39
4.1 LHC	39
4.2 LHCb	41

4.2.1	Trigger	43
4.2.2	Reconstrução de traços	47
4.2.3	Identificação de partículas	51
4.3	Software e simulação	55
5	Trigger Topológico	58
5.1	Topologia de um evento do méson B – variáveis	58
5.2	Motivação	62
5.3	Design técnico e performance	66
6	Estudo da produção $B \rightarrow K\pi\pi$ no LHCb	70
6.1	Amostras	70
6.2	Performance da reconstrução	72
6.3	Performance do trigger	74
6.4	Cortes de seleção	76
6.5	Background	81
6.6	Estimativas	86
7	Novo método para extrair γ de CKM	90
7.1	Análise de amplitudes – ajuste misto	93
7.2	Estudo de viabilidade	95
7.2.1	Erro estatístico	97
7.2.2	Erro sistemático	98
7.2.3	Discussões adicionais	101
8	Conclusão	104
A	Manual do URCA v2r0	109
A.1	Classes	110
A.2	Compilando	119
A.3	Exemplo	120
B	Detalhes técnicos da produção $B \rightarrow K\pi\pi$ no LHCb	125
B.1	Cinemática	126
B.2	Reconstrução	129
B.2.1	Composição	131
B.2.2	$B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$	132
B.2.3	Distribuições	133

B.2.4	Performance	134
B.3	Estimativas	140
B.3.1	Evolução do número de vértices primários	141
B.3.2	Evolução das variáveis	142
B.4	Acceptância do espaço de fase	142
B.4.1	Deformações	142
B.4.2	Evolução	146
C	Índice	152
	Bibliografia	155

Lista de Figuras

2.1	Triângulo unitário de CKM em ordem λ^3 , com seus respectivos ângulos.	8
2.2	Oscilar antes de decair significa que o zero da função cosseno, que representa 100% de probabilidade de oscilação, deve estar localizado próximo de $1/\Gamma$, onde a partícula possui 37% de probabilidade de ter decaído. Essa condição é dada por $\frac{\pi}{2\Delta m} \lesssim \frac{1}{\Gamma}$	18
2.3	Diagrama box para o mixing $B^0 - \bar{B}^0$	20
3.1	Distribuição de momento no DP no referencial do CM. Na região de mínimo de s_{12} (determinada por um círculo preto), os momentos da partículas 1 e 2 são colineares e opostos ao da partícula 3 que atinge seu valor máximo. Nessa mesma região, as partículas 1 e 2 possuem velocidades iguais. Na região de máximo de s_{12} , a partícula 3 encontra-se em repouso. A conservação do 4-momento restringe os eventos a região interior da curva fechada.	28
3.2	Decaimento fraco $P \rightarrow pR$ seguido da FSI entre R e p	32
3.3	Diagramas genéricos de tree e pinguim: a) tree permitido em cor, b) tree suprimido em cor, c) pinguim. Cada vértice de W acoplado aos quarks i e j , contribui com um termo V_{ij} da matriz CKM. Alguns decaimentos apresentam apenas uma ou duas dessas componentes.	33
3.4	Amplitude quadrada em curvas de nível para $r = 1$ e diferentes valores de δ : a) 0, b) $\pi/2$, c) π , d) $3\pi/2$. Valores diferentes de δ criam superfícies completamente diferentes, explicitando a sensibilidade e unicidade do DP em relação às diferenças de fase. Gráficos gerados com o software URCA.	35
4.1	Localização dos experimentos na circunferência de 27 km do LHC. . . .	40
4.2	Visão lateral do LHCb ao longo do feixe. As interações primárias ocorrem no Vertex Locator.	42

4.3	Ângulos de produção de b (θ_b) e \bar{b} ($\theta_{\bar{b}}$) nas colisões próton-próton do LHC, calculados pelo gerador de eventos PYTHIA.	43
4.4	Probabilidade de haver $n = 0, 1, 2, 3, 4$ interações inelásticas p-p por cruzamento de nuvens em função da luminosidade. Para $\mathcal{L} = 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	44
4.5	O magneto na caverna do LHCb.	48
4.6	Visão tridimensional do VELO com os sensores de silício e demais componentes.	49
4.7	Visão esquemática dos dois planos de TTa. As dimensões possuem unidade de cm.	50
4.8	Esquerda: Visão esquemática de um detector IT. Direita: Panorama geral das estações de traço. Na cor mais escura TT e as 3 ITs; em cor mais clara as 3 OTs.	51
4.9	Visão esquemática do RICH1, mostrando o caminho dos fótons até os fotodetectores. Os últimos são localizados fora da aceitação do detector para evitar efeitos do campo magnético e livrar a eletrônica de danos causados pela intensa radiação nas proximidades do feixe.	52
4.10	Visão esquemática $\frac{1}{4}$ da segmentação das células no ECAL, SPD e PS à esquerda e no HCAL à direita. Os quadros mostram o tamanho das células e a quantidade de canais de leitura em cada região.	53
4.11	A divisão em 4 regiões de diferentes granularidades (R1: 6,3 mm \times 31 mm, R2: 12,5 mm \times 63 mm, R3: 25 mm \times 125 mm, R4: 50 mm \times 250 mm) de $\frac{1}{4}$ das estações M2.	55
5.1	Topologia de um decaimento $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$. As linhas pontilhadas representam o deslocamento de partículas neutras que não são diretamente medidas pelo detector. O vetor p é a soma dos 3-momenta das partículas filhas de B . O sistema de coordenadas XYZ expõe a componente transversal do momento em relação ao eixo Z – convencionalmente como direção do feixe no LHCb.	59
5.2	POINT para $B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$ que perde o pión de menor momento. Um corte em $\text{POINT} < 0,2$ revela a probabilidade de 85% de se escolher o candidato.	65
5.3	Efeito do TG nas alleys. Esquerda: taxa total, direita: fração relativa.	69
6.1	Composição em número de traços dos eventos de B^+ e B^0 que são reconstruídos e passam pelo trigger topológico (Brunel v30).	75

6.2	Distribuições para sinal (linha cheia) e background (linha tracejada) de B^+ após o conjunto de cortes A.	77
6.3	Distribuições recursivas de significância estatística para B^+	79
6.4	Espectro de massa e Dalitz plot para os candidatos a $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ da amostra de background que satisfazem os cortes H. As linhas verticais definem a janela de massa de 60 MeV do corte final – a janela maior é mostrada por motivo didático. O DP representa os eventos contidos nas linhas.	82
6.5	Classificação do background de $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ via ferramenta BackgroundCategory.	83
6.6	Reflexões normalizadas de $B \rightarrow hhh$ após cortes H: $\pi\pi\pi =$ linha cheia, $KK\pi =$ pontilhado grande, $KKK =$ pontilhado curto. As linhas verticais compreendem a janela de massa de 60 MeV.	84
6.7	Espectro de massa e Dalitz plot para os candidatos a $B^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$ da amostra de background que satisfazem os cortes F. As linhas verticais definem a janela de massa de 70 MeV do corte final – a janela maior é mostrada por motivo didático. O DP representa os eventos contidos nas linhas.	85
6.8	Classificação do background de $B^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$ via ferramenta BackgroundCategory.	85
6.9	DP final de B^+ e B^0 , combinação de todas as etapas, disponível para a análise física.	88
6.10	DP final de B^0 separado nas componentes LL e DD – representações diferentes dos mesmos histogramas.	89
7.1	Diagramas pinguim de $B^- \rightarrow K^*\pi^-$ e $\bar{B}^0 \rightarrow K^{*-}\pi^+$ com mesma amplitude $a_P e^{i\delta_P}$ de acordo com a simetria de sabor SU(2).	91
7.2	Representações esquemáticas para os DP isolados de a) $B^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$, b) $\bar{B}^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$ e em c) o DP misto obtido da análise sem tagging. As faixas, estão representando de forma pictórica as ressonâncias, onde por simplicidade ignoramos fatores angulares nas distribuições. Os círculos mostram regiões de interferência. A existência de círculos não-sobrepostos para B^0 e \bar{B}^0 , garante a separação e a identificação das amplitudes \mathcal{A} e $\bar{\mathcal{A}}$ na análise mista.	95

7.3	Distribuições resultantes após os cem experimentos que deram origem à tabela 7.3. Parâmetros começando com a letra a (d) correspondem à magnitude a (fase δ). Parâmetros com terminação p (m) correspondem à valores de B^0 (\bar{B}^0). O último gráfico revela o valor de γ ajustado.	99
7.4	Plano f_θ para $\theta = \pm 0,5$	100
7.5	Esquerda (direita): componente LL (DD) acrescida de 50% do seu valor adicional, somada a componente original DD (LL) e finalmente dividida pela acceptância total original H.	100
7.6	Esquerda (direita): eventos de B^0 gerados com os parâmetros da tabela 7.3 e SEM (COM) a acceptância H.	102
B.1	Acceptância em θ para Bs e Káons. Amostras sobrepostas de B^+ (linha preta) e B^0 (linha cinza).	126
B.2	Distribuições de momento p , suas componentes espaciais, momento transverso p_t e distância de voo FD	127
B.3	Correlação entre θ de K_S e momento / momento transverso de B^0	128
B.4	Distribuições de momento dos K e π filhos de B	128
B.5	Soma, mínimos e máximos nos momenta dos filhos de B	129
B.6	Distribuições de momento e distância de voo para os píons filhos de K_S . A primeira distribuição de FD é em relação ao ponto de decaimento do méson B , a segunda em relação ao ponto da colisão. A diferença entre as duas é o deslocamento médio de 11 mm de B	130
B.7	Parâmetros de impacto para $K\pi\pi$ produto de B . A última figura mostra IP dos $\pi\pi$ provenientes de K_S	131
B.8	Acima: composição dos diferentes tipos de traços e multiplicidade total . Abaixo: multiplicidade dos traços longos e rio abaixo.	132
B.9	Distribuições para os π de $B \rightarrow K\pi\pi$ após a reconstrução.	133
B.10	Distribuições para B^+ e B^0 após a reconstrução.	134
B.11	Resolução na posição do vértice primário e a qualidade de seu ajuste (dividida por graus de liberdade).	135
B.12	Resolução no espectro de massa para os candidatos B^+	136
B.13	Resolução no espectro de massa para os candidatos B^0 e K_S em função das componentes LL e DD.	137
B.14	Qualidade do traço por grau de liberdade para os tipos longo (L) e rio abaixo (D).	137
B.15	Eficiência e resolução do momento/momento transverso para traços longos.	138

B.16	Eficiência e resolução do momento/momento transverso para traços rio abaixo.	139
B.17	Eficiência e resolução do IP para traços longos (esquerda) e rio abaixo (direita).	140
B.18	Separação entre píons (histograma branco) e káons (histograma hachurado) para as versões v30 e v31.	141
B.19	Deformações no DP para pt das filhas e identificação de partículas ($\pi = DLL(K - \pi) < 5$ e $K = DLL(K - \pi) > 0$). O corte de pt é aplicado: a todos os traços, ao de maior pt e a soma do pt dos traços.	145
B.20	Deformações no DP para ip das filhas e de B . Na ordem: ip aplicado a todos os traços, $ip\chi^2$ aplicado a todos, ip da partícula B , soma do ip dos traços calculados em relação ao SV.	146
B.21	Deformações no DP para distância de voo, POINT e qualidade do vértice secundário.	147
B.22	DP dos eventos gerados de B^+ e efeito de cada etapa em relação a anterior.	148
B.23	DP dos eventos gerados de B^0 e efeito de cada etapa em relação a anterior.	149
B.24	Efeito das etapas do trigger em B^+	150
B.25	Efeito das etapas do trigger em B^0	151

Lista de Tabelas

4.1	A luminosidade projetada $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para o LHC, é obtida com esses parâmetros.	41
4.2	Passos da simulação à análise e respectivos softwares do LHCb. Gauss faz a interface do GAUDI com o PYTHIA e o GEANT.	57
5.1	Cortes e eficiências do TGA para diferentes configurações. A taxa de saída na etapa B também é mostrada.	68
5.2	Cortes do TGB. Em negrito as alterações em relação ao TGA.	69
6.1	Amostras e eficiência de geração, número de eventos disponíveis e seu tempo correspondente de tomada de dados. Todas são geradas na luminosidade nominal de $L = 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	71
6.2	Eficiência efetiva da reconstrução em relação aos eventos gerados. Os candidatos de B^0 são divididos em duas componentes, uma que usa o $K_S(LL)$ e outra $K_S(DD)$	73
6.3	Eficiência efetiva da reconstrução para $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ e fração das componentes LL/DD.	74
6.4	Eficiências do trigger em relação aos eventos gerados e (reconstruídos).	75
6.5	Conjunto de cortes e evolução da eficiência/rejeição para B^+	78
6.6	Conjunto de cortes e evolução da eficiência/rejeição para B^0	80
6.7	Fontes de background em $B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$, eficiências e número de eventos de background B para cada mil eventos de sinal. Os números entre parênteses são resultados sem identificação de partículas.	83
6.8	Eficiências, rendimentos e estimativas da poluição por background para $B \rightarrow K\pi\pi$	86
6.9	Evolução das frações LL e DD em B^0	87
7.1	Ressonâncias e contribuições dominantes dos decaimentos $B \rightarrow K\pi\pi$. Denotamos as amplitudes permitidas, suprimidas por cor e pinguim respectivamente por T^C , T_S e P	91

7.2	Erro estatístico de γ (em radianos) para os diferentes cenários de r, ϕ e número de eventos (cem experimentos realizados).	97
7.3	Resultado do ajuste de 100 experimentos de 50 mil eventos de $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$ sem aceitação no DP. Geramos amostras com parâmetros a_i, δ_i (em radianos) para B^0 e $\bar{a}_i, \bar{\delta}_i$ para \bar{B}^0 . A terceira coluna mostra o resultado do ajuste com as larguras gaussianas. A última linha é a razão do número de eventos de B^0 e \bar{B}^0	98
7.4	Valor medido de γ (em gaussianos) para as diferentes aceitações de ajuste. Resultado para cem experimentos de 25 mil eventos e $\gamma_{gen} = 1, 2$.	101
A.1	Construtor e métodos da classe UVar.	111
A.2	Construtor e métodos da classe UPS.	112
A.3	Construtor das classes derivadas e métodos da classe abstrata UAmp.	113
A.4	Construtor das classes derivadas e métodos da classe abstrata UAmpSum.	114
A.5	Construtor e métodos da classe UPDF.	117
B.1	Eficiência efetiva da reconstrução para $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ e fração das componentes LL/DD, nas versões v30 e v31 do software Brunel.	132
B.2	Eficiências, rendimentos e estimativas da poluição por background para $B \rightarrow K\pi\pi$	141
B.3	Evolução do número médio de vértices primários durante os diferentes estágios da reconstrução. Válido para B^+ e B^0	142
B.4	Evolução da média das variáveis ao longo das etapas de geração, reconstrução, trigger e seleção de $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$	143
B.5	Evolução da média das variáveis ao longo das etapas de geração, reconstrução e trigger de $B^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$. Os valores para os píons filhos de B e da combinação $K_S\pi\pi$ são omitidos por possuírem evolução análoga a que ocorre em B^+ . As informações do pión proveniente de K_S são a combinação das componentes LL e DD.	144

Capítulo 1

Introdução

Uma necessidade básica do homem, menos óbvia que as demais, está ligada ao saber. Foi a curiosidade que levou os gregos a se questionarem sobre a composição do universo. Embora não dispunham do método científico, usaram suas mentes para elaborar profundas questões sobre a estrutura da matéria que ainda hoje não são completamente esclarecidas. Algumas respostas tiveram que aguardar o advento dos aceleradores de partículas, desenvolvidos no século XX. Sabemos hoje, por exemplo, que o átomo é sim divisível; composto por elétrons e quarks, onde os últimos formam prótons e nêutrons, membros do núcleo atômico. Porém, não sabemos se esse é o limite. Talvez em escala de energia superiores, as atuais partículas elementares revelem estrutura interna ou até mesmo novas formas de interação.

A teoria que reúne todo o conhecimento atual da física de partículas elementares é conhecida como Modelo Padrão (MP). A idéia, é partindo de um número pequeno de conceitos fundamentais, equações, partículas elementares e interações fundamentais, explicar a composição do universo, do zoológico de partículas à tabela periódica. O MP tem se mostrado coerente com os resultados experimentais até então, mostrando ser uma teoria bem sucedida. A pergunta que pode ser feita, é se essa teoria continua válida, ou quais adaptações devem ser feitas para escalas de energia maiores, ou equivalentemente, para dimensões menores. Uma analogia válida, é entre a mecânica de Newton e a mecânica quântica. A descoberta da última não inutilizou a primeira, pois ambas destinam-se a domínios diferentes e são corretas na sua escala de dimensão.

Para testar a validade do MP, o Large Hadron Collider (LHC) – maior acelerador de partículas do mundo, pertencente ao laboratório CERN (European Organization for Nuclear Research) – está sofrendo reformas para operar na energia de 14×10^{12} elétron-volts (eV) nas colisões entre prótons (uma ordem de grandeza superior aos experimentos atuais de colisão hadrônica). O laboratório, localizado na fronteira da Suíça

com a França, é uma colaboração internacional de mais de 30 países, dos quais o Brasil faz parte. O acelerador está acomodado em um túnel de 27 km de circunferência e abrigado a 100 m de profundidade. É constituído por dutos em vácuo, onde circulam feixes de prótons em sentidos contrários, acelerados por campos elétricos e mantidos em órbita circular por campos magnéticos. Os magnetos operam em modo supercondutor, com dissipação mínima de energia, o que necessitou a construção do maior sistema de criogenia já visto, mantendo toda a extensão do acelerador a temperatura de -270 °C, próxima do zero absoluto. Em pontos pré-definidos os dois feixes de prótons são postos para colidir. A violenta colisão frontal de prótons próximos da velocidade da luz, cria um chuveiro de partículas que tem suas propriedades medidas por complexos detectores. O número de 40 milhões de colisões por segundo, requer uma eletrônica digital de ponta, capaz de coletar essas informações a tempo e filtrar os eventos de interesse através de um sistema de *trigger*. A enorme quantidade de informação gerada é processada e armazenada por redes de computadores distribuídas pelo mundo, utilizando um conceito novo de processamento motivado pela demanda do experimento e conhecido como GRID. Finalmente, com os dados armazenados os físicos partem para a análise, comparando os resultados experimentais com as previsões do MP.

Devido a sua complexidade, cada detector é um projeto independente, envolvendo centenas de cientistas de instituições diferentes e cada experimento com objetivos específicos. Os principais experimentos são: ATLAS, CMS, Alice e LHCb – o qual possui a colaboração do nosso grupo do CBPF. A reforma que está sendo realizada tem conclusão prevista para o final de 2009, inaugurando o LHC, um dos maiores empreendimentos humanos em termos da complexidade e quantidade de pessoas envolvidas, do uso de tecnologia de ponta e do potencial para grandes descobertas.

De uma forma geral, o tema dessa dissertação está ligado à questão da assimetria de matéria e anti-matéria no universo. Para cada partícula fundamental existe uma versão rival de mesma massa e números quânticos de sinal invertido, que pode ser criada em laboratório e armazenada em campos magnéticos, conhecida como anti-partícula. Quando uma partícula encontra a sua anti-partícula, ambas se aniquilam, se transformando em bósons de Gauge (fótons, glúons, Z^0). Respeitando as leis de conservação e usando o conceito de simetrias na natureza, era de se esperar que no big-bang quantidades iguais de matéria e anti-matéria fossem criadas, levando a aniquilação total e um universo composto por luz. Porém, o mundo em que vivemos é dominado pela matéria (em relação a anti-matéria). Houve algum mecanismo de quebra de simetria nas interações elementares que a privilegiou. Embora a grande pergunta seja o porquê dessa assimetria, isso ainda está longe de ser respondido. O esforço atual segue na

quantificação dessa grandeza no domínio dos mésons e é esse o assunto dessa dissertação.

No contexto do MP, o mecanismo que explica tal violação é a quebra da simetria de Carga-Paridade (CP). É implementado por uma fase complexa na matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), que descreve a mistura entre diferentes gerações de quarks. A unitariedade dessa matriz fornece equações que podem ser interpretadas como triângulos no plano complexo. A determinação experimental dos ângulos de um dos triângulos, caracteriza a atual busca do ramo da física conhecido como flavor physics. O conhecimento dessas quantidades permitirá sabermos se as assimetrias de CP observadas experimentalmente são compatíveis com as previsões de CKM, ou se é necessária uma fonte de violação de CP além MP. Atualmente, só se conhece com boa precisão um ângulo, conhecido como β , restando a medida refinada de α e γ . Tais medidas usam decaimentos menos prováveis, necessitando de maior estatística do que a fornecida atualmente pelas B factories. A determinação dos ângulos de CKM é um dos objetivos do experimento LHCb, que possui a estimativa de produção de 10^{12} pares de quarks $b\bar{b}$ por ano.

Tendo em vista a importância da medida dos ângulos de CKM e o papel do experimento LHCb nesse processo, descrevemos nessa tese um novo método para a determinação do ângulo γ e os detalhes da sua implementação no LHCb. O método, baseado na análise combinada dos decaimentos $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ e $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$, é apresentado em detalhes no capítulo 7. Além da formulação teórica, mostramos um estudo onde os erros estatísticos e sistemáticos são estimados na análise da amostra obtida em um ano de tomada de dados no LHCb. Esse estudo é conduzido com a ferramenta de Monte Carlo que batizamos de URCA – manual no apêndice A.

Para estimar o número de eventos por ano no LHCb, desenvolvemos no capítulo 6, um estudo completo da sua performance nos canais $B \rightarrow K\pi\pi$. O estudo é realizado com o software do LHCb que simula os decaimentos de interesse e a passagem das partículas pelo detector, revelando a eficiência do algoritmo de reconstrução dos traços, do sistema de trigger e dos cortes de seleção. Nesse capítulo, além de obter o número de eventos por ano, calculamos a poluição por background e a deformação sofrida no espaço de fase para ambos decaimentos. Detalhes mais técnicos sobre essa análise são compartilhados no apêndice B.

O experimento LHCb é exposto em maiores detalhes no capítulo 4. Damos ênfase nos princípios físicos de funcionamento dos subdetectores e na precisão de suas medidas, aconselhando o leitor interessado em detalhes específicos, a consulta aos relatórios de design técnico [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12].

A razão entre o número de colisões e o número de eventos guardados em disco é de vinte mil pra um. Garantir que os eventos de $B \rightarrow K\pi\pi$ estejam disponíveis para análise posterior, não é uma tarefa trivial. O processo de inclusão de $B \rightarrow K\pi\pi$, levou a criação de um novo trigger – batizado de *topológico* – que resolveu certas dificuldades e implementou a filosofia inclusiva. Sua utilização favorece decaimentos não pensados a priori e facilita o terreno para novas descobertas. Seus detalhes e as características topológicas comuns aos decaimentos dos mésons B (introduzindo a notação das variáveis usadas durante a tese), são descritas no capítulo 5.

O capítulo 2 contém uma introdução ao fenômeno de violação de CP, abordando a sua descrição no MP, mecanismos para a sua observação e atuais resultados experimentais. É suposto um conhecimento elementar das partículas e interações do MP, indicando ao leitor as fontes [13, 14] para consulta nesses tópicos. Para um aprofundamento na física de sabores e violação de CP, indicamos o livro-texto [15] e [16] para uma introdução histórica com os artigos da época das descobertas. O formalismo para mixing e violação de CP é descrito de forma didática em [17] e resultados experimentais, além de revisões teóricas do MP, podem ser encontrados em [18].

No capítulo 3, tratamos a cinemática relativística e a dinâmica dos decaimentos. Apresentamos o Dalitz plot e uma discussão dos métodos experimentais para medir as amplitudes nos decaimentos em três corpos. Uma referência para a cinemática é [19].

O conteúdo dessa tese é direcionado tanto aos novos alunos na área de altas energias que queiram se aprofundar nesse universo, quanto aos profissionais da área e experts do experimento LHCb. Os primeiros capítulos 2, 3, 4 são mais introdutórios, já 5, 6, 7 possuem uma linguagem um pouco mais técnica, sem perder a condução didática. O apêndice B é mais técnico e visa a completeza do assunto. Grande cuidado foi tomado para tornar a tese o mais clara e auto-contida possível. Afim de facilitar a busca da definição dos conceitos e termos mais utilizados, criamos no apêndice C um índice em ordem alfabética dos termos e as páginas de suas explicações detalhadas.

Na composição dessa tese, serão usadas palavras em inglês para certos termos técnicos e conseqüentemente alguns neologismos quando necessário. Exemplos de palavras usadas são mixing, tagging, flavor, box, boost, background, bin, trigger, branching ratio e outras, que podem ser traduzidas como mistura, etiquetamento, sabor, caixa, impulso, ruído de fundo, escaninho, gatilho e taxa de ramificação.

Capítulo 2

Violação de CP

Simetrias possuem um importante papel no desenvolvimento das teorias sobre as interações fundamentais. Vamos nos concentrar em três simetrias discretas¹:

C Conjugação de carga - transforma partículas em anti-partículas e vice-versa;

P Paridade - inversão das coordenadas espaciais : $P|\psi(t, \vec{r})\rangle = |\psi(t, -\vec{r})\rangle$;

T Reversão temporal : $T|\psi(t, \vec{r})\rangle = |\psi(-t, \vec{r})\rangle$.

Enquanto as interações eletromagnética e forte mostram-se simétricas em relação a C, P e T, a situação para as interações fracas na década de 50 não era evidente. Em 1956, Lee e Yang conduziram uma pesquisa [20] nos resultados experimentais da época e concluíram que até então, nenhum experimento tinha testado a simetria de paridade nas interações fracas. Uma das questões daquele tempo, era a observação dos decaimentos $\theta^+ \rightarrow 2\pi$ e $\tau^+ \rightarrow 3\pi$, onde os resultados indicavam massas e vidas médias muito próximas para ambas partículas². A hipótese de que fossem a mesma partícula era descartada pela suposição de simetria P, já que os estados finais de 2π e 3π possuem paridades opostas. Tentando esclarecer a situação, Lee e Yang propuseram que as interações fracas não eram simétricas em relação a paridade, em outras palavras, violavam P. Para testar isso, apresentaram a idéia de uma experiência usando o decaimento beta de átomos de cobalto ${}^{60}\text{Co} \rightarrow {}^{60}\text{Ni}^* + e^- + \bar{\nu}_e$. O experimento realizado em 1957 por Wu *et al.* [21], observou que as interações fracas acoplam apenas elétrons de helicidade esquerda e_L^- com anti-neutrinos de helicidade direita $\bar{\nu}_R$; de modo que a

¹A presença de simetrias em um sistema, implica em quantidades conservadas e conseqüentemente na introdução de números quânticos caracterizando os estados físicos. Simetrias discretas são implementadas por operadores de projeção que possuem como autoestados ± 1 .

²Esse questão ficou conhecida como $\theta - \tau$ puzzle, onde τ não está relacionado ao lépton da terceira família.

reação P, envolvendo elétrons e anti-neutrinos de helicidade trocada, não existe. Esta experiência confirmou a violação de paridade, contribuindo para o estabelecimento da forma das interações fracas como V-A. As partículas θ^+ e τ^+ passaram a ser vistas como uma mesma partícula, conhecida hoje em dia como o káon K^+ .

Embora P seja violada, acreditava-se que a operação conjunta de CP deveria ser uma simetria das interações fracas, já que transforma partículas de helicidade esquerda em anti-partículas de helicidade direita e vice-versa; estabelecendo que as leis da física são as mesmas para matéria e anti-matéria. A violação de CP nas interações fracas foi descoberta em 1964, no sistema de káons neutros [22, 23]. Recentemente, foi descoberta no setor dos mésons B [24, 25] através do fenômeno de *mixing*, descrito na seção 2.3.

Violação de CP é implementada no MP pela presença de fases complexas na matriz de mistura das diferentes famílias de quarks. A matriz de mistura para três gerações, conhecida como matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, é apresentada na próxima seção.

2.1 Matriz CKM

Os diagramas básicos das interações fracas carregadas no setor dos léptons $l + \nu_l \rightarrow W$, são caracterizados por acoplarem apenas partículas da mesma família (l). Da observação de decaimentos como $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, que seguem via $u + \bar{s} \rightarrow W^+$, conclui-se que existe mistura de famílias no setor dos quarks. Para duas famílias, os dubletos (u) e (c) passam a ser escritos com estados rotacionados d' e s'

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Transições conservando família são proporcionais a $\cos \theta_c$ e as que violam são desfavorecidas por um termo $\sin \theta_c$, onde $\theta_c \simeq 13^\circ$ é conhecido como *ângulo de Cabibbo*.

Na época da descoberta da violação de CP, várias tentativas além modelo padrão foram feitas para explicar a origem desse fenômeno. Em 1973, Kobayashi e Maskawa [26] propõem um mecanismo simples para introduzir violação de CP no contexto do MP. Simples porém ousado para a época, já que supõe a existência de três famílias de quarks. Naquele momento, nem a segunda família era completamente estabelecida – o quark c foi descoberto em 1974, um ano após sua proposta teórica. No MP com $SU(2) \times U(1)$ sendo o grupo de gauge das interações eletrofracas, os autoestados de massa dos quarks não são os mesmos da interação eletrofraca. A diagonalização da matriz de massa determina a matriz de mistura entre as famílias dos quarks, que pode possuir fases

complexas arbitrárias. Mostra-se que para duas gerações é possível remover todas as fases. Kobayashi e Maskawa demonstraram que a generalização da equação 2.1 para o caso de três gerações, inclui pelo menos uma fase complexa arbitrária. Essa descoberta lhes rendeu o prêmio Nobel de física em 2008.

Para descrever acoplamentos do tipo

$$\bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) [V_{ud} d + V_{us} s + V_{ub} b], \quad (2.2)$$

usamos a matriz de *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* (CKM)

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

que é uma matriz complexa e unitária e pode ser parametrizada de várias formas. Na parametrização standard, V é descrita pelos ângulos θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} e uma fase δ responsável pela quebra de simetria CP,

$$V = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix}, \quad (2.4)$$

com $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ e $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ para os índices de geração $i, j = 1, 2, 3$. Experimentalmente, $s_{12} = 0,2243 \pm 0,0016$, $s_{23} = 0,0413 \pm 0,0015$ e $s_{13} = 0,0037 \pm 0,0005$. Os ângulos são definidos de tal maneira, que implementam a mistura em duas gerações específicas. Assim, θ_{12} é o ângulo de Cabibbo e no caso de $\theta_{13} = \theta_{23} = 0$, a terceira geração é desacoplada, reduzindo a matriz ao caso limite de mixing entre a geração um e dois apenas (equação 2.1). Para explicitar a ordem de grandeza dos elementos V_{ij} , Wolfenstein propôs a seguinte parametrização

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \delta V, \quad (2.5)$$

$$\delta V = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -iA^2\lambda^5\eta & 0 & 0 \\ A\lambda^5(\rho + i\eta)/2 & A\lambda^4(1/2 - \rho - i\eta) & 0 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

com $s_{12} = \lambda$, $s_{23} = A\lambda^2$ e $s_{13} e^{-i\delta} = A\lambda^3(\rho - i\eta)$.

A unitariedade de V fornece nove equações, das quais estamos particularmente interessados em

$$V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = 0, \quad (2.7)$$

por ser a única que possui produtos da mesma ordem de grandeza. Essa equação pode ser vista como um triângulo no plano complexo, de lados

$$\begin{aligned} V_{ud} V_{ub}^* &= A\lambda^3 [\rho(1 - \lambda^2/2) + i\eta(1 - \lambda^2/2)], \\ V_{cd} V_{cb}^* &= -A\lambda^3, \\ V_{td} V_{tb}^* &= A\lambda^3(1 - \rho + i\eta), \end{aligned} \quad (2.8)$$

em ordem λ^3 na parametrização de Wolfenstein. Dividindo todos os lados por $V_{cd}V_{cb}^*$, temos um triângulo de vértices $(0,0)$, $(0,1)$ e $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, com $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2)$ e $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$, como pode ser visto na figura 2.1. A definição geral dos ângulos de CKM é dada por

$$\begin{aligned} \alpha &= \arg\left(-\frac{V_{cd} V_{cb}^*}{V_{td} V_{tb}^*}\right), \\ \beta &= \arg\left(-\frac{V_{td} V_{tb}^*}{V_{ud} V_{ub}^*}\right), \\ \gamma &= \arg\left(-\frac{V_{ud} V_{ub}^*}{V_{cd} V_{cb}^*}\right). \end{aligned} \quad (2.9)$$

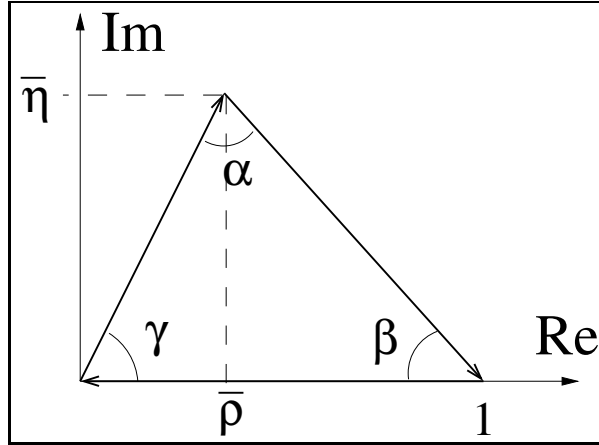


Figura 2.1: Triângulo unitário de CKM em ordem λ^3 , com seus respectivos ângulos.

Em ordem λ^3 , as únicas fases presentes na matriz de CKM estão nos termos

$$V_{td} = |V_{td}| e^{-i\beta}, \quad V_{ub} = |V_{ub}| e^{-i\gamma}. \quad (2.10)$$

A determinação de $\bar{\rho}$ e $\bar{\eta}$ com as correções introduzidas por termos de ordem superior em λ , é um dos objetivos do ramo da física conhecido como flavor physics. Fixando o triângulo, pode-se investigar se as assimetrias de CP observadas experimentalmente são compatíveis com as previsões de CKM, ou se é necessária uma nova fonte de violação de CP além do MP. Para isso, é fundamental a medida dos ângulos do triângulo de CKM. A seguir discutimos os métodos tradicionais para sua obtenção.

2.2 Métodos para extração dos ângulos de CKM

β

O método convencional para extrair o ângulo β de CKM, explora a interferência entre as fases geradas no mixing (fenômeno detalhado na próxima seção) $B^0 - \bar{B}^0$ e a fase do decaimento de B^0 e \bar{B}^0 para o mesmo estado final $J/\psi K_S$.

Os quarks b são criados nas B -factories (experimentos CLEO, Belle, BaBar) em pares emaranhados $b\bar{b}$, seguidos por sua hadronização separada em dois hádrons. Se identificamos via decaimentos leptônicos³ a natureza de um desses hádrons (b ou \bar{b}) em $t = t_0$, isso implica na determinação da natureza do outro hádron emaranhado nesse mesmo instante (\bar{b} ou b). As técnicas que implementam esse tipo de determinação, são conhecidas como técnicas de *tagging*.

Vamos supor que a partícula emaranhada é o méson B^0 , decaindo para $J/\psi K_S$ após um intervalo de tempo Δt . Por mais que não seja possível saber se o méson sofreu ou não mixing, usando a técnica de tagging podemos criar dois conjuntos separados de dados em função de Δt (intervalo entre o decaimento das partículas emaranhadas), onde um representa o estado B^0 em t_0 e o outro o estado \bar{B}^0 . As distribuições são dadas pelas amplitudes $M(\Delta t)$ e $\bar{M}(\Delta t)$, equação 2.43. As amplitudes independentes do tempo $\mathcal{A}(B^0 \rightarrow J/\psi K_S)$ e $\bar{\mathcal{A}}(\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S)$ seguem de diagramas do tipo $b \rightarrow c\bar{c}d$, sem fases fracas e iguais para os dois decaimentos. Usando a equação 2.52 para a fase do mixing, a razão da diferença 2.46 pela soma 2.55, pode ser reescrita como

$$\frac{\Delta M}{\Sigma M}(\Delta t) = \text{sen}(\Delta m t) \text{sen} 2\beta \quad (2.11)$$

e $\text{sen} 2\beta$ pode ser facilmente extraído do ajuste binado de tal distribuição – evidenciando a presença da violação de CP induzida por mixing no decaimento $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$.

As medidas foram realizadas de forma precisa pelos experimentos Belle [27] e BaBar [28]. A média atual [29] é

$$\text{sen} 2\beta = 0,681 \pm 0,025. \quad (2.12)$$

γ

Para a extração de γ , os métodos mais bem estabelecidos exploram a interferência entre $B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-$ e $B^- \rightarrow D^0 K^-$, quando \bar{D}^0 e D^0 decaem para o mesmo estado final. O primeiro decaimento possui fase fraca γ já que ocorre pela transição $b \rightarrow u\bar{c}s$, enquanto o segundo vai por $b \rightarrow c\bar{u}s$ e não possui fase fraca. O primeiro é desfavorecido em

³A carga do lépton pode ser usada para a identificação já que o processo se dá via partícula intermediária W^\pm e a carga sempre se conserva.

relação ao segundo pois possui apenas diagrama tree suprimido por cor e $V_{ub} \ll V_{cb}$, onde o segundo possui diagramas tree suprimidos e favorecidos por cor. Existem três métodos bem conhecidos, diferenciados pela escolha dos estados finais. Em GLW [30], D^0 e \bar{D}^0 decaem para um autoestado de CP, i.e. $\pi^+\pi^-, K^+K^-, K_S\pi^0$. Em ADS [31], o D^0 da amplitude favorecida $b \rightarrow c$ é reconstruído no estado $K^+\pi^-$ duplamente Cabbibo-suprimido, enquanto o \bar{D}^0 da amplitude suprimida $b \rightarrow u$ é reconstruído no estado final favorecido $K^+\pi^-$. Em GGSZ [32], método também conhecido como Dalitz, D^0 e \bar{D}^0 são reconstruídos no mesmo estado final $K_S\pi^+\pi^-$, necessitando análise de DP.

As medidas de γ existentes atualmente, feitas pelos experimentos BaBar e Belle [33, 34] usam o último método, que toma benefício da relativamente alta razão de ramificação dos decaimentos do méson D em três corpos. As amplitudes M^- e M^+ dos estados finais $B^- \rightarrow K_S\pi^+\pi^-K^-$ e $B^+ \rightarrow K_S\pi^+\pi^-K^+$ são dadas por

$$M^\mp = \mathcal{A}^\mp + r e^{i(\delta \mp \gamma)} \mathcal{A}^\pm, \quad (2.13)$$

onde \mathcal{A}^- e \mathcal{A}^+ são as amplitudes dos decaimentos $D^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$ e $\bar{D}^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$, modeladas por amplitudes isobáricas. r e δ são respectivamente a magnitude e diferença de fase relativa entre os decaimentos $B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-$ e $B^- \rightarrow D^0 K^-$. Como espera-se violação de CP aproximadamente nula nos decaimentos do méson D , as amplitudes \mathcal{A}^- e \mathcal{A}^+ possuem mesmos parâmetros, diferindo apenas na inversão das suas variáveis de Dalitz x e y . Assim $\mathcal{A}^- = \mathcal{A}(x, y)$ e $\mathcal{A}^+ = \mathcal{A}(y, x)$. Aplicando um ajuste aos dois conjuntos de dados, modelados pelas amplitudes 2.13 e fazendo a diferença nas fases extraídas $\delta \mp \gamma$, obtem-se γ . A dificuldade desse método, reside na atual baixa estatística – o experimento Belle (Babar) usou menos de 200 (100) eventos $B \rightarrow D^0 K$ na medida de γ – e no pequeno valor de $r \approx 0, 1$.

A média atual [35], combinando as análises de GLW, ADS e Dalitz, é

$$\gamma = (77_{-32}^{+30})^\circ. \quad (2.14)$$

Utilizando o método de ADS e GLW, o experimento LHCb espera medir γ com uma precisão estatística da ordem de 10° [36] em um ano de tomada de dados. No capítulo 7 apresentaremos o novo método que desenvolvemos para extrair γ e a sua sensibilidade no LHCb.

α

Como α é o ângulo entre $V_{td}V_{tb}^*$ e $V_{ud}V_{ub}^*$, pode ser medido apenas em decaimentos neutros que sofram mixing (via V_{td}) e que possuam a fase fraca γ (via V_{ub}). A medida atual [37]:

$$\alpha = (99_{-8}^{+13})^\circ, \quad (2.15)$$

é a combinação da análise dos decaimentos $B \rightarrow \pi\pi, \pi\rho, \rho\rho$, compostos pela transição $b \rightarrow u\bar{u}d$. Maiores detalhes podem ser obtidos na mesma referência.

2.3 Mixing

Algumas partículas neutras evoluem no tempo oscilando entre o estado de partícula e anti-partícula, fenômeno conhecido como *mixing*. Historicamente, a violação de CP no setor dos mésons B foi descoberta através desse efeito. A seguir, introduzimos seu formalismo básico.

Considere $|P^0\rangle$ e $|\bar{P}^0\rangle$ mésons que são autoestados da hamiltoniana das interações fortes H_s , que conserva os números quânticos de strangeness, charm e bottom. Assumimos que $|P^0\rangle$ e $|\bar{P}^0\rangle$ diferem pela carga oposta em um desses números quânticos. As interações eletrofracas em contrapartida, não conservam sabor, permitindo transições do tipo $\langle\bar{P}^0|T_w|P^0\rangle$. Como conseqüência $|P^0\rangle$ e $|\bar{P}^0\rangle$ não são autoestados da hamiltoniana total $H = H_s + H_w$, onde H_w é a hamiltoniana que rege as interações eletrofracas e T_w o operador transição, definido no contexto da teoria de perturbação.

Um estado arbitrário que em $t = 0$ é uma combinação linear de $|P^0\rangle$ e $|\bar{P}^0\rangle$, evolui adquirindo componentes que descrevem todos os possíveis estados finais $\{|f_1\rangle, |f_2\rangle, \dots\}$:

$$|\psi(t)\rangle = P_0(t)|P^0\rangle + \bar{P}_0(t)|\bar{P}^0\rangle + c_1(t)|f_1\rangle + c_2(t)|f_2\rangle + \dots \quad (2.16)$$

No subespaço bidimensional gerado por $|P^0\rangle$ e $|\bar{P}^0\rangle$, a evolução temporal segue de uma equação de Schrödinger acoplada

$$i\hbar\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} P_0(t) \\ \bar{P}_0(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_0(t) \\ \bar{P}_0(t) \end{pmatrix}, \quad (2.17)$$

onde H_{ij} são elementos de matriz do operador de transição fraca T_w :

$$\begin{aligned} H_{11} &= \langle P^0|T_w|P^0\rangle & H_{22} &= \langle \bar{P}^0|T_w|\bar{P}^0\rangle \\ H_{12} &= \langle P^0|T_w|\bar{P}^0\rangle & H_{21} &= \langle \bar{P}^0|T_w|P^0\rangle \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$H_{12} = \sum_n \frac{\langle P^0|T_w|n\rangle \langle n|T_w|\bar{P}^0\rangle}{m_P - E_n + i\epsilon} \quad (2.19)$$

A matriz \mathbf{H} da equação 2.17, é um hamiltoniano efetivo que pode ser reescrito assumindo-se invariância sobre CPT [17] e usando o teorema do valor principal

$$\frac{1}{E + i\epsilon} = \mathcal{P}\frac{1}{E} - i\pi\delta(E). \quad (2.20)$$

A invariância sobre CPT implica em $H_{11} = H_{22} = H$, de modo que

$$H = M - i\Gamma/2, \quad H_{12} = M_{12} - i\Gamma_{12}/2, \quad H_{21} = M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2, \quad (2.21)$$

e

$$M_{12} = \mathcal{P} \sum_n \frac{\langle P^0 | T_w | n \rangle \langle n | T_w | \bar{P}^0 \rangle}{m_P - E_n + i\epsilon},$$

$$\Gamma_{12} = 2\pi \sum_n \langle P^0 | T_w | n \rangle \langle n | T_w | \bar{P}^0 \rangle \delta(E_n - m_P), \quad (2.22)$$

com expressões análogas para Γ e M .

Γ e M , estão associadas a transições *absortivas* e *dispersivas* via estados intermediários $|n\rangle$. A condição $\delta(E_n - m_P)$, garante que as transições absortivas só ocorrem via estados intermediários tais quais a partícula P^0 possa realmente decair, ou seja, possua energia suficiente, enquanto que os processos dispersivos podem ocorrer via flutuações quânticas ($\Delta t \Delta E > \hbar$). Γ e M podem ser interpretados fisicamente como sendo a largura de decaimento e a massa de uma partícula. A parte real de H , está associada a energia do sistema, que no referencial de repouso da partícula é a sua própria massa. Já a inclusão de um termo complexo $-i\Gamma/2$ no hamiltoniano, remove a hermiticidade e leva a amplitudes proporcionais a $e^{-\Gamma t}$. Assim, a probabilidade de existência da partícula a tempos suficientemente longos é nula, introduzindo a idéia de que a partícula decai com vida média $1/\Gamma$.

Podemos diagonalizar \mathbf{H} usando certas combinações lineares de $|P^0\rangle$ e $|\bar{P}^0\rangle$. Seus autovalores são $\lambda_{\pm} = H \pm \sqrt{H_{12} H_{21}}$ e os autoestados $|P_{\pm}^0\rangle$, com evolução temporal dada por

$$|P_{\pm}^0, t\rangle = P_{\pm}(t) |P_{\pm}^0\rangle, \quad P_{\pm}(t) = e^{-i\lambda_{\pm} t} = e^{-\Gamma_{\pm} t/2} e^{-im_{\pm} t}, \quad (2.23)$$

onde

$$m_{\pm} = \text{Re } \lambda_{\pm} = M \pm \text{Re} \sqrt{H_{12} H_{21}},$$

$$\Gamma_{\pm} = \text{Im } \lambda_{\pm} = \Gamma \mp 2\text{Im} \sqrt{H_{12} H_{21}}, \quad (2.24)$$

$$M = (m_+ + m_-)/2, \quad \Gamma = (\Gamma_+ + \Gamma_-)/2, \quad (2.25)$$

aproveitando para definir

$$\Delta m = m_- - m_+, \quad \Delta \Gamma = \Gamma_+ - \Gamma_-. \quad (2.26)$$

Para que $|P_{\pm}^0\rangle$ tenha autovalores de $\text{CP} = \pm 1$ no caso de CP ser conservada, definimos por convenção

$$|P_{\pm}^0\rangle = p|P^0\rangle \mp q|\bar{P}^0\rangle, \quad (2.27)$$

com a condição extraída do processo de diagonalização

$$\left(\frac{q}{p}\right)^2 = \frac{H_{21}}{H_{12}}, \quad (2.28)$$

notando que $|P_{\pm}^0\rangle$ são ortogonais apenas se $|p/q| = 1$.

Invertendo 2.27 para $|P^0\rangle$ e $|\bar{P}^0\rangle$ e usando 2.23, introduzimos a dependência temporal:

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle_{P^0} &= \frac{1}{2p} [P_+(t)|P_+^0\rangle + P_-(t)|P_-^0\rangle] \\ |\psi(t)\rangle_{\bar{P}^0} &= \frac{1}{2q} [P_-(t)|P_-^0\rangle - P_+(t)|P_+^0\rangle]. \end{aligned} \quad (2.29)$$

O P^0 ou \bar{P}^0 que segue o ket, indica o estado inicial do sistema em $t = 0$. Essa forma é útil para o estudo de violação de CP no sistema $K^0 - \bar{K}^0$. Se substituirmos 2.27 em 2.29, obtemos uma forma alternativa que é particularmente interessante para o mixing de $B^0 - \bar{B}^0$,

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle_{P^0} &= f_+(t)|P^0\rangle - \left(\frac{q}{p}\right) f_-(t)|\bar{P}^0\rangle \\ |\psi(t)\rangle_{\bar{P}^0} &= f_+(t)|\bar{P}^0\rangle - \left(\frac{p}{q}\right) f_-(t)|P^0\rangle \end{aligned} \quad (2.30)$$

onde

$$f_{\pm}(t) = \frac{1}{2} [e^{-\Gamma_+ t/2} e^{-im_+ t} \pm e^{-\Gamma_- t/2} e^{-im_- t}]. \quad (2.31)$$

Assim, um estado que em $t = 0$ era $|P^0\rangle$ ou $|\bar{P}^0\rangle$, será uma mistura de $|P^0\rangle$ e $|\bar{P}^0\rangle$ no instante t (por isso o termo mixing). As probabilidades de se encontrar os estados $|P^0\rangle$ ou $|\bar{P}^0\rangle$ em um tempo t , levando em conta os estados iniciais, são dadas por:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(P^0 \rightarrow P^0; t) &= |f_+(t)|^2, \\ \mathcal{P}(P^0 \rightarrow \bar{P}^0; t) &= \left|\frac{q}{p}\right|^2 |f_-(t)|^2, \\ \mathcal{P}(\bar{P}^0 \rightarrow \bar{P}^0; t) &= |f_+(t)|^2, \\ \mathcal{P}(\bar{P}^0 \rightarrow P^0; t) &= \left|\frac{p}{q}\right|^2 |f_-(t)|^2. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Usando as definições 2.26 em 2.31, calculamos

$$|f_{\pm}(t)|^2 = \frac{1}{4} [e^{-\Gamma_+ t} + e^{-\Gamma_- t} \pm 2e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m t)]. \quad (2.33)$$

E as seguintes expressões que serão utilizadas na próxima seção

$$\begin{aligned} |f_+(t)|^2 - |f_-(t)|^2 &= e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m t), \\ |f_+(t)|^2 + |f_-(t)|^2 &= \frac{e^{-\Gamma t}}{2} \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2} t\right), \end{aligned} \quad (2.34)$$

$$\begin{aligned}\text{Im}[f_+(t) f_-^*(t)] &= -\frac{e^{-\Gamma t}}{2} \text{sen}(\Delta m t), \\ \text{Re}[f_+(t) f_-^*(t)] &= -\frac{e^{-\Gamma t}}{2} \text{senh}\left(\frac{\Delta\Gamma}{2} t\right).\end{aligned}\tag{2.35}$$

2.4 Mecanismos de violação de CP

Para investigar o mecanismo de quebra de simetria CP no MP, vamos comparar a amplitude A de um processo fraco $ab \rightarrow cd$

$$\begin{aligned}A &= [\bar{u}_c \gamma^\mu (1 - \gamma^5) V_{ca} u_a] [\bar{u}_b \gamma_\mu (1 - \gamma^5) V_{bd} u_d]^\dagger \\ &= V_{ca} V_{bd}^* [\bar{u}_c \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_a] [\bar{u}_d \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_b],\end{aligned}\tag{2.36}$$

com a amplitude A^{CP} obtida [13] pela atuação de CP em A

$$A^{CP} = V_{ca} V_{bd}^* [\bar{u}_a \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_c] [\bar{u}_b \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_d],\tag{2.37}$$

onde V_{ij} é o elemento da matriz CKM correspondente à transição $i \rightarrow j$ e u_i os campos fermiônicos. Conservação de CP implica que a amplitude $\bar{A} = A^\dagger$ do processo das anti-partículas $\bar{a}\bar{b} \rightarrow \bar{c}\bar{d}$ tem que ser igual a A^{CP} . Na forma polar, $V_{ca} V_{bd}^* = |V_{ca} V_{bd}^*| e^{-i\phi}$

$$\bar{A} = e^{i2\phi} A^{CP}\tag{2.38}$$

e podemos dizer de uma forma genérica que no MP a quebra de simetria CP se dá pela existência de fases complexas na matriz de CKM. Porém, a probabilidade dos processos é a mesma $|\bar{A}|^2 = |A^{CP}|^2$. Mostraremos que para observar experimentalmente violação de CP, temos como requisito fundamental a interferência de processos com fases diferentes.

Considere um méson P (carregado ou neutro) e sua anti-partícula \bar{P} que decaem para um estado final f_{CP} , autoestado de CP. As amplitudes ⁴

$$A = \langle f_{CP} | T_w | P \rangle, \quad \bar{A} = \langle f_{CP} | T_w | \bar{P} \rangle,\tag{2.39}$$

em função da energia das partículas envolvidas, são escritas como combinação linear de todos os possíveis processos que levem a partícula P ao seu estado final f_{CP} . A cada processo i é associada uma magnitude real relativa a_i , uma fase e uma função da energia F_i . A fase pode ser decomposta em duas contribuições, forte θ e fraca ϕ . Após

⁴Uma descrição mais aprofundada sobre a dinâmica dos processos de decaimento pode ser encontrada na seção 3.2.

decair pela força fraca, as partículas do estado final interagem por um curto período de tempo através da força forte, introduzindo uma fase de espalhamento $e^{i\theta}$ na amplitude de cada processo intermediário. Como a força forte é invariante sobre CP, as fases fortes de processos conjugados (partícula / anti-partícula) são as mesmas, diferentemente das fases fracas que trocam de sinal por serem provenientes da lagrangeana do sistema via termos de CKM e não de um processo dinâmico.

Supondo dois processos intermediários⁵ para um estado final de 3 partículas

$$\begin{aligned} A &= a_1 e^{i(\theta_1 + \phi_1)} F_1 + a_2 e^{i(\theta_2 + \phi_2)} F_2, \\ \bar{A} &= a_1 e^{i(\theta_1 - \phi_1)} F_1 + a_2 e^{i(\theta_2 - \phi_2)} F_2. \end{aligned} \quad (2.40)$$

Uma violação de CP ocorre se $|A|^2 \neq |\bar{A}|^2$. Como

$$\begin{aligned} |A|^2 - |\bar{A}|^2 &= -4 a_1 a_2 \sin(\phi_1 - \phi_2) [\operatorname{Re}(F_1 F_2^*) \sin(\theta_1 - \theta_2) + \\ &\quad + \operatorname{Im}(F_1 F_2^*) \cos(\theta_1 - \theta_2)], \end{aligned} \quad (2.41)$$

a condição para violação de CP é a existência de processos intermediários com fases fracas diferentes. Em um estado final de 2 partículas, $F_1 = F_2 = 1$, causando a condição extra de diferença nas fases fortes.

De uma forma geral, violação de CP é observada se as probabilidades de processos conjugados por CP forem diferentes. Como discutiremos no capítulo 3, a probabilidade de um decaimento é dada pela largura de decaimento Γ , proporcional a integral da amplitude módulo quadrada no espaço de fase da reação. A amplitude de um processo é função da energia das partículas e do tempo, onde o número de parâmetros independentes está relacionado ao número de partículas envolvidas. A integração no espaço de fase remove a dependência na energia e nos permite definir uma grandeza que generaliza 2.41, refletindo a magnitude de violação de CP em um processo genérico $A \rightarrow B$

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(A \rightarrow B) - \Gamma(\bar{A} \rightarrow \bar{B})}{\Gamma(A \rightarrow B) + \Gamma(\bar{A} \rightarrow \bar{B})}. \quad (2.42)$$

Amplitudes de decaimentos em dois corpos, não possuem termos independentes e a definição acima pode ser reescrita substituindo a largura de decaimento diretamente pelas amplitudes. Porém, para decaimentos em 3 corpos, as amplitudes dependem de 2 parâmetros livres e a integração não pode ser fatorada. Criamos assim, a possibilidade de que embora exista violação de CP em alguns estados intermediários, gerando

⁵Esta configuração das magnitudes e fases foi adotada por motivos didáticos. Como veremos na seção 3.2.4, as amplitudes físicas dos decaimentos do méson B são geralmente descritas pela combinação de componentes tree e pinguim.

$|A|^2 \neq |\bar{A}|^2$, as integrais sejam iguais $\int |A|^2 dE = \int |\bar{A}|^2 dE$ e nenhuma assimetria seja observada. É o que acontece por exemplo, para o decaimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ de acordo com a análise do experimento BaBar [54]. Embora meça-se assimetrias nas frações dos estados intermediários ρ e f_0 , o número de eventos para B^+ e B^- é 1078 ± 56 e 1047 ± 56 respectivamente – compatível dentro das incertezas.

Em recente parceria com o pesquisador Icaros Bigi, nosso grupo propôs [38] um novo método para detectar violações locais de CP no Dalitz plot (espaço de fase dos decaimentos em três corpos, explicado em detalhes no próximo capítulo). Essa abordagem qualitativa modelo-independente, foi inspirada em métodos experimentais da área de astrofísica e permite a separação de flutuações estatísticas de efeitos reais da violação. É uma ferramenta que permite descobrir de forma rápida se um decaimento apresenta ou não VCP e em quais regiões, para ser quantificada posteriormente através de uma análise completa de amplitudes. Os detalhes desse trabalho não serão apresentados nessa tese, aconselhando a leitura do artigo aos leitores interessados.

Vamos explorar a consequência da introdução de efeitos de mixing na equação 2.42. Inicialmente, a análise da segunda e quarta linha da equação 2.32, mostra que outra possível causa de violação de CP é a condição $|q/p|^2 \neq |p/q|^2$, implicando em contribuição desigual do mixing para transições conjugadas de CP. Para expor outra fonte de violação de CP causada por mixing, considere P^0 e \bar{P}^0 mésons conjugados de CP com estados 2.30. A amplitude de transição para um estado final $|f_{CP}\rangle$ conjugado de CP é dada por $M(t) = \langle f_{CP} | \psi(t) \rangle_{P^0}$ e $\bar{M}(t) = \langle f_{CP} | \psi(t) \rangle_{\bar{P}^0}$ no caso de estado inicial ser $|P^0\rangle$ ou $|\bar{P}^0\rangle$ respectivamente. Em termo das amplitudes independentes do tempo A e \bar{A} 2.39, temos

$$\begin{aligned} M(t) &= f_+(t) A - \frac{q}{p} f_-(t) \bar{A}, \\ \bar{M}(t) &= f_+(t) \bar{A} - \frac{p}{q} f_-(t) A. \end{aligned} \quad (2.43)$$

As probabilidades são dadas por

$$\begin{aligned} |M(t)|^2 &= |f_+(t)|^2 |A|^2 + \left| \frac{q}{p} \right|^2 |f_-(t)|^2 |\bar{A}|^2 - 2 \operatorname{Re} \left[f_+(t) f_-^*(t) \left(\frac{q}{p} \right)^* A \bar{A}^* \right], \\ |\bar{M}(t)|^2 &= |f_+(t)|^2 |\bar{A}|^2 + \left| \frac{p}{q} \right|^2 |f_-(t)|^2 |A|^2 - 2 \operatorname{Re} \left[f_+(t) f_-^*(t) \left(\frac{p}{q} \right)^* A^* \bar{A} \right]. \end{aligned} \quad (2.44)$$

Supondo $|p/q| = |q/p| = 1$ e usando as expressões 2.33, 2.34, 2.35, calculamos a soma $\Sigma M(t) = |M(t)|^2 + |\bar{M}(t)|^2$ e a diferença $\Delta M(t) = |M(t)|^2 - |\bar{M}(t)|^2$

$$\Sigma M(t) = \frac{e^{-\Gamma t}}{2} \left\{ \cosh \left(\frac{\Delta\Gamma}{2} t \right) [|A|^2 + |\bar{A}|^2] + 2 \sinh \left(\frac{\Delta\Gamma}{2} t \right) \operatorname{Re}(\lambda_f) \right\}, \quad (2.45)$$

$$\Delta M(t) = e^{-\Gamma t} \{ \cos(\Delta m t) [|A|^2 - |\bar{A}|^2] - 2 \operatorname{sen}(\Delta m t) \operatorname{Im}(\lambda_f) \}, \quad (2.46)$$

onde definimos

$$\lambda_f = \frac{p}{q} A \bar{A}^*. \quad (2.47)$$

Analisando a equação 2.46, vemos que uma nova condição de violação de CP é dada por $\operatorname{Im}(\lambda_f) \neq 0$ e garantida pela presença de uma fase em q/p ou pela diferença das amplitudes $A \neq \bar{A}$. Podemos resumir os mecanismos responsáveis pela quebra de simetria CP no MP:

a) $|A|^2 \neq |\bar{A}|^2$

Também conhecida como *violação direta de CP*, é a única fonte para os decaimentos de partículas carregadas. Presente na existência de contribuições intermediárias com fases diferentes, é medida experimentalmente através da diferença no número de eventos dos decaimentos CP conjugados, ou localmente no espaço de fase dos decaimentos em três corpos, através do método [38].

b) $p \neq q$

Para partículas que sofrem mixing, existem três possibilidades para a observação de violação de CP: $|p/q| \neq 1$, fonte única nos decaimentos semi-leptônicos. Violação direta $|A|^2 \neq |\bar{A}|^2$ e *violação induzida por mixing* $\operatorname{Im}(\lambda_f) \neq 0$, causado pela interferência das partículas que decaem sofrendo ou não mixing para um mesmo estado final. As duas últimas condições estão relacionadas com o primeiro e segundo termo da equação 2.46 e podem ser medidas experimentalmente através de uma análise temporal do decaimento, que demanda o conhecimento da identidade da partícula no instante do decaimento da sua parceira emaranhada via técnicas de tagging.

2.5 Aspectos práticos de mixing e violação de CP

Vamos revisitar a equação 2.33. Γ_+ e Γ_- são as larguras de decaimento das partículas $|P^0\rangle$ e $|\bar{P}^0\rangle$, Γ é uma média de ambas 2.25 e Δm a diferença de massa. Para que o mixing seja observável, a partícula deve possuir probabilidade de oscilar antes de decair. Do último termo de 2.33, representado na figura 2.2, extraímos a condição

$$\Delta m \gtrsim \Gamma \rightarrow \text{oscilações observáveis}, \quad (2.48)$$

onde Δm da ordem de Γ ou maior, garante a observação de oscilações. Estudaremos as possibilidades para P^0, \bar{P}^0 :

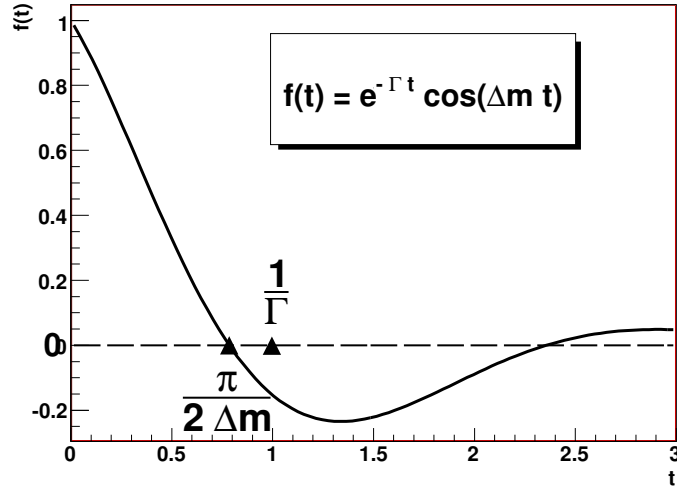


Figura 2.2: Oscilar antes de decair significa que o zero da função cosseno, que representa 100% de probabilidade de oscilação, deve estar localizado próximo de $1/\Gamma$, onde a partícula possui 37% de probabilidade de ter decaído. Essa condição é dada por $\frac{\pi}{2\Delta m} \lesssim \frac{1}{\Gamma}$.

a) $\pi^0 - \bar{\pi}^0$

O pión neutro é dado pela combinação linear de quarks ($u\bar{u} - d\bar{d}$). Assim, tanto π^0 quanto $\bar{\pi}^0$ são autoestados de CP com autovalor 1. Como ambos possuem os mesmos números quânticos, são a mesma partícula e não sofrem o efeito de mixing.

b) $K^0 - \bar{K}^0$

O sistema é dominado pelos decaimentos

$$K_+^0 \rightarrow 2\pi, \quad K_-^0 \rightarrow 3\pi, \quad (2.49)$$

onde o estado final de 2π e 3π possuem autovalor de CP +1 e -1 respectivamente. Verificou-se que o tempo de vida de K_-^0 é maior do que o de K_+^0 , por isso, esses estados são usualmente chamados de K_L (long, do inglês longo) e K_S (short, do inglês curto). Experimentalmente [18]:

$$\tau_S = (0,8953 \pm 0,0005) \times 10^{-10} s, \quad \tau_L = (5,114 \pm 0,021) \times 10^{-8} s, \\ \Delta m = (0,5292 \pm 0,0009) \times 10^{10} \hbar s^{-1}, \quad (2.50)$$

onde $\tau = 1/\Gamma$.

Como $\Gamma \approx \frac{1}{2}\Gamma_S$, a condição 2.48 é satisfeita e a observação de oscilações no sistema de káons neutros é viável. Violação de CP tem sido observada no decaimento de

K_L em dois pions, quantificada [18] em

$$\begin{aligned}\eta_{00} &= \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | H | K_L \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | H | K_S \rangle} = (2,276 \pm 0,014) \times 10^{-3} e^{i(43,49 \pm 0,06) \frac{\pi}{180}}, \\ \eta_{+-} &= \frac{\langle \pi^+ \pi^- | H | K_L \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | H | K_S \rangle} = (2,286 \pm 0,014) \times 10^{-3} e^{i(43,51 \pm 0,05) \frac{\pi}{180}}.\end{aligned}\quad (2.51)$$

c) $D^0 - \bar{D}^0$

Mixing foi recentemente observado nesse sistema [39, 40]. Porém, não se detectou até hoje efeito algum de violação de CP. Como os decaimentos relevantes são descritos pela física das duas primeiras gerações de quarks, a observação de violação de CP nesse sistema, aos níveis atuais de precisão experimental seria sinal de física nova além MP. O método descrito em [38] é uma poderosa ferramenta para detectar possíveis violações no setor charmoso no ambiente do experimento LHCb.

d) $B^0 - \bar{B}^0$

No MP os diagramas de menor ordem que implementam o mixing, são conhecidos como *diagramas box*. Um exemplo para o méson B^0 pode ser visto na figura 2.3, onde existem três possibilidades u, c, t para o quark virtual e cada vértice introduz um termo V_{ij} da matriz CKM. A contribuição absorptiva Γ_{12} (equação 2.22), que só se dá por estados intermediários na camada de massa, é dominada pelo diagrama box via quark c , enquanto que a contribuição dispersiva M_{12} é dominada pelo diagrama box via t . Como essas amplitudes são proporcionais a massa ao quadrado do quark intermediário, $M_{12} \gg \Gamma_{12}$. Usando 2.21 e 2.10, a equação 2.28 pode ser reescrita como

$$\frac{q}{p} = \frac{V_{bt} V_{td}^*}{V_{bt}^* V_{td}} = e^{i2\beta}, \quad (2.52)$$

onde p e q são interpretados como sendo as amplitudes de mixing $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ e $\bar{B}^0 \rightarrow B^0$. Experimentalmente [18]:

$$\left| \frac{q}{p} \right| = 1,0015 \pm 0,0039. \quad (2.53)$$

As únicas fontes de violação de CP no sistema do méson B , são a violação direta e a induzida por mixing. Discutiremos na seção ?? a violação direta em estados intermediários de dois corpos e na seção 2.2 explicaremos o procedimento para observação de violação de CP induzida por mixing e a conseqüente extração de $\sin 2\beta$. O mixing é observável pois $\Delta m_B / \Gamma_B = 0,776 \pm 0,008$.

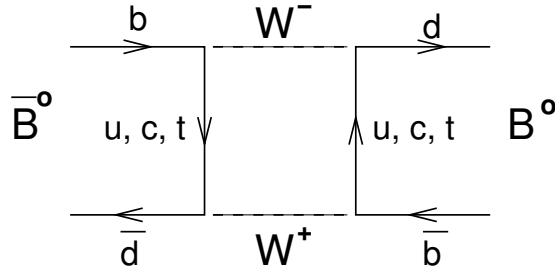


Figura 2.3: Diagrama box para o mixing $B^0 - \bar{B}^0$.

A partícula B^0 pode ser vista como a combinação linear dos autoestados de CP B_1 e B_2 . A diferença da vida média entre esses estados é muito pequena, diferentemente do que acontece com os estados K_S e K_L . Assim, $\Delta\Gamma \ll \Gamma$ e a forma mais adequada para descrever o mixing de B^0 , é a equação 2.30 já que a distinção entre B_1 e B_2 é muito difícil. Nesse caso, $\cosh(\Delta\Gamma/2t) \rightarrow 1$, $\sinh(\Delta\Gamma/2t) \rightarrow 0$ e as equações 2.31 podem ser reescritas

$$\begin{aligned} f_+(t) &= e^{-\Gamma t/2} e^{-iMt} \cos\left(\frac{\Delta m t}{2}\right), \\ f_-(t) &= i e^{-\Gamma t/2} e^{-iMt} \sin\left(\frac{\Delta m t}{2}\right). \end{aligned} \quad (2.54)$$

A soma das probabilidades da equação 2.44, passam de 2.45 para a equação mais simples que não envolve termos de mixing

$$\Sigma M(t) = e^{-\Gamma t} \{ |A|^2 + |\bar{A}|^2 \}. \quad (2.55)$$

Essa propriedade, observada primeiramente por [41], terá um importante papel na extração de γ , como explicaremos na seção 7.1.

Capítulo 3

Formalismo para análise de decaimentos

Podemos estabelecer como princípio universal, que todas as partículas massivas instáveis decaem em partículas mais leves. Seguem um cadeia de decaimento até transformar-se por última instância nas únicas partículas estáveis que compõem o universo: elétrons, prótons, fótons e neutrinos.

Tendo em vista o caráter probabilístico da mecânica quântica, não podemos conhecer com exatidão o instante do decaimento de uma partícula. O que podemos medir experimentalmente é a distribuição de probabilidade, modelada por uma curva exponencial

$$P(t) = e^{-\Gamma t}. \quad (3.1)$$

O decaimento de uma partícula pode ocorrer por diversos canais, estabelecendo estados finais diferentes. Os canais observados são os que respeitam leis de conservação como: energia-momento, carga elétrica, cor, número bariônico, número leptônico e outras. A cada canal i é associada uma quantidade Γ_i , ligada a probabilidade do processo e conhecida como *largura de decaimento*. A soma de todos os processos possíveis resulta na largura de decaimento total $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$, presente na equação 3.1. A probabilidade de um canal específico é medida pela *razão de ramificação* $BR(i) = \Gamma_i/\Gamma$.

O inverso da largura de decaimento total $\tau = 1/\Gamma$ é o tempo necessário para que 37% das partículas de uma amostra decaiam, conhecido como *vida média*. A grandeza das vidas médias varia de acordo com a interação responsável pela transição. A idéia geral é que quanto mais intensa a interação, maior é a probabilidade do processo ocorrer e por sua vez, menor a vida média. Partículas que decaem por força forte possuem vidas médias da ordem de 10^{-23} s, por força eletromagnética 10^{-16} s e por força fraca

variam de 10^{-24} s¹ a 15 min no decaimento do nêutron livre.

Das regras de ouro de Fermi no contexto de teoria de perturbações, deriva a expressão para largura de decaimento Γ de uma partícula de massa M decaindo em n corpos de massas m_i e 4-momentos p_i , via processo dinâmico \mathcal{A} ,

$$\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M} \int |\mathcal{A}|^2 \delta^4(p - \sum_{i=1}^n p_i) \prod_{i=1}^n \frac{d^4 p_i}{(2\pi)^3} \delta(p_i^2 - m_i^2). \quad (3.2)$$

Trataremos nesse capítulo de forma separada a cinemática e a dinâmica da equação acima. Além disso, discutiremos os métodos experimentais para medir $|\mathcal{A}|^2$ nos decaimentos em três corpos.

3.1 Cinemática Relativística

A uma partícula relativística de massa M , momento $\vec{p} = \gamma M \vec{v}$ e energia² $E = \gamma M = \sqrt{M^2 + \vec{p}^2}$, está associado um 4-momento $P^\mu = (E, \vec{p})$ com as informações cinemáticas. Por ser um 4-vetor, se modifica de acordo com as transformações de Lorentz $P'^\mu = L^\mu_\nu P^\nu$ em uma mudança de referencial $S \rightarrow S'$. No caso em que S' se desloca de S com velocidade v na direção x , o boost é dado pela matriz

$$L^\mu_\nu = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

onde

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad \gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \beta^2}}. \quad (3.4)$$

Embora a energia e o momento sejam individualmente alterados numa mudança de referencial, a sua combinação dada pelo produto interno dos 4-momentos $P^\mu P_\mu$ é um invariante sob transformações de Lorentz, assumindo o valor quadrado da massa da partícula como demonstrado a seguir:

$$\begin{aligned} P'^\mu P'_\mu &= L^\mu_\nu L_\mu^\lambda P^\nu P_\lambda, \\ L^\mu_\nu L_\mu^\lambda &= \delta_\nu^\lambda, \\ P'^\mu P'_\mu &= P^\mu P_\mu = E^2 - \vec{p}^2 = M^2. \end{aligned} \quad (3.5)$$

¹A vida média do quark t é da ordem de $0,5 \times 10^{-24}$ s. Por ser menor que os tempos característicos da interação forte, o quark t decai antes de sofrer hadronização.

²Adotaremos o sistema de unidades naturais $\hbar = c = 1$.

O tempo de vida de uma partícula depende do referencial. Usualmente, os valores tabelados em compilações como o PDG [18], correspondem ao tempo de vida no referencial de repouso da partícula (vida média). Aplicando a transformação de Lorentz $(t, x, 0, 0)^\mu = L^\mu_\nu(\tau, 0, 0, 0)^\nu$, podemos traduzir as quantidades para o referencial do laboratório, obtendo as equações

$$t = \gamma\tau, \quad (3.6)$$

$$\Delta x = \beta\gamma\tau = \tau\frac{p}{M}, \quad \text{SI: } \Delta x = c\tau\frac{pc}{Mc^2}. \quad (3.7)$$

A primeira, mostra que o tempo de vida medido por um observador no referencial do laboratório é maior que a vida média, já que γ é sempre maior que 1. Esse fato, conhecido como *dilatação temporal*, é o que permite por exemplo, que múons criados na alta atmosfera por raios cósmicos cheguem a superfície da Terra.

A segunda equação, estabelece a distância média percorrida por uma partícula antes de decair. Como desejamos calcular o resultado em metros e usualmente encontramos tabelado o valor $c\tau^3$, é interessante nesse caso trabalhar com a equação no Sistema Internacional de unidades (SI). O termo fracionário, por ser adimensional, pode ser calculado usando unidades naturais. Para exemplificar, vamos analisar o decaimento do méson B^0 produzido em uma colisão p-p na energia do centro de massa de 14 TeV. Do PDG, $M_{B^0} = 5,279 \text{ GeV}$ e $c\tau_{B^0} = 458,7\mu\text{m}$. Da simulação de Monte Carlo do experimento LHCb, vemos que o momento médio dos mésons B^0 criados é em torno de $\bar{p} = 120 \text{ GeV}/c$. Usando 3.7, vemos que um méson B^0 viaja em média 11 mm no detector do LHCb antes de decair. A possibilidade de medir esses deslocamento nos subdetectores do experimento – exposta na seção B.2.4 – é imprescindível na caracterização e seleção dos eventos de $B \rightarrow K\pi\pi$.

3.1.1 Decaimentos em dois corpos

Seja o decaimento $P \rightarrow p_1 p_2$. Elevando ao quadrado a equação de conservação do 4-momento $P^\mu = p_1^\mu + p_2^\mu$, obtemos $M^2 = P^2 = (p_1 + p_2)^2$. Para explicitar o valor da energia e momento das partículas 1 e 2 em função dos invariantes, é necessário escolher um referencial. Os mais comuns são o referencial do centro de massa (CM) e o do alvo (TS). Vamos calcular as quantidades cinemáticas para ambos, imaginando a reação inversa cinematicamente equivalente, onde duas partículas colidem para formar apenas uma de massa M :

³ $c\tau$ é a distância média percorrida por uma partícula de $p = M$, correspondendo a $\beta = 0,707$, ou seja, 70% da velocidade da luz.

a) CM É o referencial de repouso da partícula criada, onde $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{P} = 0$, $|\vec{p}_1| = |\vec{p}_2| = p$ e

$$\begin{aligned} M^2 &= m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 + 2p^2 = (E_1 + E_2)^2, \\ M^2 &= m_1^2 + m_2^2 + 2E_1(M - E_1) + 2(E_1^2 - m_1^2), \\ M^2 &= -m_1^2 + m_2^2 + 2E_1M, \end{aligned} \quad (3.8)$$

de onde podemos concluir que

$$E_1 = \frac{m_1^2 - m_2^2 + M^2}{2M}, \quad E_2 = \frac{m_2^2 - m_1^2 + M^2}{2M}, \quad (3.9)$$

$$p = \frac{\sqrt{(m_1^2 - m_2^2 + M^2)^2 - 4m_1^2M^2}}{2M}. \quad (3.10)$$

b) TS Nesse referencial uma das partículas, a partícula alvo $p_A = (m_A, 0)$, encontra-se em repouso. Logo

$$M^2 = m^2 + m_A^2 + 2Em_A, \quad (3.11)$$

$$E = \frac{M^2 - m^2 - m_A^2}{2m_A}, \quad p = \frac{\sqrt{(M^2 - m^2 - m_A^2)^2 - 4m^2m_A^2}}{2m_A}. \quad (3.12)$$

Podemos comparar a eficiência dos referenciais imaginando que as partículas integrantes possuem mesma massa m . Nesse caso 3.8 e 3.11 tornam-se respectivamente $M^2 = 4E_{CM}^2$ e $M^2 = 2m^2 + 2mE_{TS}$. A energia necessária para produzir o mesmo estado final de massa M ,

$$E_{TS} = \frac{2E_{CM}^2}{m} - m \simeq \frac{2E_{CM}^2}{m}, \quad (3.13)$$

para $E_{CM} \gg m$, é muito maior no referencial do alvo, de onde podemos concluir que feixes colidores são energeticamente mais eficientes. Por exemplo, o LHC colidirá prótons ($m_p \simeq 1$ GeV) a uma energia de 14 TeV no CM. Se usasse o sistema de alvo, seria necessária uma energia de 392 kTeV para se obter os mesmos estados finais.

No caso de duas partículas no estado final, a largura de decaimento é

$$\Gamma_2 = \frac{(2\pi)^4}{2M} \int |\mathcal{A}|^2 \delta^4(p - p_1 - p_2) \frac{d^4p_1}{(2\pi)^3} \delta(p_1^2 - m_1^2) \frac{d^4p_2}{(2\pi)^3} \delta(p_2^2 - m_2^2). \quad (3.14)$$

A função δ 4-dimensional estabelece a conservação do 4-momento total na reação, definindo o contorno do espaço de fase. Já as funções δ 1-dimensional, garantem que as partículas do estado final sejam reais, ou seja, estejam na camada de massa, diferentemente das partículas virtuais envolvidas nos processos intermediários que não precisam satisfazer tal condição. Pode-se iniciar a avaliação utilizando a δ 4-dimensional e integrando em d^4p_2 . Por simplicidade utilizamos referencial do CM, onde $(p - p_1)^2 =$

$M^2 + m_1^2 - 2ME_1$. O próximo passo consiste em desenvolver o termo $d^4p \delta(p^2 - m^2) = dE d\vec{p} \delta(E^2 - \vec{p}^2 - m^2)$. Usando a propriedade

$$\delta[f(x)] = \frac{\delta(x - x_0)}{\left| \frac{df}{dx} \right|_{x_0}}, \quad (3.15)$$

temos $\delta(E^2 - \vec{p}^2 - m^2) = \frac{\delta(E - \sqrt{\vec{p}^2 + m^2})}{2E}$ e $d^4p \delta(p^2 - m^2) = \frac{d\vec{p}}{2E}$, onde $E = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}$. Em coordenadas esféricas, $d\vec{p} = p^2 dp d\Omega$. Fazendo a troca de variáveis $p = \sqrt{E^2 - m^2}$, $dp = \frac{E}{p} dE$. Conseqüentemente,

$$d^4p \delta(p^2 - m^2) = \frac{d\vec{p}}{2E} = \frac{p}{2} dE d\Omega \quad (3.16)$$

e

$$\Gamma_2 = \frac{1}{8(2\pi)^2 M^2} \int |\mathcal{A}|^2 \delta\left(\frac{M^2 + m_1^2 - m_2^2}{2M} - E_1\right) p_1 dE_1 d\Omega_1. \quad (3.17)$$

Finalmente, integrando em dE_1 , recuperamos as expressões para energia e momento no CM, equações 3.9 e 3.10, que devem ser substituídas na amplitude $|\mathcal{A}|^2$. No caso de as partículas finais serem escalares, ou se a amplitude for calculada com uma média nos possíveis estados de spin, a largura de decaimento é dada por

$$\Gamma_2 = \frac{p_1}{8\pi M^2} |\mathcal{A}|^2 \Bigg|_{\substack{E_1 = \frac{M^2 + m_1^2 - m_2^2}{2M} \\ p_1 = \sqrt{E_1^2 - m_1^2}}}. \quad (3.18)$$

3.1.2 Decaimentos em três corpos e Dalitz plot

Usando os 4-momento disponíveis de $P \rightarrow p_1 p_2 p_3$, podemos construir três quantidades invariantes de Lorentz, conhecidas como variáveis de Dalitz

$$\begin{aligned} s_{12} &= (p_1^\mu + p_2^\mu)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2, \\ &= (P^\mu - p_3^\mu)^2 = M^2 + m_3^2 - 2E E_3 + 2\vec{P} \cdot \vec{p}_3, \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} s_{13} &= (p_1^\mu + p_3^\mu)^2 = m_1^2 + m_3^2 + 2E_1 E_3 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_3, \\ &= (P^\mu - p_2^\mu)^2 = M^2 + m_2^2 - 2E E_2 + 2\vec{P} \cdot \vec{p}_2, \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} s_{23} &= (p_2^\mu + p_3^\mu)^2 = m_2^2 + m_3^2 + 2E_2 E_3 - 2\vec{p}_2 \cdot \vec{p}_3, \\ &= (P^\mu - p_1^\mu)^2 = M^2 + m_1^2 - 2E E_1 + 2\vec{P} \cdot \vec{p}_1, \end{aligned} \quad (3.21)$$

das quais apenas duas são independentes, pelo vínculo $s_{12} + s_{13} + s_{23} = M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2$. No referencial do CM, alinhando a direção de movimento da partícula 1 com

o eixo x, os 4-momento são dados por

$$\begin{aligned}
P^\mu &= (M, 0, 0, 0), \\
p_1^\mu &= (E_1, p_1, 0, 0), \\
p_2^\mu &= (E_2, p_2 \cos \theta_{12}, p_2 \sin \theta_{12}, 0), \\
p_3^\mu &= (E_3, p_3 \cos \theta_{13}, p_3 \sin \theta_{13}, 0),
\end{aligned} \tag{3.22}$$

e conseqüentemente

$$E_1 = \frac{M^2 + m_1^2 - s_{23}}{2M}, \quad E_2 = \frac{M^2 + m_2^2 - s_{13}}{2M}, \quad E_3 = \frac{M^2 + m_3^2 - s_{12}}{2M}. \tag{3.23}$$

A conservação do 4-momento total, faz com que o decaimento aconteça em um plano. Contabilizando, são oito parâmetros livres, três equações de vínculo do tipo $E^2 = \vec{p}^2 + m^2$ e três equações de vínculo provenientes da conservação do 4-momento, de modo que um decaimento em três corpos pode ser descrito por duas variáveis independentes. Cada evento $P \rightarrow p_1 p_2 p_3$, é representado por um ponto no espaço de fase bidimensional do sistema. Quando as variáveis escolhidas para descrever um decaimento em três corpos são variáveis de Dalitz, o conjunto de pontos do espaço de fase é chamado de *Dalitz Plot* (DP).

A conservação do 4-momento, restringe os eventos a uma região fechada no espaço de fase. Para estabelecer o contorno do DP, vamos calcular a integral da largura de decaimento

$$\Gamma_3 = \frac{1}{2(2\pi)^5 M} \int |\mathcal{A}|^2 \delta^4(p - p_1 - p_2 - p_3) \frac{d\vec{p}_1}{2E_1} \frac{d\vec{p}_2}{2E_2} d^4 p_3 \delta(p_3^2 - m_3^2). \tag{3.24}$$

Procedendo de forma análoga ao caso bidimensional, adotando o referencial do CM, integrando inicialmente em $d^4 p_3$, usando a equação 3.16 e supondo uma amplitude média sobre estados de spin,

$$\Gamma_3 = \frac{\pi^2}{2(2\pi)^5 M} \int |\bar{\mathcal{A}}|^2 \delta_c dE_1 dE_2 d\cos \theta_{12}, \tag{3.25}$$

$$\delta_c = \delta \left(\cos \theta_{12} - \frac{M^2 + m_1^2 + m_2^2 - m_3^2 - 2M(E_1 + E_2) + 2E_1 E_2}{2p_1 p_2} \right). \tag{3.26}$$

Integrando no cosseno e usando 3.23 para trocar as energias por variáveis de Dalitz, temos finalmente

$$\Gamma_3 = \frac{1}{256 \pi^3 M^3} \int |\bar{\mathcal{A}}|^2 ds_{ij} ds_{jk}. \tag{3.27}$$

Como $\frac{d\Gamma_3}{ds_{ij} ds_{jk}} \propto |\bar{\mathcal{A}}|^2$, vemos que a distribuição de pontos no DP reflete diretamente a dinâmica do sistema. Note também, que a energia dos estados finais não é fixada em função apenas das massas das partículas, como acontece nos decaimentos em dois

corpos. O que é fixado, através da função δ_c da equação 3.26, é o contorno do DP, dado pela condição $\cos^2 \theta_{12} = 1$ e satisfazendo

$$[M^2 + m_1^2 + m_2^2 - m_3^2 - 2M(E_1 + E_2) + 2E_1E_2]^2 - 4(E_1^2 - m_1^2)(E_2^2 - m_1^2) = 0, \quad (3.28)$$

onde as energias podem ser substituídas por 3.23, reescrevendo a condição em função dos invariantes s_{ij} . A condição $0 \leq \cos^2 \theta_{12} \leq 1$ pode ser usada para averiguar se um ponto arbitrário do espaço de fase pertence ao DP. Do contorno, podemos deduzir os valores máximos e mínimos das variáveis de Dalitz

$$\begin{aligned} (m_1 + m_2)^2 &\leq s_{12} \leq (M - m_3)^2, \\ (m_2 + m_3)^2 &\leq s_{23} \leq (M - m_1)^2, \\ (m_1 + m_3)^2 &\leq s_{13} \leq (M - m_2)^2. \end{aligned} \quad (3.29)$$

Um resumo sobre a distribuição de momento no DP no referencial do CM, pode ser encontrado na figura 3.1. O mínimo de $s_{12} = (m_1 + m_2)^2$ é obtido quando $p_1 p_2 = m_1 m_2$; o que implica em $E_1 \vec{p}_2 = E_2 \vec{p}_1$ e conseqüentemente $\vec{v}_1 = \vec{v}_2$. De acordo com 3.19, o mínimo de s_{12} requer $\cos \theta_{12} = 1$, ou seja, $\theta_{12} = 0$ e $\theta_{13} = \theta_{23} = \pi$. Das equações de conservação de momento, $p_1 + p_2 \cos \theta_{12} + p_3 \cos \theta_{13} = 0$ e $p_2 \sin \theta_{12} + p_3 \sin \theta_{13} = 0$, observamos $p_3 = p_1 + p_2$, atingindo seu valor máximo (coerente com a expressão do momento, derivada de 3.23). Já o máximo de $s_{12} = (M - m_3)^2$, implica em $\cos \theta_{12} = -1$, $\theta_{12} = \pi$ e $\theta_{13} = \theta_{23} = 0$. Das equações de conservação, obtém-se $p_3 = 0$ e $p_1 = -p_2$. De forma análoga para as outras variáveis.

No referencial de repouso de $p_1 + p_2$, conhecido como *referencial da ressonância* ou referencial de Gottfried-Jackson, $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{P} - \vec{p}_3 = 0$, $\theta_{13} + \theta_{23} = \pi$ e podemos reescrever

$$\begin{aligned} s_{12} &= (E_1 + E_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1(\sqrt{s_{12}} - E_1) + 2(E_1^2 - m_1^2), \\ s_{12} &= -m_1^2 + m_2^2 + 2E_1\sqrt{s_{12}} = m_1^2 - m_2^2 + 2E_2\sqrt{s_{12}}, \\ s_{12} &= (E - E_3)^2 = M^2 + m_3^2 - 2E_3(\sqrt{s_{12}} + E_3) + 2(E_3^2 - m_3^2), \\ s_{12} &= M^2 - m_3^2 - 2E_3\sqrt{s_{12}} = -M^2 + m_3^2 + 2E\sqrt{s_{12}}, \end{aligned} \quad (3.30)$$

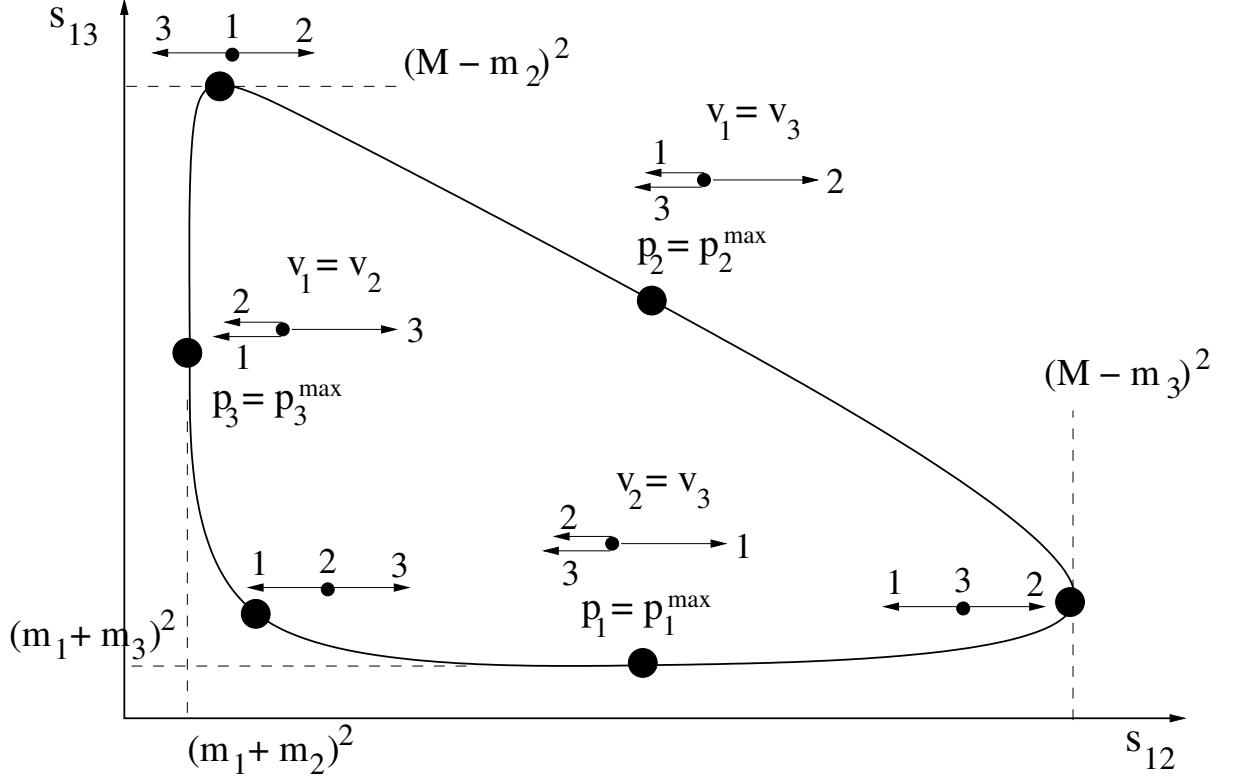


Figura 3.1: Distribuição de momento no DP no referencial do CM. Na região de mínimo de s_{12} (determinada por um círculo preto), os momentos da partículas 1 e 2 são colineares e opostos ao da partícula 3 que atinge seu valor máximo. Nessa mesma região, as partículas 1 e 2 possuem velocidades iguais. Na região de máximo de s_{12} , a partícula 3 encontra-se em repouso. A conservação do 4-momento restringe os eventos a região interior da curva fechada.

onde as energias e o ângulo são dados por

$$\begin{aligned}
 E &= \frac{s_{12} + M^2 - m_3^2}{2\sqrt{s_{12}}}, \\
 E_1 &= \frac{s_{12} + m_1^2 - m_2^2}{2\sqrt{s_{12}}}, \\
 E_2 &= \frac{s_{12} + m_2^2 - m_1^2}{2\sqrt{s_{12}}}, \\
 E_3 &= \frac{-s_{12} + M^2 - m_3^2}{2\sqrt{s_{12}}}, \\
 \cos \theta_{13} &= \frac{m_1^2 + m_3^2 - s_{13} + 2E_1 E_3}{2p_1 p_3}.
 \end{aligned} \tag{3.31}$$

Utilizaremos o referencial da ressonância no desenvolvimento fenomenológico das amplitudes nas próximas seções.

3.2 Dinâmica

As amplitudes $\mathcal{A} = \langle f|S|i\rangle$ (probabilidade de transição do estado inicial $|i\rangle$ para o final $|f\rangle$, via processo S), são usualmente calculadas tratando-se as interações como perturbações no sistema das partículas livres. Nesse contexto, a probabilidade da transição $i \rightarrow f$ é dada pela soma da contribuição de todos os possíveis processos intermediários, caracterizados pela criação e aniquilação de diferentes partículas virtuais. Assim, é de fundamental importância que as interações sejam relativamente pequenas, de modo que a soma convirja.

Na eletrodinâmica quântica (QED⁴), a probabilidade de se emitir ou absorver um fóton é proporcional a $\alpha = e^2/4\pi \simeq 1/137$, onde e é a carga do elétron. A probabilidade dos diagramas de processos intermediários são proporcionais a α^n (n dependendo da complexidade do diagrama), de modo que grande parte das quantidades podem ser calculadas em boas aproximações usando-se apenas os diagramas mais simples.

Diferentemente da QED, onde é possível calcular as amplitudes \mathcal{A} para todos os processos partindo de primeiros princípios, a situação na cromodinâmica quântica (QCD⁵) é mais complicada. A probabilidade de se emitir glúons α_S possui uma forte dependência na distância e energia dos quarks, sendo inclusive maior do que 1 para configurações de baixas energias e grandes distâncias. Na situação oposta, de altas energias e pequenas distâncias, α_S é pequeno e os pártons comportam-se como se fossem partículas livres. Esse fato, conhecido como *liberdade assintótica*, permite a utilização do método perturbativo na QCD no regime de altas energias. Outro fator complicante na QCD, é que os quarks encontram-se confinados em mésons ou bárions, partículas mais complexas. Como só sabemos calcular amplitudes para partículas pontuais, muitas vezes é necessária a introdução de fatores de forma obtidos experimentalmente que refletem nossa ignorância sobre a complexidade das interações da QCD na partícula composta.

Por mais que não seja possível calcular de forma exata a amplitude de transições hadrônicas, no caso de decaimentos em dois corpos podemos afirmar que será um número complexo $a e^{i\delta}$ constante. O elemento de matriz de um decaimento, para satisfazer a condição de invariância de Lorentz, deve ser função apenas de produtos internos de 4-vetores. Usando as informações disponíveis de 4-momento e polarização, a amplitude passa a ser função da energia e momento das partículas envolvidas. Como essas quantidades cinemáticas são fixas em função da massa das partículas envolvidas (equações 3.9 e 3.10), a *magnitude* a é constante. A *fase* complexa δ é proveniente da interação elástica das partículas do estado final e depende da energia do sistema, no

⁴Do inglês quantum electrodynamics.

⁵Do inglês quantum chromodynamics.

caso, a massa da partícula que decai.

A seguir, faremos algumas considerações gerais para de forma análoga, construir uma amplitude fenomenológica para decaimentos em três corpos.

3.2.1 Breit-Wigner

Os decaimentos em três corpos podem acontecer por estados intermediários de duas partículas, onde uma, denominada *ressonância*, decai via força forte. É conhecido que o decaimento dos mésons D e B em três corpos, são dominados por estados ressonantes, sendo mais frequentes do que a desintegração direta em três partículas, conhecida como decaimento *não-ressonante* (NR). As ressonâncias foram inicialmente observadas como picos na seção de choque em espalhamentos elásticos hadrônicos $2 \rightarrow 2$. Por possuírem curto tempo de vida, possuem flutuações relativamente grandes em sua massa ($\Delta E \Delta t \geq \hbar/2$), de modo que ao seu pico na energia está associada uma largura coincidente com a largura total de decaimento Γ_R . São usualmente modeladas por funções de Breit-Wigner (BW) relativísticas

$$BW_i(s) = \frac{m_R \Gamma_i}{m_R^2 - s - i m_R \Gamma(s)}, \quad (3.32)$$

$$\Gamma(s) = \Gamma_R \frac{m_R}{s} \frac{F_J^2(p)}{F_J^2(p_R)} \left(\frac{p}{p_R} \right)^{2J+1}, \quad (3.33)$$

onde Γ_i é a largura de decaimento relativa ao processo de desintegração i da ressonância ($\Gamma_R = \sum_i \Gamma_i$), m_R^2 é a massa nominal da ressonância, p o momento das partículas filhas da ressonância no seu referencial de repouso (função de s), p_R o mesmo momento calculado em m_R , J o spin da ressonância e F_J fatores de barreira de Blatt-Weisskopf dados por

$$F_0 = 1, \quad F_1 = \frac{1}{\sqrt{1 + (rp)^2}}, \quad F_2 = \frac{1}{\sqrt{9 + 3(rp)^2 + (rp)^4}}, \quad (3.34)$$

onde r é uma medida do raio da ressonância. A fase complexa da função BW, sofre uma variação de 180° em torno da massa m_R , resultado coerente com a formulação teórica das ressonâncias como pólos de uma matriz de espalhamento.

Como decaimentos em dois corpos só possuem uma variável de Dalitz, $s_{ij} = (p_i^\mu + p_j^\mu)^2 = P^2 = M^2$, a assinatura das ressonâncias no DP são faixas de largura Γ_R centradas em m_R^2 nas variável s_{ij} . A distribuição na outra variável s_{jk} , está relacionada a conservação do momento angular. Derivaremos a seguir a forma do termo angular para o caso particular de uma ressonância de spin 1.

3.2.2 Termo angular

Desejamos descrever a amplitude fenomenológica do decaimento

$$P \rightarrow R p_3 \quad ; \quad R \rightarrow p_1 p_2, \quad (3.35)$$

onde R representa a ressonância e p_i os mésons pseudo-escalares do estado final. Utilizaremos a abordagem da fatorização para escrever a amplitude do processo geral como o produto das amplitudes dos processos intermediários, de modo que

$$\mathcal{A}(P \rightarrow p_1 p_2 p_3) = \mathcal{A}(P \rightarrow R p_3) \times BW(s_{12}) \times \mathcal{A}(R \rightarrow p_1 p_2), \quad (3.36)$$

onde a função de BW é usada como propagador da ressonância R . As amplitudes para $P \rightarrow R p_3$ e $R \rightarrow p_1 p_2$, devem ser construídas usando os 4-vetores disponíveis de 4-momento p_i e polarização de R $\epsilon^\mu(m)$, onde $m = 0, \pm 1$. Como ϵ^μ não tem componente temporal no referencial de repouso de R , $\epsilon^\mu(p_1 + p_2)_\mu = 0$. Assim, as amplitudes mais simples que descrevem os decaimentos são

$$\mathcal{A}(R \rightarrow p_1 p_2) = F_J^R \epsilon_\mu(m) (p_2 - p_1)^\mu, \quad (3.37)$$

$$\mathcal{A}(P \rightarrow R p_3) = F_J^P \epsilon_\nu(m) p_3^\nu, \quad (3.38)$$

onde F_J são fatores de forma de Blatt-Weisskopf 3.34. Para vetores de polarização, a seguinte relação é satisfeita:

$$\sum_m \epsilon^\mu(m) \epsilon^\nu(m) = -g^{\mu\nu} + \frac{p_R^\mu p_R^\nu}{p_R^2} = P_1^{\mu\nu}, \quad (3.39)$$

onde $p_R = p_1 + p_2$ e $P_1^{\mu\nu}$ é conhecido como operador de projeção de spin 1. No referencial de repouso de R ,

$$P_1^{ij} = \delta^{ij}. \quad (3.40)$$

Substituindo 3.37 e 3.38 em 3.36 e tomando uma média nas polarizações, temos no referencial de repouso de R a amplitude

$$\mathcal{A}(P \rightarrow R p_3 \rightarrow p_1 p_2 p_3) = F_J^P F_J^R (-2 \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_3) \times BW(s_{12}), \quad (3.41)$$

onde $\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_3$ é função das massas e variáveis de Dalitz 3.31. A forma mais geral do termo angular para ressonâncias de spin inteiro arbitrário, foi desenvolvida por Zermach e é dada em função de polinômios de Legendre P_L por

$$\mathcal{M} = (-2 |\vec{p}_1| |\vec{p}_3|)^J P_J(\cos \theta_{13}). \quad (3.42)$$

3.2.3 Modelo isobárico

Combinando as funções de BW que descrevem ressonâncias, termos angulares relacionados ao spin e introduzindo em analogia ao decaimento em 2 corpos um número complexo com magnitude a e fase δ , chegamos finalmente a forma fenomenológica da amplitude para o decaimento $P \rightarrow p_1 p_2 p_3$:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(s_{ij}, s_{jk}) &= a_{NR} e^{i\delta_{NR}} + \sum_i a_i e^{i\delta_i} \mathcal{A}_i(s_{ij}, s_{jk}), \\ \mathcal{A}_i(s_{ij}, s_{jk}) &= F_J^P F_J^R \mathcal{M}_i(s_{ij}, s_{jk}) BW(s_{ij}). \end{aligned} \quad (3.43)$$

É uma soma coerente de todas as contribuições possíveis de ressonâncias, função de duas variáveis de Dalitz s_{ij} e s_{jk} , conhecida como *modelo isobárico*.

Usualmente, o termo NR é parametrizado com uma distribuição homogênea no DP, mesmo não existindo evidências experimentais de que tal suposição seja correta. Em [42], por exemplo, mostramos que o espalhamento inelástico $K^+\pi^0 \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ pode dar origem a uma amplitude não constante para a componente NR no decaimento de $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$. Os detalhes desse trabalho não serão apresentados nessa tese, aconselhando a leitura do artigo aos leitores interessados.

A fase δ é a soma das componentes forte e fraca. Enquanto a *fase fraca* é proveniente da matriz de CKM – trocando de sinal em processos decaimentos conjugados – a fase forte representa o processo dinâmico de interação forte elástica entre a ressonância e a outra partícula produzida na desintegração da partícula em questão. Esse processo forte, representado na figura 3.2, é conhecido como *interação de estado final* (FSI⁶). A fase forte depende da energia do sistema, ou seja, a massa da partícula que decai e é a mesma para um decaimento e seu complexo conjugado, já que a QCD é simétrica sobre CP.

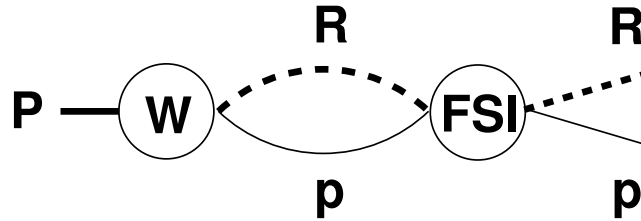


Figura 3.2: Decaimento fraco $P \rightarrow p R$ seguido da FSI entre R e p .

⁶Do inglês Final State Interaction.

3.2.4 Diagramas Tree e Pinguim

A amplitude $a_i e^{i\delta_i}$ do decaimento em dois corpos, é a soma da contribuição de todos os processos intermediários. Os processos dominantes para decaimentos hadrônicos de mésons em estados finais não compostos por partículas charmosas, são os diagramas *tree* e *pinguim* representados na figura 3.3 para um decaimento genérico de B . Os diagramas tree podem ser permitidos ou suprimidos em relação a cor, dependendo da localização dos quarks de $W \rightarrow q_1 \bar{q}_2$. Em 3.3b, existe apenas uma configuração possível de cor para q_1 e \bar{q}_2 , enquanto que em 3.3a a escolha é livre, possuindo maior probabilidade.

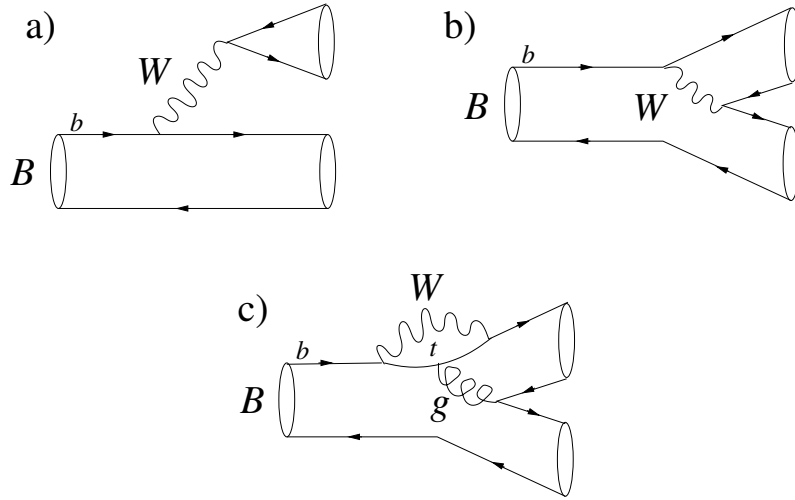


Figura 3.3: Diagramas genéricos de tree e pinguim: a) tree permitido em cor, b) tree suprimido em cor, c) pinguim. Cada vértice de W acoplado aos quarks i e j , contribui com um termo V_{ij} da matriz CKM. Alguns decaimentos apresentam apenas uma ou duas dessas componentes.

Os diagramas pinguim são diagramas de loop, onde um quark virtual é criado⁷, emite um glúon e é absorvido em seguida. O glúon cria um par $q\bar{q}$, gerando assim o estado final. A existência de partículas virtuais nos diagramas pinguim, é o grande diferencial em relação aos diagramas tree onde a única partícula virtual criada é o mediador W . Por não necessitarem estar na sua camada de massa, é possível criar por poucos instantes nos processos de loop, partículas de grande massa inacessíveis a energia do experimento. De modo que processos de loop são propícios para a observação de novas partículas X além do MP. Observar, no sentido que podem introduzir novas fases fracas no processo $b \rightarrow W + X$, ou aumentar a largura de decaimento de uma forma inesperada de acordo com as previsões teóricas do MP. Assim, a medida mais

⁷Mais provavelmente um quark t no decaimento de um méson B , dada a grandeza de V_{bt} .

limpa das fases de CKM usa decaimentos via diagramas tree apenas. Uma comparação da mesma fase extraída de um processo via diagrama pinguim e outro via tree apenas, pode revelar a contribuição de novas fases.

Outros possíveis diagramas para o decaimento B_q são o de aniquilação W ($b + \bar{q} \rightarrow W \rightarrow q_1 + \bar{q}_2$) e troca de W ($b + \bar{q}_1 \rightarrow q + \bar{q}_2$) – que pode ser visto como o anterior rotacionado de 90° – seguidos da criação de um par $q\bar{q}$ extraído do vácuo. Calcula-se [43], que essas contribuições são pequenas se comparadas com as da figura 3.3. Uma constatação experimental é a seguinte: no regime de energia da massa do méson B , os diagramas tree e pinguim para o méson B_q podem ser calculados tratando o quark q como uma partícula *espectadora*. Isso significa que assumimos por liberdade assintótica, que esse quark não participa da interação pois pode ser visto como uma partícula livre. Se os únicos processos para os decaimentos dos mésons B^+ , B^0 e B_s fossem os diagramas espectador, a vida média dessas partículas seria a mesma. Entretanto, experimentalmente vemos diferenças máximas de 10% nas vidas médias, indicando assim a dominância dos diagramas tree e pinguim.

Finalmente, as amplitudes $a_i e^{i\delta_i}$ medidas via processos de interferência são a composição

$$a_i e^{i\delta_i} = a_{Ts} e^{i\delta_{Ts}} V_{ab} V_{cd}^* + a_{Tc} e^{i\delta_{Tc}} V_{ef} V_{gh}^* + a_P e^{i\delta_P} V_{ij} V_{jk}^* \quad (3.44)$$

onde os índices a-k representam os seis quarks (u, d, c, s, b, t) – respeitando as possíveis combinações de acoplamento com W – Ts e Tc representam as contribuições tree suprimida e favorecida em cor e P a contribuição pinguim. Os termos de CKM podem introduzir fases fracas na amplitude. Infelizmente, não podemos extrair experimentalmente cada contribuição de forma independente. É apenas possível extrair a soma $a_i e^{i\delta_i}$ para um dado processo intermediário, como discutiremos na próxima seção.

3.3 Medindo amplitudes

Para discutir o papel das interferências na análise de amplitudes, vamos imaginar uma amplitude simples, composta por duas ressonâncias de spin 0 que se cruzam em uma região do espaço de fase⁸:

$$\mathcal{A} = a_1 e^{i\delta_1} BW_1(s_{12}) + a_2 e^{i\delta_2} BW_2(s_{13}). \quad (3.45)$$

A distribuição de pontos no DP é proporcional ao módulo quadrado da amplitude $|\mathcal{A}|^2$. Uma primeira consideração é que só faz sentido físico falar de parâmetros relativos. No

⁸Esse exemplo didático pode ser visto como uma lente de aumento numa região específica de um Dalitz plot físico, composto em outra escala por outros processos intermediários.

caso da fase é possível fatorar $e^{i\delta_1}$, que desaparece no módulo quadrado. O parâmetro físico passa a ser a diferença de fase $\delta = \delta_2 - \delta_1$. Para distribuições de probabilidade a escala é um fator irrelevante, já que essas funções são sempre normalizadas. O que realmente interessa é a forma da distribuição, a sua curva. Assim, também podemos dividir 3.45 por a_1 , a escrevendo em termos da magnitude relativa $r = a_2/a_1$. Em termos dos parâmetros relativos, a probabilidade do processo é

$$|A|^2 = BW_1^2 + r^2 BW_2^2 + 2r \cos \delta \operatorname{Re}(BW_1 BW_2) + 2r \sin \delta \operatorname{Im}(BW_1 BW_2). \quad (3.46)$$

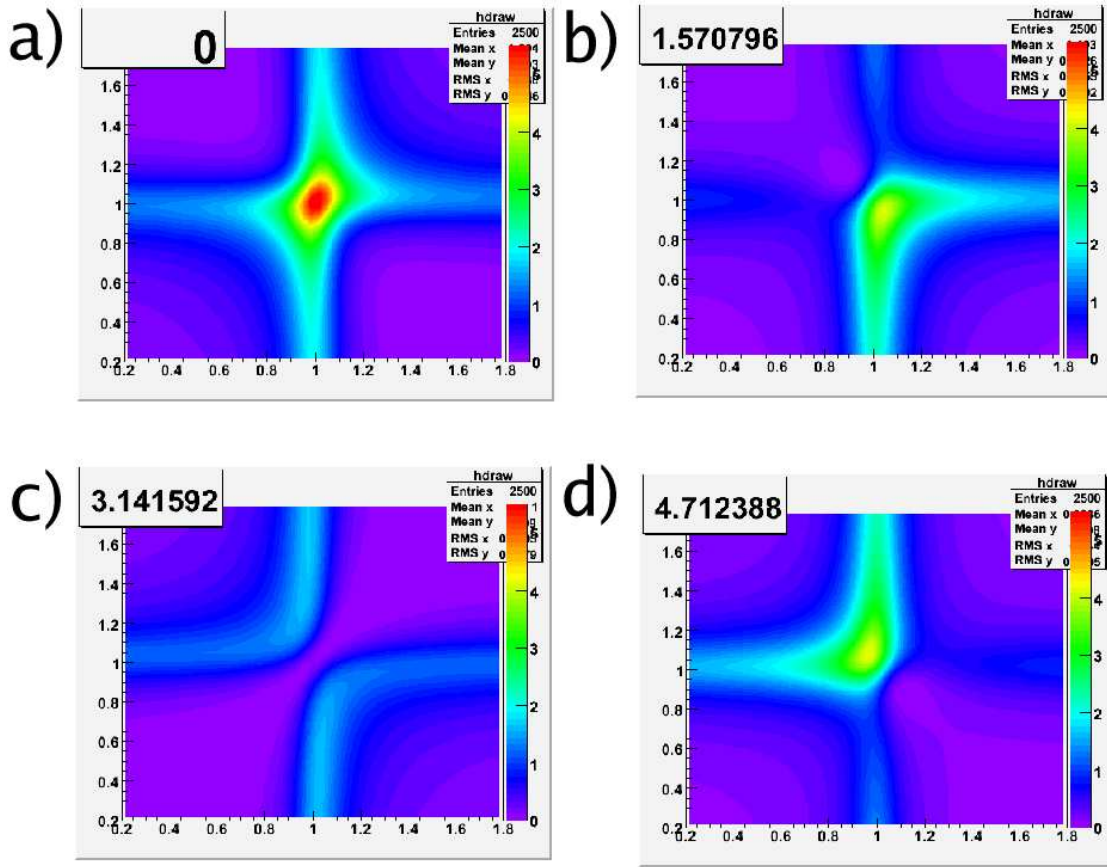


Figura 3.4: Amplitude quadrada em curvas de nível para $r = 1$ e diferentes valores de δ : a) 0, b) $\pi/2$, c) π , d) $3\pi/2$. Valores diferentes de δ criam superfícies completamente diferentes, explicitando a sensibilidade e unicidade do DP em relação às diferenças de fase. Gráficos gerados com o software URCA.

Os dois últimos termos, que acoplam BW_1 e BW_2 , são conhecidos como termos de *interferência*. Atuam na região de cruzamento das ressonâncias e possuem papel fundamental na forma da amplitude quadrada. Na figura 3.4 mostramos a forma da

equação 3.46 para diferentes valores de δ . A escala de cores e seus diferentes valores em cada ponto do espaço de fase, está diretamente associada ao número de eventos em cada ponto. A dependência em $\cos \delta$ e $\sin \delta$ possibilita a atuação da interferência como termo destrutivo ou construtivo. A sensibilidade e unicidade na diferença de fase, é o que permite que todas as fases e magnitudes relativas sejam extraídas experimentalmente via técnicas de ajuste em uma análise de amplitudes.

3.3.1 Técnicas de ajuste

Um processo de *ajuste* é caracterizado por retornar o conjunto de parâmetros livres $\vec{\alpha}$ de um modelo $f(\vec{x}, \vec{\alpha})$ que melhor descrevem um conjunto de dados C , onde \vec{x} são variáveis independentes do modelo. No caso específico da análise de DP, $\vec{\alpha} = (a_i, \delta_i, \dots)$, $\vec{x} = (s_{ij}, s_{jk})$, C são os pontos do DP e o modelo é a amplitude $|\mathcal{A}|^2$.

Se os parâmetros livres de um modelo descrevem grandezas físicas, é fundamental a correspondência um-a-um entre dados e parâmetros. Se imaginarmos por exemplo um modelo de previsão do tempo, cada conjunto de dados de entrada como temperatura, pressão atmosférica e umidade, devem produzir de forma unívoca um conjunto de parâmetros de previsão, como temperatura nos próximos dias, probabilidade de chuva, etc. Assim, a *bijetividade* entre dados e parâmetros de um modelo é vital para a interpretação física de um resultado e além disso, garante a convergência do processo de ajuste. A sua implementação confunde-se com a escolha de um modelo e é um processo sutil, que depende de bom senso e uma escolha coerente do número de variáveis e da sua disposição. Nem sempre a bijetividade pode ser obtida. O teste prático da sua presença, consiste em gerar e ajustar dados $C(\vec{\alpha})$ para vários conjuntos diferentes de parâmetros $\vec{\alpha}$, onde os dados são gerados usando-se uma ferramenta de *fast* Monte Carlo (MC). No caso do ajuste retornar os mesmos parâmetros que geraram os conjuntos, podemos dizer que o modelo é bijetivo.

Existem vários métodos de ajuste, entre eles *máxima likelihood* e *mínimos-quadrados* (χ^2) que não só retornam os parâmetros livres, como permitem comparar modelos diferentes, fornecendo critério para decidir qual se aproxima mais dos dados. Embora mostra-se que ambos métodos são equivalentes para o limite de estatística infinita, o método de máxima likelihood mostra-se mais apropriado para análises de DP e de forma geral em sistemas de baixa estatística. A análise sem bins evita dificuldades com as bordas do DP, regiões de ocupação nula nos bins e a perda de resolução nas regiões de interferências por conta da escolha errada do tamanho dos bins. O método

de likelihood consiste em retornar $\vec{\alpha}$ que maximiza a função

$$L(\vec{\alpha}) = \prod_{i=1}^N [P_S(\vec{x}_i, \vec{\alpha}) + P_B(\vec{x}_i)], \quad (3.47)$$

onde P_S e P_B são PDFs⁹ (funções normalizadas, ou, divididas por sua integral no espaço de fase dos parâmetros \vec{x}_i) que descrevem sinal e background (eventos falsos, o conceito será revisitado e discutido no capítulo 6). A função likelihood é o produto das PDF's calculadas em todos os pontos \vec{x}_i do conjunto de dados C .

Nos estudos de MC não consideramos background, nos concentrando apenas na PDF do sinal

$$\begin{aligned} P_S(\vec{x}, \vec{\alpha}) &= \frac{1}{N_S} g(M) \epsilon(\vec{x}) \left| \sum_i a_i e^{i\delta_i} \frac{A_i(\vec{x}, \vec{\alpha})}{\sqrt{N_i}} \right|^2, \\ N_S &= \int^{\text{DP}} dM d\vec{x} g(M) \epsilon(\vec{x}) \left| \sum_i a_i e^{i\delta_i} \frac{A_i(\vec{x}, \vec{\alpha})}{\sqrt{N_i}} \right|^2, \\ N_i &= \int^{\text{DP}} dM d\vec{x} g(M) \epsilon(\vec{x}) |A_i(\vec{x}, \vec{\alpha})|^2, \end{aligned} \quad (3.48)$$

onde A_i é uma equação do tipo 3.43, normalizada para que as magnitudes a_i extraídas sejam interpretadas como a fração de contribuição da ressonância i . $g(M)$ é a distribuição da massa M da partícula que decai (geralmente dada por uma gaussiana) e $\epsilon(\vec{x})$ é a *aceptância do DP*. A *aceptância* é um peso aplicado a cada evento para corrigir o desfavorecimento de regiões do DP, causado pelo processo completo de seleção dos eventos (esse conceito será revisitado e detalhado no capítulo 6). Sem a normalização total N_S (a integral é calculada no espaço de fase do DP), os parâmetros $\vec{\alpha}$ não possuem limite superior, retornando P_S cada vez maiores. Dividindo por um termo de mesma ordem de grandeza, fixa-se a escala, permitindo a exploração de efeitos mais sutis na forma da amplitude.

Para a implementação da técnica de likelihood, usamos o pacote MINUIT [44]. Nele, os parâmetros $\vec{\alpha}$ são variados, retornando a combinação que minimiza $-2 \ln L$, onde L é a função likelihood 3.47. No ajuste, um dos processos intermediários, denominado *âncora*, tem magnitude e fase fixados (usualmente em 1 e 0), já que apenas parâmetros relativos possuem significado físico. Assim, todos os parâmetros extraídos dos outros processos intermediários são medidos em relação à âncora. Se a âncora é fixada com valores a_A e δ_A , os parâmetros a_i e δ_i medidos de uma ressonância i são efetivamente $a_i = a/a_A$ e $\delta_i = \delta - \delta_A$, onde a e δ são os parâmetros absolutos da mesma ressonância.

⁹Probability distribution function, ou, função de distribuição de probabilidade.

O ajuste de amplitudes isobáricas em decaimentos de três corpos, tem sido usada com sucesso em análises de vários experimentos como BaBar, Belle, Focus E791, sendo o cenário padrão para esse tipo de estudo. Como parte fundamental do método para a extração de γ , desenvolvemos uma nova técnica de ajuste de duas amplitudes sobrepostas, detalhada no capítulo 7.

Capítulo 4

Experimento LHCb

4.1 LHC

O acelerador Large Hadron Collider (LHC), ilustrado na figura 4.1, acelera dois feixes de prótons em sentidos opostos e os faz colidir com energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Os prótons são primeiramente acelerados por um acelerador linear (LINAC) até 50 MeV e injetados nos dois anéis Proton Synchrotron Booster (PBS). O Proton Synchrotron (PS) é então alimentado com partículas de 1 GeV, acelerando-as até 26 GeV antes da sua injeção no Super Proton Synchrotron (SPS). No SPS atingirão uma energia de 450 GeV antes de entrarem no LHC via dois túneis TI 2 e TI 8.

Os principais tópicos experimentais desta máquina são a busca por partículas de Higgs e de SUSY¹ (experimentos ATLAS e CMS); o plasma de quark-glúons (ALICE); o estudo de efeitos da violação do CP e física de mésons B (LHCb principalmente e em menor escala em ATLAS e CMS); medidas de seção de choque total, espalhamento elástico e processos difrativos nas energias do LHC (TOTEM) e em geral, possíveis efeitos da física além modelo padrão.

A relativamente baixa seção de choque da partícula de Higgs na energia do LHC e a necessidade de alta estatística para caracterização de efeitos de física além MP, introduzem a necessidade de alta luminosidade (lembrando que a luminosidade vezes a seção de choque de um processo X , fornece o número de eventos X por segundo). Assim, o projeto do LHC estabeleceu uma luminosidade de $\mathcal{L} = 10^{34}$ cm⁻² s⁻¹ a ser atingida após o mínimo de um ano de operação. Essa alta luminosidade, pode ser obtida preenchendo o anel do acelerador com nuvens densas de prótons. Por motivos técnicos, o espaçamento mínimo entre elas é de 7 m (ou 25 ns), permitindo a existência de 3564 nuvens ao longo do anel. Dada as diferentes frequências de injeção dos pré-

¹Do inglês Super Symmetry.

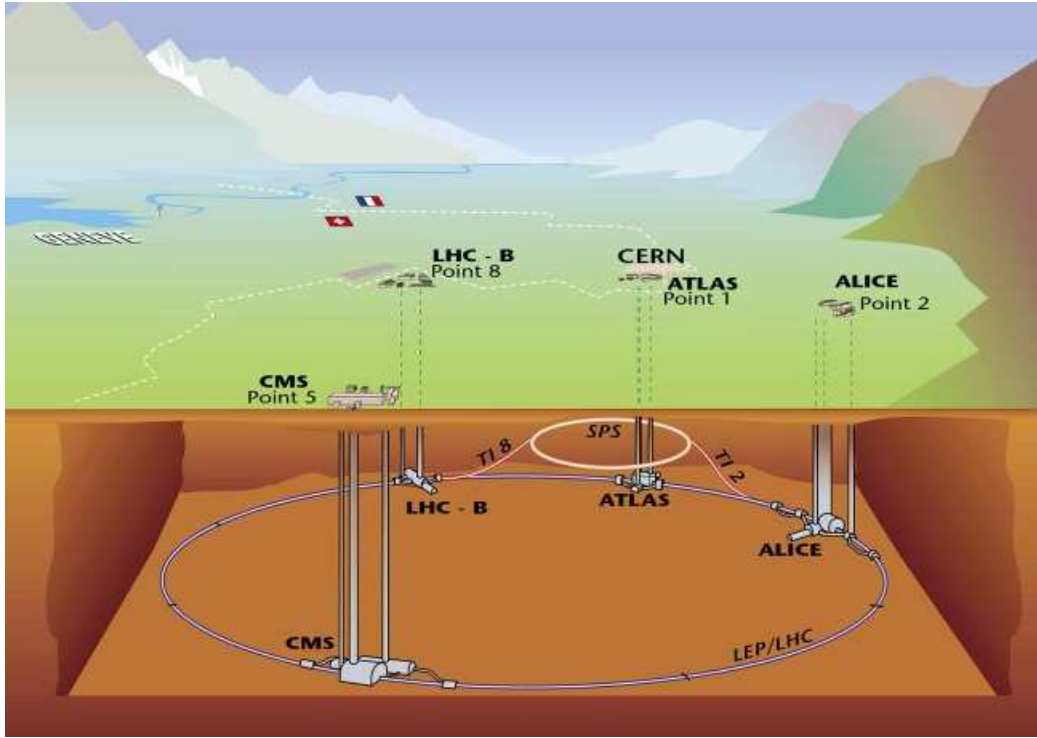


Figura 4.1: Localização dos experimentos na circunferência de 27 km do LHC.

aceleradores, apenas 2835 nuvens podem ser preenchidas por rodada. A estrutura das nuvens preenchidas não possui um padrão simples, de modo que em pontos assimétricos em relação a injeção (os únicos pontos simétricos são IP 1 ATLAS e IP 5 CMS), o número de cruzamento de nuvens por revolução pode ser menor que 2835. Para o LHCb, apenas 73,6% dos cruzamentos envolvem duas nuvens preenchidas e o número efetivo de nuvens passa a ser 2622.

A luminosidade em um ponto de interação é

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 k f \gamma F}{4\pi \beta^* \epsilon}, \quad (4.1)$$

onde $N_{1,2}$ é o número de prótons por nuvem, k o número de nuvens por feixe, f a frequência de revolução das nuvens e $\gamma = E_p/m_p$ o fator relativístico. A emitância transversa normalizada ϵ , caracteriza a compactação e a divergência das nuvens e depende de efeitos feixe-feixe. A função de amplitude β^* mede a habilidade dos magnetos em focar o feixe no ponto de interação e finalmente F é um fator que leva em conta o ângulo de cruzamento dos feixes. O valor nominal desses parâmetros é apresentado na tabela 4.1. Uma questão importante para a eletrônica do experimento é a frequência de cruzamento de nuvens $\nu = k^{\max} f \simeq 40$ MHz, pois define o número de ciclos (clock) da eletrônica de aquisição de dados. Para o experimento LHCb a frequência é menor

$\nu^{\text{LHCb}} \simeq 30 \text{ MHz}$, já que k efetivo é menor.

Parâmetro	$N_{1,2}$	k	f	γ	F	ϵ	β^*
Valor	$1,05 \times 10^{11}$	2835	11245,5 Hz	7460,6	0,9	$3,75 \mu\text{m rad}$	0,5 m

Tabela 4.1: A luminosidade projetada $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para o LHC, é obtida com esses parâmetros.

4.2 LHCb

O experimento LHCb [45] tem como objetivos a fixação dos triângulos unitários de CKM, a determinação dos parâmetros de mixing do méson B_s e a busca por física além MP – caracterizada pela contribuição virtual de novas partículas em diagramas de loop (o diagrama pinguim e o box são exemplos de loop), introduzindo fases fracas e alterando a razão de ramificação inicialmente previstas.

Para atingir uma boa performance em suas medidas, o experimento tem como requerimentos um trigger eficiente para eventos de partículas que contenham o quark b , mecanismos para a redução de background, boa resolução na medida de tempo de vida das partículas e métodos para tagging. Para filtrar background, o LHCb conta com um bom sistema de identificação de partículas e de reconstrução de traços.

O detector, representado na figura 4.2, é um espectrômetro de braço único, geometria similar aos experimentos de alvo fixo. Sua geometria foi escolhida em função da cinemática de produção dos pares de quark $b\bar{b}$ em colisões próton-próton (p-p) de alta energia. Os pares $b\bar{b}$ são formados pela interação de pártons², que carregam uma certa fração do momento dos prótons. Na energia do LHC, a diferença de 1% na fração de momento carregada entre os pártons, implica numa diferença de momento Δp da ordem de 70 GeV/c. Essa troca de momento causa um boost de Lorentz na direção do feixe, de modo que o par $b\bar{b}$ produzido se propaga no mesmo sentido, formando um cone. A distribuição das partículas $b\bar{b}$ em função do ângulo polar θ (definido em relação ao feixe no referencial do laboratório), pode ser vista na figura 4.3.

A maior parte dos eventos localiza-se a ângulos de pequena magnitude, de modo que a geometria do LHCb foi escolhida para cobrir uma região de 0,01 a 0,25 radianos na vista lateral e de 0,01 a 0,3 radianos na vista superior do espectrômetro. A cobertura mínima está relacionada aos eventos perdidos que se propagam dentro do duto do feixe. A cobertura maior na vista superior, está ligada ao fato de o magneto curvar as

²Na energia de 14 TeV, a produção dos pares $b\bar{b}$ é dominada pelo mecanismo de fusão de glúons.

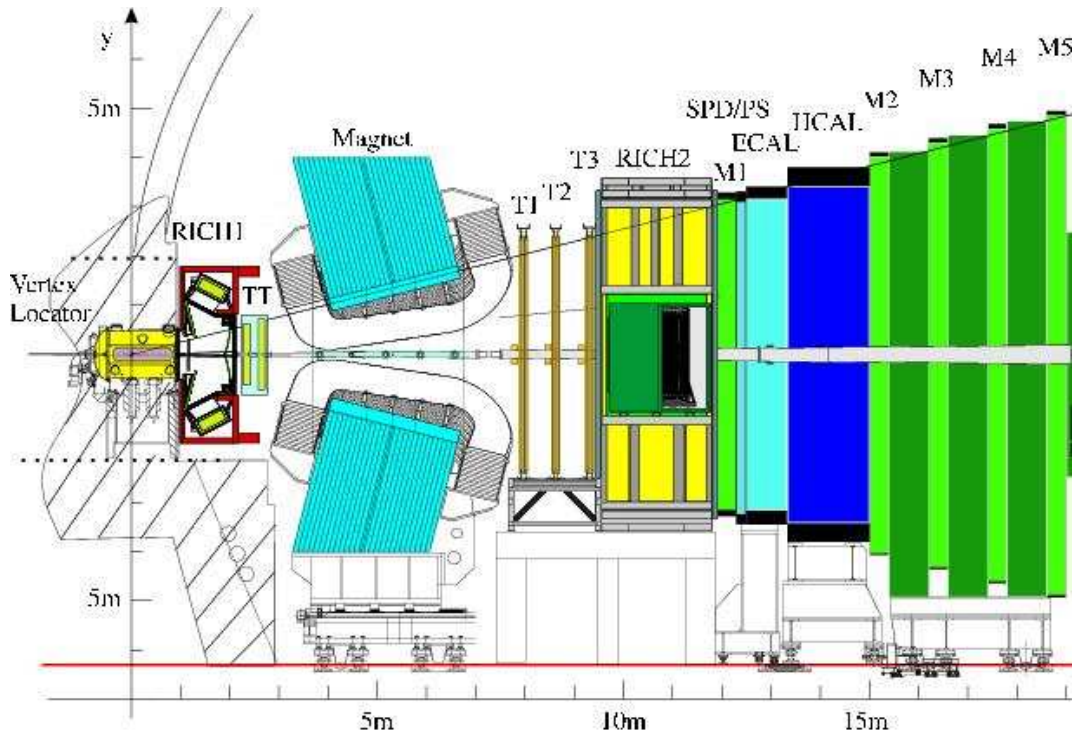


Figura 4.2: Visão lateral do LHCb ao longo do feixe. As interações primárias ocorrem no Vertex Locator.

partículas nesse plano. A presença do par emaranhado $b\bar{b}$ na aceitação do detector é fundamental para o desenvolvimento das técnicas de tagging, utilizadas em alguns métodos para a extração de ângulos de CKM. Embora metade dos eventos seja perdida pela ausência de detectores no outro lado, a geometria de braço único possui em relação a geometria central (experimentos ATLAS, CMS), a vantagem de permitir melhor resolução nos vértices primários, já que o detector de vértices pode ser localizado na região próxima ao ponto de interação.

Para medir o tempo de vida dos mésons B , as coordenadas do vértice primário e secundário (relacionados ao ponto de criação e decaimento) devem ser medidas com a maior precisão possível (ver a seção B.2.4). Na luminosidade nominal do LHC, os cruzamentos de nuvens produzem em média 25 interações inelásticas entre os prótons, estabelecendo uma grande dificuldade na determinação dos vértices de um méson B reconstruído.

O número de interações ocorrendo em um cruzamento de nuvem, segue a distribuição de Poisson

$$P(\langle n \rangle, n) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle}, \quad (4.2)$$

onde n é o número de interações e $\langle n \rangle$ o número médio de interações calculado como

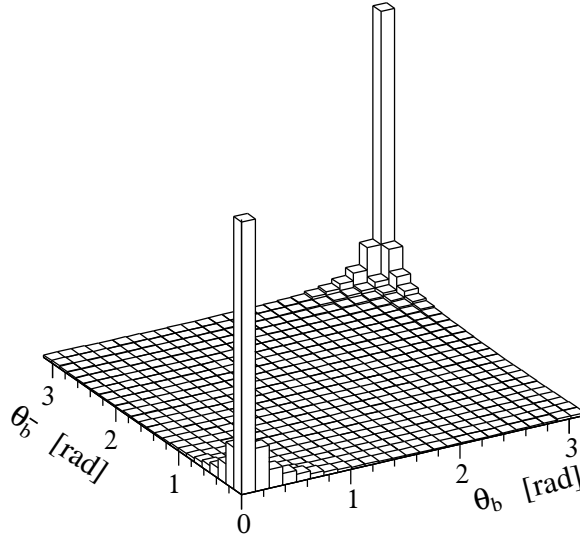


Figura 4.3: Ângulos de produção de b (θ_b) e \bar{b} ($\theta_{\bar{b}}$) nas colisões próton-próton do LHC, calculados pelo gerador de eventos PYTHIA.

$\langle n \rangle = \mathcal{L} \sigma_{\text{inel}} / \nu$. Usando $\sigma_{\text{inel}} = 80$ mb para a seção de choque das interações inelásticas e $\nu = 30$ MHz para a frequência de colisão de nuvens no LHCb, mostramos na figura 4.4 a probabilidade de se ter n interações em função da luminosidade.

A fim de minimizar o número de interações primárias, bem como reduzir a ocupância no detector e danos na eletrônica causados pela radiação, o LHCb utilizará a luminosidade média de $\mathcal{L}^{\text{LHCb}} = 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. A diminuição da luminosidade do LHC é feita no ponto IP 8 onde uma ótica especial desfocalizará o feixe, alterando o parâmetro β^* da equação 4.1.

4.2.1 Trigger

O LHCb possui em torno de um milhão de canais eletrônicos que geram 40 TB/s de dados no cruzamento efetivo de nuvens a 30 MHz. Não só a armazenagem dessa quantidade de informação é impossível a longo prazo, como a taxa de escrita em fita é tecnicamente limitada. A pequena seção de choque de produção de pares $b\bar{b}$ (500 μb) comparada com a seção de choque inelástica da colisão p-p (80 mb), mostra que uma pequena parcela das colisões geram eventos interessantes. Torna-se necessário a definição de critérios para selecionar e guardar apenas os eventos de maior interesse. O sistema que toma a rápida decisão de se o evento deve ser descartado ou gravado, é denominado *trigger*.

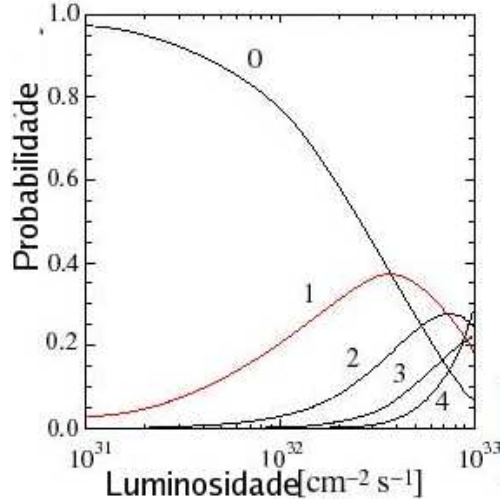


Figura 4.4: Probabilidade de haver $n = 0, 1, 2, 3, 4$ interações inelásticas p-p por cruzamento de nuvens em função da luminosidade. Para $\mathcal{L} = 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, a probabilidade de haver apenas uma interação é maior do que interações múltiplas.

A criação de partículas massivas nas colisões p-p é caracterizada³ por maiores valores do seu momento na componente transversa ao feixe (pt). Outra assinatura, é o valor típico parâmetro de impacto (IP) – definido como a distância mínima entre o traço e o vértice da colisão p-p que o originou. Por serem rapidamente acessíveis, essas variáveis serão exploradas nas primeiras etapas do trigger.

O trigger do LHCb é dividido em dois níveis: $L0$ implementado na eletrônica do detector e *High Level Trigger* (HLT) implementado via software, com um cluster dedicado de mais de 2000 núdulos computacionais. O HLT é subdividido em duas etapas, HLT1 e HLT2.

O L0 reduz a taxa de eventos para 1MHz. Usa informações dos calorímetros e das câmaras de múons na busca de partículas de alto pt . Além disso, faz interface com o VELO na exclusão de eventos com múltiplas interações ou muitos traços (sistema de veto de empilhamento). Os objetos que satisfazem os cortes de L0 e disparam o trigger são denominados *sementes*. Podem ser de quatro tipos: múon, hádron, elétron, fóton. Correspondem respectivamente a: segmento de traço nas câmaras de múons (o momento é estimado supondo a origem de traço na origem do sistema de coordenadas e o ponto de flexão da trajetória no centro do magneto); grupo de células 2x2 do HCAL com energia transversa total E_t ($E_t = E \sin\theta$ é a energia E do cluster pelo ângulo θ da sua posição em relação ao eixo do feixe); para elétrons e fótons são células 2x2 do

³As assinaturas de um evento do méson B, são detalhadas na seção 5.1.

ECAL associadas à excitação (ou não) das células correspondentes do SPD.

As sementes aceitas pela unidade de decisão L0D0 são analisadas em paralelo pelo HLT1, em um esquema de *alleys* (passagens). Nessa etapa tenta-se confirmar as sementes L0 pela sua associação com o traço responsável pelo segmento nas câmaras de múons ou depósito de energia nos calorímetros. A correspondência é feita pela comparação da energia/momento dos objetos (levando em conta a resolução de cada um) e pela sobreposição geométrica, confirmando que o traço aponta para a semente. Algumas *alleys* podem se subdividir em novas etapas e buscar mais um traço para formar um vértice e aplicar cortes de espaçamento e pointing. O decisão final do HLT1 é um **OU** de todas as *alleys* e é acompanhada dos objetos que disparam e confirmam o trigger.

Tanto o L0 como o HLT1 baseiam seus cortes no pt máximo das partículas filhas do decaimento de B . Apesar de ser um corte rápido, não é o mais discriminativo. Vemos que após essas etapas é difícil reduzir a taxa de background sem comprometer significativamente a eficiência dos canais de interesse. Após o HLT1 a taxa é reduzida para aproximadamente 40 kHz. Nesse ponto o poder de computação é suficiente para a reconstrução simplificada dos eventos. Todos os traços são refeitos, de forma mais aprimorada que no HLT1 porém sem o procedimento que gera a matriz de erro. Nessa etapa, conhecida como *trigger topológico* (TG), é possível utilizar cortes robustos (sem erros) e mais poderosos que explorem as características genéricas dos decaimentos dos mésons B . O TG será descrito em detalhes no capítulo 5.

O HLT2 é a união do TG com demais triggers inclusivos e as seleções exclusivas. As últimas são aplicadas após os inclusivos e possuem cortes largos para os canais de interesse. A taxa de saída do trigger é de 2kHz, correspondendo aos eventos gravados em fita e disponíveis para análise posterior.

A eficiência das diferentes etapas do trigger nos decaimentos $B \rightarrow K\pi\pi$, é apresentada na seção 6.3.

L0 + HLT1 - alley hadrônica

Detalhamos a seguir o funcionamento da alley hadrônica. Embora uma pequena fração dos eventos de $B \rightarrow K\pi\pi$ possam ser selecionados por outras *alleys* (especialmente a de múons) pela atuação no outro b do par $b\bar{b}$, a alley hadrônica é responsável pela seleção da maior parte dos eventos.

Os passos são condicionais – sua execução depende do sucesso da anterior – e correspondem a:

1. L0 - seleção de sementes no HCAL com $E_t > 3,5$ GeV. A resolução do calorímetro

a essa energia prevê uma incerteza de $\pm 1,5$ GeV na medida.

2. HLT1 - reconstrução de todos os traços 2D (coordenadas polares) no VELO apenas.
3. associação geométrica dos traços 2D com as sementes. A quantidade discriminante é um χ^2 calculado no plano XY da semente, entre a sua posição e a posição do traço projetada após a interação com o magneto. A magnitude da flexão no eixo X é estimada pela energia da semente. Os dois sentidos possíveis da flexão são tentados, pois ainda não se conhece a carga da partícula em questão. A posição em Y não sofre desvio e permite a associação com menos incertezas. O erro no χ^2 é associado as dimensões características das células.
4. upgrade dos traços 2D para VELO 3D. Para economizar processamento, apenas os traços associados na etapa anterior são promovidos. A idéia é a mesma para as etapas seguintes.
5. associação geométrica dos traços VELO 3D com as sementes. É feito com melhor precisão.
6. corte de $IP > 0,1$ mm. Os traços varrem o conjunto de vértices primários 2D buscando as combinações que satisfaçam o corte.
7. promoção dos traços VELO 3D para longos. Os traços 3D associados às sementes e afastados do PV são dados como entrada em um algoritmo otimizado de busca de hits nas estações T. Cada traço 3D da origem a uma janela de possibilidades de hits e apenas os módulos eletrônicos associados a essas janelas tem suas informações decodificadas. Os traços resultantes possuem boa estimativa no momento.
8. nesse ponto a alley hadrônica se subdivide em duas possibilidades: single e di-hadron.
9. a primeira corresponde a um corte de $pt > 5$ GeV no traço.
10. a segunda roda em paralelo e busca por um segundo traço para ajustar um vértice secundário. É subdividida nos seguintes passos:
11. corte de $pt > 2,5$ GeV no primeiro traço.
12. reconstrói todos os traços 3D do VELO

13. filtra os traços associados às sementes L0, com $IP > 0,1$ mm e $pt > 1$ GeV.
14. o traço 1 e 2 não podem estar muito afastados, DOCA (distância mínima entre os dois) $< 0,2$ mm.
15. o vértice ajustado deve estar localizado após o vértice da colisão p-p, $\Delta Z > 0$.
16. o vértice ajustado possui $POINT < 0,4$ (definido na página 61).

4.2.2 Reconstrução de traços

O objetivo do sistema de reconstrução de traços é identificar a trajetória de partículas carregadas e medir o seu momento. A precisão almejada é de $\delta p/p \simeq 0,4\%$ no momento de partículas com $p \simeq 40$ GeV/c. Essa precisão resulta numa resolução média de 15 MeV/c² na massa invariante de B reconstruídos em decaimentos de dois corpos. O sistema é composto por um magneto, detectores de silício (VELO, TT e IT) e câmaras de deriva (OT). Os detectores IT e OT são componentes das estações de traço T1, T2 e T3.

Um estudo mais detalhado sobre a performance da reconstrução de traços no LHCb é apresentado na seção B.2.4.

Tipos de traço

Dependendo dos subdetectores utilizados são classificados em:

1. **Longos:** atravessam o sistema de reconstrução do VELO às estações T. São o conjunto mais importante de traços para reconstrução de mésons B , possuindo a melhor resolução de momento.
2. **Rio abaixo (Downstream):** atravessam apenas as estações TT e T. O caso mais relevante é o do decaimento dos produtos de K_S que decaem fora da aceitação do VELO.
3. **Traços VELO:** medidos no VELO apenas, normalmente traços de grande ângulo θ ou de partículas que decaem para o lado oposto ao espectrômetro. São úteis para a reconstrução do vértice primário.
4. **Rio acima (Upstream):** atravessam apenas o VELO e estações TT. São em geral traços de baixo momento expelidos para fora do detector pelo magneto. Possuem pior resolução no momento.

5. **Traços T:** medidos apenas nas estações T. Não possuem medida de momento e são tipicamente produzidos em interações secundárias.

Magneto

O objetivo do campo magnético é causar uma curvatura na trajetória das partículas carregadas, da qual é possível extrair o 3-momento e a carga. O LHCb vai funcionar com um dipolo não-supercondutor localizado próximo à região de interação, compatível com a região de aceitação do experimento, como mostrado na figura 4.5.

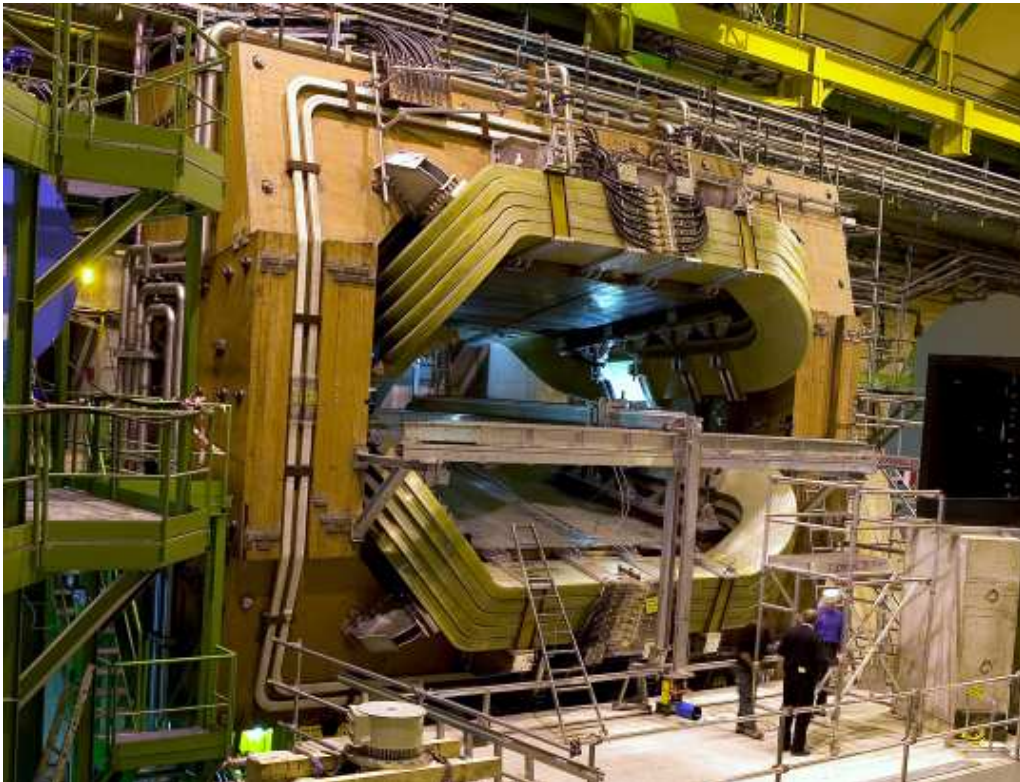


Figura 4.5: O magneto na caverna do LHCb.

A relação entre momento e ângulo de deflexão pode ser aproximada por

$$p \simeq \frac{\int B dl}{3,33\theta}. \quad (4.3)$$

A precisão da medida de momento de um traço, depende do valor do campo magnético visto pela partícula durante a sua trajetória. O poder de curvatura, caracterizado pela integral do campo magnético, é $\int B dl \simeq 4 \text{ Tm}$. Um campo uniforme é essencial para a confiabilidade das medidas. Espera-se uma não-uniformidade do poder de curvatura na faixa de $\pm 5\%$ na aceitação geométrica do detector.

VELO

O Vertex Locator (VELO, figura 4.6), localizado na região das interações primárias, tem o objetivo de determinar de forma precisa as coordenadas de vértices primários e secundários dos mésons B . Consiste de 21 estações semicirculares de silício, posicionadas ao longo do feixe. Cada estação é composta de dois planos de sensores, medindo as componentes radial e angular dos traços. Além disso, possui sensores na região contrária ao detector, aumentando a precisão na medida dos vértices primários. Na mesma região existem dois sensores que medem de forma dedicada o número de traços e a quantidade de vértices primários, compondo o sistema de veto de empilhamento (informação usada pelo trigger L0).

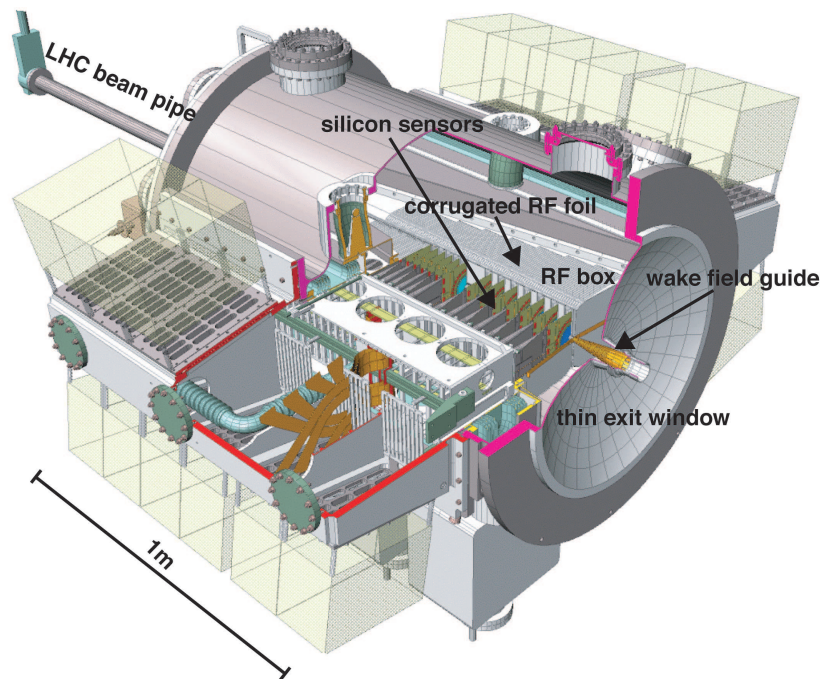


Figura 4.6: Visão tridimensional do VELO com os sensores de silício e demais componentes.

O funcionamento desse sistema baseia-se na razoável separação entre os possíveis vértices primários, dada a dimensão de 5,3 cm da região de interação p-p na direção longitudinal; a contrapartida de $53\mu\text{m}$ na direção transversal. Os sensores são envoltos por caixas de alumínio que visam proteger a eletrônica dos ruídos de radiofrequência gerados pelo feixe p-p. Tendo em vista a proximidade do ponto de interação, os sensores são mantidos em vácuo, em módulos retráteis que se aproximam do feixe durante as colisões e se afastam durante a injeção, evitando danos pelos feixes desfocalizados do LHC.

A resolução do vértice primário é de $\sim 50 \mu\text{m}$ na direção do feixe e $\sim 10 \mu\text{m}$ nas outras direções. Para vértices secundários, a resolução espacial depende no número de traços, podendo variar de $150 \mu\text{m}$ a $300 \mu\text{m}$. Essa quantidade corresponde a uma resolução aproximada de 50 fs para o tempo de vida de um méson B .

TT

As estações de traço para o trigger (TT), localizam-se antes do magneto e após o RICH1. Possuem três propósitos principais: reconstruir a trajetória de partículas de baixo momento (curvadas para fora do detector pelo magneto), bem como produtos de partículas neutras que decaem após o VELO e colaborar com o trigger, medindo momento de uma forma aproximada porém rápida. A proximidade do magneto, gera um resquício de campo magnético ($\int B dl \simeq 0,15 \text{ Tm}$) que permite a medida de p com uma precisão de 10-40% sem a necessidade de utilizar as demais estações de traço.

A estação TT (figura 4.7) é composta por quatro planos de tiras de $183 \mu\text{m}$ de silício divididos em dois pares TTa e TTb separados por 27 cm. De maneira semelhante aos detectores IT e OT (descritos na próxima sub-seção), o primeiro e quarto plano possuem tiras verticais enquanto o segundo e o terceiro possuem tiras em ângulos de $\pm 5^\circ$.

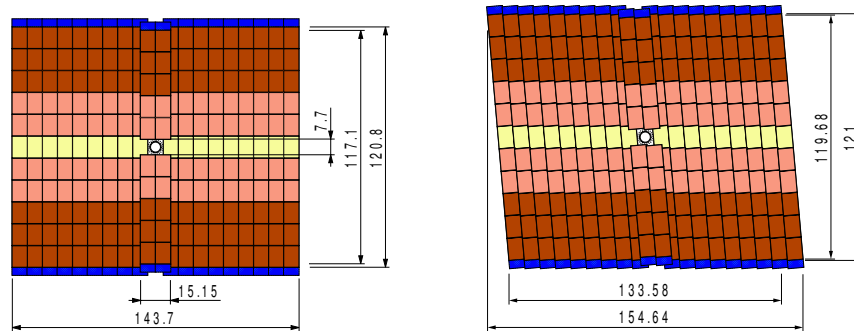


Figura 4.7: Visão esquemática dos dois planos de TTa. As dimensões possuem unidade de cm.

T1, T2 e T3

As estações de traço T se localizam após o magneto e complementam o VELO e TT para a determinação do momento e traço dos produtos das colisões p-p. O fluxo de partículas varia com a distância do feixe, de modo que as Ts são divididas em dois módulos de resoluções e tecnologias diferentes: IT e OT.

A região mais próxima do feixe, que pode atingir fluxos da ordem de $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ é ocupada pelo Inner Tracker (IT). A cobertura é de $120 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$, maior na

horizontal já que o campo magnético curva as partículas nessa direção. A tecnologia adotada é a de microtiras de silício, possuindo a mesma granularidade das estações TT.

Na região externa a IT, encontra-se o Outer Tracker (OT). A detecção é feita por câmaras de deriva em formato cilíndrico com 5 mm de diâmetro e paredes de 0,075 mm de espessura. As câmaras serão espaçadas de 5,25 mm entre si e preenchidas por uma composição gasosa de 75% de Ar, 15% CF_4 e 10% CO_2 . Essa mistura foi escolhida para obter um tempo de resposta menor do que 50 ns (2 vezes o tempo entre cruzamento de nuvens no LHC). Um esboço de IT e uma visão geral dos detectores TT e T pode ser visto na figura 4.8.

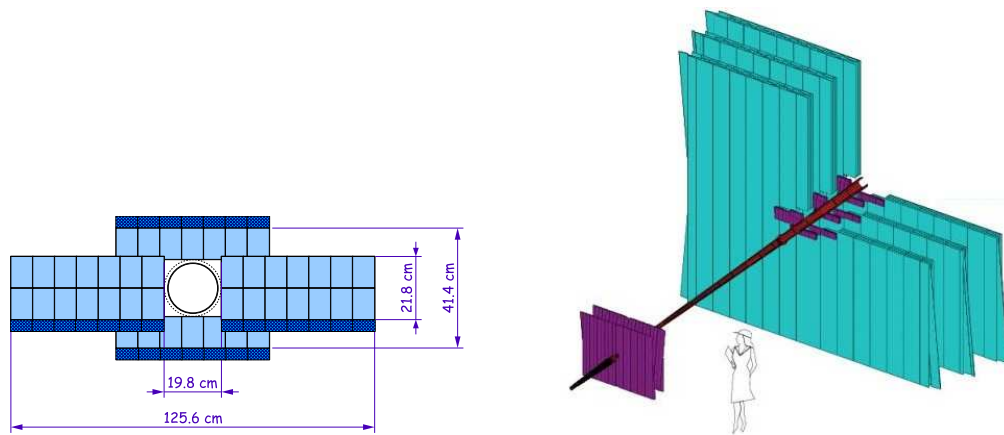


Figura 4.8: Esquerda: Visão esquemática de um detector IT. Direita: Panorama geral das estações de traço. Na cor mais escura TT e as 3 ITs; em cor mais clara as 3 OTs.

4.2.3 Identificação de partículas

O sistema de identificação de partículas é composto por detectores RICH, calorímetros e detectores de múons. Para as partículas carregadas comuns (e, μ, π, K, p): elétrons são discriminados no calorímetro eletromagnético; múons nas câmaras de múons; káons, píons e prótons são separados pelo RICH e hádrons em geral tem sua energia medida no calorímetro hadrônico. Partículas neutras (γ, π^0) são identificadas no calorímetro eletromagnético, onde $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ pode ser resolvido em dois fótons separados ou apenas um conjunto dependendo do seu momento.

A identificação de partículas – crucial para otimizar a razão sinal background em decaimentos dos mésons B – é feita combinando a informação dos vários sub-detectores.

RICH

Detetores RICH (Ring Imaging Cherenkov, figura 4.9) permitem a identificação de partículas através da atuação conjunta com o sistema de traços. O efeito Cherenkov consiste na radiação eletromagnética emitida por partículas que se propagam com velocidade maior do que a da luz em um dado meio. O ângulo entre a direção de propagação e de emissão da luz Cherenkov permite determinar a velocidade da partícula. Conhecendo índice de refração do meio e tendo o momento do sistema traços, é possível determinar a massa e conseqüentemente a identidade da partícula.

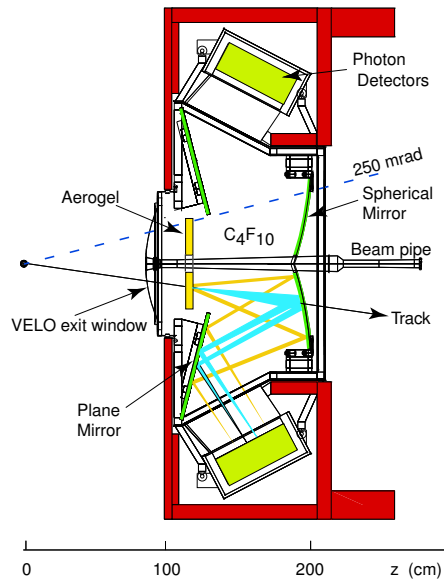


Figura 4.9: Visão esquemática do RICH1, mostrando o caminho dos fótons até os fotodetecores. Os últimos são localizados fora da aceitação do detector para evitar efeitos do campo magnético e livrar a eletrônica de danos causados pela intensa radiação nas proximidades do feixe.

A única maneira de cobrir a escala de momento $1 \text{ GeV}/c < p < 150 \text{ GeV}/c$ (essa faixa inclui mais de 90% das partículas produzidas em decaimentos do méson B) é a utilização de detetores RICH com diferentes índices de refração. No LHCb usam-se dois detetores, RICH1 e RICH2. O primeiro é desenhado para identificar traços de baixo-intermediário momento (1-40 GeV/c), possuindo radiadores de aerogel de sílica e gás C_4F_{10} . O segundo, distanciado de 8 m do primeiro, mede partículas de momento maior (5-150 GeV/c) e é preenchido pelo gás CF_4 .

Calorímetros

O propósito dos calorímetros é detectar a posição e medir a energia total de hádrons, elétrons e fótons. Essas partículas ao atravessar placas de material denso, geram chuviros de partículas mais leves e de menor energia. Os chuviros excitam estados internos de partículas de um cintilador que emitem radiação em um espectro bem determinado. A medição desses fótons por fotomultiplicadoras permite a determinação da energia total da partícula incidente.

A estrutura geral do sistema de calorímetros, que permite rápida caracterização de partículas de alto pt , está ligada a sua interação com o trigger. É composto por: Scintillator Pad Detector (SPD), PreShower (PS), calorímetro eletromagnético (ECAL) e calorímetro hadrônico (HCAL). A resolução espacial é implementada pela segmentação dos detectores em células. Os três primeiros detectores seguem o mesmo padrão de divisão em três áreas para a formatação das células. As regiões e as dimensões das células podem ser vistas na figura 4.10.

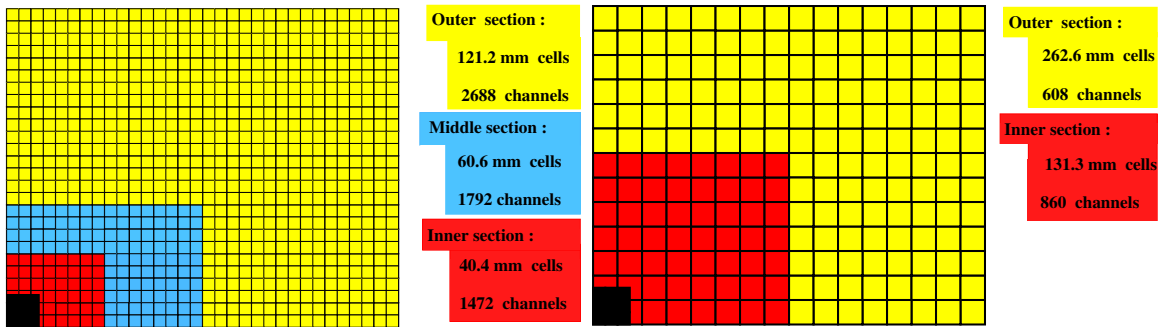


Figura 4.10: Visão esquemática $\frac{1}{4}$ da segmentação das células no ECAL, SPD e PS à esquerda e no HCAL à direita. Os quadros mostram o tamanho das células e a quantidade de canais de leitura em cada região.

A capacidade de um certo material em absorver a energia de partículas incidentes é caracterizada pelo *comprimento de radiação*. É a quantidade média de matéria atravessada até a partícula perder $1/E$ da sua energia inicial E . Pode ser causada por processos eletromagnéticos ou de interações fortes. No primeiro caso utiliza-se o símbolo X_0 e no segundo λ_I .

O SPD e PS estão diretamente relacionados ao trigger L0 e permitem a distinção entre partículas neutras ou carregadas e a separação entre píons e elétrons respectivamente. São separados por 12 mm de chumbo e consistem de placas cintiladoras de 15 mm acopladas a fotomultiplicadoras via fibra ótica. A profundidade total de ambos é de 180 mm no eixo Z, correspondendo a $2 X_0$ e $0,1 \lambda_I$.

O ECAL usa módulos do tipo Shashlik, alternando placas cintiladoras de 4 mm de espessura e placas de chumbo de 2 mm. Detecta fótons e elétrons com uma resolução na energia de $\sigma(E)/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 1,5\%$ (E em GeV), onde o primeiro termo representa a incerteza estatística nos chuveiros e o segundo traduz efeitos sistemáticos no calorímetro; \oplus significa que erros devem ser somados em quadratura. A profundidade total no eixo Z é de 835 mm, correspondendo a $25 X_0$ e $1,1 \lambda_I$.

O HCAL é composto por placas de ferro e cintiladoras de 16 mm e 4mm respectivamente. A resolução de energia esperada é de $\sigma(E)/E = 80\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$ (E em GeV). A diferente natureza das interações nucleares, gerando grandes momentos transversos e até mesmo partículas que escapam do calorímetro como múons, deixa os chuveiros mais largos, aleatórios e difíceis de ser modelados – explicando a pior resolução comparada com o ECAL. A profundidade total no eixo Z é de 1655 mm, correspondendo a $5,6 \lambda_I$. Como o ECAL possui λ_I não desprezível, pode criar o primeiro chuveiro de interações fortes e a energia medida no HCAL é corrigida, levando em conta o depósito nas células anteriores do ECAL.

Câmaras de múon

Das partículas que interagem com o detector, os múons são as que possuem maior poder de penetração. O sistema de múons tem o papel de determinar a trajetória de múons, estabelecendo a ligação com trigger L0 na busca de μ com alto pt . É composto por cinco estações (M1 a M5), onde M1 situa-se antes dos calorímetros e as demais estações no final do detector, separadas por paredes de 80 cm de aço que evitam a passagem de outras partículas que não múons. Cada estação é dividida em quatro regiões, R1 a R4, compostas por câmaras de múons de diferentes tipos, dimensões e granularidade.

Em M1R1, são usados detectores do tipo Gaseous Electron Multiplier (GEM). Um detector desse tipo consiste em uma fina folha de metal perfurada com uma alta densidade de furos. A aplicação de uma alta diferença de potencial cria campos elétricos nos buracos que recolhem os elétrons produzidos na ionização do gás. As demais regiões de M1 e todas as outras estações são compostas por câmaras Multi-Wire Proportional Chambers (MWPC). Câmaras proporcionais baseam-se no princípio da ionização de um gás pela passagem de partículas. Compõem-se basicamente de um recipiente contendo gás e eletrodos a diferentes potenciais. Os íons criados pela passagem da partícula migram para os eletrodos com polaridade oposta, gerando uma pequena corrente que pode ser amplificada e medida.

Cada região possui um tamanho de câmara. As câmaras, por sua vez, são divididas

em células que caracterizam a posição do μ . Compõem o sistema de múons, 1380 câmaras de 40 cm de espessura e 20 diferentes tamanhos. As regiões das estações M2, bem como o tamanho das células pode ser visto em 4.11.

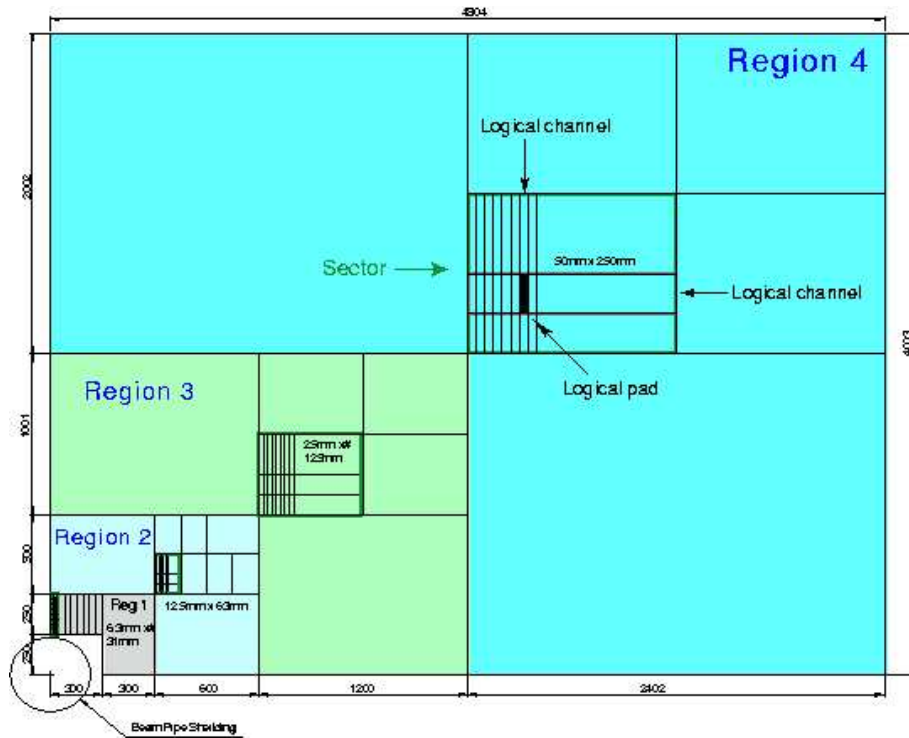


Figura 4.11: A divisão em 4 regiões de diferentes granularidades (R1: 6,3 mm \times 31 mm, R2: 12,5 mm \times 63 mm, R3: 25 mm \times 125 mm, R4: 50 mm \times 250 mm) de $\frac{1}{4}$ das estações M2.

Em abril de 2006, estive no CERN por um mês realizando o teste de uniformidade de ganho em algumas das câmaras R3. A descrição do procedimento (desenvolvido pelo CBPF) e os resultados estão documentados em [46].

4.3 Software e simulação

Para estudar a eficiência e a viabilidade do detector, a colaboração do LHCb organizou um esforço conjunto para criar uma simulação computacional completa do experimento.

A simulação tem início na descrição dinâmica e cinemática das colisões p-p com energia de centro de massa de 14 TeV. O software PYTHIA é configurado com os parâmetros do LHC para simular processos da QCD de difração única, difração dupla, espalhamento elástico e inelástico. Os eventos são gerados via técnicas de Monte Carlo, que utilizam distribuições de probabilidades e sorteio de números aleatórios. Após a

hadronização das partículas, são simulados os decaimentos através do programa QQ. Eventos de um decaimento específico (conhecidos como eventos de *signal*) são gerados impondo como 100% a probabilidade de um quark b contido no ângulo polar de 0,4 radianos formar a partícula em questão e a subsequente cadeia de decaimento. Além disso, são gerados pela colaboração eventos *genéricos* que envolvem todos os processos da QCD (minimum bias) e eventos de $b\bar{b}$ *inclusivo*, onde pelo menos um par $b\bar{b}$ está contido no ângulo polar de 0,4 radianos.

Conhecendo a cadeia do decaimento, é simulada a interação das partículas com o detector. O software GEANT é configurado com a geometria de todos os componentes do espectrômetro e a composição dos materiais, simulando efeitos de ionização, emissão de radiação por desaceleração, efeito Cherenkov, criação de partículas por interações secundárias e outros. Os pontos de entrada e saída de cada partícula atravessando uma região sensível são registradas. Essas informações são usadas para criação de dados referente a resposta de cada detector. É levado em conta a sensibilidade e os detalhes físicos da resposta, incluindo ruído eletrônico, efeitos de cross-talk e a sobreposição do sinal de eventos consecutivos (± 25 ns).

Nesse ponto, a informação criada por simulação tem a mesma forma da informação de colisões reais. Cada nível do trigger é simulado e uma etiqueta de sim ou não é associada a cada um, não descartando os eventos barrados. Os eventos são reconstruídos através da busca de traços e identificação de partículas. Por último, a análise física; baseia-se na escolha de critérios para selecionar apenas os eventos de interesse e a sua subsequente manipulação para extração da informação desejada.

O software do experimento é escrito em linguagem de programação C++, usando como base a arquitetura GAUDI – sistema de infra-estrutura que fornece as interfaces padrão para as atividades básicas de leitura e escrita em disco, saída de mensagens, leitura de arquivos de configuração, interface com algoritmos, informações da geometria do detector e outros; estabelecendo uma linguagem comum entre todos os aplicativos do experimento.

Os passos da simulação, reconstrução, análise e os respectivos softwares do LHCb desenvolvidos para cada tarefa, estão resumidos na tabela 4.2. Para a seleção de eventos, existe outras possibilidades de software: Bender, que utiliza a linguagem python, permitindo a análise interativa. Para visualização do detector e da árvore do decaimento, existe o software Panoramix.

Nessa tese usamos a versão v22r1 do software DaVinci e amostras de sinal e background processadas com a versão v30 do software Brunel. Na seção B.2, estudamos as propriedades da versão v31, revelando ganhos da ordem de 5%.

passo	software LHCb
a) dinâmica e cinemática das colisões p-p	Gauss { PYTHIA GEANT
b) interação das partículas com o detector	
c) resposta da eletrônica	Boole
d) decisão do trigger	Moore
e) reconstrução do evento	Brunel
f) seleção de eventos	DaVinci

Tabela 4.2: Passos da simulação à análise e respectivos softwares do LHCb. Gauss faz a interface do GAUDI com o PYTHIA e o GEANT.

Capítulo 5

Trigger Topológico

O trigger topológico (TG) é o resultado do trabalho conjunto com os pesquisadores J. A. Morata e H. Dijkstra, durante uma de minhas estadias de seis meses no CERN (projeto HELEN, 2008). Seu desenvolvimento representou uma grande contribuição ao LHCb, resolvendo um longo impasse e implementando a adoção de uma filosofia inclusiva no trigger (maiores detalhes na seção 5.2). Sua implementação está catalogada na nota interna [47], em processo de finalização.

Inicialmente, introduzimos as principais características dos decaimentos dos mésons B e a notação para as variáveis utilizadas no restante da tese. Em seguida, fazemos uma introdução histórica: apresentando o cenário anterior e suas limitações, motivando e evidenciando a relevância do TG. Finalmente descrevemos os aspectos mais técnicos de seu funcionamento e sua performance.

5.1 Topologia de um evento do méson B – variáveis

A figura 5.1 mostra uma representação esquemática de um evento de $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$. A usaremos como referência para apresentar as características genéricas de eventos do méson B .

PV, SV, FD

O ponto da colisão p-p que origina várias partículas além do par de quarks $b\bar{b}$, é denominado *vértice primário* (PV, do inglês primary vertex). Um evento pode ter mais de um PV, por colisões múltiplas nas nuvens de prótons (ver a seção 4.1).

Um dos quarks b , prontamente se hadroniza no méson B^0 , que se desloca por uma *distância de voo* FD_B (do inglês flight distance) antes de se desintegrar em $K_S \pi \pi$ – o káon por sua vez viaja uma distância FD_{K_S} característica e finalmente decai em $\pi\pi$.

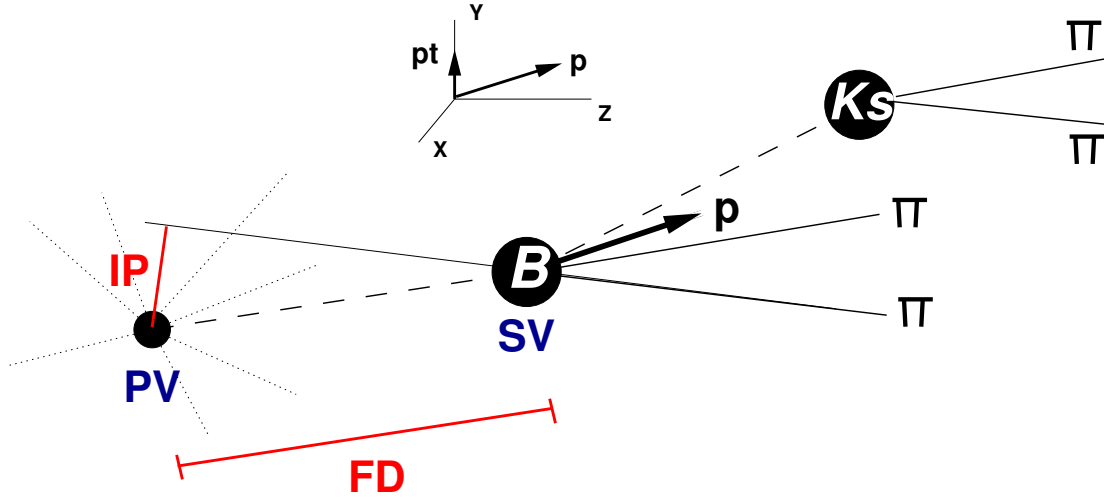


Figura 5.1: Topologia de um decaimento $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$. As linhas pontilhadas representam o deslocamento de partículas neutras que não são diretamente medidas pelo detector. O vetor \mathbf{p} é a soma dos 3-momenta das partículas filhas de B . O sistema de coordenadas XYZ expõe a componente transversal do momento em relação ao eixo Z – convencionado como direção do feixe no LHCb.

O ponto de decaimento do méson B é denominado *vértice secundário* (SV, do inglês secondary vertex).

A possibilidade de medir FD_B (ver a seção B.2.4) é um dos componentes fundamentais na seleção dos eventos verdadeiros de $B \rightarrow K\pi\pi$. Nas energias do LHC, FD_B (FD_{K_S}) possui valor médio de 11mm (17cm), como exposto na figura B.2 (B.6).

$$\mathbf{pt}, \sum \mathbf{pt}, \mathbf{pt}_{\min, \max}$$

A criação de partículas massivas como os mésons B , implica em maiores componentes do *momento transversal* pt (medido em relação à direção do feixe). Também utilizaremos como variável discriminante a soma do pt das partículas filhas de B – variável $\sum pt$ e o valor mínimo ou máximo (pt_{\min}, pt_{\max}) entre o pt das filhas.

$$\mathbf{IP}, \sum \mathbf{IP}_{SV}$$

Os píons produzidos pela desintegração de B , apresentam valores característicos de *parâmetro de impacto* (IP, do inglês impact parameter) – definido como a menor distância da extrapolação do seu traço ao vértice primário. No caso da reconstrução perfeita, o IP da partícula B em relação ao PV, é zero por construção. Também usaremos a variável $\sum IP_{SV}$, que corresponde a soma do IP das partículas filhas de B calculado em relação ao SV (também zero por construção).

IP χ^2 , FD χ^2

Algumas das variáveis têm seu poder de discriminação aumentado quando divididas pelo erro da sua medida. Os principais casos de utilização são no IP e FD, dando origem as variáveis de *significância* IP χ^2 e FD χ^2 .

$\chi^2/n\text{DoF}_{\text{tr,vtx}}$, Δm

Os traços disponíveis são classificados pela qualidade do procedimento de ajuste que os formou. Essa qualidade é dividida pelo número de graus de liberdade¹ (nDoF, do inglês number of degrees of freedom). A variável é denotada $\chi^2/n\text{DoF}_{\text{tr}}$. Os traços, que possuem informações de ângulo e momento, são combinados para formar os vértices secundários. Da sua combinação resultam uma *massa invariante*² m_B e a qualidade do processo de ajuste do vértice $\chi^2/n\text{DoF}_{\text{vtx}}$. A massa invariante, é associada uma *janela de massa* Δm_B , compreendendo os valores de $m_B \pm \Delta m_B$.

DOCA_{MIN,MAX}

Uma outra possibilidade para quantificar a qualidade do SV, é a utilização da *distância mínima entre os traços* – variável DOCA (distance of closest approach). Em um decaimento de n partículas, são calculadas todas as possibilidades dois-a-dois (três possibilidades no caso de três traços e seis no caso de quatro traços, por exemplo) e uma condição é imposta para o maior (MAX) e menor (MIN) DOCA. É útil no caso em que não se conhece a priori o número de traços que formam o vértice. É o caso do TG, desenhado para ser o mais genérico possível nas configurações dos decaimentos do méson B .

VI

Outra ferramenta, é o *isolamento de vértice* (VI, vertex isolation). Corresponde ao raio em mm da esfera centrada no SV, a qual pode conter até dois traços além dos do decaimento de interesse (4 píons no caso de $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ e 3 no caso de $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$). A idéia é rejeitar o background da reconstrução parcial de decaimentos de partículas mais massivas.

¹No caso do traço é o número de hits usados na sua criação.

² $m_B = \sqrt{(p_{\pi^+} + p_{\pi^-} + p_{K_S})^2}$, onde p são os 4-momentos.

POINT, cosp

A principal e mais poderosa variável na discriminação dos eventos do méson B é o POINT. Intuitivamente, descreve quanto bem a partícula B reconstruída aponta para o seu vértice de origem. Para isso, explora a componente transversal do momento de B em relação ao vetor do seu deslocamento – nula no caso ideal de uma reconstrução perfeita.

Matematicamente é definida como $p \sin\phi / (p \sin\phi + \sum_i pt_i)$, onde: $\vec{p} = \sum_i \vec{p}_i$ é o momento de B (mostrado na figura 5.1), obtido pela soma vetorial das partículas que o compõem; ϕ é o ângulo entre \vec{p} e \vec{d} ; $\vec{d} = \vec{x}(SV) - \vec{x}(PV)$ é o vetor do deslocamento de B , obtido através da posição dos vértices primário e secundário; $\sum_i pt_i$ é a soma do momento transversal das partículas filhas de B (calculados em relação ao eixo Z , por motivos de performance).

Por construção, os valores de POINT se distribuem no intervalo de 0 a 1. Os candidatos verdadeiros de B , concentram-se a valores mais baixos, próximos de 0. Esse comportamento é fortalecido pela divisão do pt das partículas filhas, que possui valores mais altos nos candidatos verdadeiros.

O $\cos\phi$ é uma variável que já vinha sendo utilizada antes do POINT, denotada *cosp*. Embora contenha uma informação semelhante a do POINT, sua diferente composição, com vários algarismos após a vírgula (0,99999 por exemplo), esconde a característica mais importante dessa variável (fundamental para os nossos estudos, como apresentaremos na próxima seção) que é a robustez no caso da perda de um dos traços da cadeia.

DLL(K- π)

Apresentamos por último, um critério de seleção baseado na identificação das partículas. A separação entre píons e káons é feita utilizando a variável de likelihood DLL($K - \pi$), criada como combinação de diferentes medidas e critérios nos detectores RICH 1 e 2.

signal e background

A formação de candidatos dos decaimentos de interesse para subsequente análise, é realizada pela aplicação de *cortes de seleção* nas variáveis descritas anteriormente. Os candidatos formados pela combinação aleatória de traços, que satisfazem o conjunto de cortes, são categorizados como eventos de *signal*. Nos eventos de sinal, apenas uma fração reflete os *eventos verdadeiros* – associados com a física de interesse ($B \rightarrow K\pi\pi$ em nosso caso). O restante, compostos por combinações aleatórias, ou originados por

outras fontes físicas (ex.: $B \rightarrow \pi\pi\pi$), são denominados *background*.

A descrição completa do procedimento para seleção de cortes será exposta na seção 6.4. A idéia é explorar as diferentes formas nas distribuições de sinal verdadeiro e background, maximizando o primeiro em relação ao segundo.

As distribuições das variáveis apresentadas podem ser vistas nas figuras 6.2, B.9, B.10 e B.18.

5.2 Motivação

Estima-se que 60 mil pares $b\bar{b}$ serão criados por segundo dentro do detector do LHCb. A fração desses eventos que podem ser reconstruídos e selecionados para análise final, é muito maior que a taxa de 2 mil eventos/s da aquisição de dados³.

A dificuldade em coletar toda a física de B , motivou os designers do experimento a adotar uma estratégia [11] de trigger *exclusivo*⁴, onde apenas as cadeias de decaimentos de interesse (algumas muito raras, com probabilidade da ordem de 0,001%) a análises específicas e pré-estabelacidas, são “pescadas” no mar de colisões a 30 MHz.

A responsabilidade de tomar as melhores decisões em um intervalo muito pequeno de tempo, associada a complexidade técnica dessa tarefa, torna o trigger um dos sistemas mais importantes do LHCb. Deve ser intensivamente testado, a prova de erros e constantemente monitorado, garantindo a qualidade dos dados armazenados e o sucesso do programa de física do experimento. Qualquer problema de design ou de execução durante as colisões, levando a seleção errônea de eventos, implica em uma grande catástrofe – os dados são perdidos para sempre e grandes quantidades de esforço e dinheiro são desperdiçados.

Nesse dramático contexto, a principal crítica a filosofia exclusiva é a de que as descobertas precisam ser pensadas a priori. Se após alguns anos de experimento, por exemplo, algum grupo tiver a idéia de pesquisar a violação de CP no domínio bariônico e isso não estivesse nos planos iniciais da colaboração, nada poderia ser feito.

Ambientes de reconstrução

A complexidade dos cortes do trigger evoluem à medida que a taxa dos eventos processados diminui em cada uma de suas etapas. O L0 e HLT1 realizam a reconstrução

³A taxa da aquisição de dados é limitada pela velocidade da gravação dos eventos em disco e pelas dificuldades de armazenamento dos grandes volumes de dados a longo prazo

⁴A estratégia oposta, de trigger *inclusivo*, consiste em aplicar cortes genéricos que selecionem de forma eficiente (a uma taxa compatível com a da aquisição de dados) a física do méson B .

parcial dos eventos na busca e confirmação de objetos de alto pt . Embora não seja a variável mais eficiente, é a melhor opção no ambiente de rápidas decisões. O uso de variáveis com maior poder de discriminação requer a reconstrução de todos os traços no HLT2. É nessa etapa que se torna apropriada a busca pelos decaimentos exclusivos.

A reconstrução de traços no HLT2, está sujeita a restrição no tempo de processamento do trigger. É feita uma reconstrução mais simples, em um ambiente denominado *online*. Por outro lado, as análises físicas são conduzidas no ambiente *offline*, que não sofre a mesma restrição computacional e pode explorar ao máximo os detalhes da reconstrução.

Uma grande diferença entre esses ambientes, é a estimativa do erro na inclinação e momento dos traços. Apenas o *offline* o computa de maneira refinada, através do procedimento conhecido como *Kalman-fit* [48]. É um método iterativo que associa um cone inicial de erro à direção primária do traço e propaga sua evolução a medida que interage com os componentes do detector. Traços de maior momento sofrem menos deflexões durante sua evolução, apresentando um cone final menor. A complexidade na descrição da interação completa com o volume do detector e a necessidade de várias iterações do procedimento, transformam o Kalman-fit em um procedimento relativamente demorado. Pelo motivo exposto, apenas a reconstrução *offline* dispõe de variáveis de significância.

Obstáculos

Com a proximidade da tomada de dados (prevista inicialmente para o final de 2008), grande esforço foi movimentado durante esse ano pelos integrantes do LHCb para definir os cortes de seleção nos triggers exclusivos dos seus canais de interesse. A banda total de coleta de dados foi dividida entre diferentes amostras para: calibração do detector, caracterização de background, seleções exclusivas e outras. Apenas uma fração da banda estava disponível para os decaimentos exclusivos, que por sua vez deveria ser dividida entre todas as análises do experimento.

Os estudos para definição de cortes exclusivos, visava definir critérios menos rigorosos do que os aplicados nas seleções finais *offline*, com o compromisso de máxima eficiência na banda definida para cada canal. O **primeiro obstáculo** veio à tona, quando descobriu-se que as taxas impostas só poderiam ser atingidas com a utilização de variáveis de significância, caso contrário, resultando em eficiências demasiadamente baixas. Essa necessidade mostrou-se incompatível com a natureza do ambiente *online*.

Os estudos prosseguiram na tentativa de obter o melhor possível apenas com as variáveis *brutas* (sem significância). Até esse momento, acreditava-se que a perfor-

mance dessas variáveis era equivalente nos dois ambientes de reconstrução. Os grupos definiram seus cortes no ambiente offline e quando foram se certificar do resultado na reconstrução online, descobriram ineficiências relativas da ordem de 15%.

Estudos detalhados revelaram a incompatibilidade das reconstruções online e offline, mesmo na utilização exclusiva de variáveis brutas. Por longo tempo buscou-se erros no programa da reconstrução, até descobrir que na verdade as ineficiências estavam associadas principalmente a ausência de traços no ambiente online, revelando o **segundo obstáculo**.

Além da limitação conceitual do trigger exclusivo, os estudos revelaram 2 obstáculos práticos de difícil transposição, causando um grande impasse. Houve muita discussão durante as inúmeras reuniões de 2008 e até novembro nenhuma solução efetiva tinha sido proposta. A situação pedia uma mudança radical.

$B \rightarrow hhh$

Paralelamente aos acontecimentos de 2008, o nosso grupo do CBPF vinha estudando um trigger inclusivo para $B \rightarrow hhh$. A idéia era selecionar os diferentes decaimentos de B em três corpos – onde hhh pode ser todas as combinações entre h =píons, káons e prótons – com apenas um conjunto de cortes. Isso é possível através da definição de uma janela de massa grande o suficiente para conter todas as reflexões causadas pela má associação da partícula real a identidade imposta de pión (ver a figura 6.6).

Embora sujeitos às mesmas dificuldades expostas anteriormente, estávamos certos de que a filosofia inclusiva era mais adequada ao LHCb, tendo apresentado e discutido esse trabalho [49] em diversas oportunidades.

CERN, 2008

Em junho de 2008, parti para uma estadia de 6 meses no CERN. Em conversas com J. Angel sobre a problemática geral do trigger e a nossa discordância comum com a filosofia exclusiva, nasceu a idéia de um trigger inclusivo hadrônico que explorasse as características gerais dos decaimentos do méson B em dois, três e quatro corpos. Por ser tão genérico, poderia dispor de uma banda maior. O desafio seria encontrar o conjunto de cortes amplamente eficiente e eficaz na remoção de background.

Aproveitei o conhecimento desenvolvido com os estudos de $B \rightarrow hhh$ para criar uma ferramenta (desenvolvida na linguagem de programação python) que simulava a última etapa do trigger, combinando os traços da reconstrução online e aplicando cortes. Além disso, estudei as características topológicas comuns (variáveis da seção 5.1) aos canais de maior interesse no LHCb.

Porém, ainda haviam os dois problemas discutidos anteriormente. Para explicar a solução, descrevemos a seguir o histórico da variável POINT (página 61) no LHCb. O J. Angel, que é o responsável pela alley hadrônica no HLT1, introduziu nessa etapa o corte de POINT. Utilizado usualmente em experiências de neutrinos, é uma variável que permite caracterizar se as partículas Y do decaimento $X \rightarrow Y + \nu$, apontam para o vértice de X , mesmo no caso da perda de uma das partículas da árvore completa do decaimento (um neutrino ν , por exemplo). É útil no HLT1, que efetua a reconstrução parcial dos eventos.

No caso em que é calculado com todos os traços do decaimento, concentra-se na região $\text{POINT} < 0,1$ para candidatos de sinal e é distribuído de forma homogênea no intervalo de 0 a 1 para o background, como pode ser visto na figura 6.2. Na figura 5.2, apresentamos a distribuição de POINT para o candidato de sinal $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ que perde o pión de menor momento. Como dito anteriormente, o POINT, é robusto o suficiente para que a perda de um traço não o descaracterize completamente.

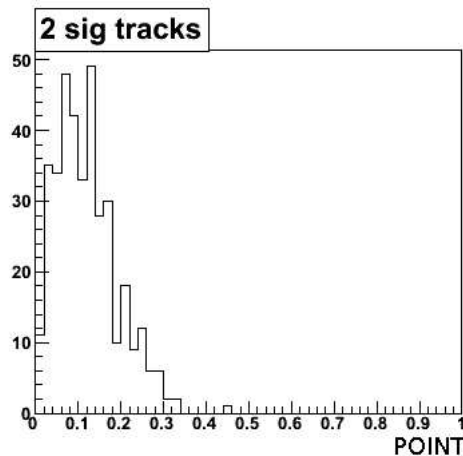


Figura 5.2: POINT para $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ que perde o pión de menor momento. Um corte em $\text{POINT} < 0,2$ revela a probabilidade de 85% de se escolher o candidato.

Embora utilizado no HLT1, o POINT nunca tinha sido proposto na seleção de eventos até então. Tive a idéia de o introduzir no trigger inclusivo a fim de superar a dificuldade na perda de traços online. O conjunto simples de cortes robustos (ver a tabela 5.1), associados a um corte de POINT que permitisse a perda de um traço, foi denominado *trigger topológico* (TG).

Essa etapa inicial, denominada *TGA*, resolveu o problema da incompatibilidade entre os ambientes online e offline. Embora atuasse de forma eficiente nos canais de interesse, baixando consideravelmente a taxa de eventos, sua saída ainda não era compatível com 2kHz. Para atingir esse objetivo, seria necessário enfrentar o obstáculo

restante e implementar uma seleção com variáveis de significância.

Para isso, propomos uma nova etapa *TGB*, que aproveita a menor taxa de eventos (mais tempo disponível de processamento) para rodar no ambiente online um procedimento que recria os traços, utilizando o procedimento de Kalman-fit. Após a reobtenção dos traços, praticamente idênticos ao do ambiente offline, usamos um conjunto de cortes muito parecido com os da etapa TGA, porém trocando as variáveis brutas por variáveis de significância. Essa nova etapa mostrou-se capaz de reduzir as taxas finais a valores menores de 1 kHz, a altas eficiências nos diversos canais de interesse, estabelecendo o sucesso do trigger topológico.

O contato próximo com o chefe do trigger H. Dijkstra no LHCb e a constante discussão dos resultados obtidos com o mesmo, somado ao fracasso das estratégias anteriores, o influenciaram na sua difícil e ousada solução de comunicar a colaboração em novembro a mudança na proposta original do trigger, adotando uma filosofia inclusiva. Além do trigger topológico, seriam criadas outras linhas inclusivas para englobar o espectro completo de canais do LHCb. Os caminhos estavam novamente traçados para a progressão dos trabalhos no experimento.

5.3 Design técnico e performance

O TG se aplica e é eficiente em canais dos mésons $B_{u,d,s}$, de 2, 3 ou 4 traços (com possíveis subdecaimentos) e com seleção offline que corte em variáveis de $IP\chi^2$ e $FD\chi^2$ – não restringindo apenas a canais hadrônicos. Canais sem cortes em IP ou no tempo de vida de B , que incluam a partícula K_S , ou os demais casos não compatíveis com o TG, deverão ser atendidos por outras linhas inclusivas de trigger.

Das características topológicas comuns aos decaimentos dos mésons B , ressaltamos a massa invariante, a distância de voo e o POINT. A massa leva em conta a geometria do decaimento, sendo “resistente” à simples combinação de traços de alto momento. A distância de voo reduz o número de combinações aleatórias de traços criados no PV. O POINT, é robusto o suficiente para que a perda de um traço não o descaracterize completamente.

Na primeira parte da tabela 5.1 estão o conjunto de cortes que implementam o TGA. São estudados quatro cenários, de cortes largos a , à mais apertados d . Os traços recebem identidade de pión e os que satisfazem os cortes de pt_{min} e IP_{min} são ajustados para formar vértices secundários (SV). O IP é calculado inicialmente em relação a todos os vértices primários (PV) disponíveis; o menor valor para cada traço é o utilizado no corte. Após a formação SV, é requerido que todos os traços estejam relacionados ao

mesmo PV pela associação de IP mínimo. É necessário que o traço de maior momento transversal satisfaça o valor de pt_{max} e que a massa invariante esteja compreendida no intervalo Δm . Uma janela grande e assimétrica é escolhida para conter as reflexões causadas pela má atribuição da identidade de pión.

Decaimentos mais complexos com vértices terciários, impossibilitam a utilização do χ^2 do vértice como fator discriminante. O caráter genérico do trigger faz com que utilizemos o DOCA (distância mínima) entre os traços como critério de um bom vértice. Dados os 2, 3 ou 4 traços, são calculados todos os possíveis DOCAS (1, 3 e 6 respectivamente). O DOCA mínimo e máximo devem satisfazer os cortes impostos. Além disso, o SV deve estar distanciado do PV (variável FD) e apontar para o mesmo (variável POINT). Nessa etapa o POINT é escolhido com um valor mais alto que o usual para atuar na escolha de decaimentos que perdem um traço na reconstrução do ambiente online.

Na segunda parte da tabela 5.1, estão as eficiências dos cortes de TGA. A linha divide os canais chave hadrônicos de outros igualmente importantes, mas que por possuírem mais traços, ou a partícula K_S , não são especificamente designados para o TG. Os valores são computados em relação aos eventos escolhidos por um conjunto apertado de cortes de seleção, conjunto esse definido pela colaboração do LHCb. A idéia é a de que o trigger deve ser eficiente para os eventos bons para a análise física. O critério para seleção de cortes em TGA foi baseado na obtenção das maiores eficiências possíveis nos canais chave.

O TGB implementa uma reconstrução muito próxima à do ambiente offline. Os cortes podem ser vistos na tabela 5.2. Tentamos diferentes cenários porém notou-se pequena diferença nas taxas a custo de ineficiências relativamente grandes. Os valores utilizados são os que fornecem a melhor relação taxa/eficiência. Pode-se ver que a diferença em relação ao TGA é a substituição dos cortes de IP/FD por $IP\chi^2/FD\chi^2$, a inspeção na qualidade do traço $\chi^2/nDoF_{tr}$ (por grau de liberdade) e a diminuição do POINT já que a reconstrução dessa etapa não sofre com perda de traços.

Na terceira parte da tabela 5.1 estão as taxas e purezas (fração de eventos que possuem conteúdo de quark b) na amostra de background para TGA e TGB. Esse background é composto de interações elásticas, inelásticas e difrativas, simulando o cruzamento de nuvens a 30MHz no LHCb. Nota-se um grande poder de redução em ambas e o aumento progressivo das purezas com as etapas mais complexas e cortes mais apertados. A figura 5.3 mostra o efeito em cada alley. O TG não causa deformação nas distribuições, refina a saída de 33 kHz do HLT1 (na configuração do DaVinci v20r2) sem privilegiar ou prejudicar de forma especial alguma alley. A ineficiência maior nas

TGA	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>
pt_{min} (GeV) >	0,3	=	=	=
IP_{min} (mm) >	0,05	0,08	0,1	=
pt_{max} (GeV) >	1,5	2	2,4	=
$DOCA_{min}$ (mm) <	0,1	=	=	=
$DOCA_{max}$ (mm) <	1	1	1	0,2
Δm (GeV)	(4,6)	=	=	=
FD (mm) >	2	=	=	=
POINT <	0,2	0,15	0,1	=
$K\pi$	94	91	85	85
$K\pi\pi$	98	93	88	86
$\phi\phi$	96	87	76	67
$D^0(hh)K^*(K\pi)$	96	92	85	77
$D_s(KK\pi)K$	98	94	86	74
$D^0(K_S\pi\pi)K$	85	68	58	34
$B_s \rightarrow \mu\mu$	87	83	68	65
$J/\psi K_S$	43	24	10	3
$J/\psi\phi$	79	65	48	41
$K^*\mu\mu$	96	86	69	69
TGA taxa (Hz)	7600	3100	1400	330
pureza (%)	24	31	40	48
TGB taxa (Hz)	700	550	340	110
pureza (%)	46	49	56	64

Tabela 5.1: Cortes e eficiências do TGA para diferentes configurações. A taxa de saída na etapa B também é mostrada.

alleys dos múons se deve às componentes sem cortes em IP.

A média nas eficiências (etapa A) dos cinco canais chave para as configurações *a*, *b*, *c* e *d* são respectivamente 96%, 91%, 84%, e 78% com taxas: 7,6, 3,1, 1,4 e 0,3 kHz. Do ponto de vista financeiro, 78% é atingido praticamente sem custos, pois necessita de baixo poder computacional. O acréscimo de 5% nas eficiências representa aumentos não lineares nos custos e conseqüentemente na necessidade de mais nódulos computacionais. Concluindo, a eficiência do TG vai depender do poder de processamento do cluster online e do orçamento do LHCb.

TGB	
$\chi^2/nDoF_{tr} <$	10
$pt_{min} \text{ (GeV)} >$	300
$IP\chi^2_{min} >$	9
$pt_{max} \text{ (GeV)} >$	1,5
$DOCA_{min} \text{ (mm)} <$	0,1
$DOCA_{max} \text{ (mm)} <$	1
$\Delta m \text{ (GeV)}$	(4,6)
$FD\chi^2 >$	100
$POINT <$	0,1

Tabela 5.2: Cortes do TGB. Em negrito as alterações em relação ao TGA.

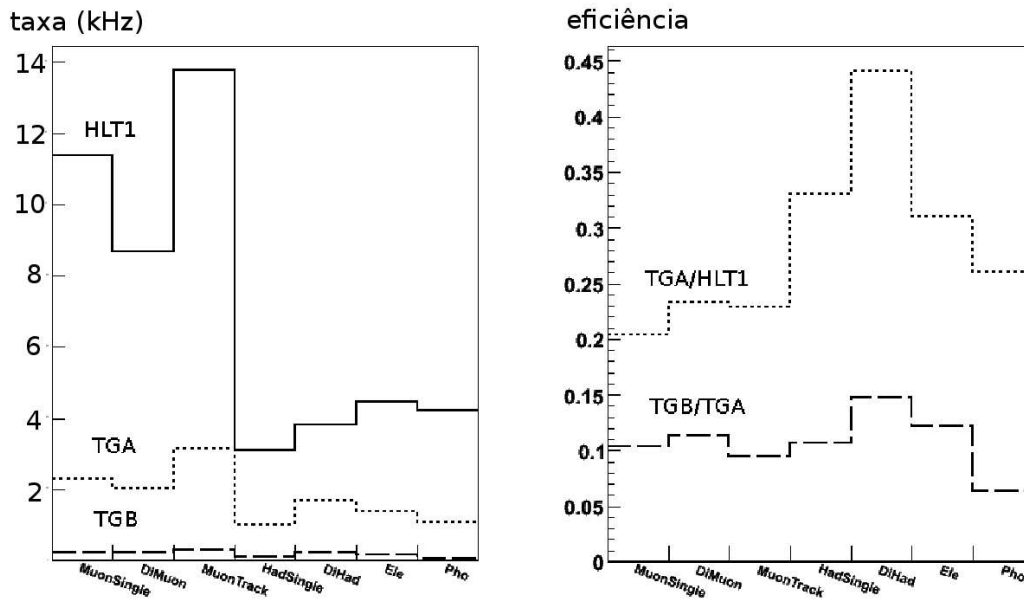


Figura 5.3: Efeito do TG nas alleys. Esquerda: taxa total, direita: fração relativa.

Capítulo 6

Estudo da produção $B \rightarrow K\pi\pi$ no LHCb

Nosso novo método para extração de γ é baseado na análise dos decaimentos $B \rightarrow K\pi\pi$. Nesse capítulo vamos simular computacionalmente a sua interação com o detector do LHCb e estudar suas perspectivas de produção. A performance da reconstrução, cortes de seleção e possíveis fontes de background são pesquisadas, concluindo a seção com uma estimativa do número de eventos disponível por ano para as análises físicas, sua aceitação no Dalitz plot e uma estimativa quantitativa da poluição por background. Algumas considerações:

- A conjugação de carga é assumida no capítulo, de modo que os números para B^+ (B^0) também são válidos para B^- (\bar{B}^0).
- Os erros apresentados nas eficiências são calculados como propagação do erro binomial na operação N/D . A formula utilizada é $\sqrt{N \cdot (D - N)/D^3}$.
- Detalhes mais técnicos sobre esse estudo são expostos apêndice B, incluindo a resolução na medida do momento, impacto de parâmetro e vértices, bem como as distribuições cinemáticas antes e depois da reconstrução. Além disso, apresentamos as deformações causadas no DP por cada etapa da reconstrução, trigger e seleção.

6.1 Amostras

Para os estudos desse capítulo analisamos as seguintes amostras, geradas com o software do experimento:

	Amostra	ϵ_{gen}	N_{evt}	tempo
1	$B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$	$(18,3 \pm 0,1)\%$	65,6 K	16h 20m
2	$B^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$	$(21,3 \pm 0,1)\%$	509,8 K	11d 2h 14m
3	background	$43,7\% \times 3,642\%$	781 K	5m 51s

Tabela 6.1: Amostras e eficiência de geração, número de eventos disponíveis e seu tempo correspondente de tomada de dados. Todas são geradas na luminosidade nominal de $L = 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

O background é composto apenas por eventos que possuem um par de quarks $b\bar{b}$ criados na colisão inelástica p-p, com seção de choque $\sigma_{b\bar{b}} = 0,698 \text{ mb}^1$. A evolução das interações fortes na colisão é guiada pelo software PYTHIA (seção 4.3). A hadronização e subsequente decaimento do par de quarks é livre e segue as probabilidades do PDG [18]. É imposto que pelo menos um dos quarks b esteja contido num ângulo θ entre 0,01 e 0,4 radianos do eixo do feixe de prótons, de modo que estejam dentro do detector e fora do tubo do feixe, resultando numa eficiência de geração de 43,7%. Utilizamos uma sub-amostra criada por eventos que passaram por uma lista de seleções largas, incluindo a genérica $B \rightarrow hhh$ ($h = \pi, K, p$) e outra para $B^0 \rightarrow K_S \pi \pi$. Essa sub-amostra partiu de 21,444M de eventos, possuindo eficiência de 3,642%.

A geração dos eventos de sinal seguem os mesmos passos, porém forçam a hadronização do quark b no méson e decaimento de interesse. Os decaimentos em três corpos são gerados com distribuição homogênea no Dalitz plot. A eficiência de geração é resultado do mesmo requerimento em θ para os produtos do decaimento B. Porém, na amostra 2, os K_S e seus produtos $\pi^+ \pi^-$ não possuem tal requerimento, podendo estar fora da aceitação do detector.

Para cada amostra pode-se calcular o tempo necessário de tomada de dados para acumular seu número de eventos dentro do detector. A associação se dá através da equação

$$T = \frac{N_{evt}}{L \times \sigma \times \epsilon_{gen}} \times \frac{1}{2 \times f_B \times BR(B \rightarrow \dots)}, \quad (6.1)$$

onde o segundo termo que inclui o branching ratio é válido somente para eventos de sinal. Tendo em vista as diferentes escalas de tempo entre sinal e background da tabela 6.1, se tem uma idéia da dificuldade da estimativa computacional de background no LHCb. Para ter uma amostra compatível com $K_S \pi \pi$, por exemplo, seria necessário uma amostra de background 68 mil vezes maior, ocupando um total de 22,169 terabytes.

¹ $b = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

6.2 Performance da reconstrução

Os detectores de traços são subdivididos em um grande número de pequenos canais eletrônicos que registram a passagem das partículas carregadas (ver a seção 4.2.2). No procedimento de reconstrução, os *hits* (registros) do VELO, estações TT, T e das câmaras de múons são coletados e combinados para formar a trajetória de partículas que se deslocam em linha reta e sofrem desvios no magneto, permitindo a medida de seu momento. Tendo em vista o grande número de hits e a complexidade associada a tal tarefa, o procedimento de reconstrução possui ineficiências (apresentadas nessa seção) e precisão característica (seção B.2.4).

K_S

As partículas K_S viajam em média 1,7 m nas energias típicas do LHC. É inevitável que uma parcela decaia após o VELO – registrando traços rio abaixo apenas – ou até mesmo fora das estações TT – resultando em eventos irreconstrutíveis. Dependendo do tipo de traços usados (classificações na seção 4.2.2), construiremos duas classes de candidatos $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$: os longos (**LL**) e rio abaixo (**DD**). Ambos serão combinados com o resto da cadeia para formar as duas mesmas classes de $B^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$.

Tabela verdade

Em uma análise de dados reais, a seleção dos eventos parte dos traços reconstruídos. Em nosso estudo, conhecemos com exatidão as propriedades das partículas geradas. Utilizamos essa informação para nosso benefício, promovendo a associação entre as partículas geradas e os seus respectivos traços reconstruídos. Para realizar esse procedimento – denominado *associação com a tabela verdade* – utilizamos a ferramenta *BackgroundCategory* [50].

Os candidatos de $B \rightarrow K\pi\pi$ são criados combinando três traços com qualidade mínima de reconstrução ($\chi^2/nDoF < 20$), que possuam massa invariante na janela de 300 MeV em torno da massa de B e que formem um vértice razoável ($\chi^2/nDoF < 30$). Para a formação do K_S o único requerimento é uma janela de massa de 100 MeV. Os cortes largos geram um grande número de candidatos na reconstrução de B^+ (B^0). A ferramenta *BackgroundCategory* varre todos e aponta qual deles é o verdadeiro, correspondendo ao decaimento B gerado. O candidato verdadeiro tem suas informações gravadas em uma n-tupla para análise posterior.

Por introduzir uma ineficiência mínima na seleção, podemos dizer que a fração dos eventos encontrados por esse procedimento representa a *eficiência efetiva da recon-*

strução em relação aos eventos gerados – $\epsilon_{rec/gen}$. É a combinação de vários efeitos, entre eles: todos os traços estarem contidos na aceitação do detector, deixarem hits suficientes para serem reconstrutíveis, serem efetivamente encontrados pelo algoritmo de reconstrução de traços, além da eficiência da ligação com a tabela verdade.

A ligação com a tabela verdade será usada para definir a amostra de sinal de $B \rightarrow K\pi\pi$, garantido que o candidato reconstruído é o verdadeiramente gerado.

Eficiência

A eficiência efetiva da reconstrução $\epsilon_{rec/gen}$ para ambas amostras é:

	$B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$	$B^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$
$\epsilon_{rec/gen} \%$	$32,8 \pm 0,2$	$12,32 \pm 0,04$
		$31,1 \text{ (LL)} + 68,9 \text{ (DD)}$

Tabela 6.2: Eficiência efetiva da reconstrução em relação aos eventos gerados. Os candidatos de B^0 são divididos em duas componentes, uma que usa o $K_S(LL)$ e outra $K_S(DD)$.

A menor eficiência de B^0 em relação ao decaimento carregado é a combinação de três efeitos: K_S irreconstrutíveis, geração de K_S sem restrição em θ e ineficiência da reconstrução para traços de menor momento.

A distribuição da distância de voo dos K_S gerados, revela que 20% dos eventos de $B^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$ dentro da aceitação do detector são irreconstrutíveis por decaírem após as estações TT. Dos eventos gerados, apenas 86% também possuem o K_S dentro da aceitação do detector. A combinação dos dois primeiros efeitos aponta um fator de 70% em relação a eficiência dos eventos carregados.

O valor mais provável do pt dos píons filhos de K_S é aproximadamente 300 MeV. Na seção B.2.4, mostramos que traços com esse valor possuem grande ineficiência na reconstrução comparados com traços > 1 GeV. Candidatos de menor momento possuem menor boost de Lorentz, viajam menos e isso explica porque a reconstrução dos candidatos LL é prejudicada em relação a DD. De cada três candidatos $B^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$, aproximadamente dois são reconstruídos como DD.

$B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$

Aplicamos o mesmo método para obter a eficiência da reconstrução nesses decaimentos. O resultado para 10 mil eventos pode ser visto na tabela 6.3.

	$B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$
$\epsilon_{rec/gen} \%$	$13,9 \pm 0,3$
	31 (LL) + 69 (DD)

Tabela 6.3: Eficiência efetiva da reconstrução para $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ e fração das componentes LL/DD.

Esse decaimento além de possuir cinemática muito próxima a de $B^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$, é um dos pilares do experimento LHCb e já foi amplamente estudado [51]. A eficiência e fração LL/DD obtida é compatível com $B^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ (tabela 6.2), apontando a coerência do nosso método.

Para melhor pesquisar a ineficiência da reconstrução da partícula K_S , comparada com K^+ , estudamos a razão entre a eficiência de reconstrução dos eventos $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$ e $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ em versões mais recentes do software de reconstrução de traços (comparações entre a versão v30 e v31 do Brunel são expostas no apêndice B). O valor obtido² é $B^+/B^0 = 2$, comparado com 2,7 obtido para a razão de $B \rightarrow K \pi \pi$.

A discrepância observada pode resultar de diferentes versões da reconstrução estudadas (na seção B.2.2 mostramos uma melhoria de 5% na versão v31 do Brunel), ou problemas na amostra gerada de $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ utilizada para os estudos dessa tese. A primeira possibilidade é reforçada pelo cálculo da mesma razão nos canais $B \rightarrow J/\Psi K$ utilizando uma versão mais antiga da reconstrução em [10] (do ano de 2004). Nesse caso $B^+/B^0 = 2,5$, um valor mas próximo do que obtemos para $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$. Independente do motivo, esse resultado mostra que podemos esperar na análise real, uma melhora na quantidade de eventos de B^0 estimados nessa tese.

6.3 Performance do trigger

Como já foi discutido na seção 4.2.1, o trigger do LHCb é dividido em três etapas: L0, HLT1 e TG. Os cortes aplicados visam a maior eficiência possível no sinal com o compromisso de manter uma taxa razoável para escrita dos dados em disco. Detalhes do funcionamento das etapas L0 e HLT1 (TG) podem ser encontrados na seção 4.2.1 (5.3). Nesse capítulo chamaremos de trigger topológico apenas a sua etapa A.

As eficiências para cada etapa estão reunidas na tabela 6.4. Os eventos reconstruídos possuem características mais marcantes de sinal do que os apenas gerados, sendo aceitos

²A razão B^+/B^0 é obtida comparando as eficiências das notas [51] e [52].

pelo trigger de forma mais eficiente. A velocidade imposta nas decisões de L0, faz com que essa etapa seja a menos eficiente. As células do calorímetro são agrupadas em grupos de 2x2 e busca-se uma alta energia transversa. A uma taxa menor, o HLT1 tenta confirmar as células que dispararam o trigger em L0, buscando a correspondência com traços de alto pt reconstruídos nessa etapa. O TG refina as seleções anteriores reconstruindo candidatos genéricos de B de dois, três e quatro traços.

	$\epsilon_{L0/gen(rec)} \%$	$\epsilon_{HLT1/L0} \%$	$\epsilon_{TG/HLT1} \%$	$\epsilon_{trig/gen(rec)} \%$
$B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$	38,58 (42,74)	44,65 (53,86)	72,43 (89,63)	12,48 (20,63)
$B^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$	34,18 (38,42)	32,06 (40,41)	51,37 (62,08)	5,63 (9,64)

Tabela 6.4: Eficiências do trigger em relação aos eventos gerados e (reconstruídos).

A figura 6.1 contém a composição dos eventos aceitos por TG em relação ao número de traços e revela o caráter inclusivo do trigger topológico. Se removêssemos a seleção de três (quatro) traços em B^+ (B^0), perderíamos somente 8,5% (14%) dos eventos, o restante sendo escolhido com número diferente de traços ou até mesmo selecionando o outro b do par $b\bar{b}$ criado na colisão.

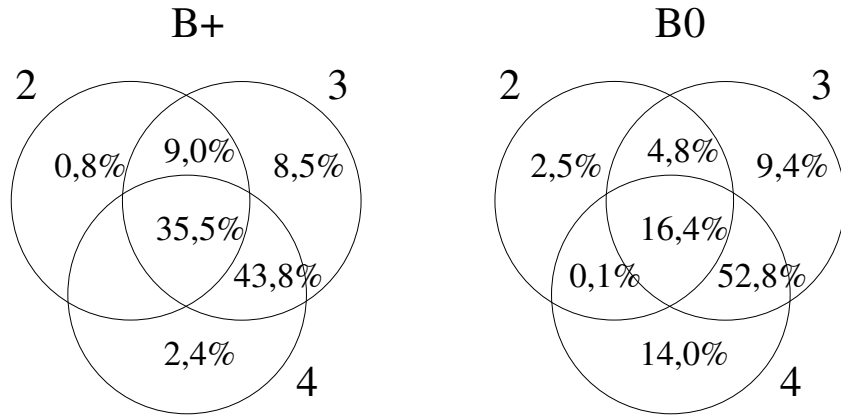


Figura 6.1: Composição em número de traços dos eventos de B^+ e B^0 que são reconstruídos e passam pelo trigger topológico (Brunel v30).

Os resultados do TG em B^0 , confirmam sua pior performance nos decaimentos com a partícula K_S . A utilização de outro trigger inclusivo otimizado para tal configuração pode trazer melhoras de 20% nessa etapa.

6.4 Cortes de seleção

A análise dos eventos aceitos pelo trigger revela uma grande contaminação do sinal por combinações aleatórias e outros decaimentos que não os de interesse. É necessário escolher um conjunto de *cortes de seleção* que evidencie o sinal em relação ao background, refinando a amostra. As variáveis de corte utilizadas nesse estudo, são introduzidas na seção 5.1. A metodologia para seleção dos cortes consiste em:

1. Definição de uma amostra pura de sinal e outra de background. Como sinal (background) utilizamos as amostras 1 e 2 (3) da tabela 6.1. Fontes específicas de background serão exploradas na seção 6.5.
2. Para as distribuições do sinal utilizamos apenas os candidatos reconstruídos e verdadeiros pela associação com a tabela verdade (página 72). A viabilidade desse método será comprovada por um estudo de consistência, descrito adiante.
3. Tendo em vista a deformação das variáveis introduzida pelo trigger, consideramos apenas os eventos de sinal e background selecionados pelo mesmo.
4. Como ponto de partida escolhemos um conjunto de cortes A, eficiente no sinal e que reduza consideravelmente o número de candidatos na amostra de background. A seleção dos cortes será efetuada pela comparação das distribuições resultantes em ambas amostras.
5. Inicialmente é feita uma inspeção visual das diversas distribuições normalizadas a fim de se construir uma intuição sobre as variáveis e seu poder de separação. Em seguida são ordenadas quantitativamente por magnitude de separação, usando o máximo da distribuição da *significância estatística* (SE) de cada variável – definida como $SE(\text{var})=S/\sqrt{S+B}$, onde S e B são a quantidade de **eventos** resultantes após o corte em var.
6. Da mais poderosa variável à menos, o valor escolhido de cada corte é o que maximiza a SE. É um procedimento iterativo que leva em conta o valor do corte anterior.
7. Para cada corte é observada a *eficiência* (porcentagem de eventos mantidos) em relação ao sinal, a *rejeição* (porcentagem de eventos removidos) do background e a deformação introduzida no DP.
8. Após a definição de um conjunto de cortes, estuda-se as possibilidades introduzidas pela identificação das partículas. Embora possa não ter efeito significativo na

amostra de background disponível (limitada estatisticamente), é essencial para reduzir a poluição por reflexões – fontes como $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ na seleção de $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ por exemplo.

9. Estudo de consistência: seleção de sinal sem a associação à tabela verdade. Os candidatos a B são criados pela combinação aleatória de traços e são filtrados pelo mesmo conjunto de cortes definidos com o outro procedimento. O número de eventos verdadeiros é extraído do ajuste de uma gaussiana à distribuição de massa invariante do B . O background das combinações aleatórias é modelado por uma distribuição exponencial. Compara-se a eficiência obtida com os dois métodos.

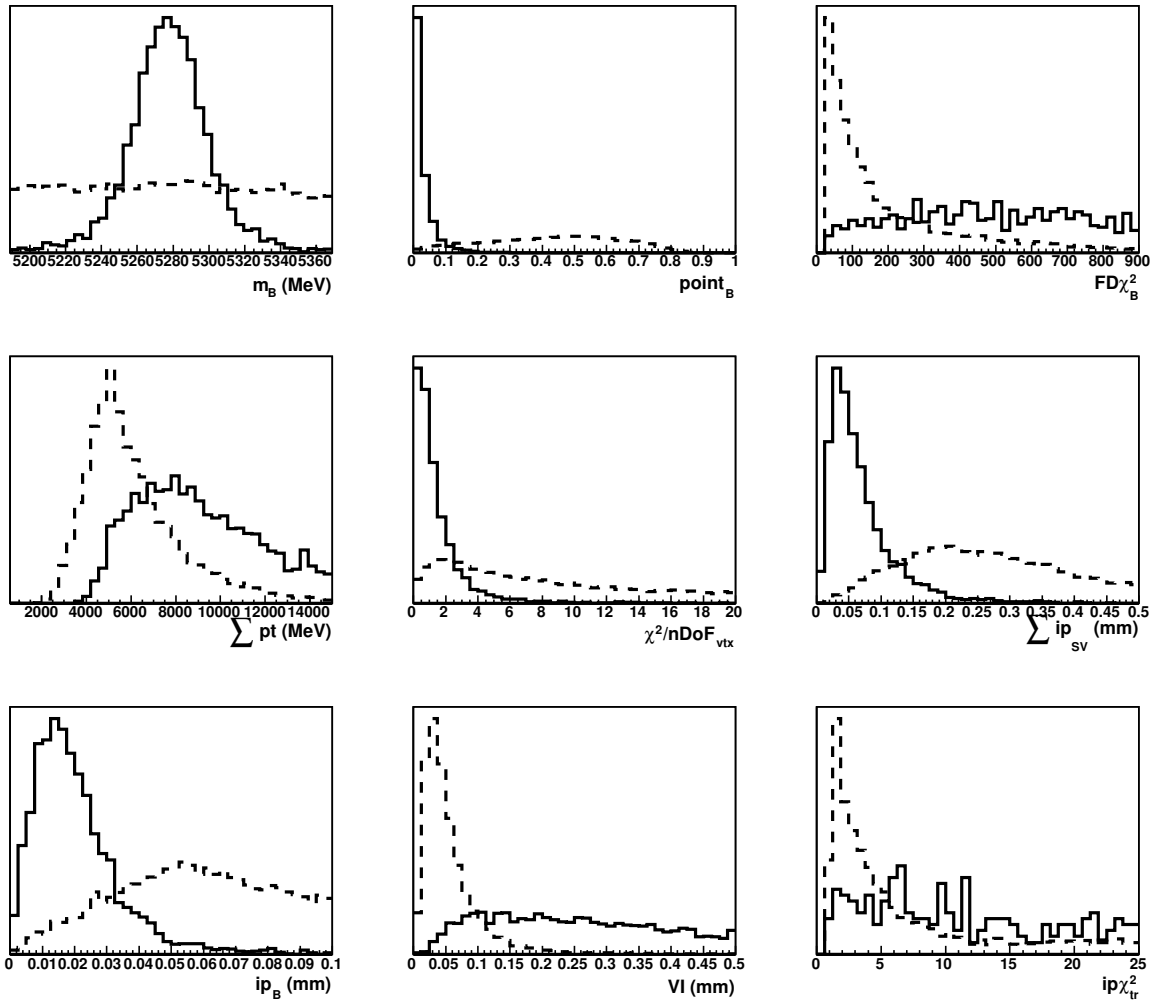


Figura 6.2: Distribuições para sinal (linha cheia) e background (linha tracejada) de B^+ após o conjunto de cortes A.

Dos 781k eventos analisados de background, 28,7k (13,7k) são pré-selecionados com cortes largos para B^+ (B^0) e 3,4k (1,4k) passam pelo trigger e são selecionados pelo conjunto de cortes **A**, estando disponíveis para a comparação com o sinal. As distribuições mais relevantes para sinal e background de B^+ após o conjunto de cortes **A** podem ser vistas na figura 6.2. As curvas para B^0 são semelhantes.

A tabela 6.5 mostra a ordem, valor e eficiências/rejeições dos cortes para B^+ . Inicialmente escolhe-se a janela de massa com a maior SE, para que os eventos examinados tenham a máxima semelhança com sinal. Em seguida corta-se nas variáveis com maior poder de separação. A cada etapa é assignada uma letra do alfabeto. O POINT (etapa C) por exemplo, causa 5% de ineficiência mas rejeita 68% do background. Os próximos cortes visam principalmente aumentar a taxa de eventos de sinal em relação ao background. O corte final H de identificação de partículas (PID), foi estabelecido inspirado na definição padrão do LHCb de partículas “apertadas”.

part	var	A	B	C	D	E	F	G	H
B^+	Δm (MeV)	100	60	=	=	=	=	=	=
	POINT <			0,1	=	=	=	=	=
	FD χ^2 >	25	=	=	225	=	=	=	=
	χ^2/nDoF_{vtx} <	20	=	=	=	6	=	=	=
	IP <						0,05	=	=
	VI >							0,05	=
	cosp >	0.99	=	=	=	=	=	=	=
π, K	χ^2/nDoF_{tr} <	20	=	=	=	=	=	=	=
	pt (MeV) >	200	=	=	=	=	=	=	=
	IP χ^2 >	1	=	=	=	=	=	4	=
	π : DLL(K- π) <								5
	K : DLL(K- π) >	-5	=	=	=	=	=	=	0
$K\pi\pi$	$\sum pt$ (MeV) >					5000	=	=	=
	$\sum ip_{SV}$ (μm) <						0,2	=	=
	$\epsilon_{sel/trig}$ %	91,9	89,1	84,7	83,2	78,6	75,3	73,5	64,7
	rej %	0	15,9	83,6	87,3	92,3	94,7	95,1	95,9

Tabela 6.5: Conjunto de cortes e evolução da eficiência/rejeição para B^+ .

O critério para a seleção dos cortes de B^+ pode ser visto através dos gráficos de SE na figura 6.3. São curvas recursivas, onde cada uma leva em conta os cortes anteriores. Os cortes são posicionados nas regiões de máximo da SE. Devido a baixa estatística no

background, situação que piora com a inclusão de novos cortes, algumas distribuições não possuem máximo local e sim um comportamento de platô seguido por queda. Nesses casos o corte é posicionado antes da queda onde a ineficiência no sinal é mínima.

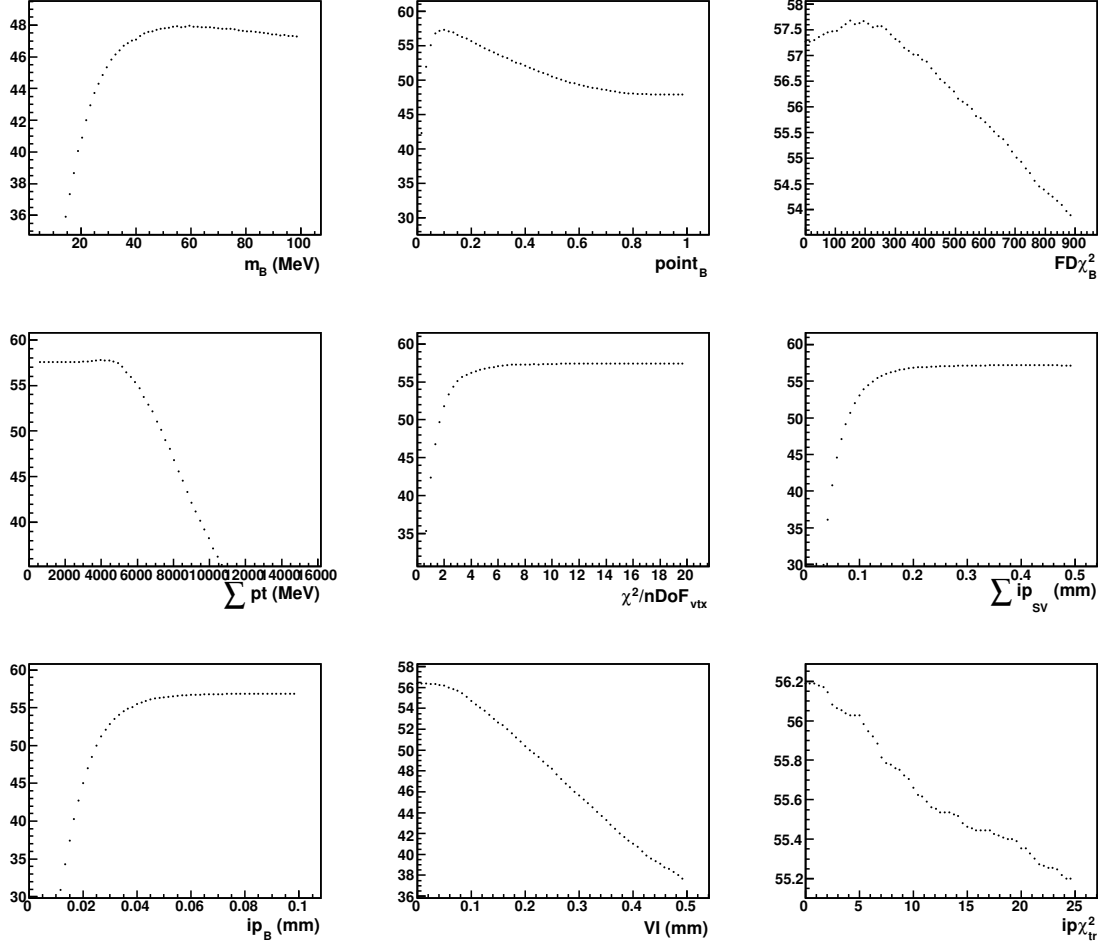


Figura 6.3: Distribuições recursivas de significância estatística para B^+ .

O procedimento para definição de cortes em B^0 é análoga à de B^+ . Os cortes em relação a K_S (longo e rio abaixo) buscam máxima eficiência, deixando os cortes mais apertados para o vértice de B^0 . O mesmo conjunto de cortes (etapas A à F) é usado para B^0 LL e DD. A única diferença entre as duas componentes está na seleção dos K_S (etapas a e b). A identificação de partículas na etapa F é imposta apenas nos dois píons provenientes de B . Para B^0 não se utiliza a soma dos IPs em relação ao vértice secundário, variável que privilegia os candidatos LL. Os cortes e seus efeitos estão resumidos na tabela 6.6.

part	var	a	b	A	B	C	D	E	F
B^0	Δm (MeV)			100	70	=	=	=	=
	POINT <				0,13	=	=	=	=
	FD χ^2 >			25	=	100	=	=	=
	χ^2/nDoF_{vtx} <			20	=	=	10	=	=
	IP <						0,06	=	=
	VI >							0,03	=
	cosp >			0,99	=	=	=	=	=
π	χ^2/nDoF_{tr} <			20	=	=	=	=	=
	pt (MeV) >			200	=	=	=	=	=
	IP χ^2 >			1	=	=	=	4	=
	DLL(K- π) <								5
$K_S\pi\pi$	$\sum pt$ (MeV) >					4500	=	=	=
K_S (LL)	Δm (MeV)	20	=	=	=	=	=	=	=
	FD χ^2 >	100	=	=	=	=	=	=	=
	χ^2/nDoF_{vtx} <	20	=	=	=	=	=	=	=
$\pi(K_S)$ (L)	χ^2/nDoF_{tr} <	20	=	=	=	=	=	=	=
	pt (MeV) >	100	=	=	=	=	=	=	=
	ip χ^2 >	1	=	=	=	=	=	=	=
K_S (DD)	Δm (MeV)		30	=	=	=	=	=	=
	FD χ^2 >		25	=	=	=	=	=	=
	χ^2/nDoF_{vtx} <		30	=	=	=	=	=	=
$\pi(K_S)$ (D)	χ^2/nDoF_{tr} <		40	=	=	=	=	=	=
	pt (MeV) >		100	=	=	=	=	=	=
	ip χ^2 >		1	=	=	=	=	=	=
	$\epsilon_{sel/trig}$ %	97,0	91,8	85,6	79,9	75,5	69,5	68,4	64,8
	rej %				81,9	90,4	96,3	97,9	98,9

Tabela 6.6: Conjunto de cortes e evolução da eficiência/rejeição para B^0 .

Estudo de consistência

A seleção dos eventos através do método de combinação de traços (detalhado no ponto 9 da página 77), rende uma eficiência compatível (da ordem de 1%) com o da tabela verdade. Compara-se o número de eventos reconstruídos, aceitos pelo trigger e selecionados pelo conjunto de cortes H. Conclui-se que tal método é eficaz e não sofre

efeitos por ineficiências da associação com a tabela verdade.

6.5 Background

Nessa seção caracterizamos de forma quantitativa a poluição por background nas amostras finais de $B \rightarrow K\pi\pi$, calculando a taxa S/B (número de eventos de sinal em relação ao background) e apontando as principais contribuições.

Analizamos os candidatos da amostra de background que passam pelos cortes finais H (F) de B^+ (B^0). O cálculo inicial de S/B é realizado sem o trigger e depois comparado com o resultado obtido pela sua inclusão. A motivação é puramente estatística: sobram mais eventos na amostra sem trigger e podemos explorar de forma mais ampla sua composição. A validade desse procedimento baseia-se no fato de que os eventos de background que passam pelos cortes finais, são para o trigger tão “bons” quanto os eventos verdadeiros, resultando em números compatíveis.

A metodologia para cálculo de S/B utiliza a classificação dos candidatos realizada pela ferramenta BackgroundCategory. A pesquisa da associação na tabela verdade é conveniente para pesquisa em amostras de baixa estatística, tendo em vista a dificuldade do ajuste de distribuições gaussianas no espectro de massa. As possíveis categorias são:

sinal: eventos verdadeiros de $B \rightarrow K\pi\pi$ (incluindo os decaimentos via ressonâncias, ex: $B \rightarrow K^*(1430)\pi$)

reflexão: troca da identidade de uma das partículas, ex: $B \rightarrow \pi\pi\pi$

reconstrução parcial: utilização parcial de um decaimento de partícula mais pesada, ex: $\Lambda_b^0 \rightarrow \pi^- p^+(\rho(770) \rightarrow \pi^+\pi^-)$

ghost: contém um traço fantasma – criado por engano pelo algoritmo de reconstrução

aleatório: os traços correspondem à partículas reais combinadas aleatoriamente onde $S/B = \text{número de eventos}^3 \text{ de sinal} / \text{número de eventos de (reflexão + reconstrução parcial + ghost + aleatório)}$.

Das possíveis classificações de background, as duas últimas são mais perigosas no sentido de não possuir origem física, com difícil e até mesmo impossível remoção na maioria dos casos (mantendo uma eficiência considerável no sinal).

³Atenção na diferença entre número de eventos e candidatos. No caso de múltiplos candidatos, a classificação mais próxima de sinal é usada para rotular o evento.

$$B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$$

Na figura 6.4 podemos ver os candidatos da amostra de background que sobrevivem aos cortes H da tabela 6.5, na ausência de trigger.

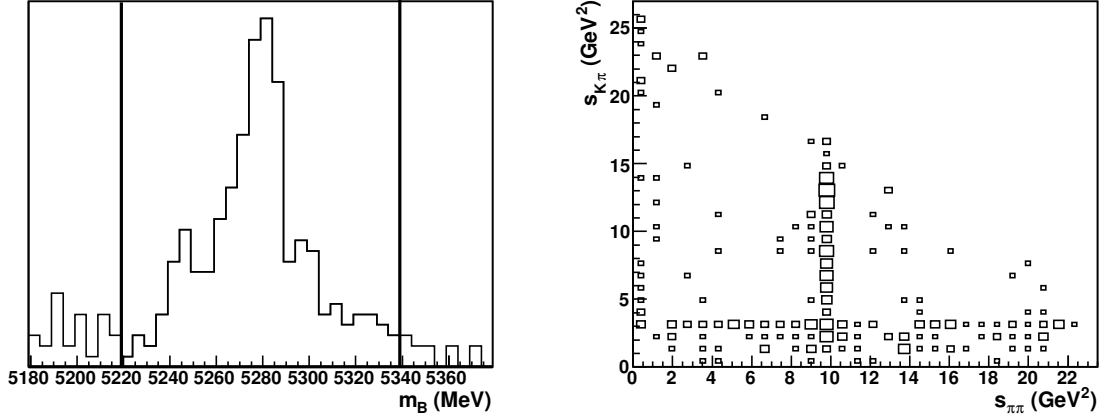


Figura 6.4: Espectro de massa e Dalitz plot para os candidatos a $B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$ da amostra de background que satisfazem os cortes H. As linhas verticais definem a janela de massa de 60 MeV do corte final – a janela maior é mostrada por motivo didático. O DP representa os eventos contidos nas linhas.

As estruturas no DP de B^+ revelam duas faixas: uma em $s_{\pi\pi} = m_{J/\psi}^2$ e outra em $s_{K\pi} = m_{D_0}^2$. São indicações de poluição pelos decaimentos $B^+ \rightarrow K^+(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$ e $B^+ \rightarrow \pi^+(\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-)$. Por caracterizarem um evento verdadeiro do méson B , possuem distribuição gaussiana no espectro de massa, contribuindo com o pico da figura da esquerda. Para sua remoção as seguintes providências são tomadas: é proibido o uso de traços com hits nas câmaras de múons e remove-se uma faixa do DP com o corte $|m_{D_0}^2 - s_{K\pi}| > 0,1 \text{ GeV}^2$. Essas medidas possuem efeito mínimo no sinal ($\Delta\epsilon = 1\%$) e removem respectivamente 35% e 21% dos eventos de background.

A classificação dos eventos restantes é exposta na figura 6.5. As reflexões são compostas principalmente pelo decaimento $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ e em menor quantidade por $B^+ \rightarrow K^+K^+\pi^-$. Já a reconstrução parcial é dominada pelos decaimentos do bárion Λ_b^0 ($m_\Lambda = 5624 \text{ MeV}$), especialmente $\Lambda_b^0 \rightarrow \pi^-p^+(\rho(770) \rightarrow \pi^+\pi^-)$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \pi^-(\Lambda_c^+ \rightarrow K^*(892)p^+)$ e $\Lambda_b^0 \rightarrow \pi^-(\Lambda_c^+ \rightarrow \pi^+\pi^-p^+)$.

A composição dos eventos resulta em $S/B = 2,0$. A inclusão do trigger diminui consideravelmente a amostra. Após as mesmas considerações, obtemos $S/B_{trig} = 1,7$.

A seguir consideramos a contribuição de fontes específicas, inspecionando a eficiência dos cortes H diretamente nas amostras de interesse. A razão entre o número de

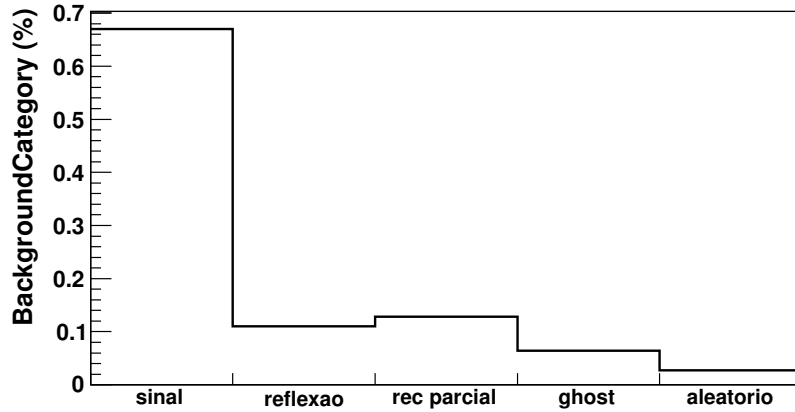


Figura 6.5: Classificação do background de $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ via ferramenta BackgroundCategory.

eventos de sinal e os de background é dada pela equação $S/B = \epsilon_S \cdot BR_S / \epsilon_B \cdot BR_B$, onde ϵ representa a eficiência total (geração, reconstrução, trigger e seleção com cortes H). As fontes estudadas e os números obtidos para mil eventos de sinal estão resumidos na tabela 6.7. O número de eventos de background é calculado com e sem a identificação de partículas, revelando a sua importância.

	Fonte	BR ($\times 10^{-5}$)	ϵ_{gen} %	$\epsilon_{sel+trg/gen}$ %	B
1	$B^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$	1,62	17,9	0,69 (1,91)	45 (125)
2	$B^+ \rightarrow \pi^+K^+K^-$	0,5	18,7	0,67 (1,95)	14 (42)
3	$B^+ \rightarrow K^+K^+K^-$	3,37	19,3	0,022 (0,1)	3 (15)
4	$B^+ \rightarrow K^+(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$	100,7	17,9	0,021 (17,7)	83 (71,4k)
5	$B^+ \rightarrow \pi^+(\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-)$	18,83	34,6	1,0 (=)	1,5k (=)

Tabela 6.7: Fontes de background em $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$, eficiências e número de eventos de background B para cada mil eventos de sinal. Os números entre parênteses são resultados sem identificação de partículas.

Os canais $B \rightarrow hhh$ (fontes 1, 2 e 3) possuem cinemática muito próxima a de $K\pi\pi$. No caso em que nenhum critério de identificação de partículas é utilizado, torna-se fácil confundir ambos decaimentos. Sua assinatura é uma distribuição de massa invariante de B assimétrica e afastada da posição nominal, como pode ser visto na figura 6.6. No DP sobrepõem sua dinâmica à do sinal, no espaço de fase inteiro. Em nosso caso, os canais $B \rightarrow hhh$ possuem BR e eficiências menores que $K\pi\pi$ e mesmo sem a identificação de partículas não causam grande poluição.

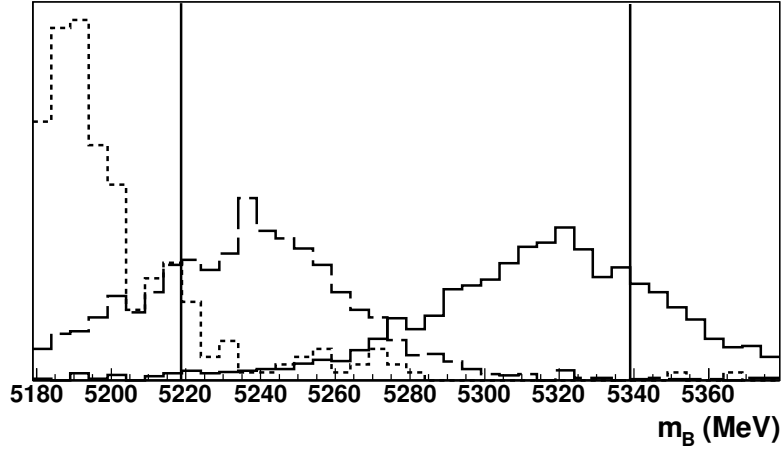


Figura 6.6: Reflexões normalizadas de $B \rightarrow hhh$ após cortes H: $\pi\pi\pi$ = linha cheia, $KK\pi$ = pontilhado grande, KKK = pontilhado curto. As linhas verticais compreendem a janela de massa de 60 MeV.

A fonte 4 é reduzida com a identificação dos múons e a fonte 5 não sofre alterações pela identificação de partículas. A única maneira de a remover é com o corte em $s_{K\pi}$ citado anteriormente.

$B^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$

Na figura 6.7 podemos ver os candidatos da amostra de background que sobrevivem aos cortes F da tabela 6.6, na ausência de trigger.

Comparando com B^+ , menos eventos estão presentes e fica difícil localizar fontes de background pelo DP. A análise da tabela verdade revela a contaminação pelo decaimento $B^0 \rightarrow K_S(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$. O veto de traços com hits nas câmaras de múons remove 15% dos eventos de background.

A classificação dos eventos restantes é exposta na figura 6.8. A reflexão contém um evento do canal $B^0 \rightarrow \pi^+(D^- \rightarrow \pi^- K_S)$ e a reconstrução parcial é dominada pelos decaimentos do bárion Λ_b^0 . A componente ghost é dominada por candidatos falsos de K_S . A componente aleatória mostra-se surpreendente grande comparada com o background de B^+ . Sua análise detalhada revela a utilização de K_S e píons verdadeiros, porém originados de diferentes decaimentos, incluindo o outro B do par $b\bar{b}$.

A composição dos eventos resulta em $S/B = 0,08$. A inclusão do trigger diminui consideravelmente a amostra, restando apenas um evento de sinal. Após as mesmas considerações, obtemos $S/B_{trig} = 0,17$.

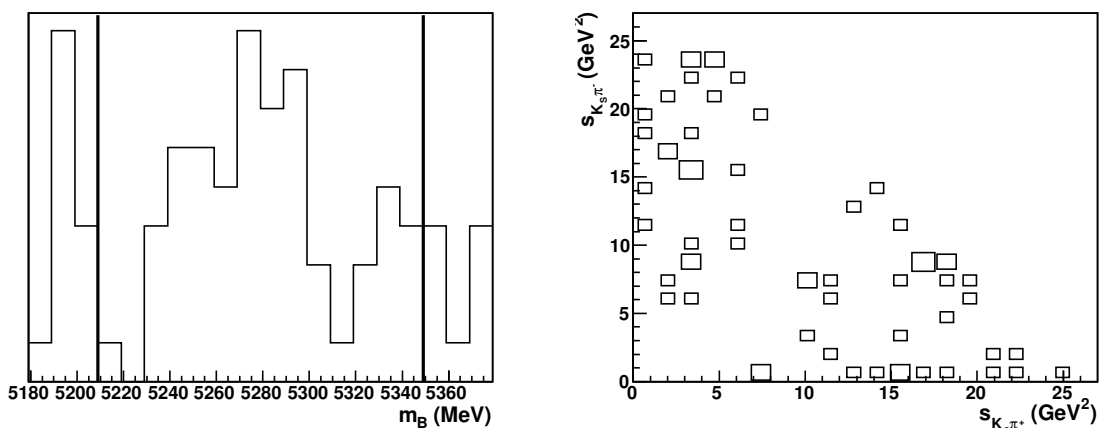


Figura 6.7: Espectro de massa e Dalitz plot para os candidatos a $B^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ da amostra de background que satisfazem os cortes F. As linhas verticais definem a janela de massa de 70 MeV do corte final – a janela maior é mostrada por motivo didático. O DP representa os eventos contidos nas linhas.

A combinação de dois píons com uma partícula que viaja distâncias da ordem de metros, cria mais oportunidades na formação de eventos falsos. O domínio do background aleatório no decaimento de B^0 é explicado pela combinação dos 2 píons e K_S provenientes de diferentes decaimentos (mais provavelmente dos dois mésons B formados pelo par $b\bar{b}$ gerado na colisão dos prótons). Esse fato somado ao menor rendimento, acarreta em uma taxa S/B dez vezes menor para B^0 em relação a B^+ .

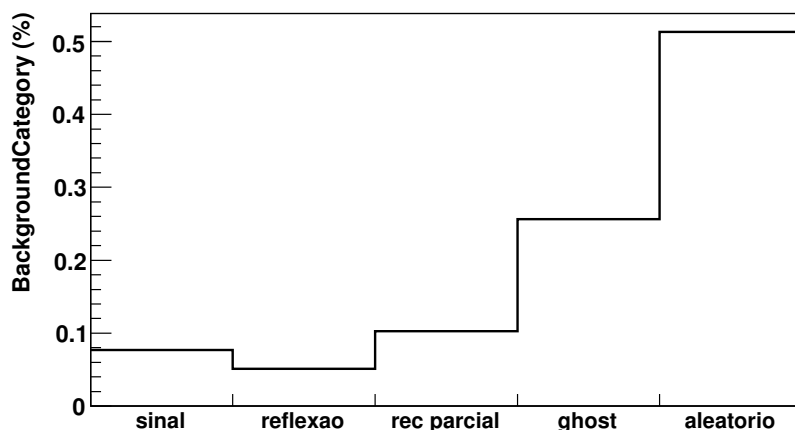


Figura 6.8: Classificação do background de $B^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ via ferramenta Background-Category.

Possíveis fontes específicas de background são os canais $B^+ \rightarrow \pi^+ (\bar{D}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-)$

e $B^0 \rightarrow \pi^+(D^- \rightarrow K_S\pi^-)$. O primeiro, com razão de ramificação (BR) $1,45 \times 10^{-4}$, pode ser selecionado nos casos onde D^0 cria um pión com baixo momento. No segundo (BR= $3,89 \times 10^{-5}$) a seleção é mais óbvia. Porém, não existem até então amostras desse tipo geradas pelo experimento LHCb.

6.6 Estimativas

O rendimento anual para um canal pode ser calculado através da equação 6.1, com $L = 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $T = 10^7 \text{ s}$ (tempo efetivo de tomada de dados por ano). É necessário o conhecimento da eficiência total, combinação das perdas introduzidas pela geração, reconstrução, trigger e seleção final. A maior incerteza vem da seção de choque σ_{bb} de produção dos pares $b\bar{b}$ na energia do LHC. Atualmente existem extrapolações dos experimentos anteriores e o valor projetado pode variar por um fator 2. Utilizaremos na nossa estimativa $\sigma_{bb} = 500 \text{ mb}$, com a propagação de erros assumindo essa quantia exata. As eficiências, rendimentos e estimativas de poluição por background podem ser vistas na tabela 6.8.

	$B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$	$B^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$
$\epsilon_{gen} \%$	$18,3 \pm 0,1$	$21,3 \pm 0,1$
$\epsilon_{rec/gen} \%$	$32,8 \pm 0,2$	$12,32 \pm 0,03$
$\epsilon_{trig/rec} \%$	$20,6 \pm 0,3$	$9,6 \pm 0,2$
$\epsilon_{sel/trig} \%$	$64,7 \pm 0,7$	$64,8 \pm 0,8$
$\epsilon_{sel/gen} \%$	$4,39 \pm 0,08$	$0,77 \pm 0,01$
$\epsilon_{tot} \%$	$0,80 \pm 0,02$	$0,164 \pm 0,003$
BR($\times 10^{-5}$)	5,5	2,24
evts(K)/ano	356 ± 9	$29,4 \pm 0,6$
S/B	1,7	0,17

Tabela 6.8: Eficiências, rendimentos e estimativas da poluição por background para $B \rightarrow K\pi\pi$.

Uma importante quantidade a ser monitorada em B^0 é a evolução das frações LL/DD. Os números da tabela 6.9 mostram que as etapas atuam de forma semelhante nas duas componentes, com exceção do trigger topológico que por efeito do corte em DOCAMAX (ver figura B.9) rejeita mais eventos DD que LL. Como K_S não pode ser diretamente confirmado pelo trigger HLT1 e pelo trigger topológico não ser especificamente desenhado para canais com K_S , compreendemos a eficiência do trigger duas

vezes menor do que a de B^+ .

	rec	l0	hlt1	tga	sel
B^0 LL (%)	31,1	30,8	33,8	41,6	42,4
B^0 DD (%)	68,9	69,2	66,2	58,4	57,6

Tabela 6.9: Evolução das frações LL e DD em B^0 .

O rendimento da amostra neutra é 12 vezes menor do que a carregada. É o efeito combinado da pior reconstrução, trigger e a menor probabilidade intrínseca do evento. Como apontado anteriormente, podemos esperar na análise real uma melhora na quantidade de eventos de B^0 em relação aos estimados na tese. Não só utilizamos uma versão mais antiga da reconstrução (não existem eventos de $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ processados na versão v31 do Brunel), bem como supomos a passagem dos eventos de B^0 pelo trigger topológico, não desenhado especificamente para canais com partícula K_S .

Por último, contemplamos na figura 6.9 a aceitância final do DP, resultado das várias etapas da seleção de $B \rightarrow K\pi\pi$. Embora grande cuidado tenha sido tomado na escolha dos cortes de seleção para minimizar o efeito de diminuição próximo das bordas, aprendemos que a própria reconstrução e o trigger atuam de forma intensa na sua remoção⁴. A aceitância resultante para B^0 será utilizada no próximo capítulo, onde simulamos a dinâmica do decaimento e a medida do ângulo γ de CKM. A mesma aceitância é separada nas componentes LL e DD na figura 6.10. O comportamento de rampa reflete a distribuição diferente dos eventos de baixo momento no DP de B^0 .

⁴Na seção B.4.2 apresentamos a evolução da eficiência do DP de $B \rightarrow K\pi\pi$ em função de cada etapa: reconstrução, trigger e seleção.

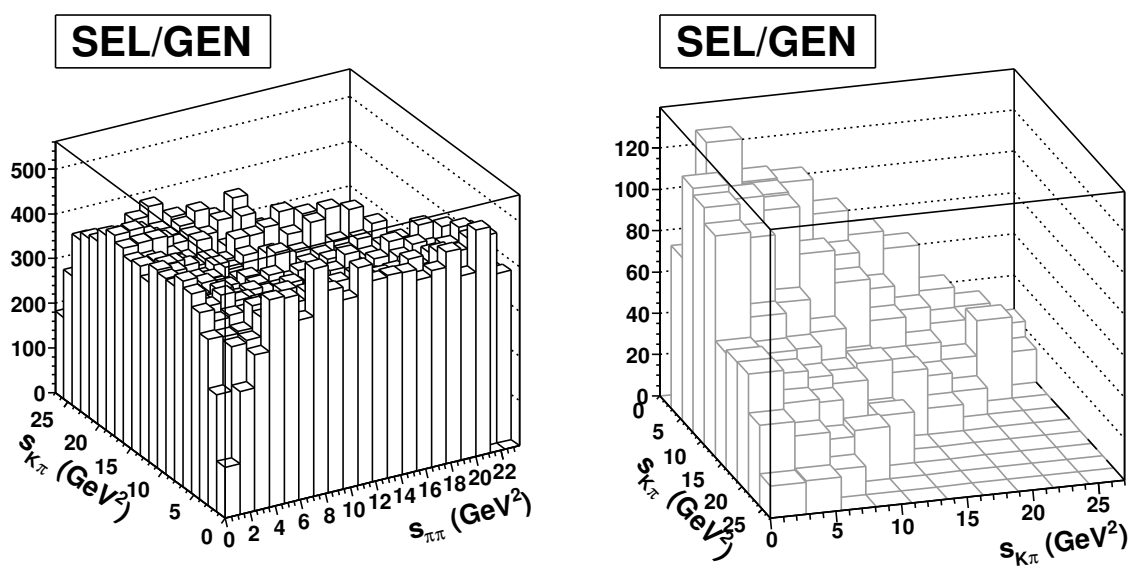


Figura 6.9: DP final de B^+ e B^0 , combinação de todas as etapas, disponível para a análise física.

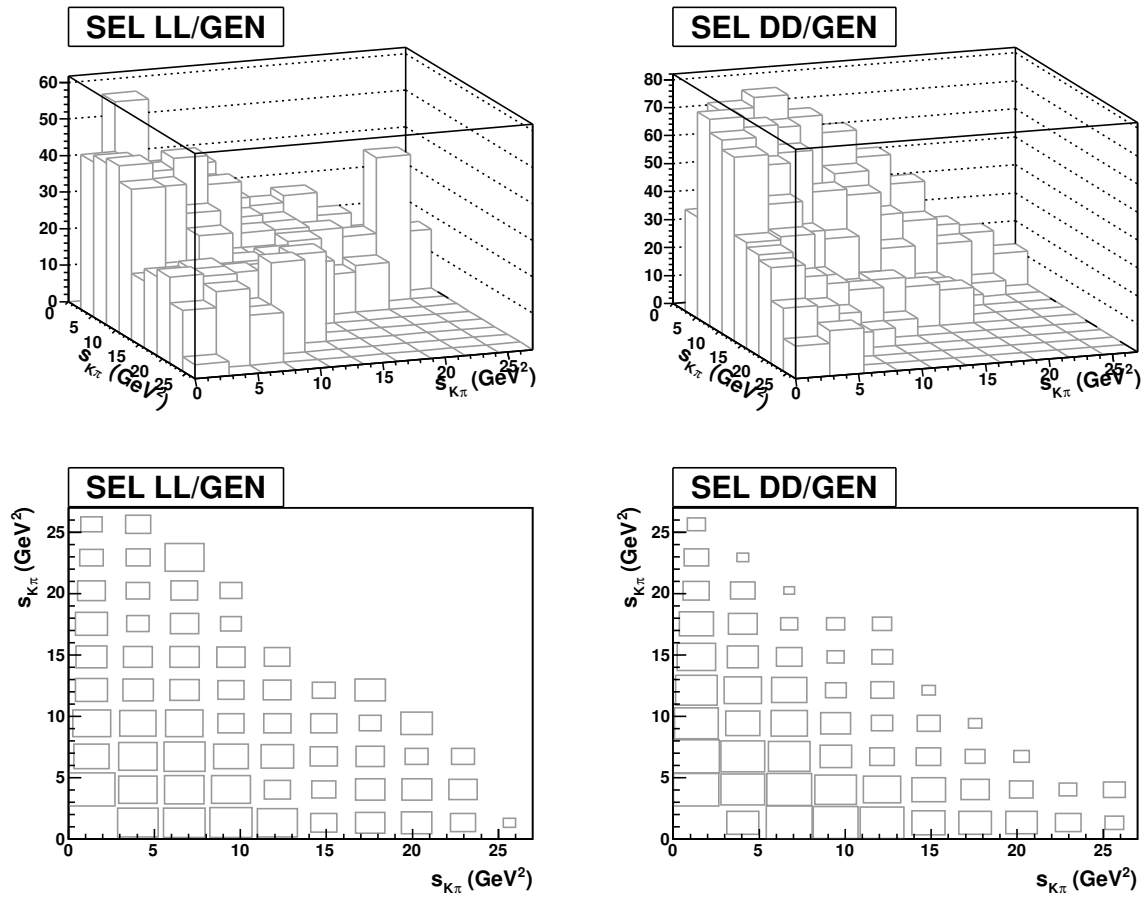


Figura 6.10: DP final de B^0 separado nas componentes LL e DD – representações diferentes dos mesmos histogramas.

Capítulo 7

Novo método para extrair γ de CKM

Para a extração de γ , além da interferência de decaimentos em dois corpos, pode-se também explorar as interferências no Dalitz plot entre estados intermediários de decaimentos em três corpos. Isso foi inicialmente proposto para o decaimento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ [53], onde χ_{c0} tem um papel fundamental como canal de referência. Porém, esse método é estatisticamente limitado pela baixa contribuição da amplitude suprimida por Cabibbo $B^\pm \rightarrow \chi_{c0} \pi^\pm$ – fato estimado na observação do mesmo canal permitido por Cabibbo $B^\pm \rightarrow \chi_{c0} K^\pm$ [54, 55], onde já se nota uma pequena contribuição de χ_{c0} .

Recentemente, esforço tem sido feito na exploração de γ nos decaimentos $B \rightarrow K \pi \pi$. Enquanto algumas abordagens dependem de análises dependentes no tempo [56, 57], a **nostra proposta** [58] mostra como proceder em uma análise sem tagging (*ajuste misto*), com o benefício de maior estatística. Simulações computacionais [10] mostram que o tagging introduz ineficiências da ordem de 90% nos dados do experimento LHCb. Descrevemos a seguir o nosso método para a extração de γ utilizando os canais $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ e $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$.

As principais ressonâncias, encontradas pelas análises [54, 55, 59], estão resumidas na tabela 7.1 com as respectivas contribuições tree e pinguim, acompanhadas do termo de CKM, ordem de grandeza em função dos parâmetros de Wolfenstein e as fases fracas contidas na amplitude. Embora γ esteja presente em algumas componentes tree, está sempre acompanhada de uma componente pinguim e fases provenientes da interação forte do estado final. Como a magnitude e fase extraídas são a soma das contribuições, não é possível isolar e extrair γ em uma análise simples de amplitudes de B^+, B^- ou B^0, \bar{B}^0 .

Observando as contribuições pinguim de $B \rightarrow K^* \pi$, figura 7.1, vemos que a diferença entre B^- e \bar{B}^0 está na permutação de quarks u e d . Pela simetria SU(2), esperamos o mesmo valor da contribuição pinguim $a_P e^{i\delta_P}$ para os quatro processos

	ressonância	contribuição	ordem	fase fraca
$B^+ \rightarrow$	$K^*(890)^0 \pi^+$	$V_{bt} V_{ts}^* P$	$A\lambda^2$	-
	$K^*(1430)^0 \pi^+$			
	$K^+ \rho(770)^0$	$V_{bt} V_{ts}^* P + V_{bu} V_{us}^* T_S^C$	$A\lambda^2 + A\lambda^4$	γ
	$K^+ f_0(980)$			
	$K^+ \chi_{c0}$	$V_{bc} V_{cs}^* T_S$	$A\lambda^2$	-
$B^0 \rightarrow$	$K^*(890)^+ \pi^-$	$V_{bt} V_{ts}^* P + V_{bu} V_{us}^* T^C$	$A\lambda^2 + A\lambda^4$	γ
	$K^*(1430)^+ \pi^-$			
	$K_S \rho(770)^0$	$V_{bt} V_{ts}^* P + V_{bu} V_{us}^* T_S$	$A\lambda^2 + A\lambda^4$	γ
	$K_S f_0(980)$			
	$K_S \chi_{c0}$	$V_{bc} V_{cs}^* T_S$	$A\lambda^2$	-

Tabela 7.1: Ressonâncias e contribuições dominantes dos decaimentos $B \rightarrow K\pi\pi$. Denotamos as amplitudes permitidas, suprimidas por cor e pinguim respectivamente por T^C , T_S e P .

$B^\mp \rightarrow K^* \pi^\mp$ e $\bar{B}^0, B^0 \rightarrow K^{*\mp} \pi^\pm$; onde a_P é a magnitude do processo e δ_P a fase forte de FSI.

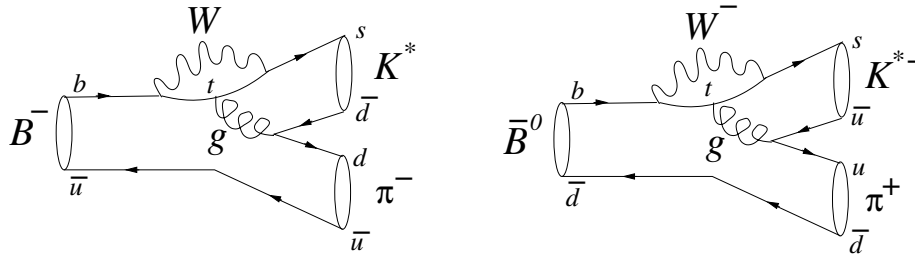


Figura 7.1: Diagramas pinguim de $B^- \rightarrow K^* \pi^-$ e $\bar{B}^0 \rightarrow K^{*-} \pi^+$ com mesma amplitude $a_P e^{i\delta_P}$ de acordo com a simetria de sabor SU(2).

O método consiste em extrair os parâmetros pinguim de $B^\pm \rightarrow K^* \pi^\pm$ ¹, introduzir esses valores nas amplitudes de B^0 e \bar{B}^0 , então usando uma nova técnica de ajuste misto (descrita na próxima seção), extrair as fases tree $\theta^\pm = \delta_T \pm \gamma$, de onde γ pode ser obtido. Segue uma representação esquemática do método, onde as setas representam as quantidades extraídas nos processos de ajuste:

¹Por simplicidade, nos referimos apenas a K^* , sendo que na prática o método usa simultaneamente os parâmetros das ressonâncias $K^*(890)$ e $K^*(1430)$.

$$\begin{aligned}
B^\pm \rightarrow K^{*0}\pi^\pm & : a_P e^{i\delta_P} \\
& \Downarrow \\
B^0 \rightarrow K^{*+}\pi^- & : a_P e^{i\delta_P} + a_T e^{i\theta^+} \\
\bar{B}^0 \rightarrow K^{*-}\pi^+ & : a_P e^{i\delta_P} + a_T e^{i\theta^-} \\
& \Downarrow \\
\gamma & = \frac{\theta^+ - \theta^-}{2}, \tag{7.1}
\end{aligned}$$

onde a_T é a magnitude do processo tree e θ^\pm é a fase total dos decaimentos tree, contendo a fase forte e a fase fraca (que troca de sinal nos decaimentos CP conjugados).

Como a magnitude e a fase das ressonâncias são medidas em relação a uma fixa, só podemos comparar parâmetros de B^\pm e B^0, \bar{B}^0 se forem medidos em relação ao mesmo referencial. Em outras palavras, a compatibilidade entre os parâmetros $a_P e^{i\delta_P}$ de B^\pm e B^0, \bar{B}^0 indo em $K^*\pi$, exige que a análise de amplitudes das duas seja feita em relação a uma ressonância âncora que possua a mesma amplitude para B carregado e neutro. Escolhemos para âncora a amplitude de $B \rightarrow K \chi_{c0}$. A assimetria medida por Belle [60] para o canal $B^\pm \rightarrow K^\pm \chi_{c1}$ é $A_{CP} = -0,01 \pm 0,03 \pm 0,02$, indicando que a contribuição dominante é um diagrama tree sem fase fraca e portanto sem violação de CP. Já a igualdade das amplitudes $B^+ \rightarrow K^+ \chi_{c0}$ e $B^0 \rightarrow K_S \chi_{c0}$, é consequência das considerações de simetria de sabor SU(2).

O método é baseado em três hipóteses básicas e bem aceitas, que podem ser testadas durante a análise. Primeira: a contribuição dominante de $B^\pm \rightarrow K^*\pi^\pm$ é $V_{bt}V_{ts}^* P$. O teste, corresponde em averiguar a igualdade das amplitudes de $B^+ \rightarrow K^*\pi^+$ e $B^- \rightarrow K^*\pi^-$. Essa hipótese foi confirmada com boa margem de erro pelo experimento BaBar [54]. Segunda: as componentes pinguim de $B^\pm \rightarrow K^*\pi^\pm$ e $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K^{*\pm}\pi^\mp$ são iguais. É baseada nos trabalhos teóricos [61, 62] que exploram as consequências da simetria SU(2) nas amplitudes desses decaimentos. Terceira: χ_{c0} possui a mesma amplitude para $B^\pm \rightarrow K^\pm \chi_{c0}$ e $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \chi_{c0}$. Como mostraremos adiante, o teste experimental da segunda e terceira hipótese, consiste na igualdade da magnitude tree extraída do processo intermediário B^0 e \bar{B}^0 indo em $K^{*\pm}\pi^\mp$. A confiança no resultado de γ , está baseada na satisfação de todas as hipóteses discutidas, onde a falha de uma implica em interessantes efeitos inesperados.

7.1 Análise de amplitudes – ajuste misto

Para extrair os parâmetros de $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$, usamos o método de máxima likelihood descrito na seção 3.3.1, para as amplitudes totais isobáricas 3.43:

$$\mathcal{A}^\pm = a_\chi e^{i\delta_\chi} \mathcal{A}_\chi + \sum_i a_i^\pm e^{i\delta_i^\pm} \mathcal{A}_i, \quad (7.2)$$

onde $i = K^*(890)^0, K^*(1430)^0, \rho(770)^0, f_0(980)$ e os parâmetros a_χ, δ_χ são fixados. As amostras de dados de B^+ e B^- são facilmente separadas pela reconstrução de três traços carregados no detector. Resulta dessa análise separada, um conjunto de parâmetros a_i^+, δ_i^+ e a_i^-, δ_i^- , que podem revelar violação de CP na ressonância i se a_i^+ for diferente de a_i^- .

Para o sistema neutro, a separação entre B^0 e \bar{B}^0 não é óbvia, tendo em vista o estado final $K_S \pi^+ \pi^-$. Para complicar a situação, existe o fenômeno de mixing entre B^0 e \bar{B}^0 que introduz dependência temporal nas amplitudes do sistema. Uma possibilidade para a análise é utilizar a técnica de tagging para criar dois conjuntos separados de eventos e fazer o ajuste de máxima likelihood usando as amplitudes M e \bar{M} , obtidas aplicando 2.54 em 2.46:

$$M(\Delta t) = e^{-(\Gamma/2 - iM)\Delta t} [\mathcal{A} \cos(\Delta m \Delta t/2) - i q/p \bar{\mathcal{A}} \text{sen}(\Delta m \Delta t/2)], \quad (7.3)$$

$$\bar{M}(\Delta t) = e^{-(\Gamma/2 - iM)\Delta t} [\bar{\mathcal{A}} \cos(\Delta m \Delta t/2) - i p/q \mathcal{A} \text{sen}(\Delta m \Delta t/2)], \quad (7.4)$$

onde \mathcal{A} e $\bar{\mathcal{A}}$ são amplitudes independentes do tempo para os decaimentos $B^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ e $\bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$, análogas a equação 7.2, com parâmetros a_i, δ_i e $\bar{a}_i, \bar{\delta}_i$. Como já citado anteriormente, simulações computacionais mostram que a técnica de tagging introduz perdas de mais de 90% dos dados em decaimentos no experimento LHCb.

Outra possibilidade é proceder com a análise do estado final $K_S \pi^+ \pi^-$ independente de sua origem B^0 ou \bar{B}^0 . Chamaremos tal conjunto de dados de *dados mistos*. A probabilidade do sistema misto, é dada pela soma $|M(\Delta t)|^2 + |\bar{M}(\Delta t)|^2$. Foi observado [41, 63] no regime $|p/q| = 1$, que essa soma possui a propriedade 2.55 de cancelar os termos de mixing e dependência temporal,

$$|M(\Delta t)|^2 + |\bar{M}(\Delta t)|^2 = e^{-\Gamma t} (|\mathcal{A}|^2 + |\bar{\mathcal{A}}|^2). \quad (7.5)$$

Assim, a probabilidade do sistema misto, não é apenas uma amplitude módulo quadrada como no caso do B carregado e sim a soma não coerente das amplitudes quadradas independentes do tempo dos dois processos distintos que criam o o mesmo estado final.

A amplitude total normalizada, é efetivamente escrita como

$$\begin{aligned} \frac{1}{N_1 + N_2} & \left[|a_\chi e^{i\delta_\chi} \mathcal{A}_\chi + \sum_i a_i e^{i\delta_i} \mathcal{A}_i|^2 + |\bar{a}_\chi e^{i\bar{\delta}_\chi} \bar{\mathcal{A}}_\chi + \sum_i \bar{a}_i e^{i\bar{\delta}_i} \bar{\mathcal{A}}_i|^2 \right], \\ N_1 & = \int |a_\chi e^{i\delta_\chi} \mathcal{A}_\chi + \sum_i a_i e^{i\delta_i} \mathcal{A}_i|^2 ds_{ij} ds_{jk}, \\ N_2 & = \int |\bar{a}_\chi e^{i\bar{\delta}_\chi} \bar{\mathcal{A}}_\chi + \sum_i \bar{a}_i e^{i\bar{\delta}_i} \bar{\mathcal{A}}_i|^2 ds_{ij} ds_{jk}. \end{aligned} \quad (7.6)$$

Como parte fundamental para a extração de γ , desenvolvemos uma nova técnica para extrair dos dados mistos os parâmetros a_i, δ_i e $\bar{a}_i, \bar{\delta}_i$ num único procedimento, de forma unívoca e independente. O método que chamamos de *ajuste misto*, não requer o uso de tagging, fazendo uma análise de amplitudes independentes do tempo. Corresponde em aplicar um ajuste de máxima likelihood no conjunto de dados mistos, usando como PDF a equação 7.6, onde os parâmetros a_χ, δ_χ e $\bar{\delta}_\chi$ são fixos. Embora os parâmetros da ressonância χ_{c0} sejam iguais, o termo \bar{a}_χ é mantido livre ao invés de ser fixado com o mesmo valor de a_χ . É como se multiplicássemos a amplitude $\bar{\mathcal{A}}$ por um fator de escala s . Nesse caso $\bar{a}_\chi = s a_\chi$, onde os outros parâmetros \bar{a}_i contêm s também. Isso permite que diferenças nos números de eventos de B^0 e \bar{B}^0 sejam medidas, investigando violação direta de CP. A razão no número de eventos de B^0 e \bar{B}^0 é calculada pela razão das normalizações N_1/N_2 .

Usando a convenção $(K_S, \pi^+, \pi^-) \rightarrow (1, 2, 3)$ para a numeração das partículas do estado final, notamos que a operação de conjugação de carga tem o efeito de inverter as variáveis $s_{12} \leftrightarrow s_{13}$. As faixas das ressonâncias K^* são centradas em eixos diferentes para \mathcal{A} e $\bar{\mathcal{A}}$, estabelecendo uma espécie de assinatura da origem B^0 ou \bar{B}^0 de um evento, se localizado em uma ou outra faixa, como pode ser visto na figura 7.2. Na análise mista os pontos do DP possuem origem desconhecida. Embora não possamos distinguir os eventos, a existência de pelo menos uma região não-sobreposta de interferências em \mathcal{A} e $\bar{\mathcal{A}}$, permite que o processo de ajuste misto identifique duas superfícies diferentes e sobrepostas de B^0 e \bar{B}^0 . Lembrando o papel fundamental das interferências na determinação de uma amplitude, a não-sobreposição de regiões de interferência, garante que as amplitudes podem ser exploradas de forma independente pelo procedimento de ajuste – garantindo assim, a unicidade do resultado. Testes de fast Monte Carlo mostraram a impossibilidade do ajuste misto, quando todas as ressonâncias das duas amplitudes possuem o mesmo valor central e portanto regiões de interferência conflitantes. Nesse caso, o número de variáveis é maior que o número de equações resolvidas pelo processo de ajuste e a solução perde a unicidade.

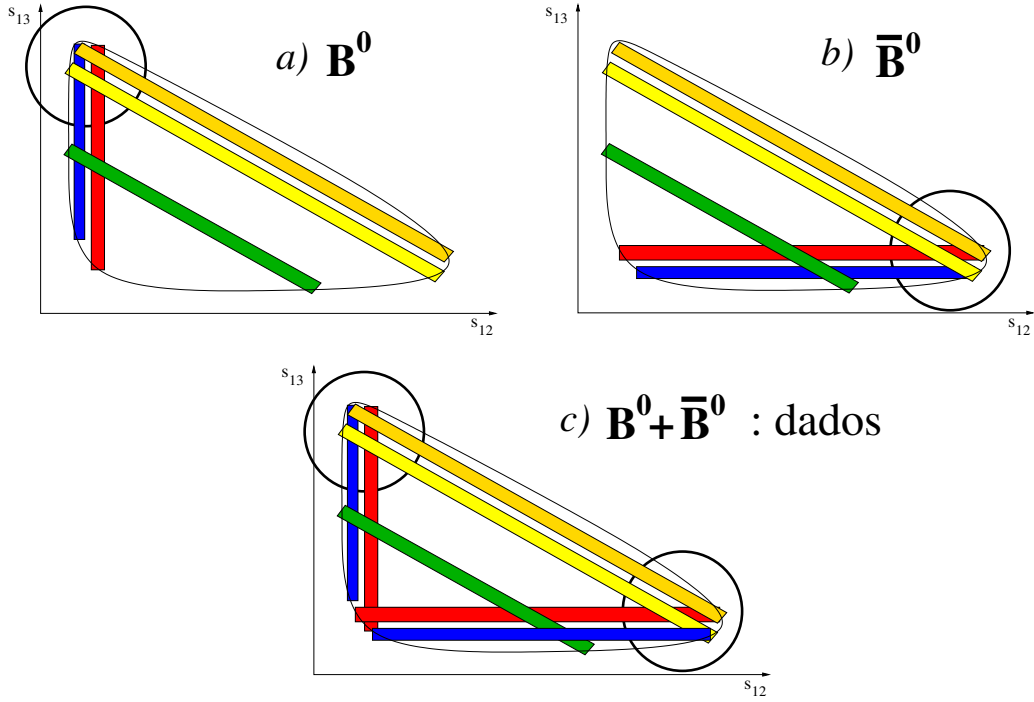


Figura 7.2: Representações esquemáticas para os DP isolados de a) $B^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$, b) $\bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ e em c) o DP misto obtido da análise sem tagging. As faixas, estão representando de forma pictórica as ressonâncias, onde por simplicidade ignoramos fatores angulares nas distribuições. Os círculos mostram regiões de interferência. A existência de círculos não-sobrepostos para B^0 e \bar{B}^0 , garante a separação e a identificação das amplitudes \mathcal{A} e $\bar{\mathcal{A}}$ na análise mista.

Na análise de $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$, feita pelo experimento Belle[59], os autores fazem o ajuste na amostra mista de $K_S \pi \pi$, usando como amplitude total uma soma $|A(x, y)|^2 + |A(y, x)|^2$. As amplitudes diferem apenas na troca das variáveis de Dalitz, possuindo os mesmos parâmetros de magnitude e fase, assumindo conservação de CP em todos estados intermediários. Usando a técnica de ajuste misto, é possível extrair parâmetros diferentes para os dois decaimentos e medir experimentalmente a esperada violação de CP em alguns estados intermediários, dando um passo adiante na dificuldade técnica existente até então.

7.2 Estudo de viabilidade

Para obter a sensibilidade na medida de γ , simulamos o procedimento de ajuste misto em diversos decaimentos de $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ gerados com métodos de Monte Carlo através do software URCA (apêndice A). A seguinte metodologia foi adotada:

- $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$

O procedimento completo para extração de γ começa a extração dos parâmetros no decaimento carregado. Esse passo não está incluso nesse estudo pois consideramos o erro de γ dominado pelo procedimento de análise mista.

- PDF

A composição das ressonâncias e o valor dos parâmetros $\vec{\alpha}_i = (a_i, \delta_i)$ usados para gerar os experimentos de MC foram inspirados nos resultados obtidos pela análise [54] do experimento BaBar. As ressonâncias são descritas por distribuições de Breit-Wigner (equação 3.33) e a amplitude total é dada por uma expressão da forma 7.6. Os parâmetros das ressonâncias ρ^0, f_0, χ_c são fixos durante os estudos e podem ser vistos na tabela 7.3. Diferentes valores para os parâmetros das ressonâncias K^* são investigados durante os estudos.

- Ajuste vinculado

Lembrando o esquema 7.1, γ é obtido por operações nas componentes tree e pinguim da amplitude $B^0 \rightarrow K^* \pi$. Os quatro parâmetros obtidos pelo ajuste misto podem ser reescritos em função dessas componentes:

$$a^\pm e^{i\delta^\pm} = a_P e^{i\delta_P} [1 + r e^{i(\phi \pm \gamma)}], \quad (7.7)$$

onde $r = a_T/a_P$ e $\phi = \delta_T - \delta_P$.

Os parâmetros pinguim são obtidos de B^+, B^- e fixos durante a análise. Utilizando a amplitude acima diretamente no ajuste, transformamos os 8 parâmetros de $K^*(890)$ e $K^*(1430)$ em apenas² 3, extraíndo de forma direta o ângulo γ . Esse procedimento é conhecido como *ajuste vinculado*. Por diminuir o número de graus de liberdade, introduz maior precisão nas variáveis medidas. Todos os resultados apresentados utilizam o ajuste vinculado.

- Comparação de parâmetros extraídos com os gerados

Uma PDF e um conjunto de parâmetros $\vec{\alpha}_i = (a_i, \delta_i)$ são definidos para gerar eventos de $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$. São em seguida ajustados pela mesma PDF com os valores iniciais dos parâmetros alterados para números próximos porém não idênticos aos geradores. Cada *experimento* é definido como o resultado do procedimento de ajuste misto em um certo número de eventos de $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$.

²os diagramas de $K^*(890)$ e $K^*(1430)$ são idênticos, logo possuem mesmo r e ϕ

O resultado consiste em quantias para as variáveis do ajuste, incluindo γ . Experimentos diferentes, representam conjuntos de dados distintos e não apenas a execução de vários procedimentos de ajuste nos mesmos dados.

7.2.1 Erro estatístico

O resultado do ajuste de vários experimentos permite a medida do erro estatístico nas variáveis $\vec{\alpha}_i$. Na ausência de patologias (soluções múltiplas, PDF incompatível, etc), apresentam distribuições gaussianas – resultado dos ajustes via método de mínimo likelihood (seção 3.3.1). Chamamos de erro estatístico a largura σ das gaussianas.

O erro estatístico na medida de γ depende de vários fatores, entre eles: estatística de $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$, o próprio valor de γ e o valor de r, ϕ nas amplitudes $B^0 \rightarrow K^* \pi$. Fixamos γ em 1,2 radianos (valor compatível com a medida atual) e extraímos o seu erro para três cenários diferentes de r, ϕ em três estatísticas: cem experimentos de 25, 50 e 100 mil eventos. O resultado é resumido na tabela 7.2.

r	ϕ	γ_{gen}	γ_{fit} (25k)	γ_{fit} (50k)	γ_{fit} (100k)
0.2	1.0	1.2	$1,29 \pm 0,43$	$1,22 \pm 0,36$	$1,25 \pm 0,29$
0.45	0.2	1.2	$1,23 \pm 0,26$	$1,22 \pm 0,19$	$1,21 \pm 0,11$
0.6	0.1	1.2	$1,17 \pm 0,26$	$1,22 \pm 0,20$	$1,23 \pm 0,12$

Tabela 7.2: Erro estatístico de γ (em radianos) para os diferentes cenários de r, ϕ e número de eventos (cem experimentos realizados).

O conhecimento teórico de r, ϕ é modelo-dependente. Alguns grupos usando abordagem de fatorização, obtém r grande e ϕ pequeno [64]. Já os grupos que usam métodos não-fatorizáveis para o decaimento pseudoescalar-pseudoescalar de B , apresentam um cenário oposto, com r pequeno e ϕ grande [65]. O método de ajuste misto aplicado aos dados reais definirá qual abordagem é mais viável, já que é possível medir os parâmetros em questão.

Em nossos estudos testamos três possibilidades: a) $r = 0,2$ e $\phi = 1$; b) $r = 0,45$ e $\phi = 0,2$; c) $r = 0,6$ e $\phi = 0,1$. Nota-se que valores maiores de r fornecem melhores medidas em γ . No caso de r pequeno, maior estatística não melhora significativamente a medida, ao contrário dos outros casos, em que a quadruplicação do número de eventos reduz o erro em um fator dois.

Para melhor compreensão do procedimento, mostramos na tabela 7.3 os parâmetros $\vec{\alpha}$ gerados e ajustados nos cem experimentos de 50 mil eventos do cenário b). As

distribuições gaussianas obtidas pelo mesmo procedimento são expostas na figura 7.3. Esse cenário é escolhido por possuir um valor intermediário de r .

decaimento	B^0/\bar{B}^0	entrada	ajuste 100/25K SEM acep
$\chi_c K_s$	a/\bar{a}	0,30/0,30	fixo/(0,29 ± 0,04)
	$\delta/\bar{\delta}$	3,78/3,78	fixo/fixo
$\rho^0 K_s$	a/\bar{a}	0,60/0,60	(0,59 ± 0,05)/(0,60 ± 0,05)
	$\delta/\bar{\delta}$	1,20/1,20	(1,21 ± 0,11)/(1,20 ± 0,11)
$f_0 K_s$	a/\bar{a}	1,03/1,03	(1,01 ± 0,08)/(1,03 ± 0,08)
	$\delta/\bar{\delta}$	2,30/2,30	(2,31 ± 0,10)/(2,31 ± 0,12)
$K^*(890)\pi$	a_T/\bar{a}_T	1,00/0,00	fixo / fixo
	r/ϕ	0,45/0,20	(0,45 ± 0,11)/(0,22 ± 0,10)
$K_0^*(1430)\pi$	a_T/\bar{a}_T	2,10/0,00	fixo / fixo
	r/ϕ	0,45/0,20	(0,45 ± 0,11)/(0,22 ± 0,10)
	γ	1,20	1,22 ± 0,19

$$N^0(B^0 \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-) / N^0(\bar{B}^0 \rightarrow K_s \pi^+ \pi^-) = 0,85 \pm 0,02$$

Tabela 7.3: Resultado do ajuste de 100 experimentos de 50 mil eventos de $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ sem aceitação no DP. Geramos amostras com parâmetros a_i, δ_i (em radianos) para B^0 e $\bar{a}_i, \bar{\delta}_i$ para \bar{B}^0 . A terceira coluna mostra o resultado do ajuste com as larguras gaussianas. A última linha é a razão do número de eventos de B^0 e \bar{B}^0 .

7.2.2 Erro sistemático

No capítulo 6, além de estimar o número de eventos por ano para $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$, também obtemos a eficiência do procedimento de seleção para o Dalitz plot – denominada *aceptância do espaço de fase*. Nessa seção introduziremos a aceitação na geração e ajuste dos eventos afim de explorar o erro sistemático na sensibilidade de γ .

A metodologia consiste em gerar eventos usando uma aceitação e os ajustar utilizando outra. A diferença entre ambas, simula a situação real da diferença entre a aceitação da máquina e a simulada pelo software do LHCb. A aceitação usada na geração de B^0 , a qual denotaremos H, é a mesma da figura 6.9, resultado do conjunto final de cortes F da seção 6.4. Alteramos H para o ajuste em duas maneiras:

- multiplicando H pelo seguinte plano de inclinação θ :

$$f_\theta(x, y) = 1 - \sqrt{2}(x + y)/2 \tan \theta. \quad (7.8)$$

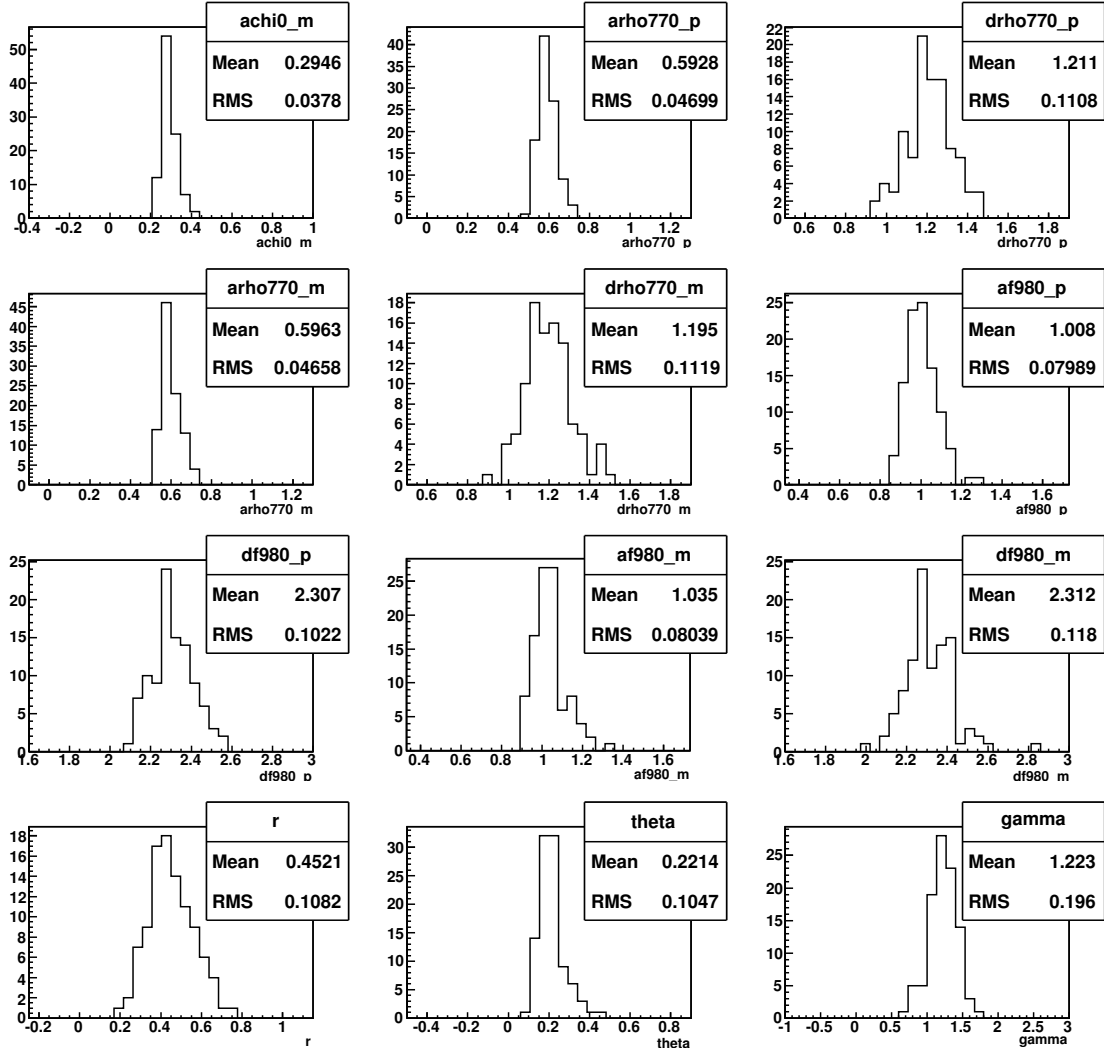


Figura 7.3: Distribuições resultantes após os cem experimentos que deram origem à tabela 7.3. Parâmetros começando com a letra a (d) correspondem à magnitude a (fase δ). Parâmetros com terminação p (m) correspondem à valores de B^0 (\bar{B}^0). O último gráfico revela o valor de γ ajustado.

O plano possui a mesma simetria do DP em (x, y) , de modo que $f_\theta(x, y) = f_\theta(y, x)$. O mesmo pode ser visualizado na figura 7.4 para os valores $\theta = \pm 0, 5$. Ambos valores revelam uma variação de 20% entre a origem e a borda final do DP, distribuída de forma contínua e com inclinações opostas. É um exemplo extremo de variação em toda superfície do DP.

- Aumentando apenas uma das componentes LL ou DD do B^0 .

As componentes originais LL e DD podem ser visualizadas na figura 6.10. Na figura 7.5 comparamos as aceitações escalonadas com a original. As compo-

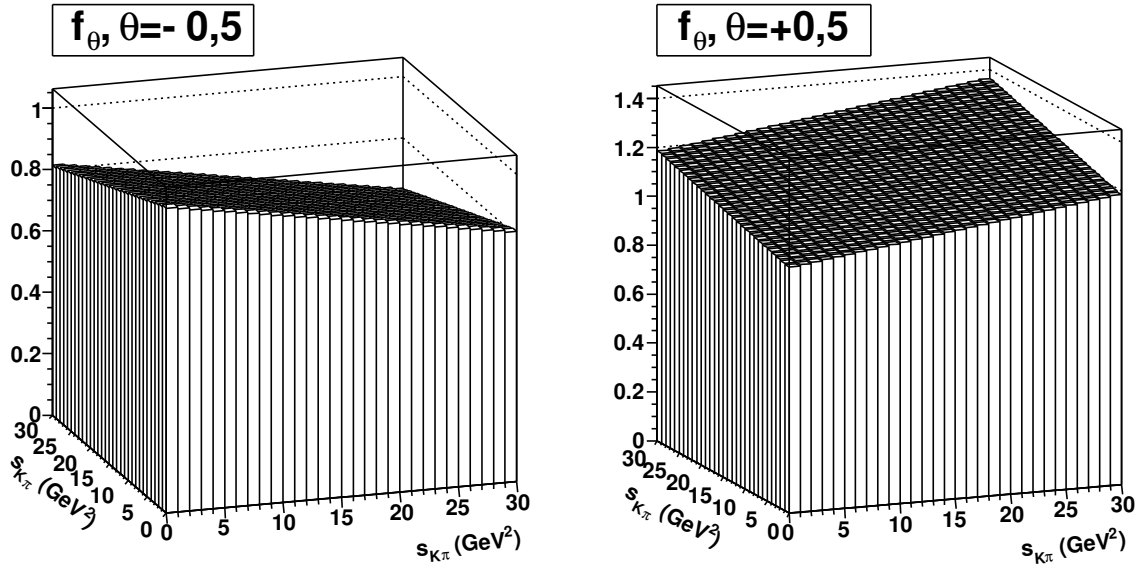


Figura 7.4: Plano f_θ para $\theta = \pm 0,5$.

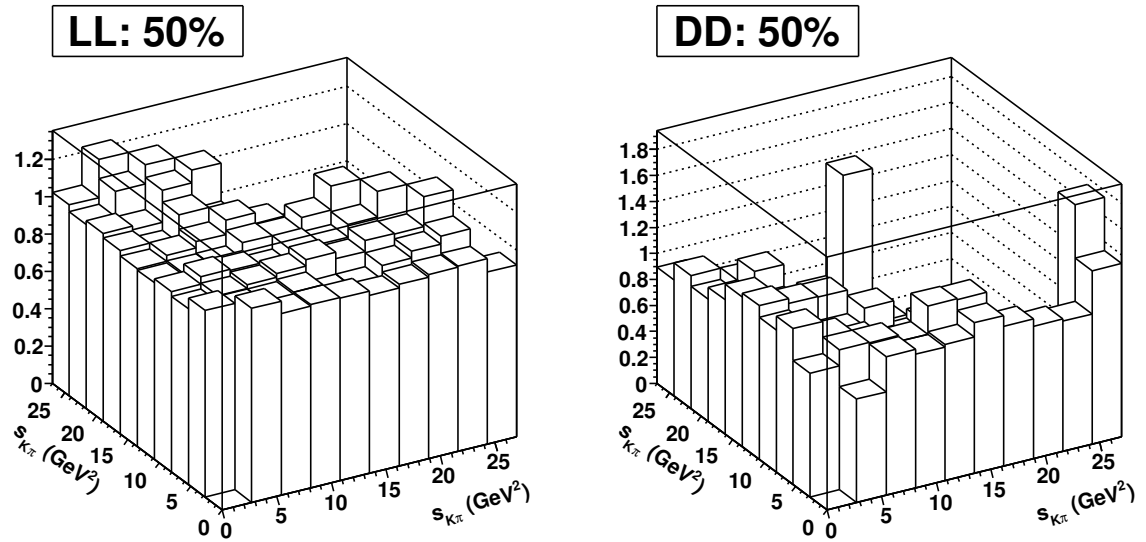


Figura 7.5: Esquerda (direita): componente LL (DD) acrescida de 50% do seu valor adicional, somada a componente original DD (LL) e finalmente dividida pela aceitância total original H .

nentes LL (DD) são acrescidas de 50% do seu conteúdo inicial, somadas com a componente original de DD (LL) e divididas pela aceitância original H afim de evidenciar a diferença entre ambas. Nota-se flutuações da ordem de 20% em alguns bins. Diferentemente da variação contínua causada pela multiplicação de um plano, é um exemplo de variação concentrada em regiões específicas do DP.

São gerados cem experimentos de 25 e 50 mil eventos com os mesmos parâmetros da tabela 7.3. O resultado para diferentes configurações é resumido na tabela 7.4. Inicialmente geramos e ajustamos os eventos usando a mesma aceptância H. O resultado é muito próximo ao da tabela 7.2 em que não usávamos aceptância alguma. Aprendemos que uma aceptância com ineficiência na região das interferências não causa uma medida pior no caso em que é conhecida de forma exata. Na figura 7.6 comparamos os eventos gerados na mesma configuração de parâmetros com e sem a aceptância H.

$acep_{gen}$	$acep_{fit}$	γ_{fit} (25k)	γ_{fit} (50k)
H	H	$1,18 \pm 0,29$	$1,21 \pm 0,18$
H	$H \times f(x, y), \theta = +0,5^\circ$	$1,16 \pm 0,27$	$1,18 \pm 0,17$
H	$H \times f(x, y), \theta = -0,5^\circ$	$1,26 \pm 0,25$	$1,22 \pm 0,19$
H	H : LL 50% maior	$1,20 \pm 0,29$	$1,21 \pm 0,18$
H	H : DD 50% maior	$1,22 \pm 0,28$	$1,21 \pm 0,17$

Tabela 7.4: Valor medido de γ (em gaussianos) para as diferentes aceptâncias de ajuste. Resultado para cem experimentos de 25 mil eventos e $\gamma_{gen} = 1, 2$.

As próximas experiências visam responder à seguinte pergunta: qual a proximidade permitida entre as superfícies gerada e ajustada para que não cause grandes erros na medida de γ . Tanto a multiplicação pelo plano inclinado, quanto o aumento das componentes LL (DD), mostram que os desvios sofridos pelo valor central de γ são pequenos se comparados à incerteza estatística. Vale a pena ressaltar que as deformações estudadas são intencionalmente maiores das que possivelmente aparecerão em estudos com dados reais, já que a geração de MC do experimento será extensivamente calibrada após a coleta dos primeiros dados. Adotamos como erro sistemático os resultados obtidos pela atuação do plano f_θ .

Finalmente, estimamos que a medida de γ nas configurações da tabela 7.3, para a 25 e 50 mil eventos de $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ é:

$$\begin{aligned} \gamma_{fit}(25k) &= 1,22 \pm 0,26 \pm 0,06 \\ \gamma_{fit}(50k) &= 1,23 \pm 0,19 \pm 0,02 \end{aligned} \tag{7.9}$$

7.2.3 Discussões adicionais

Ressonância âncora

A contribuição de χ_{c0} é menor do que as contribuições das demais ressonâncias. Por isso, necessitamos a alta estatística do experimento LHCb para proceder

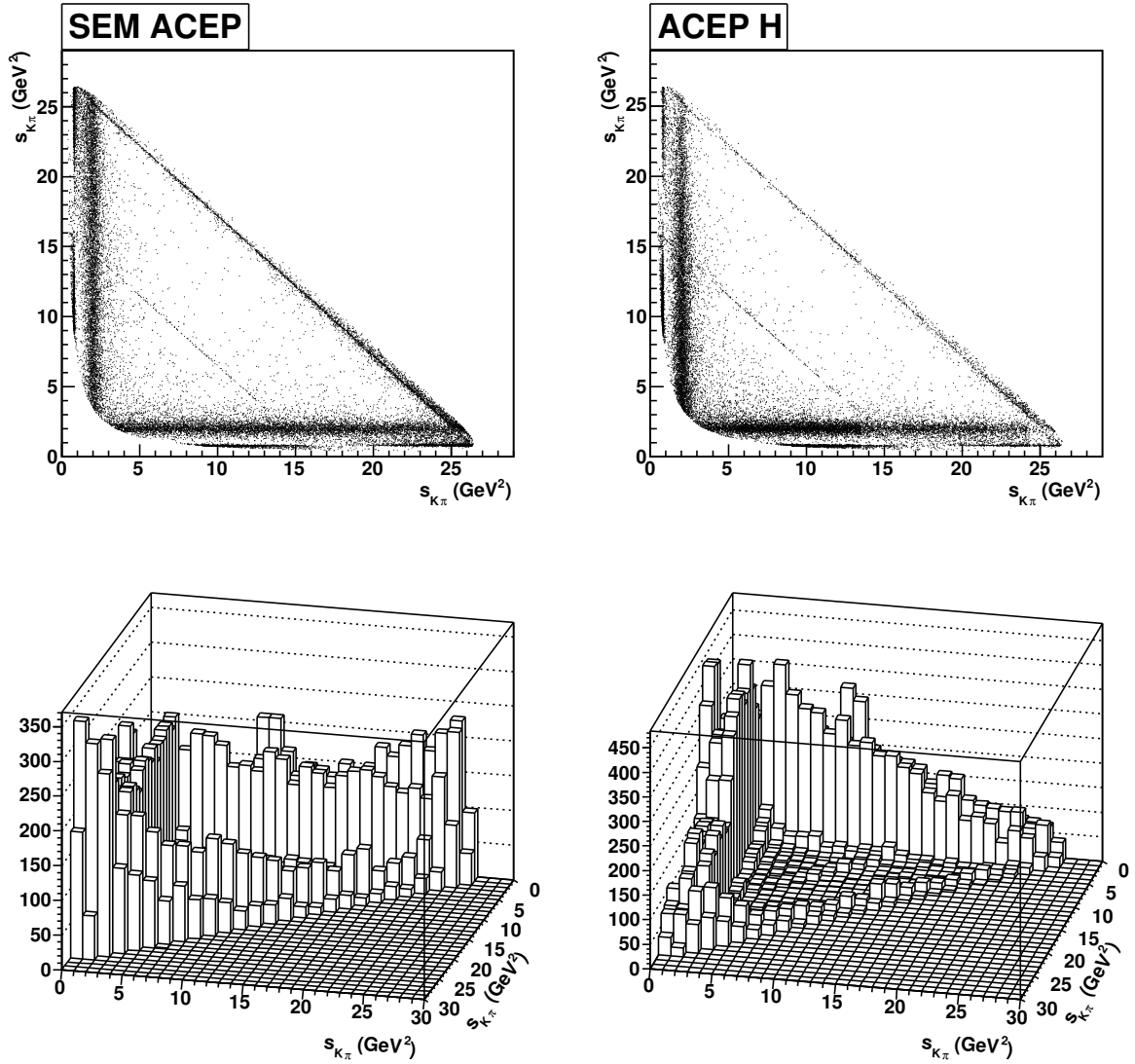


Figura 7.6: Esquerda (direita): eventos de B^0 gerados com os parâmetros da tabela 7.3 e SEM (COM) a aceptância H.

com a análise. No caso da ressonância $f_0(980)$ ser dominada pela componente $s\bar{s}$ [66], ou mesmo se a razão entre tree e pinguim for desprezível [67], a amplitude $B \rightarrow f_0(980)K$ pode tomar o lugar do charmonium como canal de referência na análise. Nesse caso, poderíamos medir γ com a estatística já existente das B factories Belle e BaBar.

Assimetria na produção

A utilização da equação 7.5 basea-se numa produção simétrica de B^0 e \bar{B}^0 . Porém, estudos computacionais [68] usando diferentes modelos para as interações fortes, prevêm uma assimetria mínima de 0,09% e máxima de 2%, no experimento

LHCb. Tal assimetria é originada na hadronização dos quarks b e \bar{b} . Embora possuam produção simétrica por serem criados via glúons (interação forte não viola CP), a disponibilidade de quarks de valência d nos prótons que colidiram favorece a hadronização em mésons $B^0(\bar{b}d)$. A princípio, espera-se efeitos pequenos e as assimetrias de produção entram como erro sistemático na determinação de γ . No caso de contribuições relevantes, o método de ajuste misto continua válido. Ainda usamos uma análise independente do tempo, porém a amplitude ajustada não é mais a da equação 7.5 e sim outra mais complicada, integrada no tempo e com termos de mixing. Nesse caso, além dos parâmetros das amplitudes, podemos extrair do processo de ajuste os parâmetros de mixing e medir a assimetria de produção.

Violação de CP

Durante a análise, pode-se medir violação de CP contando o número de eventos de B^0 e \bar{B}^0 (informação extraída do ajuste misto), ou explorando simetrias no Dalitz plot, como discutido em [41]. A operação de conjugação de carga em decaimentos autoestados de CP, como $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$, introduz uma troca nas variáveis de Dalitz $(x, y) \leftrightarrow (y, x)$ que parametrizam as amplitudes (lembrar a figura 7.2). No caso de um conjunto de dados misto de B^0 e \bar{B}^0 , assimetrias de CP podem ser investigadas através da subtração de regiões binadas com coordenadas trocadas $(x, y) \leftrightarrow (y, x)$ no DP. Estabelecendo uma nova forma de violação de CP dependente da energia do sistema.

Pinguim eletromagnético (PEM)

São diagramas semelhantes ao da figura 3.3, com um fóton no lugar do glúon. A contribuição de diagramas PEM em $B^0 \rightarrow K^* \pi$, pode introduzir fases fracas nas amplitudes do esquema 7.1, poluindo a medida de γ . Tendo em vista a diferença na magnitude dos acoplamentos α da QCD e da QED, espera-se uma pequena contribuição desses diagramas (estimados teoricamente em [32]), incrementando apenas o erro sistemático da medida de γ . Especula-se grande contribuição de diagramas PEM em decaimentos que envolvem o méson π^0 .

Capítulo 8

Conclusão

Nessa tese apresentamos um novo método para medir o ângulo γ de CKM através da análise dos decaimentos $B \rightarrow K\pi\pi$, estimamos a sensibilidade dessa medida no experimento LHCb e descrevemos o funcionamento do trigger topológico, uma importante contribuição ao experimento.

A seguir faremos um resumo de cada parte da tese, pontuando as principais dificuldades da análise e finalmente traçando as conclusões desse trabalho.

Método

Diferentemente dos métodos convencionais, que para medir γ utilizam a diferença no número de eventos entre certos decaimentos em dois corpos, nosso método explora a interferência dos estados intermediários nos decaimentos $B^\pm \rightarrow K^\pm\pi^+\pi^-$ e $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$. A escolha desses canais é motivada pelas propriedades das ressonâncias $B \rightarrow K^*\pi$, que no caso de B^0 apresenta um diagrama tree extra incluindo o ângulo γ . A análise combinada de B^+ e B^0 além de medir γ , permite quantificar a razão das magnitudes r e a diferença de fase ϕ das contribuições tree e pingüim das ressonâncias $B \rightarrow K^*\pi$, resolvendo o atual impasse teórico (ver a página 97).

Para o ajuste da amostra neutra, desenvolvemos a técnica de ajuste misto, que permite a análise das amostras sobrepostas de $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$. Em outras palavras, evitamos uma análise dependente do tempo e a necessidade das técnicas de tagging, que introduzem ineficiências da ordem de 90% no LHCb. Extraímos em um único procedimento e de forma independente as magnitudes e fases das amplitudes B^0 e \bar{B}^0 . A viabilidade do método é baseada em hipóteses básicas e conservadoras no domínio do MP, que podem ser testadas durante a análise.

Análise de $B \rightarrow K\pi\pi$ no LHCb

Inicialmente, buscamos conhecer o número de eventos disponível para análise em um ano nominal de tomada de dados, sua poluição por background e a forma resultante da aceitação no espaço de fase. Para isso, utilizamos o software do experimento para simular o processo completo: colisões de prótons a 14 TeV, hadronização e decaimento no canal de interesse, interação das partículas com a eletrônica do detector, resposta do trigger e do sistema de reconstrução de traços e finalmente a formação de candidatos via cortes de seleção.

Para $B^\pm \rightarrow K^\pm\pi^+\pi^-$, o rendimento anual é de (365 ± 9) mil eventos, a uma taxa $S/B=1,7$. O background é composto principalmente por reflexões (ex.: $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$) e pela reconstrução parcial da cadeia de decaimentos do bárion Λ_b^0 . A componente do background formada por traços fantasma e combinações aleatórias é três vezes menor que as anteriores.

De forma análoga, $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$ possui rendimento anual de $(29,4 \pm 0,6)$ mil eventos, a uma taxa $S/B=0,17$. O background é dominado por eventos não físicos de traços fantasma e combinações aleatórias, sendo cinco vezes maior que a componente física de reflexões e reconstrução parcial.

O rendimento mais baixo do decaimento de B^0 em relação a B^+ , é compreendido pelo valor duas vezes menor do branching ratio e pelas piores eficiências de reconstrução e trigger. Essas explicações estão presentes nas páginas 73 e 87. A pior taxa S/B é comentada na página 85.

A razão das eficiências de reconstrução de $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$ e $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ nas versões mais recentes do software do LHCb, revelam que uma melhora significativa pode ser obtida no número de $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$.

Trigger topológico

Esse trigger representa uma mudança de filosofia no experimento, implementando a idéia de seleções inclusivas que exploram as características comuns ao decaimentos dos mésons B. As diferentes configurações de seus parâmetros revelam um espectro confortável na relação entre eficiência e rejeição de background. Eficiências da ordem de 80% podem ser obtidas a uma taxa final de 300 Hz. O aumento da eficiência, implica num aumento da taxa e concluímos que a performance do trigger topológico é dinâmica, dependendo do poder de processamento do LHCb.

A estimativa do rendimento de $B \rightarrow K\pi\pi$, inclui a interação dos eventos com o trigger topológico. Aprendemos que sua performance é limitada para decaimentos

contendo K_S . Canais desse tipo deverão ser atendidos por outra linha inclusiva do trigger.

γ – sensibilidade

Conhecendo os rendimentos anuais, partimos para a simulação da dinâmica dos decaimentos e sensibilidade na extração de γ usando um software desenvolvido especificamente para essa tarefa, o URCA. Repetindo 100 experimentos de 25, 50 e 100 mil eventos para diferentes configurações dos parâmetros r, ϕ e fixando $\gamma_{gen} = 68,8^\circ$, obtemos erros estatísticos que variam de 11° a 21° no caso de 50 mil eventos B^0 . Nota-se que a amostra de 100 mil eventos, possui em geral um erro duas vezes menor que a amostra anterior, a não ser no caso de r pequeno, que dificulta consideravelmente a medida.

Os eventos de sinal são gerados pelo software do LHCb com uma distribuição uniforme no espaço de fase. A remoção de eventos por cada etapa (reconstrução, trigger, seleção) não segue a mesma distribuição, cada uma privilegiando regiões específicas do Dalitz plot. Utilizamos a aceptância final do DP para estimar o erro sistemático na medida de γ . A fim de simular a situação da incompatibilidade da aceptância simulada pelo software do LHCb e a real proveniente da máquina, geramos eventos usando uma aceptância e ajustamos usando outra, consideravelmente alterada. Adotamos como erro sistemático o maior erro, obtido pela multiplicação de um plano inclinado.

No cenário de $r = 0,45$, $\phi = 11,5^\circ$ e $\gamma = 68,8^\circ$, estimamos as medidas para 25 e 50 mil eventos de B^0 :

$$\begin{aligned}\gamma_{fit}(25k) &= (70 \pm 15 \pm 3)^\circ, \\ \gamma_{fit}(50k) &= (70 \pm 11 \pm 1)^\circ.\end{aligned}\tag{8.1}$$

Dificuldades

A modelagem das amplitudes nos decaimentos em três corpos é a maior dificuldade teórica (no sentido da descrição física dos eventos) dessa análise. Diferentemente do espaço de fase dos mésons D , que já foram exaustivamente investigados por experimentos anteriores, o espaço de fase de B é muito maior (as dimensões são proporcionais a m_B^2) e ainda não foi inspecionado em detalhes, no regime de alta estatística. O erro sistemático associado a descrição aproximada da dinâmica, pode ser um fator dominante em curto prazo na análise dos dados reais. Um exemplo dessa dificuldade (seção 3.2.3) é a parametrização da contribuição não-ressonante: em [42], propomos uma situação em que não é descrita por uma amplitude homogênea. Durante a análise

dos dados reais, será fundamental a interação dos físicos experimentais com teóricos/fenomenólogos para interpretar as possíveis novas distribuições obtidas, bem como propor sua parametrização.

Uma dificuldade geral é a forma das distribuições no espaço de fase retornadas pela simulação computacional e a sua compatibilidade com as reais. A forma da aceitação do espaço de fase após os cortes, ou a descrição da forma do background, são componentes fundamentais na análise dos dados, cujas incompatibilidades se traduzem em erros sistemáticos. Mostramos nessa tese, que diferenças na forma da aceitação não são tão preocupantes, mas não investigamos o mesmo efeito nas componentes do background. De qualquer forma, será uma questão comum a todas as análises do LHCb e espera-se que em pouco tempo de tomada de dados, a simulação seja calibrada, fornecendo resultados confiáveis.

O maior obstáculo encontrado nessa tese foi a reconstrução de K_S . Por viajar maiores distâncias (se comparada a outras partículas neutras como B^0 , D^0 , etc), possui piores eficiências no trigger e na reconstrução. Será necessário um grande esforço da colaboração para obter a máxima performance em ambos, tendo em vista a importância de alguns canais contendo essa partícula (ex.: $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$, $B^- \rightarrow (D^0 \rightarrow K_S \pi \pi) K^-$). A comparação entre as versões v30 e v31 do software de reconstrução Brunel já mostraram melhorias da ordem de 5% (a sua versão atual é v35). Já para o trigger, ficou evidente a melhoria tanto no HLT1, quanto no HLT2, com a introdução de uma linha inclusiva dedicada a seleção de eventos com essa partícula.

Conclusões

Concluimos que embora certo cuidado deve ser tomado nos cortes do trigger e seleção para evitar a remoção de eventos nas bordas do DP (já que as principais ressonâncias para nossa análise localizam-se nas regiões de baixa massa: $s_{ij} < 2 \text{ GeV}^2$), a aceitação apresentada na página 88 não é preocupante, pois o erro da medida de γ é dominado pela componente estatística.

Concluimos que a execução do método descrito nessa tese se torna viável a partir da estatística de 50 mil eventos de $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$. Comparado a metade dos eventos, não só o erro estatístico é melhorado, como é reduzido o efeito sistemático na forma da aceitação do espaço de fase. Essa estatística pode ser obtida em um ano nominal de tomada de dados, caso utilize-se um trigger inclusivo especializado para K_S e com a introdução de melhorias na reconstrução. Nesse caso, a análise torna-se diretamente competitiva com os outros métodos baseados em decaimentos de dois corpos (erros estatísticos da ordem de 10° [36]). De qualquer forma, contribuí positivamente para

a medida global de γ no LHCb, obtida com a combinação das diversas análises em diferentes canais.

Apêndice A

Manual do URCA v2r0

URCA é um pacote em C++ para análise de amplitudes de decaimentos em três corpos. É uma reestruturação do software já existente do grupo do CBPF escrito em linguagem FORTRAN, que toma proveito do potencial de modularização do C++ através do conceito de orientação a objetos. É composto por um conjunto de classes que permitem gerar dados de fast Monte Carlo e ajustar distribuições. De um modo prático o usuário escolhe o decaimento de interesse, definindo o contorno do espaço de fase, aponta os processos intermediários do decaimento e os seus parâmetros, construindo a amplitude do processo. Essa é normalizada dentro do contorno do espaço de fase, o que é feito automaticamente pelo software usando os métodos de integração multi-dimensional de Monte Carlo da biblioteca GNU Scientific Library (GSL) [69]. O pacote é integrado à biblioteca ROOT [70], utilizando suas classes de histogramas, trees e gráficos para entrada e saída. Os procedimentos de ajuste são baseados na biblioteca Minuit [44].

As principais alterações com relação a versão anterior v1r0 são:

- melhorias técnicas e grande ganho em performance.
- a integração das amplitudes é salva em disco, não precisando ser repetida.
- possibilidade de variar parametros e criar animações.
- as funções de amplitude e espaço de fase não dependem mais da massa da partícula que decai, o valor utilizado é o nominal do PDG.

A descrição das classes feita a seguir, lista apenas os principais métodos da versão v2r0. Para referência completa, ler os cabeçalhos das classes. Instruções para compilação e exemplos de utilização do URCA são encontrados nas últimas seções desse apêndice.

A.1 Classes

Para apresentar as classes, vamos relembrar a PDF de uma análise mista

$$\begin{aligned}
 \text{PDF}(\vec{\alpha}, \vec{x}) &= \frac{S_1(\vec{\alpha}, \vec{x}) + S_2(\vec{\alpha}, \vec{x})}{N_1(\vec{\alpha}) + N_2(\vec{\alpha})}, \\
 S_i(\vec{\alpha}, \vec{x}) &= \epsilon(\vec{x}) \left| \sum_j a_j e^{i\delta_j} \frac{A_j(\vec{x})}{\sqrt{n_j}} \right|^2, \\
 n_j &= \int_{\mathbf{DP}} d\vec{x} |A_j(\vec{x})|^2, \\
 N_i(\vec{\alpha}) &= \int_{\mathbf{DP}} d\vec{x} S_i(\vec{\alpha}, \vec{x}), \tag{A.1}
 \end{aligned}$$

onde $\vec{\alpha}$ são parâmetros de magnitude e fase e \vec{x} são as duas variáveis independentes de Dalitz. As integrais são calculadas nos limites do espaço de fase dado pela equação 3.28 e a normalização de cada termo A_j em relação a $\sqrt{n_j}$ garante que os parâmetros a_j reflitam a fração de contribuição de cada amplitude.

A correspondência intuitiva dos conceitos físicos com as classes que serão apresentadas a seguir é dada por:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{UVar} &\rightarrow a_j, \delta_j \\
 \mathbf{UPS} &\rightarrow \mathbf{DP} \text{ (contorno da integral)} \\
 \mathbf{UAmp} &\rightarrow a_j e^{i\delta_j} A_j(\vec{x}) \\
 \mathbf{UAmpSum} &\rightarrow \epsilon(\vec{x}) \left| \sum_j \dots \right|^2, \int_{\mathbf{DP}} d\vec{x} \\
 \mathbf{UPDF} &\rightarrow \sum_i \frac{S_i}{N_i}, \text{ (gerar dados e ajustar)} \tag{A.2}
 \end{aligned}$$

UVar

Representa os parâmetros $\vec{\alpha} = (a_i, \delta_i)$ em variáveis do tipo double com atributos adicionais de nome, erro, limite inferior, limite superior e uma flag que caracteriza se a variável é fixa ou pode ser variada pelos métodos de ajuste. Possui o símbolo de igualdade sobrecarregado, podendo receber diretamente valores double.

Durante um procedimento de ajuste as instâncias envolvidas de UVar não fixas, tem seu valor variado dentro dos limites inferior e superior, com passo inicial do MINUIT dado pelo erro. Após o ajuste as instâncias recebem o valor e o erro que maximizaram a PDF em questão.

O construtor e os métodos de UVar podem ser vistos na tabela A.1.

<pre>UVar(TString nome, double x, bool fixo=false, double erro=0.1, double liminf=0, double limsup=0)</pre> <p>Para não impor limites nas variáveis, basta apontar como 0 os limites inferior e superior (aconselhado pelo manual do MINUIT).</p>
<pre>void Set(const double &x)</pre> <p>Determina o valor da instância como x. Existem também os métodos SetName, SetError e SetRange que determinam o nome, o erro e os limites da variável.</p>
<pre>double Get() const</pre> <p>Retorna o valor da instância. Existem também os métodos GetName, GetError, GetLowLim e GetUpLim que retornam o nome, o erro e os limites inferior e superior da variável.</p>
<pre>void Fix() [Unfix()]</pre> <p>Fixa [libera] a instância para não ter seu valor variado nos processos de ajuste.</p>

Tabela A.1: Construtor e métodos da classe UVar.

UPS

Classe com informações sobre a cinemática de decaimentos em três corpos (PS do inglês *Phase Space*). Cada decaimento é associado a uma string definida no arquivo fonte da classe, que define a massa M da partícula que decai e as massas m_i das partículas filhas. A numeração das partículas (relacionada às variáveis de Dalitz s_{ij}) é crescente da direita para a esquerda, ex.: "Bu->Kpipi" implica em $m_1 = m_\pi$, $m_2 = m_\pi$ e $m_3 = m_K$. As definições de novos decaimentos são implementadas pelo usuário que deve editar o arquivo fonte e inserir a massa das partículas de interesse.

Um dos seus principais objetivos é calcular se um dado ponto (x, y) pertence ao espaço de fase do decaimento. Isso é feito pelo método $\text{IsPS}(x, y)$, que retorna verdadeiro ou falso. Para isso, a instância contém as associações entre os eixos x , y e as respectivas variáveis de Dalitz adotadas na análise, $x \rightarrow s_{12}$ e $y \rightarrow s_{13}$, por exemplo. Como grande parte das outras classes necessitam de suas informações, sua utilização se dá através da inicialização de uma instância global chamada *decay*.

O construtor e os métodos de UPS podem ser vistos na tabela A.2.

<p>UPS(VAROPT varx, VAROPT vary, TString decaimento)</p> <p>As possibilidades para VAROPT são S12, S13 e S23. Exemplos de decaimentos já definidos são: "Bu->Kpipi", "Bu->pipipi", "Bu->KKK" e "Bd->Kspipi".</p>
<p>double Get[M,m1,m2,m3]() const</p> <p>Retorna a massa da partícula que decai, da partícula 1, 2 ou 3 respectivamente.</p>
<p>double Get[Min, Max] (VAROPT &v) const</p> <p>Retorna o valor mínimo [máximo] da variável VAROPT no espaço de fase.</p>
<p>bool IsPS(const double &x, const double &y)</p> <p>Retorna verdadeiro ou falso dependendo se o ponto (x,y) pertence ao espaço de fase (Dalitz plot) definido por M, m_1, m_2 e m_3.</p>
<p>TGraph* GetBorder(double passo=.01)</p> <p>Retorna um gráfico com os pontos do contorno do Dalitz plot. O espaçamento entre os pontos é definido pela variável passo.</p>

Tabela A.2: Construtor e métodos da classe UPS.

UAmplitude

Classe abstrata que define a amplitude complexa $a e^{i\delta} A(\vec{x})$. As suas classes derivadas visam introduzir diferentes formas para $a e^{i\delta}$ e $A(\vec{x})$, incluindo possíveis parâmetros livres para o ajuste. Exemplos de classes derivadas de UAmplitude são UAmplitudeBW, UAmplitudeFlatte, UAmplitudeH e UAmplitudeConst. A primeira implementa uma função Breit-Wigner Relativística com fatores de Blatt-Weisskopf e termo angular de spin j . A segunda, a forma Flatté comumente utilizada para parametrizar a ressonância $f_0(980)$. A terceira, um histograma como função, usando o valor do bin no ponto \vec{x} e que pode ser utilizada para descrever a aceitação do espaço de fase. A última representa uma amplitude homogênea $A(x, y) = 1$ no DP.

Um outro exemplo é a classe UAmplitudeBWTP que por derivar de UAmplitudeBW, possui a mesma amplitude $A(\vec{x})$ mas implementa o coeficiente físico de trees e pinguins, de modo que $a e^{i\delta} = a_p e^{i\delta_p} (1 + r e^{i\theta \pm \gamma})$, onde $r = a_t/a_p$ é a fração das contribuições tree e pinguim, θ é a sua diferença de fase forte e γ a diferença de fase fraca.

<p>UAmBW (VAROPT var, UVar* a, UVar* d, UVar* m0, UVar* w, Int_t j)</p> <p>Define uma ressonância de spin j, massa m0 e largura w na variável S12, S13 ou S23. O coeficiente é dado por $a e^{i d}$.</p>
<p>UAmFlatte (VAROPT var, UVar* a, UVar* d, UVar* m0, UVar* gpi, UVar* gk, int j)</p> <p>Forma Flatté, onde g_π e g_K são as constantes efetivas de acoplamento para o pión e káon.</p>
<p>UAmH (TH2D* h, UVar* a=0)</p> <p>Histograma – Amp(x,y) é o valor do bin nesse ponto.</p>
<p>UAmConst (UVar* a, UVar* d)</p> <p>$Amp(x, y) = 1$. O coeficiente é dado por $a e^{i d}$.</p>
<p>UAmBWTP (VAROPT var, char pm, UVar* ap, UVar* dp, UVar* r, UVar* theta, UVar* gamma, UVar* m0, UVar* w, int j)</p> <p>Mesma amplitude de UAmBW com coeficiente complexo $ap e^{i dp}(1 + r e^{i \theta \pm \gamma})$ onde o sinal \pm é +(-) para pm='p'('m').</p>
<p>void Draw[Ampsq,Phase](TH2D* h)</p> <p>Preenche o histograma h com a forma funcional da amplitude quadrada ou variação da fase.</p>
<p>complex<double> Amp(const double &x, const double &y)</p> <p>Amplitude complexa $A(x, y)$.</p>
<p>complex<double> Coef()</p> <p>Coeficiente complexo $a e^{i \delta}$ de acordo com a classe derivada.</p>
<p>vector<UVar*> GetAddrPars()</p> <p>Retorna um vetor de ponteiros de todos os parâmetros livres da amplitude. O número de parâmetros pode ser obtido com o método size() do vetor.</p>

Tabela A.3: Construtor das classes derivadas e métodos da classe abstrata UAm.

O valor da amplitude complexa nas duas variáveis independentes de Dalitz (x, y) é obtido pelo método Amp(x, y). Por motivos de otimização, esse método não confere se o ponto pertence ao espaço de fase. O valor do coeficiente complexo $a e^{i \delta}$ é obtido

pelo método `Coef()`.

O construtor das classes derivadas e os métodos de `UAmplitude` podem ser vistos na tabela A.3.

UAmplitudeSum

Classe abstrata que define uma soma de amplitudes `UAmplitude`. Suas classes derivadas visam implementar somas coerentes ou incoerentes – ambas transformando as amplitudes complexas em um número real – bem como a normalização total da soma. Essas quantidades são introduzidas pela implementação dos métodos `Sum(x, y)` e `Norm()` respectivamente.

Exemplos de classes derivadas de `UAmplitudeSum` são `UAmplitudeSumSig` e `UAmplitudeSumBackg`. A primeira implementa uma soma coerente com a forma de S_i da equação A.1 e a segunda, uma soma do tipo $\sum_j a_j \frac{B_j(\vec{x})}{m_j}$, onde B_j é a componente real de uma amplitude `UAmplitude` e m_j a sua normalização. A primeira, também possui a definição da aceitância do espaço de fase $\epsilon(\vec{x})$ como uma `UAmplitude`.

<code>UAmplitudeSumSig(UAmplitude* accep, UAmplitude* A0, ... ,UAmplitude* A9=0)</code> Define uma soma coerente S_i , com aceitância <code>accep</code> (se <code>accep=0</code> , usa a função constante $\text{accep}(x, y) = 1$). É possível definir uma soma de até 10 amplitudes.
<code>UAmplitudeSumBackg(UAmplitude* A0, ..., UAmplitude* A1=0)</code>
<code>double Sum(const double &x, const double &y)</code>
<code>double Norm()</code>
<code>double IntegralTot(size_t calls=GSLNCALLS)</code> Retorna a integral total numérica da soma. Possui idealmente, o mesmo valor de <code>Norm()</code> . A compatibilidade nos dígitos após a vírgula depende do valor de <code>calls</code> .

Tabela A.4: Construtor das classes derivadas e métodos da classe abstrata `UAmplitudeSum`.

Essa classe é responsável por calcular de forma automática a normalização da soma nos contornos do espaço de fase. Para otimizar a performance do processo de ajuste – que solicitam a normalização da amplitude para cada conjunto diferente de parâmetros $\vec{\alpha}$ – as integrais são calculadas em blocos na inicialização das instâncias e armazenadas

em uma matriz interna. Para cada UAmp A_i , são computadas as seguintes integrais:

$$\begin{aligned}
m_i &= \int_{\mathbf{DP}} \text{Re}\{ A_i(\vec{x}) \} d\vec{x}, \\
n_i &= \int_{\mathbf{DP}} |A_i(\vec{x})|^2 d\vec{x}, \\
I_{ij} &= \int_{\mathbf{DP}} \epsilon(\vec{x}) \text{Re}\{ (A_i(\vec{x}) A_j(\vec{x})^*) \} d\vec{x}, \\
J_{ij} &= \int_{\mathbf{DP}} \epsilon(\vec{x}) \text{Im}\{ (A_i(\vec{x}) A_j(\vec{x})^*) \} d\vec{x}.
\end{aligned} \tag{A.3}$$

Conhecendo esses valores, a integral total pode ser calculada através de uma função algébrica dos parâmetros $\vec{\alpha}$, não necessitando de novos procedimentos de integração numérica. Como exemplo, vamos abrir a normalização total de uma UAmpSumSig (N da equação A.1) para dois termos:

$$N(\vec{\alpha}) = |c_1|^2 \frac{I_{11}}{n_1} + |c_2|^2 \frac{I_{22}}{n_2} + 2 \text{Re}(c_1 c_2^*) \frac{I_{12}}{\sqrt{n_1 n_2}} - 2 \text{Im}(c_1 c_2^*) \frac{L_{12}}{\sqrt{n_1 n_2}}, \tag{A.4}$$

onde $c_j = a_j e^{i\delta_j}$. Essa é a quantidade retornada pelo método Norm().

As integrais numéricas multi-dimensionais são calculadas utilizando a biblioteca GSL, através de métodos específicos de Monte Carlo que privilegiam as regiões de maior variação na função integrada. A precisão da integral depende do número de pontos em que é calculada. Para boa concordância entre parâmetros gerados e ajustados, é de fundamental importância a utilização de um número grande o suficiente de pontos. Por padrão são escolhidos 10000000 (definidos na variável GSLNCALLS em UAmpSum.h).

O cálculo dessas integrais pode ser lento para somas com várias amplitudes. Visando agilizar os estudos em que se roda o mesmo programa várias vezes para configurações diferentes de parâmetros, foi implementado um sistema de escrita das normalizações em disco. A cada objeto UAmpSum é associado um nome no formato “amp_X_Y_sum_eff”, onde X é o número de amplitudes, Y o número total de parâmetros UVar, sum é $\sum_i |A_i(1, 10)|^2$ – soma das amplitudes quadradas no ponto (1,10) e eff a função da aceitância do espaço de fase calculada no mesmo ponto. Ambas sum e eff são mostradas usando nove algarismos significativos.

Durante a sua inicialização, uma instância de UAmpSum busca por um arquivo .root com o seu nome único dentro do diretório *normalizations*, na raiz do URCA (é importante que os programas sejam armazenados em um diretório após o diretório raiz do URCA, como genfit por exemplo). Se nenhum arquivo existe, calcula as normalizações do esquema A.3 e gera o arquivo. Nele são armazenados o número de amplitudes, o valor do módulo quadrado de cada uma em (1,10), o valor da aceitância no mesmo ponto, o número de parâmetros e as normalizações em si. No caso da existência de

um arquivo, a sua compatibilidade é testada antes do carregamento, comparando os parâmetros armazenados com os da UAmplitudeSum em questão.

Esse mecanismo garante o cálculo único das normalizações por UAmplitudeSum. A assinatura de cada uma é definida pelos valores das amplitudes $|A_i(1, 10)|^2$, sendo assim independente dos valores dos parâmetros UVar.

O construtor das classes derivadas e os métodos de UAmplitudeSum podem ser vistos na tabela A.4.

UPDF

Classe que representa a PDF de uma análise mista, composta de uma soma não-coerente de UAmplitudeSum's. A soma é calculada por $\text{Sum}(x, y)$, enquanto que a normalização total é retornada pelo método $\text{Norm}()$. É responsável por gerar e ajustar dados de fast MC. Uma outra possibilidade é a produção de imagens gif animadas que reproduzem o efeito da variação de um dos parâmetros UVar – método $\text{Gif}()$. A intuição visual é uma ferramenta útil para a compreensão do papel e importância das interferências no Dalitz Plot.

A geração – implementada pelo método $\text{Generate}()$ – usa o gerador TRandom3 de números aleatórios para sortear pontos (x_i, y_i) . A primeira condição, é que o ponto pertença ao espaço de fase. Se a condição é satisfeita, um novo número aleatório é sorteado com valor entre 0 e o valor máximo da soma $\text{Sum}(x, y)$ – obtido pelo método $\text{GetMaxSum}()$. Se esse valor é menor que o valor da soma no ponto (x_i, y_i) , esse último é aceito e escrito em uma TTree com entradas s_{12}, s_{13}, s_{23} . É possível gerar pontos no domínio (x, y) de interesse através dos valores de $x_{\min}, x_{\max}, y_{\min}$ e y_{\max} no método. Se nenhum valor é passado, os limites adotados são os mínimos e máximos do contorno do espaço de fase.

O ajuste – método $\text{Fit}()$ – toma como argumento uma TTree que possuam as colunas s_{12}, s_{13}, s_{23} . Após fazer a associação entre x, y e as variáveis de Dalitz, carrega os pontos \vec{x}_i na memória para evitar leituras de disco (muito mais lentas). O MINUIT é inicializado com todas as variáveis UVar não fixas retornadas pelo método $\text{GetAddrPars}()$ das UAmplitude's. Em seguida tem início o processo de ajuste do MINUIT que busca o conjunto de parâmetros $\vec{\alpha}$ que minimiza a quantidade

$$-2 \log \left[\prod_i^N \frac{\text{Sum}(\vec{\alpha}, \vec{x}_i)}{N(\vec{\alpha})} \right] = -2 \left[\sum_i^N \log(\text{Sum}(\vec{\alpha}, \vec{x}_i)) - N \log(N(\vec{\alpha})) \right]. \quad (\text{A.5})$$

Após o ajuste as quantidades UVar participantes recebem os valores responsáveis pela minimização da equação acima.

<p>UPDF(UAmpSum* S0, ..., UAmpSum* S4=0)</p> <p>É possível definir uma soma de até 5 UAmpSum's.</p>
<p>double Sum(const double &x, const double &y)</p> <p>S0->Sum(x,y) + S1->Sum(x,y) + ...</p>
<p>double Norm()</p> <p>S0->Norm() + S1->Norm() + ...</p>
<p>void DrawSum(TH2D* h)</p> <p>Preenche o histograma h com os valores de Sum(x,y).</p>
<p>double GetMaxSum(int npoints=1000000)</p> <p>Valor máximo de Sum(x,y). Mais preciso quanto maior o número de pontos.</p>
<p>TTree* Generate(int N, double xmin=1, double xmax=1, double ymin=1, double ymax=1)</p> <p>Gera N pontos com variáveis de Dalitz distribuídas de acordo com a PDF em questão. A TTree gerada possui 3 colunas <i>s12</i>, <i>s13</i>, <i>s23</i>.</p>
<p>void Fit(TTree* tree, unsigned int Nevents=0, unsigned int first=0)</p> <p>Usa as informações das colunas <i>s12</i>, <i>s13</i>, <i>s23</i> para ajustar o melhor conjunto de parâmetros que descrevem a PDF em questão. É possível fixar o número de eventos ajustados, bem como o valor do primeiro na tree.</p>
<p>void FitRepeat(TTree* tree, unsigned int Nexperiments, unsigned int Nevents, int Npars, UVar* vars[], double initvalues[], TString filename);</p>
<p>void Gif(TString outputname, int Nframes, int delay, UVar* par, double par_initvalue, double par_endvalue, TH2D* h, TString drawopt="LEGO", double phi=30, double theta=30);</p> <p>Gera aquivo gif de nome outputname, com Nframes quadros espaçados temporalmente por delay ms. O parâmetro par é variado no intervalo (par_initvalue, par_endvalue) e desenhado no histograma h com opção drawopt("LEGO", "SURF", "BOX", ...) e no caso de exibição 3D, o TCanvas é rotacionado pelos ângulos phi e theta.</p>

Tabela A.5: Construtor e métodos da classe UPDF.

A estimativa do erro de um parâmetro depende da repetição de experimentos semelhantes de ajuste. Para facilitar essa tarefa, é introduzido o método `FitRepeat(TTree* tree, int Nexpt, int N, int Npars, UVar* vars[], double initvalues[], TString filename)`. A sua implementação consiste do ajuste de N_{exp} experimentos de N eventos nos dados *tree*. O conjunto de N_{pars} número de parâmetros é definido em *vars* e os seus valores iniciais em cada experimento dados por *initvalues*. A distribuição dos valores dos parâmetros e seus erros é gravada em uma TTree chamada *fittree* no arquivo *filename*. A nomenclatura na tree segue o nome das variáveis definidas em *vars*, adicionadas de *_err* para os valores de erro.

O construtor e os métodos de UPDF podem ser vistos na tabela A.5.

UHTools

Ferramentas para manipulação de histogramas. Os principais métodos são:

void Fill_BorderCorrection(TH2D* h) A correção de borda é realizada em bins que estão parcialmente contidos no espaço de fase. Tais bins possuem uma queda que não representa um efeito físico e sim o fato de possuírem menor área física que os demais.

Esse método preenche o histograma *h* com a correção de Borda, definida como a área física pela área total de cada bin. Bins com quatro vértices dentro do espaço de fase recebem 1, enquanto que bins com zero vértices recebem 0. Bins com vértices de um a três recebem um número que vai de zero a um e é calculado da seguinte forma: gera-se 10 mil pontos aleatórios dentro do bin, a correção é a fração do número de pontos pertencentes ao espaço de fase pelos gerados. Na hora da divisão de um histograma pela sua correção, deve-se tomar cuidado com bins de correção pequena (menor que 1%) para que não criem um valor muito grande no bin em questão.

UAmpH* Make_EffUAmpH(TTree* riotree, TH2D* h) Dada uma *tree* com componentes *ndc*, *s12[ndc]*, *s13[ndc]*, *s23[ndc]* (utilizadas no software RioTree) referentes a aceitação do espaço de fase após um certo conjunto de cortes, cria uma amplitude UAmpH baseada nas dimensões do histograma *h* e corrigida contra efeitos de borda.

A.2 Compilando

Por motivos de performance, optou-se por desvincular o URCA do ambiente interativo do ROOT (CINT). Essa mudança não representa uma perda de praticidade já que de qualquer forma os comandos devem ser guardados em um arquivo. Outro ponto, é que o código compilado visa a execução de tarefas pesadas (como cálculo de normalizações, geração de eventos, ajuste de várias experiências de muitos eventos, etc. . .) e sua saída geralmente são arquivos root com histogramas, gráficos ou trees. Nesse ponto, para a análise dos resultados, pode-se voltar para o ambiente interativo, até mesmo em python o que simplifica bastante as tarefas. Para acessar as classes do ROOT em python, deve-se compilar ¹ o ROOT com a opção `-enable-python` e na linha de comando do python, executar: `from ROOT import *`.

Existem três tipos de comandos para compilação do código no URCA:

```
g ++ -O2 'root-config --cflags' -I/home/guerrer/urca/v2r0/src -c UVar.C
```

Transforma arquivos fonte .C em arquivos objeto .o. O comando `root-config -cflags` retorna as opções necessárias para compilar código usando as classes do ROOT.

```
g ++ -shared -O2 'root-config --libs' -lMinuit -lgsl -lgslcblas
(todos .o do URCA) -o libURCA.so
```

Transforma todos os arquivos objeto do URCA na biblioteca dinâmica libURCA.so. O comando `root-config -libs` retorna as opções necessárias para a etapa de link do código, usando as classes do ROOT. É necessário especificar o link com as bibliotecas Minuit e gsl, responsáveis pelas tarefas de ajuste e integração numérica.

```
g ++ -O2 -L/home/guerrer/urca/v2r0/src -lURCA prog.o -o prog
```

Faz o link do programa que usa as classes e métodos do URCA com a sua biblioteca, gerando um executável.

A tarefa de compilação é simplificada pelo uso de **makefiles**. Esses arquivos permitem a definição dos comandos de compilação e as dependências entre os arquivos do código fonte, de modo que em chamadas sucessivas, só os arquivos alterados são recompilados. Para entender melhor o seu funcionamento, ler os arquivos chamados *makefile* nos diversos diretórios do URCA.

De uma forma prática, a compilação de um programa pode ser vista em duas etapas: 1 – no caso de alterações ao código fonte do URCA, recriar a biblioteca libURCA.so. Isso é feito digitando o comando `make` dentro do diretório `src`. 2 – compilar o programa e linkar com a biblioteca. Ver os exemplos existentes no makefile do diretório `examples`.

¹Para instruções detalhadas, buscar no google por *pyROOT*.

A.3 Exemplo

Para ilustrar a utilização do URCA, vamos mostrar o código comentado de um procedimento de geração e múltiplos ajustes. Esse código (`example.C`) e outros exemplos, podem ser encontrados no diretório *examples*.

```
#include "UVar.h"
#include "UPS.h"
#include "UAmplitude.h"
#include "amplitudes/UAmplitudeBW.h"
#include "amplitudes/UAmplitudeBWP.h"
#include "amplitudes/UAmplitudeFlatte.h"
#include "amplitudes/UAmplitudeConst.h"
#include "UAmplitudeSum.h"
#include "ampsums/UAmplitudeSumSig.h"
#include "UPDF.h"

#include "TTree.h"
#include "TFile.h"

using namespace std;

Inclusão das classes utilizadas do URCA e ROOT.

// rho(770)
UVar *mrho770 = new UVar("mrho770",.7758, true);
UVar *wrho770 = new UVar("wrho770",.1503, true);

UVar *arho770_p = new UVar("arho770_p", 1);
UVar *drho770_p = new UVar("drho770_p", 0);
UAmplitudeBW *rho770_p = new UAmplitudeBW(S12, arho770_p, drho770_p, mrho770, wrho770, 1);

UVar *arho770_m = new UVar("arho770_m", 1);
UVar *drho770_m = new UVar("drho770_m", 0);
UAmplitudeBW *rho770_m = new UAmplitudeBW(S12, arho770_m, drho770_m, mrho770, wrho770, 1);

// f(980) Flatte
UVar *mf980 = new UVar("mf980",.965, true);
UVar *gpi = new UVar("gpi", 0.11, true);
UVar *gk = new UVar("gk", 0.36, true);

UVar *af980_p = new UVar("af980_p", 1);
UVar *df980_p = new UVar("df980_p", 0);
UAmplitudeFlatte *f980_p = new UAmplitudeFlatte(S12, af980_p, df980_p, mf980, gpi, gk, 0);
```

```

UVar *af980_m = new UVar("af980_m", 1);
UVar *df980_m = new UVar("df980_m", 0);
UAmplitude *f980_m = new UAmplitude(S12, af980_m, df980_m, mf980, gpi, gk, 0);

// K*(892)
UVar *mk892 = new UVar("mk892", .89610, true);
UVar *wk892 = new UVar("wk892", .0507, true);

UVar *k892_ap = new UVar("k892_ap", 1);
UVar *k892_dp = new UVar("k892_dp", 0);
UVar *k892_r = new UVar("k892_r", 1);
UVar *k892_theta = new UVar("k892_theta", 0);
UVar *mygamma = new UVar("gamma", 1);

UAmplitude *k892_p = new UAmplitude(S13, 'p', k892_ap , k892_dp,
    k892_r, k892_theta, mygamma, mk892, wk892, 1);
UAmplitude *k892_m = new UAmplitude(S23, 'm', k892_ap , k892_dp,
    k892_r, k892_theta, mygamma, mk892, wk892, 1);

// K*(1430)
UVar *mk1430 = new UVar("mk1430", 1.412, true);
UVar *wk1430 = new UVar("wk1430", .294, true);

UVar *k1430_ap = new UVar("k1430_ap", 1);
UVar *k1430_dp = new UVar("k1430_dp", 0);
UVar *k1430_r = new UVar("k1430_r", 1);
UVar *k1430_theta = new UVar("k1430_theta", 0);

UAmplitude *k1430_p = new UAmplitude(S13, 'p', k1430_ap , k1430_dp,
    k1430_r, k1430_theta, mygamma, mk1430, wk1430, 0);
UAmplitude *k1430_m = new UAmplitude(S23, 'm', k1430_ap , k1430_dp,
    k1430_r, k1430_theta, mygamma, mk1430, wk1430, 0);

// Chi c0
UVar *mchi0 = new UVar("mchi0", 3.41519, true);
UVar *wchi0 = new UVar("wchi0", .0101, true);

UVar *achi0_p = new UVar("achi0_p", 1);
UVar *dchi0_p = new UVar("dchi0_p", 0);
UAmplitude *chi0_p = new UAmplitude(S12, achi0_p, dchi0_p, mchi0, wchi0, 0);

UVar *achi0_m = new UVar("achi0_m", 1);
UVar *dchi0_m = new UVar("dchi0_m", 0);

```

```
UAmpBW *chi0_m = new UAmpBW(S12, achi0_m, dchi0_m, mchi0, wchi0, 0);
```

Definição das amplitudes. São criadas em pares e com parâmetros UVar diferentes, pensando na descrição do decaimento e do seu complexo-conjugado – note que para as amplitudes UAmpBWTP, os parâmetros fornecidos são os mesmos.

```
int main(int argc, char **argv)
{
decay->Set(S13,S23,"Bd->Kspipi");
TGraph* ps = decay->GetBorder();
```

Início do programa, definição do espaço de fase e associação $x \rightarrow s_{13}, y \rightarrow s_{23}$, onde $m_{1,2} = m_\pi$ e $m_3 = m_{K_s}$. O gráfico ps contem o contorno do espaço de fase.

```
TFile* f_kspipi = new TFile("kspipi_aftercuts_riotree.root","read");
TTree* t_kspipi = (TTree*) f_kspipi->Get("t_kspipi");
TH2D* heff = new TH2D("heff", "heff", 60, 0, 27, 60, 0, 27);
UAmpH* eff = Make_EffUAmpH(f_kspipi, heff);
```

O arquivo *kspipi_aftercuts_riotree.root* é o resultado da aplicação de um certo conjunto de cortes em eventos de distribuição inicialmente constante. A sua nova forma reflete o efeito dos cortes na aceitação do espaço de fase. Contém uma tree gerada pelo RioTree chamada *t_kspipi*. O método *Make_EffUAmpH* projeta essa distribuição no histograma *heff*, o corrigindo contra efeitos de borda.

```
UAmpSumSig* sump = new UAmpSumSig(eff, chi0_p, rho770_p, f980_p, k892_p, k1430_p );
UAmpSumSig* summ = new UAmpSumSig(eff, chi0_m, rho770_m, f980_m, k892_m, k1430_m );
```

```
UPDF* pdf = new UPDF( sump, summ );
```

Criação das somas coerentes para ambos decaimentos e a soma incoerente para a análise mista.

```
*achi0_p = 0.3;
*dchi0_p = 3.78;
*achi0_m = 0.3;
*dchi0_m = 3.78;

*arho770_p = 0.6;
*drho770_p = 1.2;
*arho770_m = 0.6;
*drho770_m = 1.2;
```



```

*af980_p = 1.03;
*df980_p = 2.3;
*af980_m = 1.03;
*df980_m = 2.3;

*k892_ap = 1;
*k892_dp = 0;
*k892_r = 0.45;
*k892_theta = 0.2;

*k1430_ap = 2.1;
*k1430_dp = 0;
*k1430_r = 0.45;
*k1430_theta = 0.2;
*mygamma = 1.2;

TFile* f = new TFile("kspipi_1M.root","RECREATE");
TTree* t = pdf->Generate(1000000);
t->SetName("t_kspipi_1M");
t->Write();

```

Associação de valores aos parâmetros e geração de 1 milhão de eventos. É importante sempre criar um TFile antes da TTree para que seja escrita em disco e não cause falta de memória RAM. Escreve a tree no disco após a sua criação.

```

TH2D *hgif = new TH2D("hgif","hgif", 80, 0 , 30, 80, 0 , 30);
pdf->Gif("gamma.gif", 80, 40, mygamma, 0 , 2*3.141592, hgif, "BOX");

```

Geração do arquivo *gamma.gif* animado com o efeito da variação de $\gamma = 0..2\pi$ no Dalitz Plot.

```

achi0_p->Fix();
dchi0_p->Fix();
dchi0_m->Fix();
k892_ap->Fix();
k892_dp->Fix();
k1430_ap->Fix();
k1430_dp->Fix();

UVar* vars[] = {achi0_p, dchi0_p, achi0_m, dchi0_m, arho770_p, drho770_p,
               arho770_m, drho770_m, af980_p, df980_p, af980_m, df980_m, k892_ap, k892_dp,
               k892_r, k892_theta, k1430_ap, k1430_dp, k1430_r, k1430_theta, mygamma};
double initvalues[] = {0.3, 3.78, 0.3, 3.78, 0.5, 1, 0.5, 1, 1, 2, 1, 2,

```

```

1, 0, .4, .2, 2.1, 0, .4, .2, 1};

pdf->FitRepeat(t, 10, 100000, 21, vars, initvalues, "fit_10x100k.root");

Fixa as variáveis que não deve ser alteradas pelo ajuste e define os valores iniciais e
serem utilizados em cada um dos 10 procedimentos de ajuste de 100 mil eventos.

ps->Write();
heff->Write();
f->Close();

delete sump, summ, pdf;
return(0);
}

```

Finaliza escrevendo o gráfico e o histograma no mesmo arquivo e o fechando de forma correta. Libera a memória dos ponteiros criados durante o programa. A saída do programa são os arquivos *kspipi_1M.root* e *fit_10x100k.root* contendo o resultado da geração de 1 milhão de eventos e o ajuste de 10 experiências de 100 mil eventos.

Apêndice B

Detalhes técnicos da produção

$B \rightarrow K\pi\pi$ no LHCb

Este apêndice contém os estudos mais aprofundados realizados durante o desenvolvimento da tese que por serem mais específicos, não participam de forma explícita na linha de raciocínio da execução do objetivo principal, mas são fundamentais para um entendimento mais completo do experimento e servem como teste de consistência do procedimento realizado. Apresentamos:

- Forma das distribuições características de B , antes (seção B.1) e após (B.2.3) a reconstrução
- Evolução na média das variáveis características após cada etapa do processo de seleção (B.3.2)
- Composição dos traços reconstruídos (B.2.1) e evolução do número de vértices primários reconstruídos (B.3.1)
- Performance de $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ em uma versão mais recente do software de reconstrução (6.2).
- Resolução na medida dos vértices primário e secundário, da massa invariante, do momento e parâmetro de impacto (B.2.4).
- As deformações resultantes no DP pela atuação de cada corte (B.4.1).
- Evolução das deformações no DP após cada etapa do processo de seleção (B.4.2)

B.1 Cinemática

Estudamos nessa seção o comportamento geométrico e cinemático dos eventos gerados antes de sua passagem pelo detector. Utilizamos 62 mil eventos das amostras 1 e 2 da tabela 6.1.

Cada colisão gera em média 2510 partículas no espaço 4π , das quais 1100 são carregadas e 390 são carregadas e contidas na aceptância do detector $0,01 < \theta < 0,4$ rad. Esses números incluem os processos secundários e subseqüentes após a interação pp. O número médio de partículas carregadas (em 4π) por vértice primário é 60.

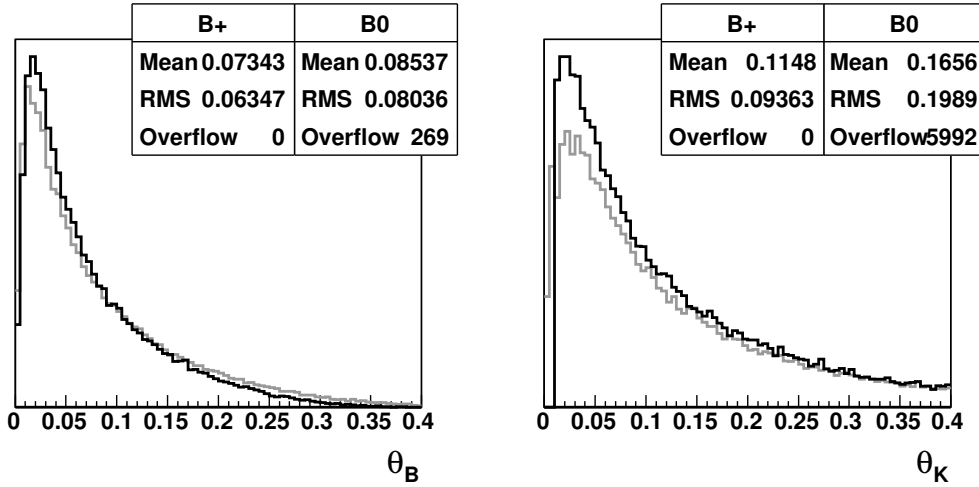


Figura B.1: Aceptância em θ para Bs e Káons. Amostras sobrepostas de B^+ (linha preta) e B^0 (linha cinza).

A aceptância em θ dos káons, sobreposta para B^+ e B^0 pode ser vista na figura B.1. Os dois píons da cadeia $B \rightarrow K\pi\pi$ são limitados em $0,01 < \theta < 0,4$, enquanto que apenas o káon carregado possui a mesma restrição (overflow = 0). O fato de K_S e seus subprodutos não possuírem cortes em θ faz com que a amostra neutra possua candidatos B em um maior ângulo médio.

As distribuições de momento p , suas componentes espaciais px, py, pz , momento transverso pt e distância de voo FD sobrepostas para B^+ e B^0 estão expostas na figura B.2. O parâmetro de boost $(\beta\gamma)_B$ tem média 23,7 (22,2) para B^+ (B^0) e atua na direção Z – explicando a magnitude da componente pz em relação a px e py . Nota-se que os mésons B viajam aproximadamente 1 cm nas energias típicas do LHC.

A diferença média de 8 GeV na distribuição do momento p de B^+ e B^0 , está associada a grande correlação existente entre θ e p . Observando a figura B.3, vemos que as partículas de maior momento se distribuem em ângulos menores (para pt vê-se

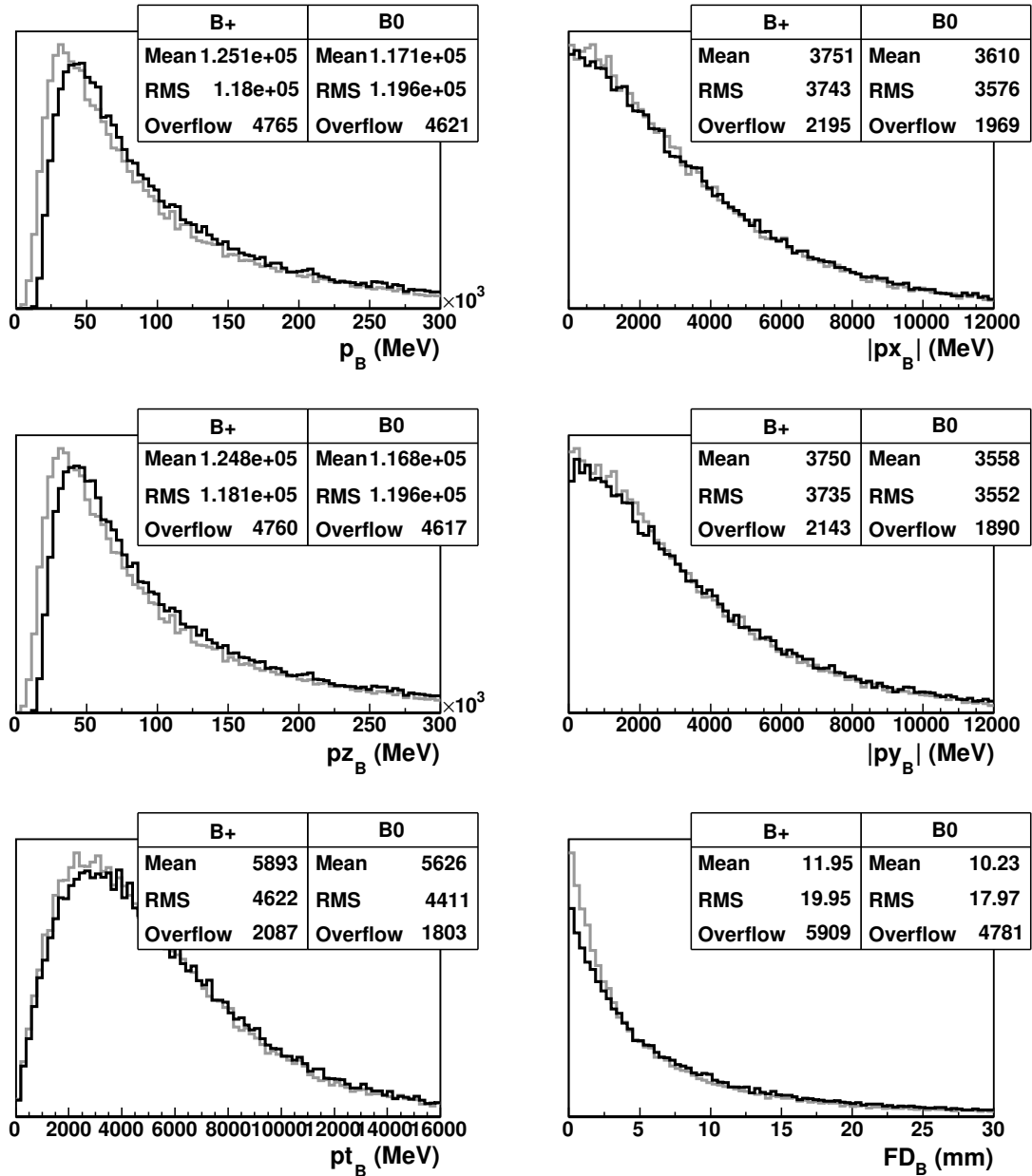


Figura B.2: Distribuições de momento p , suas componentes espaciais, momento transverso p_t e distância de voo FD .

um tipo diferente de correlação). Os B^0 , que possuem maior ângulo médio, carregam em média menor momento.

Nas figuras B.4 e B.5 apresentamos as distribuições de momento para as três partículas filhas dos mésons B . Além dos momenta individuais, mostra-se a sua soma e as distribuições de p_t máximo e mínimo. Deve-se notar que partículas de maior massa possuem maior momento e que o momento médio das partículas é aproximadamente um terço do momento médio da partícula mãe. A mesma relação não é válida para pt

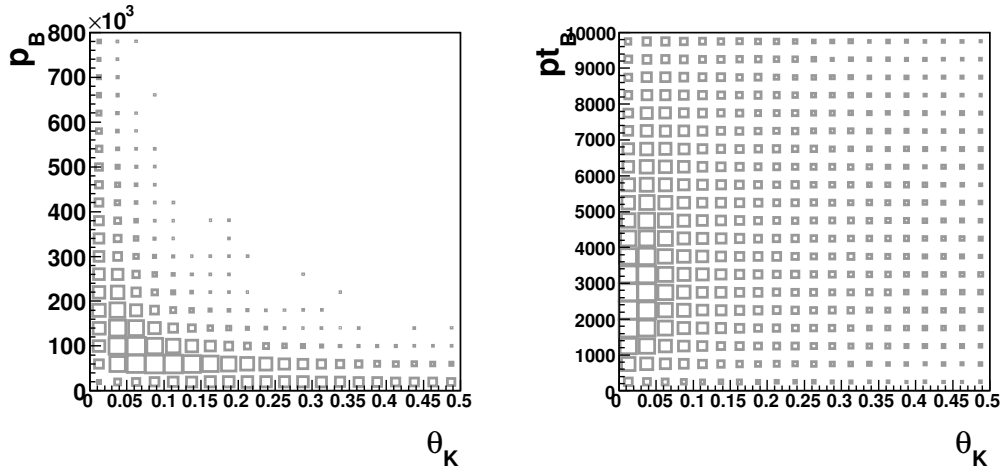


Figura B.3: Correlação entre θ de K_S e momento / momento transverso de B^0 .

pois é medido em relação ao eixo Z (eixo do feixe de prótons) e não no eixo de B .

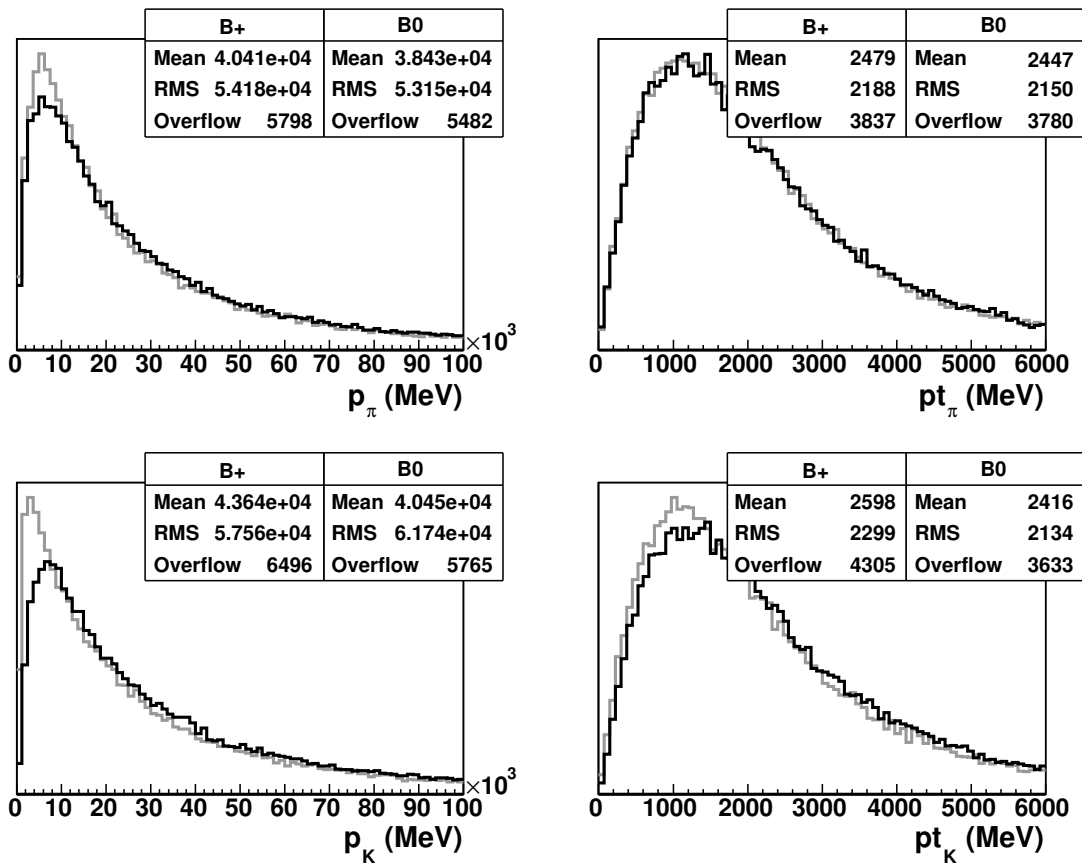


Figura B.4: Distribuições de momento dos K e π filhos de B .

A distribuição de momenta para os píons provenientes de K_S está presente na figura B.6. Note que o valor médio de p e pt é a metade dos valores de K_S . O boost médio

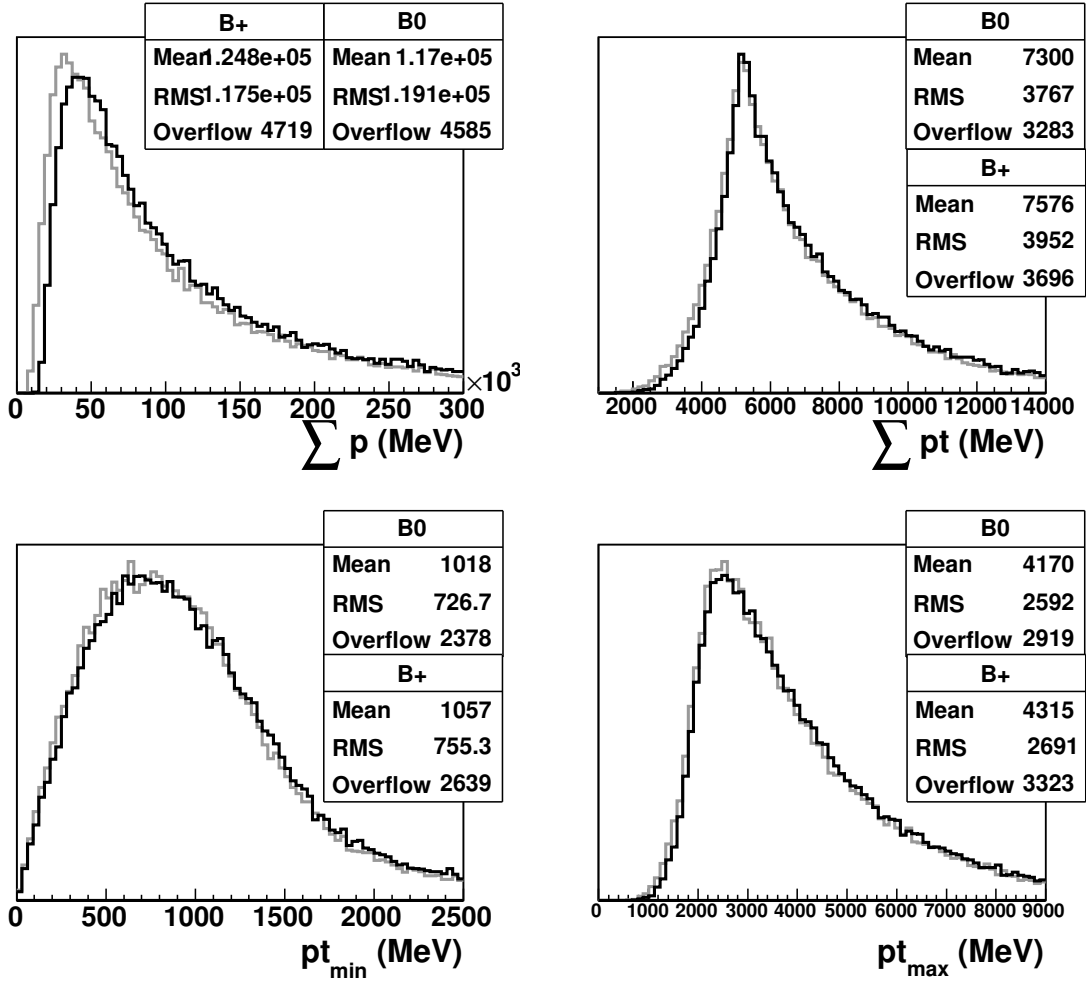


Figura B.5: Soma, mínimos e máximos nos momenta dos filhos de B .

$(\beta\gamma)_{K_S} = 82,2$ faz com que K_S viaje em média 1,73 m antes de decair.

Nos eventos gerados, o IP das partículas B em relação ao vértice primário (PV) é zero por construção. Na figura B.7 exibimos o IP das partículas filhas de B em relação ao PV. Além da soma dos três IPs, é exibido o IP dos píons provenientes de K_S . Nota-se um valor médio maior, explicado pela distância de voo dos K_S .

B.2 Reconstrução

Além dos 65k eventos de $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ reconstruídos com o Brunel v30, dispomos de mais 1,960M eventos (correspondendo a 20d 6h 28m de tomada de dados) do mesmo tipo, processados pela versão v31. Os resultados numéricos do capítulo 6 foram obtidos com as amostras v30. A amostra v31 foi utilizada apenas para obter a aceitação final do Dalitz plot (seção 6.6). Por se aproximar mais da configuração atual do software

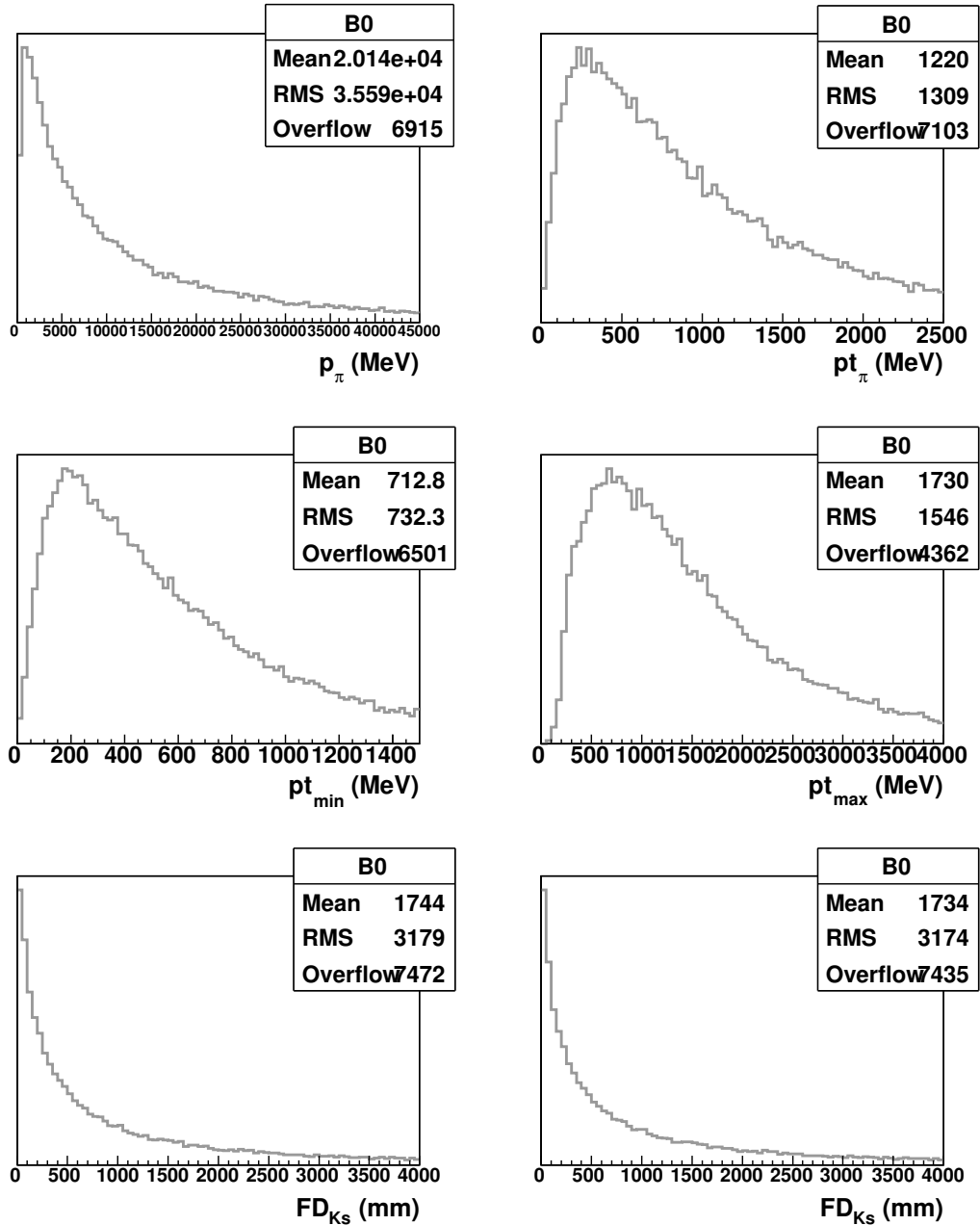


Figura B.6: Distribuições de momento e distância de voo para os píons filhos de K_S . A primeira distribuição de FD é em relação ao ponto de decaimento do méson B , a segunda em relação ao ponto da colisão. A diferença entre as duas é o deslocamento médio de 11 mm de B .

(disponível para processar os eventos reais), comparamos nessa seção a performance das duas versões distintas, explorando possíveis melhorias nas futuras análises do LHCb.

Algumas considerações:

- Os valores para v31 são mostrados em chaves após os valores de v30

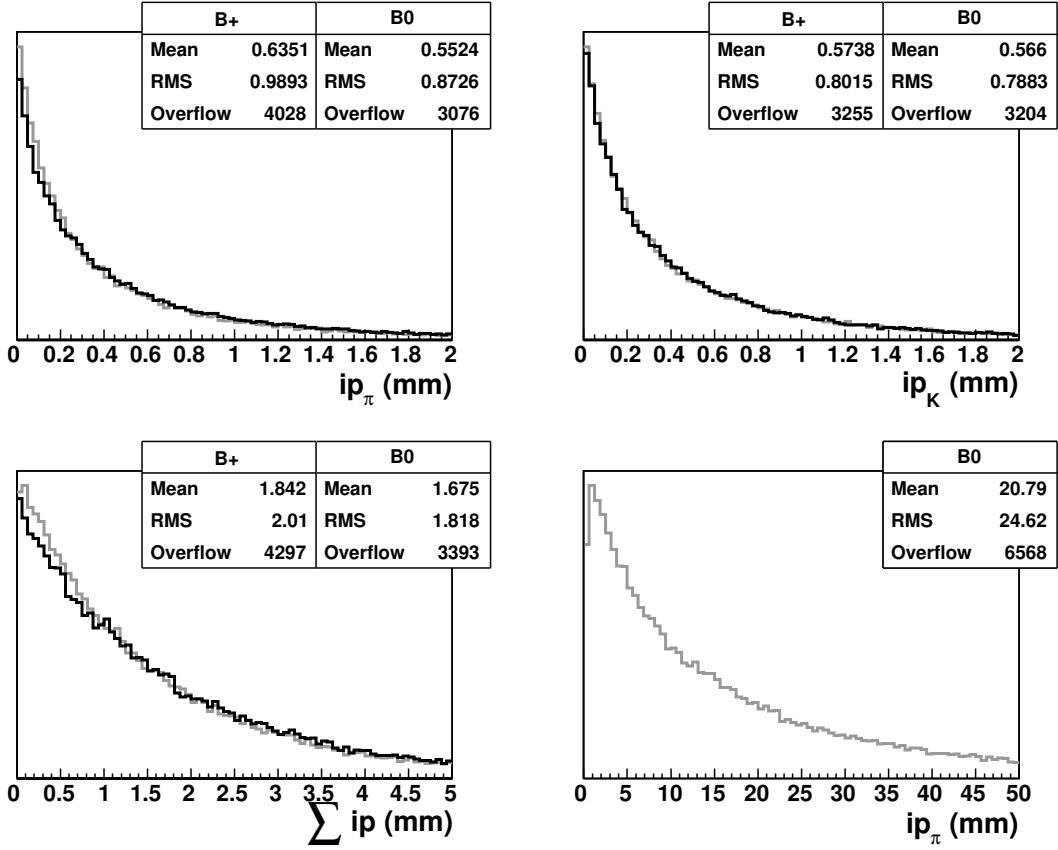


Figura B.7: Parâmetros de impacto para $K\pi\pi$ produto de B . A última figura mostra IP dos $\pi\pi$ provenientes de K_S .

- Padrão nos histogramas: linha preta $\rightarrow B^+$, linha cinza $\rightarrow B^0$. linha cheia \rightarrow Brunel v30, linha tracejada \rightarrow Brunel v31
- Todas as distribuições expostas possuem valores estatísticos de média (mean) e desvio (RMS) calculados no domínio completo dos valores, não dependendo do intervalo escolhido para exibição. Intervalos incompletos são caracterizados por valores não negativos de overflow e underflow (número de eventos à esquerda e à direita do domínio)

B.2.1 Composição

O número médio de vértices primários reconstruídos é 1,36 [1,37] por evento. Cada um possui multiplicidade média de 41 [43] traços (longos + VELO). A composição dos diferentes tipos de traços e suas multiplicidades podem ser vistas na figura B.8. Por evento são reconstruídos em média 115 [109] traços carregados onde 35 [35] são longos e 14 [11] rio abaixo.

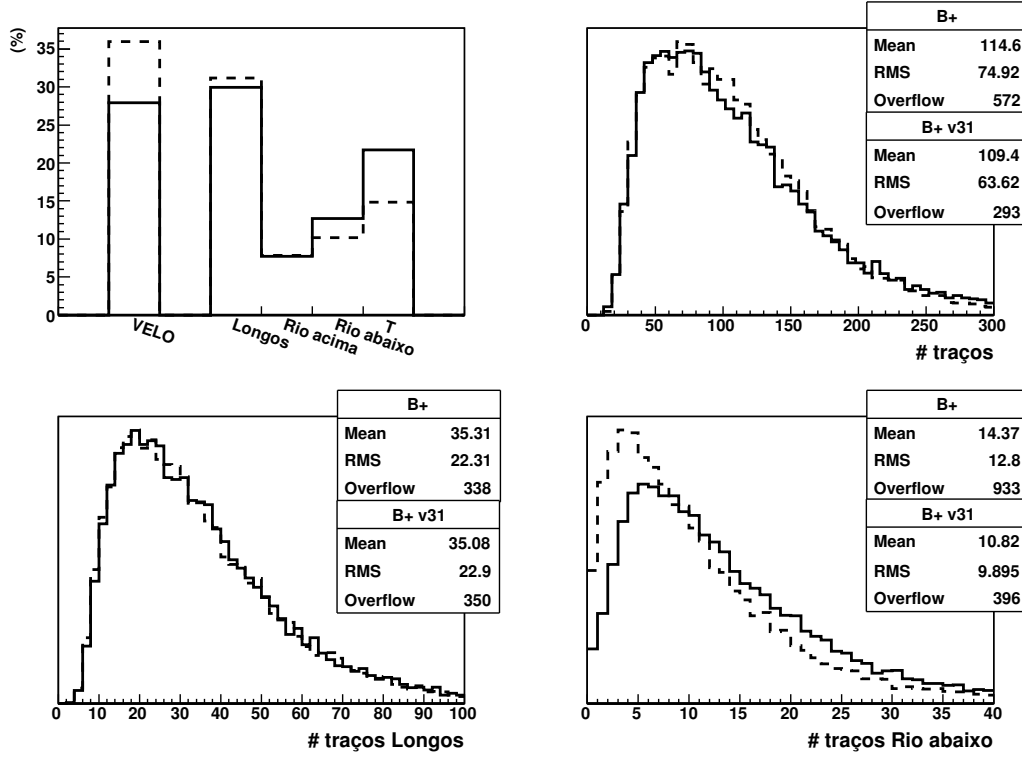


Figura B.8: Acima: composição dos diferentes tipos de traços e multiplicidade total .
Abaixo: multiplicidade dos traços longos e rio abaixo.

B.2.2 $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$

Acrescentamos a discussão da seção 6.2, os números para a versão v31 da reconstrução desse canal. O resultado para 10 mil eventos pode ser visto na tabela B.1.

	$B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ (v30)	$B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ (v31)
$\epsilon_{rec/gen}\%$	$13,9 \pm 0,3$	$18,5 \pm 0,4$
	31 (LL) + 69 (DD)	30 (LL) + 70 (DD)

Tabela B.1: Eficiência efetiva da reconstrução para $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ e fração das componentes LL/DD, nas versões v30 e v31 do software Brunel.

Mesmo não tendo eventos de $B^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$ processados pela versão v31 da reconstrução, podemos por analogia com o decaimento $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ esperar uma melhora de pelo menos 5%.

B.2.3 Distribuições

Expomos a seguir as distribuições de B após a reconstrução, comparando os resultados obtidos com os da seção B.1. As distribuições de B^0 são a sobreposição das componentes LL e DD.

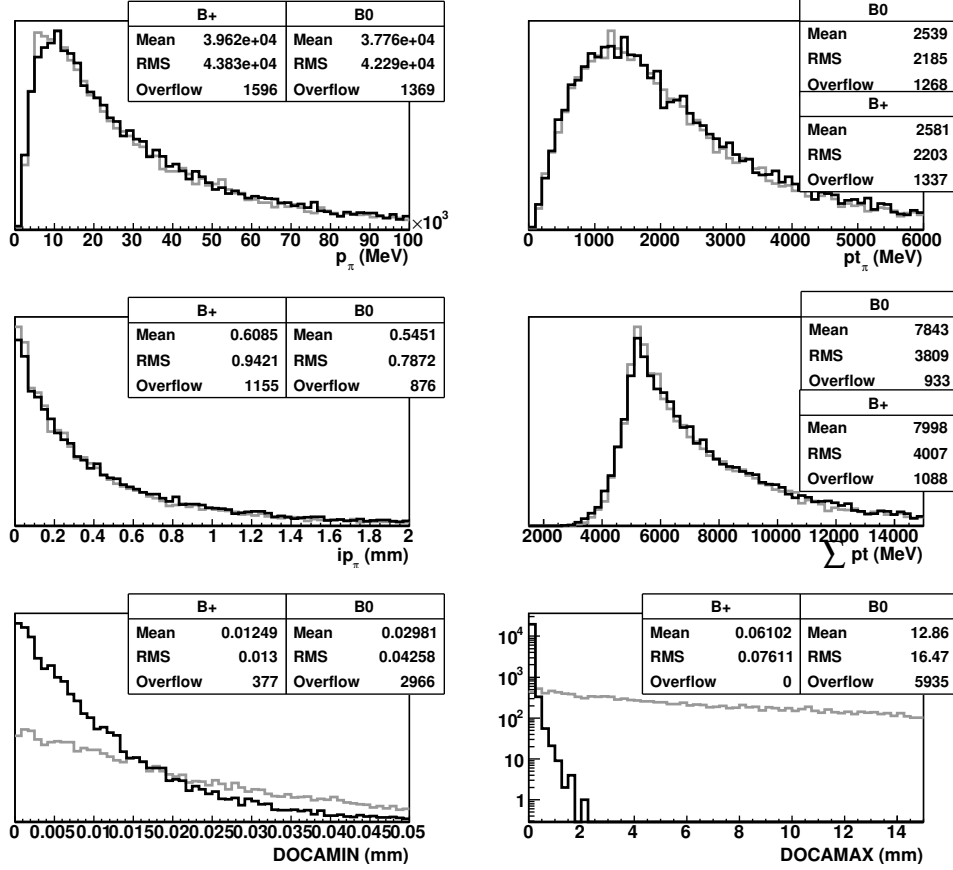


Figura B.9: Distribuições para os π de $B \rightarrow K\pi\pi$ após a reconstrução.

As alterações sofridas pelos píons (figura B.9) revelam um aumento na média do momento transverso, o que pode ser explicado pela pior reconstrução para traços de baixo pt (figura B.15). Para o momento, nota-se ineficiências para valores baixos e altos de p . A diminuição do p médio reconstruído revela a maior ineficiência a valores altos. Embora a eficiência de reconstrução do IP seja aproximadamente plana (figura B.17) o pequeno desvio observado é relacionado com a resolução dependente de $1/pt$. A soma em pt refere-se às três partículas $K\pi\pi$.

Utilizando os três traços carregados de B^+ e os quatro píons de B^0 , exibimos na figura B.9 o DOCA máximo e mínimo de cada candidato. Em B^0 , o DOCAMAX possui maior média devido ao distanciamento entre os píons filhos de K_S e B^0 . O trigger topológico não dispõe do χ^2 dos vértices por uma questão de agilidade. A

qualidade do vértice formado é garantida pela aplicação de cortes em DOCAMIN e DOCAMAX, sendo uma fonte de ineficiência para B^0 .

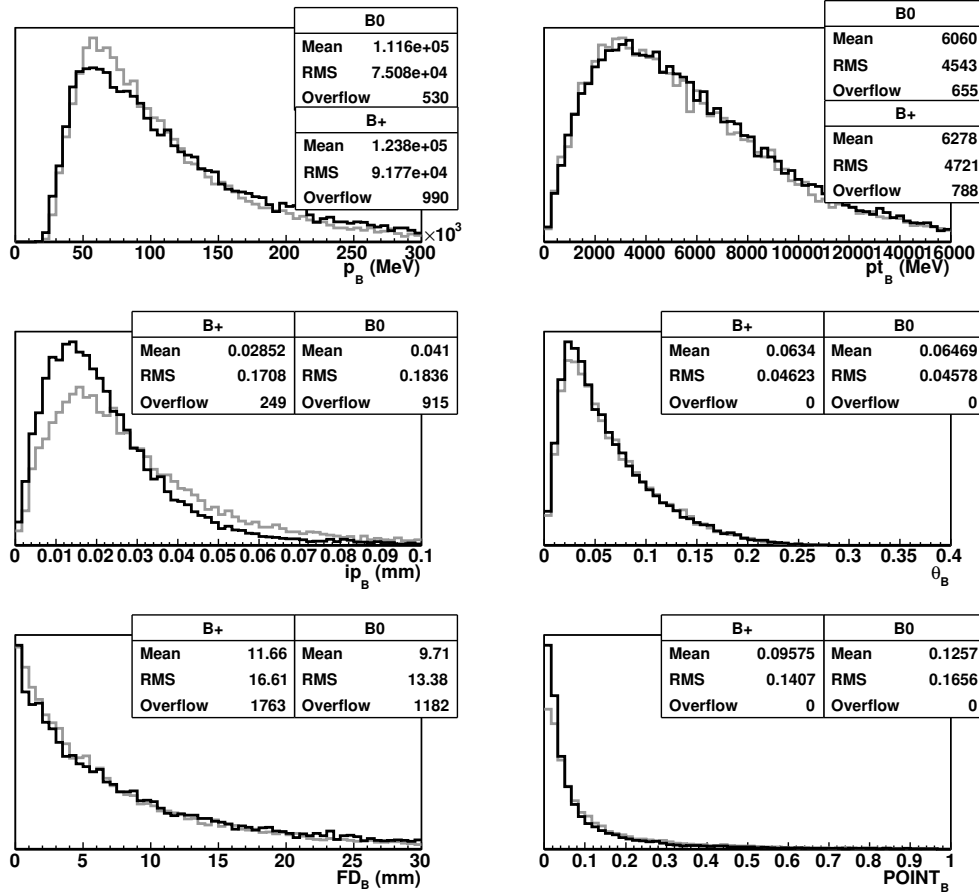


Figura B.10: Distribuições para B^+ e B^0 após a reconstrução.

As alterações em momento seguem a mesma regra para as partículas B (figura B.10). A distribuição de IP reflete o erro na medida da mesma, já que é zero por construção. A distância de voo FD não revela desvio significativo. A aceitação em θ é semelhante para B^+ , porém sofre uma grande alteração para B^0 com o requerimento de traços dentro do detector.

Finalmente observamos o comportamento da variável POINT. É distribuída no intervalo de 0 a 1 e pesada pelo pt das filhas de modo que o sinal concentra-se em valores pequenos. É a variável com maior poder discriminatório na relação sinal/background (ver a seção 6.4).

B.2.4 Performance

A performance da reconstrução será expressa através das resoluções do momento, parâmetro de impacto, posição do vértice primário (PV) e através da qualidade da

identificação das partículas nos detectores RICH.

Vértices

Um importante discriminador na busca pelos decaimentos de B baseia-se na possibilidade de medir a sua distância de voo. Para isso devemos conhecer a resolução na medida da posição dos vértices onde é criado (PV) e decai (SV). Usando a ligação com a tabela verdade podemos subtrair a posição do vértice reconstruído pelo valor verdadeiro do MC. A resolução é definida como a largura σ da função gaussiana ajustada ao gráfico da diferença (REC - MC).

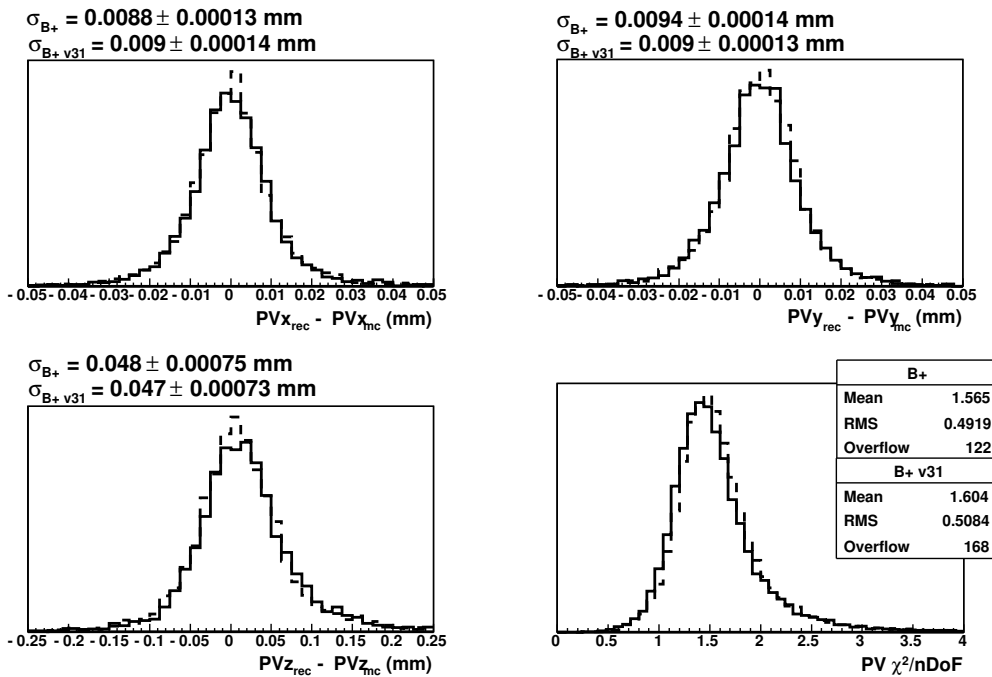


Figura B.11: Resolução na posição do vértice primário e a qualidade de seu ajuste (dividida por graus de liberdade).

Para o PV, a figura B.11 revela resoluções da ordem de $9 \mu\text{m}$ nas direções X,Y e de $50 \mu\text{m}$ na direção do feixe (eixo Z). O boost de Lorentz na direção Z faz com que a resolução seja aproximadamente 5 vezes pior do que nas direções ortogonais ao feixe. Não se nota diferença razoável entre as versões v30 e v31.

De forma análoga, medimos a resolução para o SV resultando em $\sigma_{X,Y} = 15 \mu\text{m}$ e $\sigma_Z = 160 \mu\text{m}$. Enquanto o PV é ajustado com uma média de 40 traços, o SV é composto de 3 ou 4 nos nossos decaimentos de interesse. Consequentemente, o SV possui pior resolução, sendo aproximadamente três vezes pior que a do PV. Mesmo assim, os números obtidos confirmam a possibilidade de se medir a distância de voo de

B para os casos que viaja mais de $(10 \oplus 160) \mu\text{m} = 160,3 \mu\text{m}$ (a soma em quadratura é dominada pela posição do SV).

O último gráfico da figura B.11 revela uma média de 1,6 (por grau de liberdade, ou número de traços) na qualidade do ajuste do PV.

Espectro de Massa

Outra quantidade importante a ser investigada na reconstrução é a resolução do espectro de massa das partículas compostas, diretamente relacionado com a soma dos 4-momenta das partículas filhas: $m = \sqrt{(p_1 + p_2 + \dots)^2}$. A distribuição é ajustada por uma função gaussiana centrada na massa nominal $m_B = 5,28 \text{ GeV}$ e de largura σ que representa a probabilidade de 68% dos eventos no intervalo $m_B \pm \sigma$.

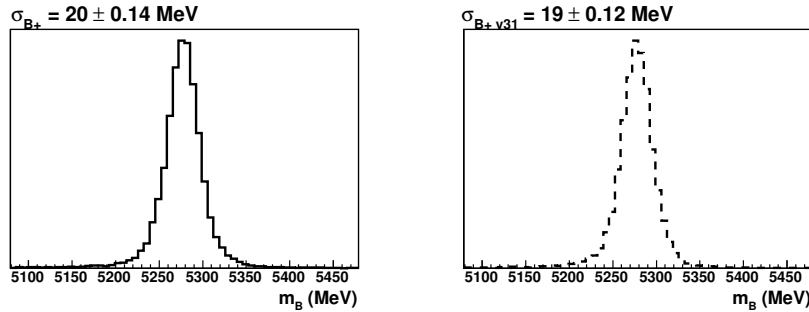


Figura B.12: Resolução no espectro de massa para os candidatos B^+ .

Nas figuras B.12 e B.13 constata-se que as larguras são da ordem de 20 MeV para B^+ e B^0 . Nota-se a pequena melhoria na versão v31 e a diferença de 2 MeV entre as componentes LL e DD de B^0 . A figura B.13 também revela o espectro de massa dos K_S e o fator 2 na largura entre as componentes LL e DD.

Momento

A largura na massa das partículas formadas por combinação de traços está intimamente associada a resolução na medida de momento dos mesmos. Iniciaremos nossa investigação da qualidade dos traços pela distribuição de χ^2 resultante do algoritmo de ajuste (figura B.14) dos mesmos. Concluimos que os traços rio abaixo possuem pior ajuste em relação aos longos e que a versão v31 da reconstrução apresenta uma melhora significativa.

A resolução na medida do momento dos traços utiliza a associação das partículas reconstruídas com a tabela verdade dos eventos gerados de MC e é obtida pela relação

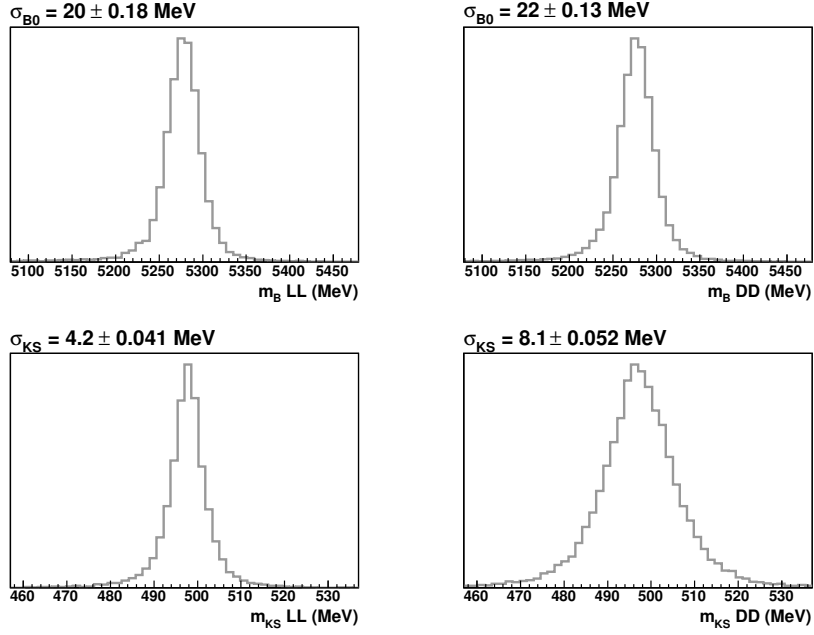


Figura B.13: Resolução no espectro de massa para os candidatos B^0 e K_S em função das componentes LL e DD.

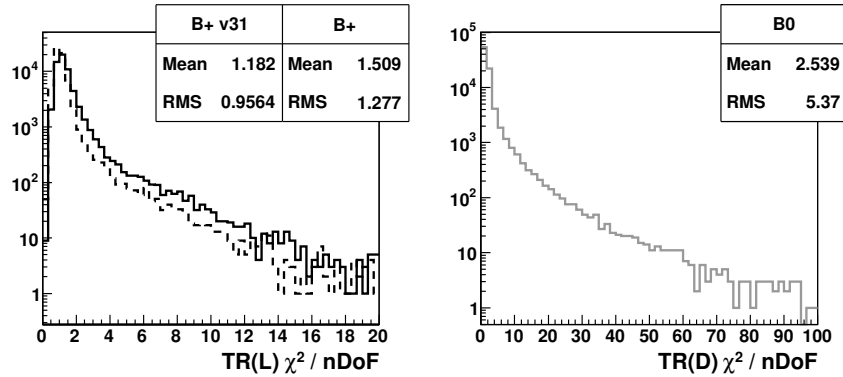


Figura B.14: Qualidade do traço por grau de liberdade para os tipos longo (L) e rio abaixo (D).

$\delta p/p = (p_{rec} - p_{mc})/p_{mc}$, que revela a fração do momento original alterada na reconstrução. A resolução do momento é função do próprio valor do momento e varia de 0,4 a 0,7%, vide última linha da figura B.15. Para traços longos (v30) é ajustada em $\delta p/p = (0,00110 \pm 0,00006)\sqrt{p} + (0,308 \pm 0,009)$. A combinação no leque de momentos típicos dos traços filhos de B , resulta (segunda linha da figura B.15) em uma gaussiana com largura $\delta p = 0,48\%$ [0,45%]. O mesmo é feito para pt , com resolução $\delta p/p = 0,55\%$ [0,52%], com uma pequena melhoria na última versão.

Além das resoluções, mostramos na primeira linha da figura B.15, a eficiência da

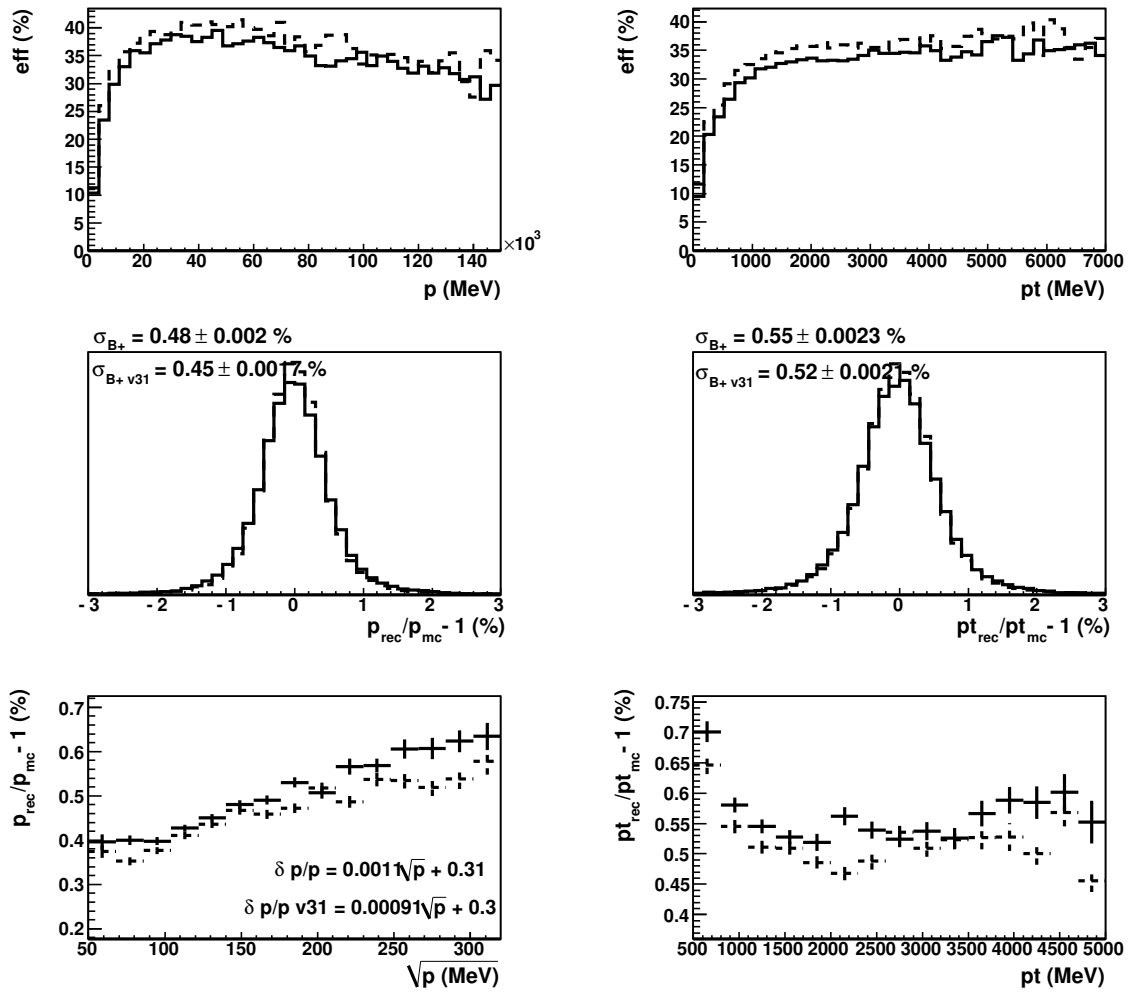


Figura B.15: Eficiência e resolução do momento/momento transversal para traços longos.

reconstrução em função dos momenta. Partículas de baixo p sofrem maiores efeitos de espalhamento-múltiplo, além de serem facilmente expelidas para fora do detector após a interação com o magneto. Embora partículas de alto p permaneçam contidas no detector, a altíssima ocupação dos sensores na área de baixo ângulo θ (lembrar a correlação da figura B.3) dificulta a tarefa do algoritmo de reconstrução. As ineficiências a baixo e alto p refletem-se na área de baixo pt . Partículas com pt grande geralmente localizam-se afastadas da área de baixo θ e são mais eficientemente reconstruídas.

O mesmo estudo é feito para os traços rio abaixo e exposto na figura B.16. A menor escala de momento, revela que traços de menos de 2 GeV não são reconstruídos. Traços com pt de 200 MeV, possuem grande ineficiência, evidenciando a dificuldade de reconstrução das partículas K_S . A média das resoluções no momento é de 0,60%, um valor não muito distante dos traços longos. Porém quando se adiciona a infor-

mação geométrica da inclinação do traço para se calcular o pt , a resolução sofre piora significativa. É três vezes pior, adquirindo o valor de 1,7%.

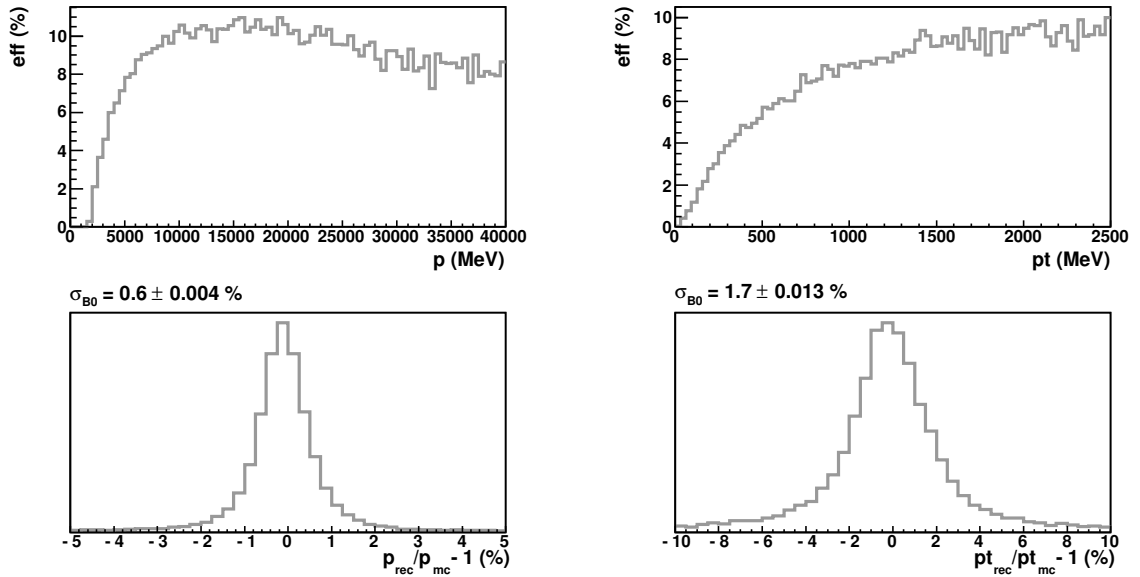


Figura B.16: Eficiência e resolução do momento/momento transverso para traços rio abaixo.

IP

A figura B.17 revela uma eficiência homogênea no espectro de IP para os traços longos, resolução $\delta IP = (21,0 \pm 0,9)/pt + (15,0 \pm 0,4)$ – modelada com o inverso do pt – e resolução média de $25 \mu\text{m}$. O IP dividido pelo seu erro δIP é a variável $IP\chi^2$, que será utilizada nos cortes de seleção pelo maior poder de discriminação. Por possuir a dependência proporcional a $1/pt$ irá criar deformações no DP semelhantes aos cortes de pt (ver seção B.4.1).

Na mesma figura do lado direito, estão as distribuições para os traços rio abaixo. A ausência de traços no VELO leva a uma resolução mais pobre no IP, da ordem de milímetros (mesmo motivo pelo qual a resolução de pt é pior na figura B.16). Na figura a resolução foi ajustada com a sobreposição de duas gaussianas com mesma média e larguras diferentes σ_1 e σ_2 . A condição de filhas de K_S resulta em ineficiências a baixo e alto IP. É mais difícil ajustar uma função de δIP , mas pode-se ver que varia de 1 a 3,5 mm.

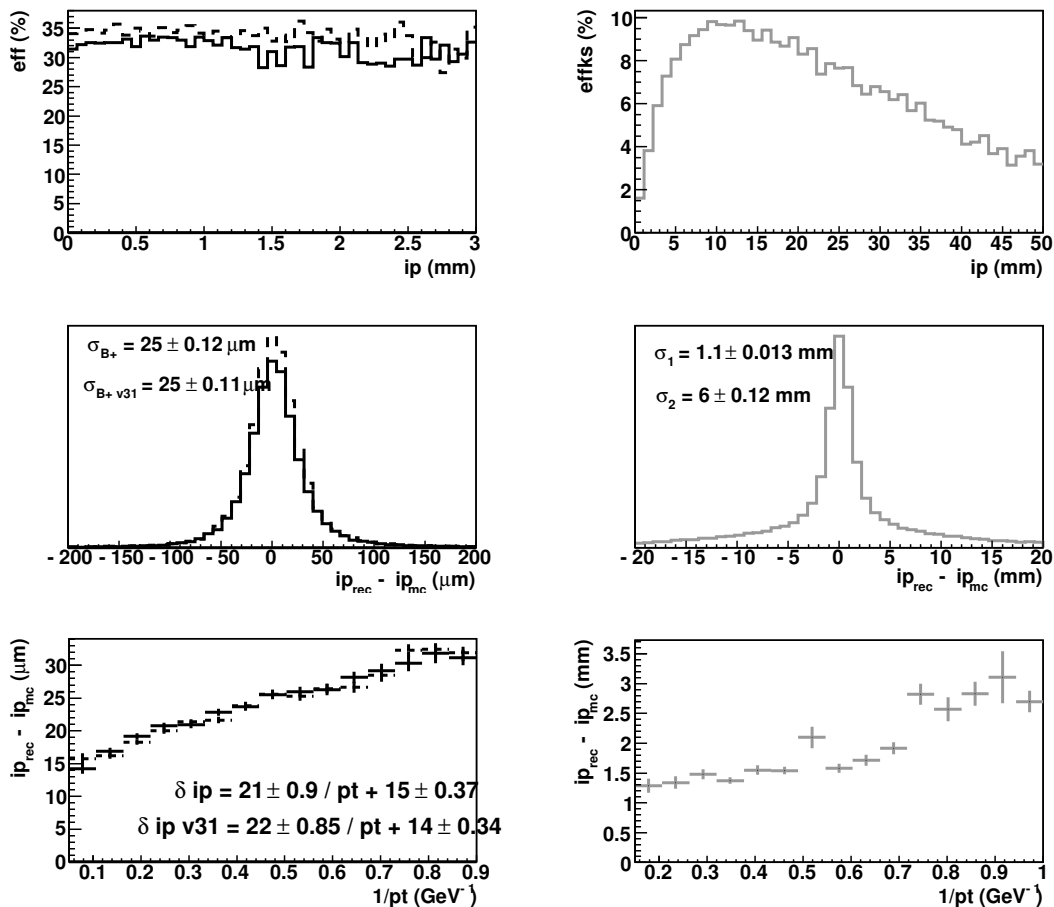


Figura B.17: Eficiência e resolução do IP para traços longos (esquerda) e rio abaixo (direita).

Identificação de partículas

A separação entre píons e káons é feita utilizando a variável de likelihood $DLL(K - \pi)$, criada como combinação de diferentes medidas e critérios nos detectores RICH 1 e 2. As distribuições para as versões v30 e v31 estão na figura B.18. Usando a definição de pión como $DLL(K - \pi) < 5$ e káon $DLL(K - \pi) > 0$ (cortes conhecidos como *padrão apertados*) na amostra de B^+ , temos as seguintes eficiências: 85% [89%]. Nota-se uma melhora na última versão da reconstrução.

B.3 Estimativas

A tabela completa das estimativas incluindo a amostra de $B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$ na versão v31 da reconstrução pode ser vista na tabela B.2. Nota-se um acréscimo de 5% na estatística inicial do decaimento carregado.

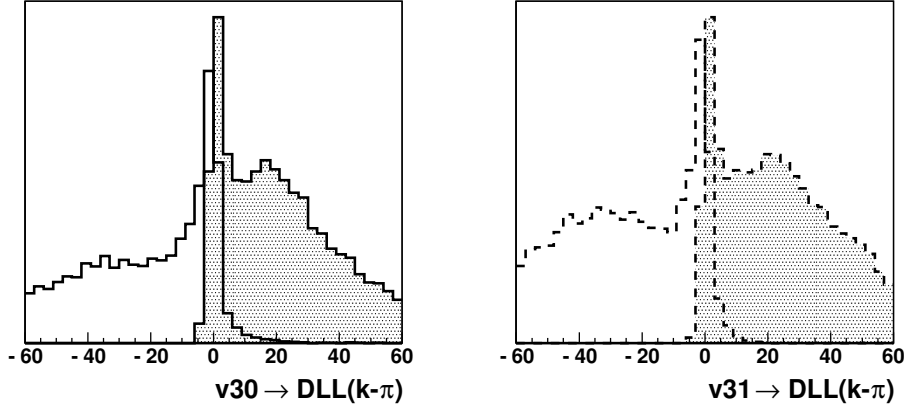


Figura B.18: Separação entre píons (histograma branco) e káons (histograma hachurado) para as versões v30 e v31.

	$B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$	$B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ v31	$B^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$
ϵ_{gen} %	$18,3 \pm 0,1$	$18,3 \pm 0,1$	$21,3 \pm 0,1$
$\epsilon_{rec/gen}$ %	$32,8 \pm 0,2$	$34,05 \pm 0,03$	$12,32 \pm 0,03$
$\epsilon_{trig/rec}$ %	$20,6 \pm 0,3$	$19,89 \pm 0,05$	$9,6 \pm 0,2$
$\epsilon_{sel/trig}$ %	$64,7 \pm 0,7$	$68,0 \pm 0,1$	$64,8 \pm 0,8$
$\epsilon_{sel/gen}$ %	$4,39 \pm 0,08$	$4,60 \pm 0,02$	$0,77 \pm 0,01$
ϵ_{tot} %	$0,80 \pm 0,02$	$0,842 \pm 0,008$	$0,164 \pm 0,003$
BR($\times 10^{-5}$)	5,5	=	2,24
evts(K)/ano	356 ± 9	375 ± 4	$29,4 \pm 0,6$
S/B	1,7	-	0,17

Tabela B.2: Eficiências, rendimentos e estimativas da poluição por background para $B \rightarrow K\pi\pi$.

B.3.1 Evolução do número de vértices primários

O número de médio de vértices primários (PV) no evento é uma função da luminosidade e seção de choque das colisões inelásticas e não difrativas. Alguns cortes como IP, FD e POINT, dependem do PV onde a partícula foi gerada. O critério mais comum para associar uma partícula à seu vértice de origem é a menor medida de $ip\chi^2$. Sabemos que funciona bem para eventos com poucos PVs, porém deve ser investigada para luminosidades maiores (previstas no upgrade do LHCb). É importante monitorar o número médio de PVs e o desempenho das seleções. A evolução pode ser vista na tabela B.3.

A queda da média na reconstrução reflete a ineficiência intrínseca do algoritmo; no trigger mostra a preferência do mesmo por eventos mais "limpos" e tem pouco efeito na seleção, mostrando que os casos com mais de um PV estão sendo tratados de forma correta, sem complicações como por exemplo associar uma partícula ao PV errado.

	gen	rec	trig	sel
N_{PV}	1,68	1,36	1,16	1,14

Tabela B.3: Evolução do número médio de vértices primários durante os diferentes estágios da reconstrução. Válido para B^+ e B^0 .

B.3.2 Evolução das variáveis

Resumimos na tabela B.4 a evolução do valor médio das variáveis para B^+ . A reconstrução atua selecionando traços de maior pt , de acordo com as eficiências exibidas na figura B.15. O trigger privilegia vértices e traços de melhor qualidade, com maior pt e partículas B que viajam mais, conseqüentemente com menor POINT e traços de mais alto IP. A evolução suave das variáveis, sem mudanças abruptas, mostra que os cortes são razoáveis, nenhum é apertado demais.

Para B^0 (tabela B.5) as considerações são análogas às de B^+ , com diferença na seleção de K_S . A mudança abrupta em FD revela a dificuldade em reconstruir partículas que viajam muito. O trigger mantém a tendência da reconstrução, selecionando K_S que viajam menos.

B.4 Aceptância do espaço de fase

B.4.1 Deformações

Estudamos as possibilidades de deformação no espaço de fase pela atuação de certos cortes (utilizamos os 650K eventos reconstruídos da amostra v31 de $B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$).

As figuras B.19, B.20 e B.21 revelam o efeito no Dalitz plot sobre os eventos reconstruídos, ou seja, o DP exposto é a divisão CORTE/REC. O eixo Z do histograma é a fração de eventos mantidos por região do espaço de fase. Alguns bins na borda da região física aparecem mais altos que a média – são o resultado da divisão de bins de baixa estatística e não possuem valor físico, devendo ser desconsiderados. Os possíveis efeitos e os cortes responsáveis são:

part	var	gen	rec	L0	HLT1	TG	sel
B^+	χ^2/nDoF_{vtx}	–	1,84	1,79	1,76	1,71	1,18
	p (GeV)	124,96	124,04	138,33	146,59	149,65	142,13
	pt (MeV)	5891	6242	7737	8791	8971	9318
	ip (μm)	0	28,6	24,7	24,6	22,0	18,9
	ip χ^2	–	100	69	92	10	2,8
	FD (mm)	11,94	11,72	13,06	17,00	17,90	18,28
	FD χ^2	–	7925	8736	11762	12224	13310
	POINT	0	0,096	0,081	0,046	0,035	0,021
π	χ^2/nDoF_{tr}	–	1,569	1,557	1,514	1,503	1,368
	p (GeV)	40,41	39,97	44,97	48,07	49,12	47,61
	pt (MeV)	2479	2595	2987	3298	3339	3478
	ip (μm)	635	607	617	744	779	812
	ip χ^2	–	1774	1782	2215	2293	2518
	DLL(K- π)	–	-82,98	-73,11	-70,15	-68,55	-69,42
	K	χ^2/nDoF_{tr}	–	1,546	1,531	1,495	1,463
p (GeV)		43,60	43,82	48,84	51,15	52,16	47,78
pt (MeV)		2598	2759	3196	3472	3532	3519
ip (μm)		574	555	556	688	718	766
ip χ^2		–	1767	1692	2276	2073	2322
DLL(K- π)		–	38,13	34,42	34,18	33,81	37,58
$K\pi\pi$	$\sum \chi^2/\text{nDoF}_{tr}$	–	4,658	4,599	4,478	4,427	4,053
	pt_{min} (MeV)	1056	1179	1256	1363	1379	1469
	pt_{max} (MeV)	4313	4449	5296	5788	5881	5960
	$\sum pt$ (MeV)	7574	7966	9162	10045	10197	10467
	$\sum \text{ip}_{SV}$ (μm)	–	87	83	79	78	57
	DOCA $_{min}$ (μm)	–	13	12	11	11	9
	DOCA $_{max}$ (μm)	–	62	58	56	55	40

Tabela B.4: Evolução da média das variáveis ao longo das etapas de geração, reconstrução, trigger e seleção de $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$.

part	var	gen	rec	L0	HLT1	TG	sel
B^0	χ^2/nDoF_{vtx}	–	3,16	3,20	3,09	3,02	2,02
	p (GeV)	117,31	111,46	126,20	137,74	141,60	142,46
	pt (MeV)	5633	6060	7781	9189	9342	9626
	ip (μm)	–	41,7	34,3	31,7	25,2	19,9
	ip χ^2	–	224	42	60	7	3
	FD (mm)	10,21	9,66	11,02	15,00	15,06	16,00
	FD χ^2	–	4900	4987	7185	7770	8142
	POINT	–	0,125	0,107	0,063	0,048	0,027
K_S	χ^2/nDoF_{vtx}	–	5,82	6,06	5,88	5,69	4,46
	p (GeV)	40,59	36,49	39,05	38,56	38,53	37,77
	pt (MeV)	2413	2752	3056	3004	2886	2852
	ip (mm)	0,567	1,257	1,263	1,341	1,252	1,16
	ip χ^2	–	288	260	359	480	511
	FD (mm)	1749,42	739,78	746,66	712,96	636,17	624,81
	FD χ^2	–	32930	33060	33241	31430	29605
	$\pi(K_S)$	χ^2/nDoF_{tr}	–	2,445	2,425	2,397	2,655
p (GeV)		20,34	18,26	19,68	19,52	19,54	19,08
pt (MeV)		1221	1391	1559	1544	1486	1460
ip (mm)		20,93	11,74	11,50	11,38	10,53	10,56
ip χ^2		–	1178	1156	1254	1419	1433
DLL(K- π)		–	-64,09	-58,11	-59,97	-59,58	-60,00
4 píons		$\sum \chi^2/\text{nDoF}_{tr}$	–	7,143	7,051	6,925	6,977
	pt_{min} (MeV)	520	645	690	730	712	730
	pt_{max} (MeV)	3831	4069	4903	5631	5713	5907
	$\sum pt$ (MeV)	7326	7841	9222	10410	10519	10766
	DOCA $_{min}$ (μm)	–	29	28	24	21	18
	DOCA $_{max}$ (mm)	–	12,73	12,59	12,26	11,39	11,38

Tabela B.5: Evolução da média das variáveis ao longo das etapas de geração, reconstrução e trigger de $B^0 \rightarrow K_S \pi^+ \pi^-$. Os valores para os píons filhos de B e da combinação $K_S \pi \pi$ são omitidos por possuírem evolução análoga a que ocorre em B^+ . As informações do pión proveniente de K_S são a combinação das componentes LL e DD.

- **redução nos cantos** pt das filhas, ip ($ip\chi^2$) das filhas, soma do ip das filhas em relação ao vértice secundário e identificação de partículas.
- **redução no centro** pt máximo das filhas e distância de voo (FD).
- **redução homogênea** soma do pt das filhas, ip do B , distância de voo χ^2 ($FD\chi^2$), POINT do B , qualidade do vértice de B e corte de VI (não presente nas figuras).

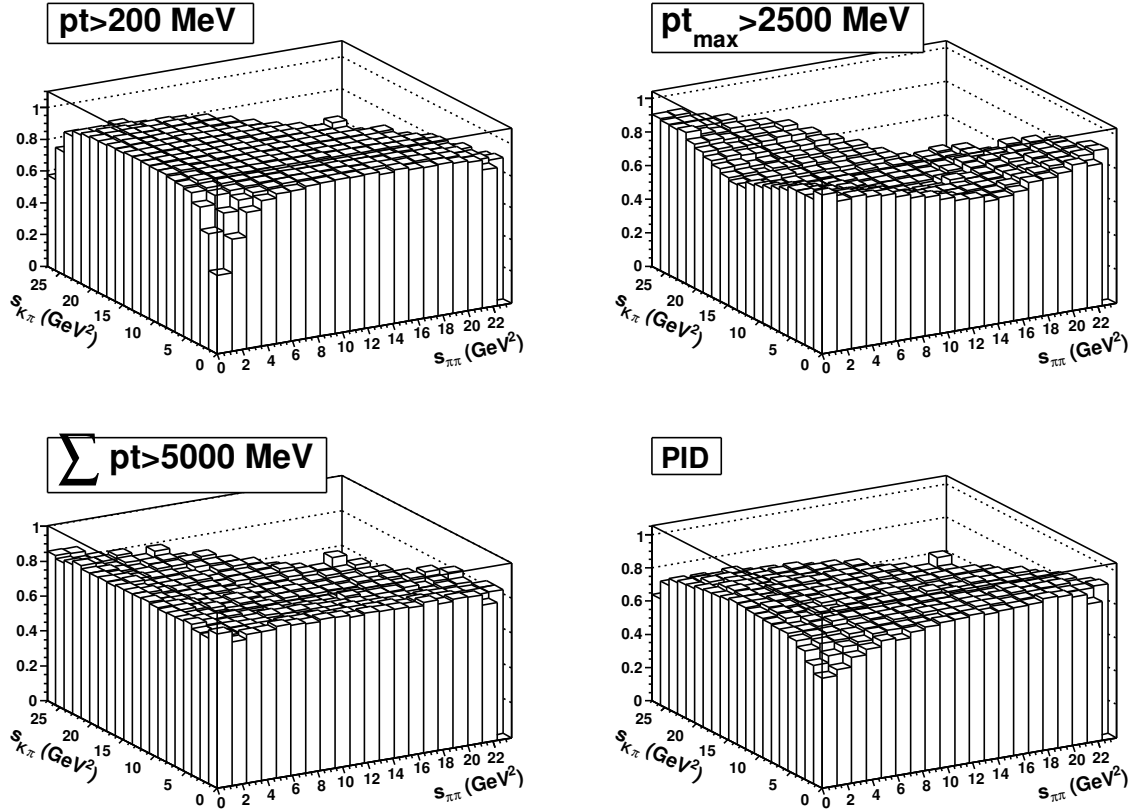


Figura B.19: Deformações no DP para pt das filhas e identificação de partículas ($\pi = DLL(K - \pi) < 5$ e $K = DLL(K - \pi) > 0$). O corte de pt é aplicado: a todos os traços, ao de maior pt e a soma do pt dos traços.

Como as principais ressonâncias para nossa análise localizam-se nas regiões de baixa massa ($s_{ij} < 2 \text{ GeV}^2$), deve-se tomar cuidado e evitar ao máximo cortes que reduzem cantos no DP. Uma estratégia por exemplo, é cortar no valor mais baixo possível para o pt dos traços (a fim de diminuir o número inicial de combinações) e dar preferência no corte da soma dos pts, de remoção homogênea.

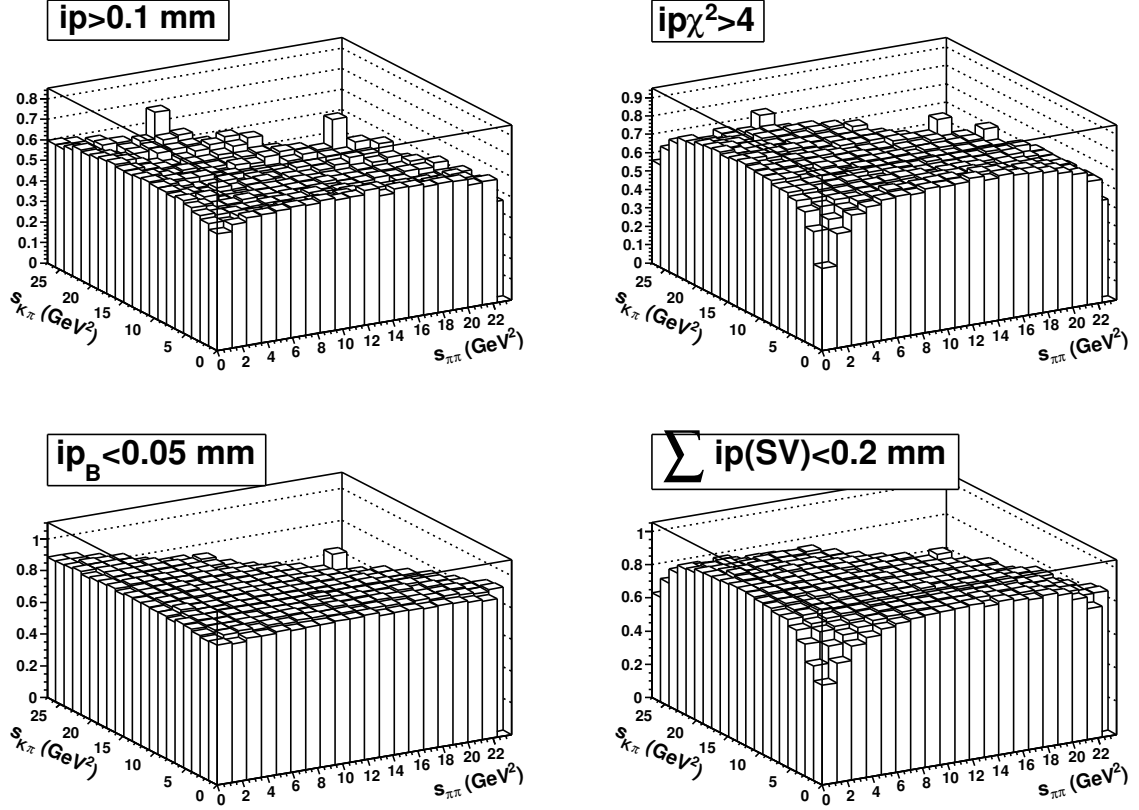


Figura B.20: Deformações no DP para ip das filhas e de B . Na ordem: ip aplicado a todos os traços, $ip\chi^2$ aplicado a todos, ip da partícula B , soma do ip dos traços calculados em relação ao SV.

B.4.2 Evolução

Por último contemplaremos a evolução da eficiência no DP durante as várias etapas da seleção de $B \rightarrow K\pi\pi$.

As deformações são a combinação dos efeitos abordados na seção B.4.1. Na figura B.22 (B.23), apresentamos o DP dos eventos gerados de B^+ (B^0) e subsequentemente o efeito de cada etapa em relação a anterior: reconstrução/geração, trigger/reconstrução e seleção/trigger. Alguns bins na borda da região física aparecem mais altos que a média – são o resultado da divisão de bins de baixa estatística e não possuem valor físico, devendo ser desconsiderados. O maior tamanho dos bins em B^0 é justificada pela menor estatística em relação à B^+ .

A geração possui deformação mínima pela restrição das partículas em θ . A reconstrução deforma os cantos pela ineficiência em traços de baixo momento. O trigger, detalhado na figura B.24 (B.25), remove efeitos do centro pelos cortes de máximo momento. O HLT1 é dividido nas etapas single e di-hadron, mostrando que os cortes

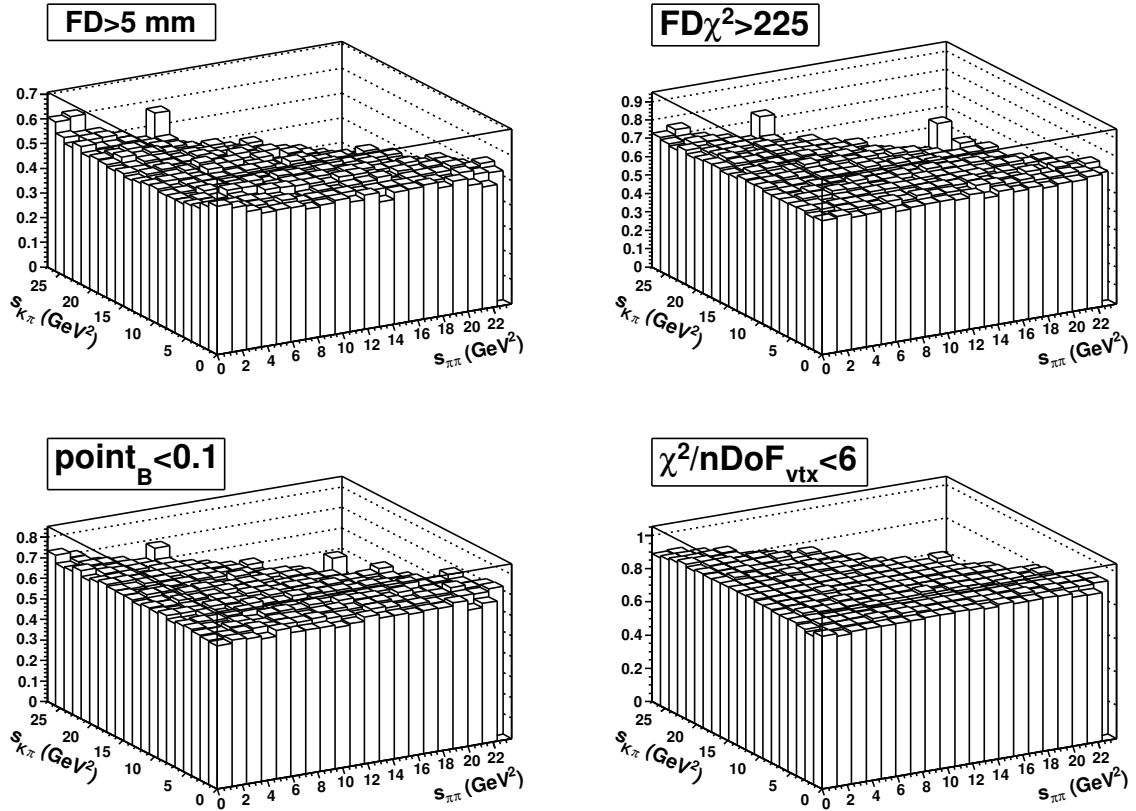


Figura B.21: Deformações no DP para distância de voo, POINT e qualidade do vértice secundário.

mais apertados da primeira causam maiores deformações. O trigger topológico não causa nenhum tipo de deformação no DP, filtrando e removendo os eventos de forma homogênea.

O resultado final, combinação de todas as etapas é exposto na seção 6.6.

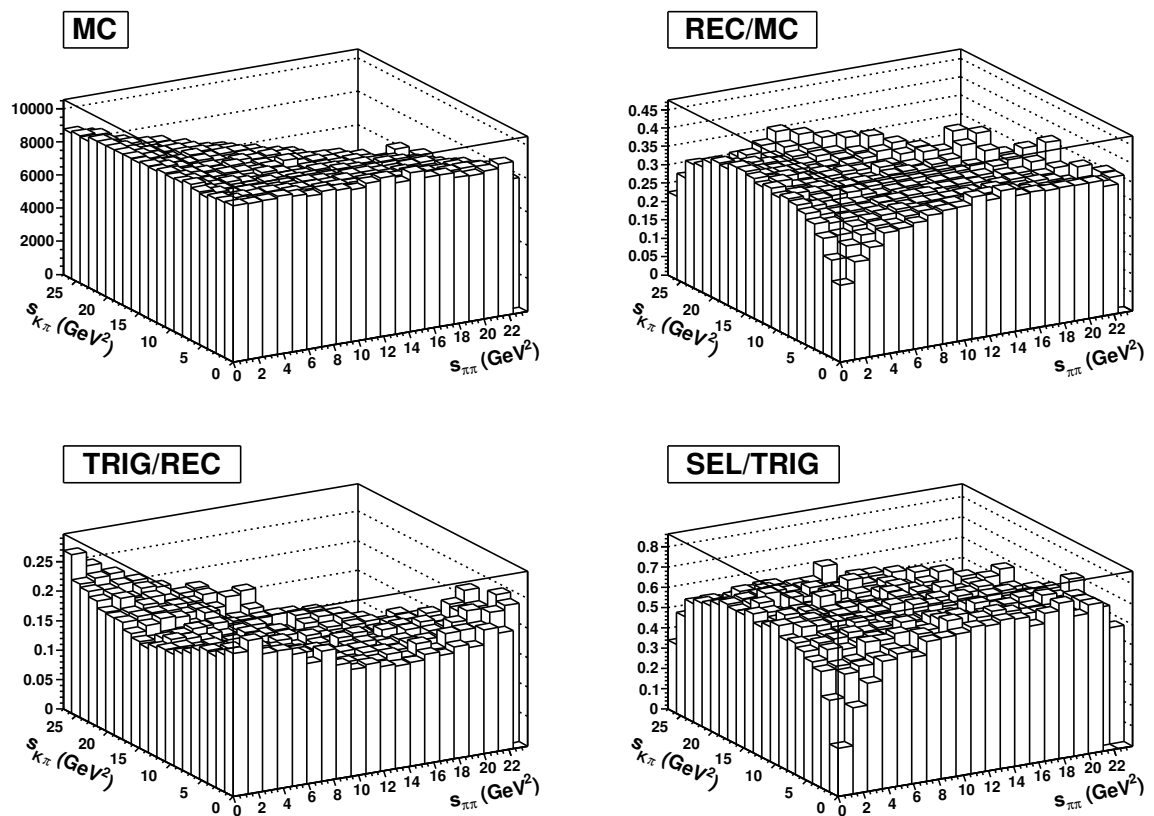


Figura B.22: DP dos eventos gerados de B^+ e efeito de cada etapa em relação a anterior.

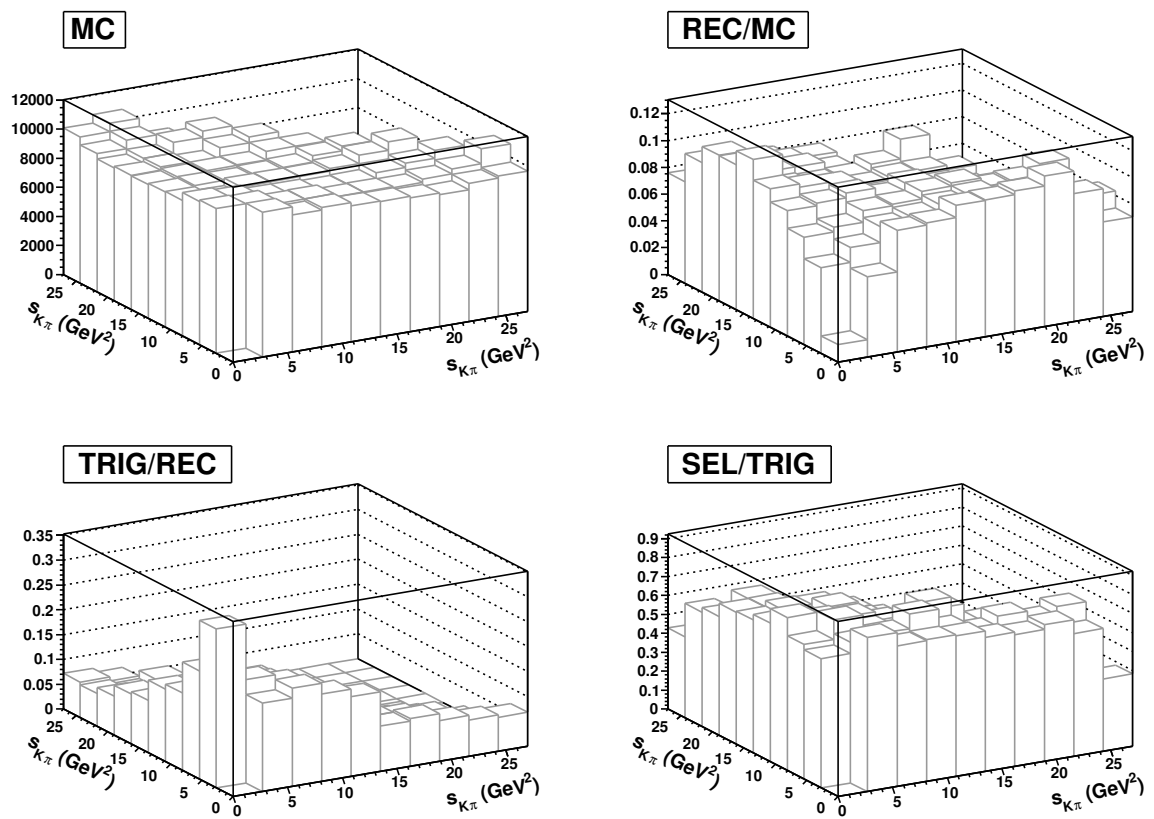


Figura B.23: DP dos eventos gerados de B^0 e efeito de cada etapa em relação a anterior.

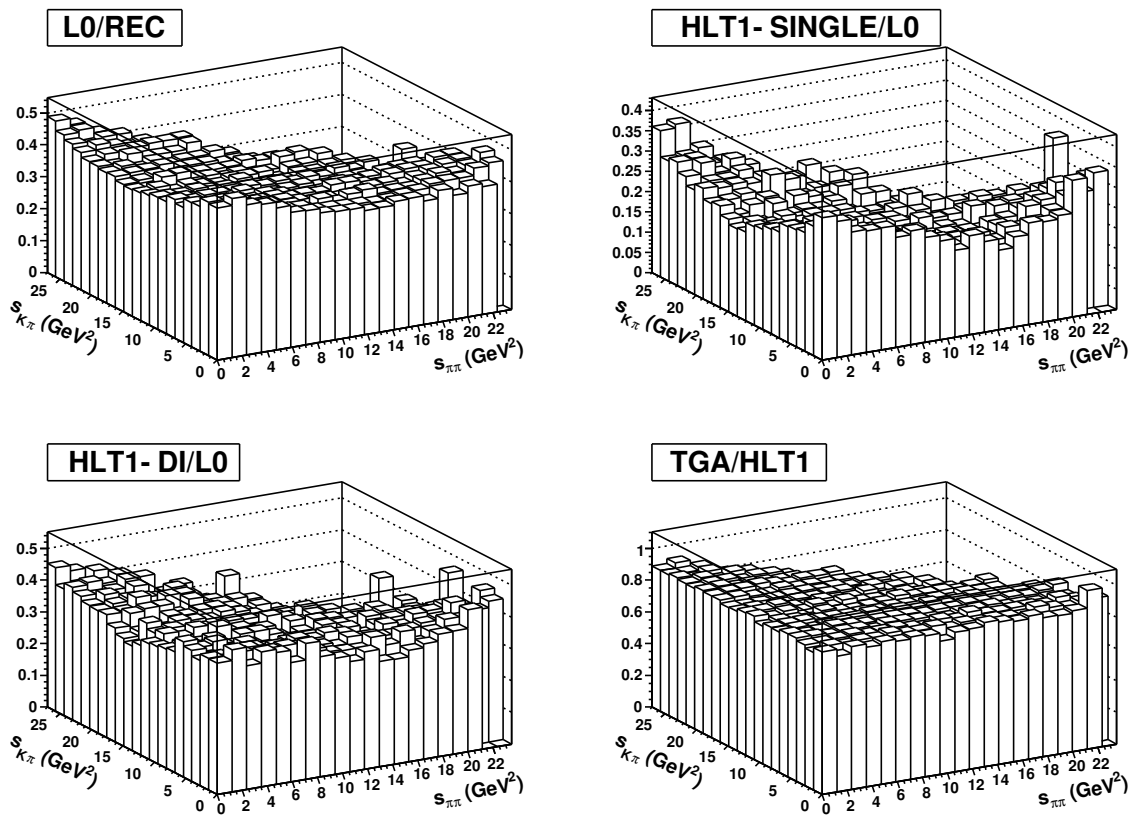


Figura B.24: Efeito das etapas do trigger em B^+ .

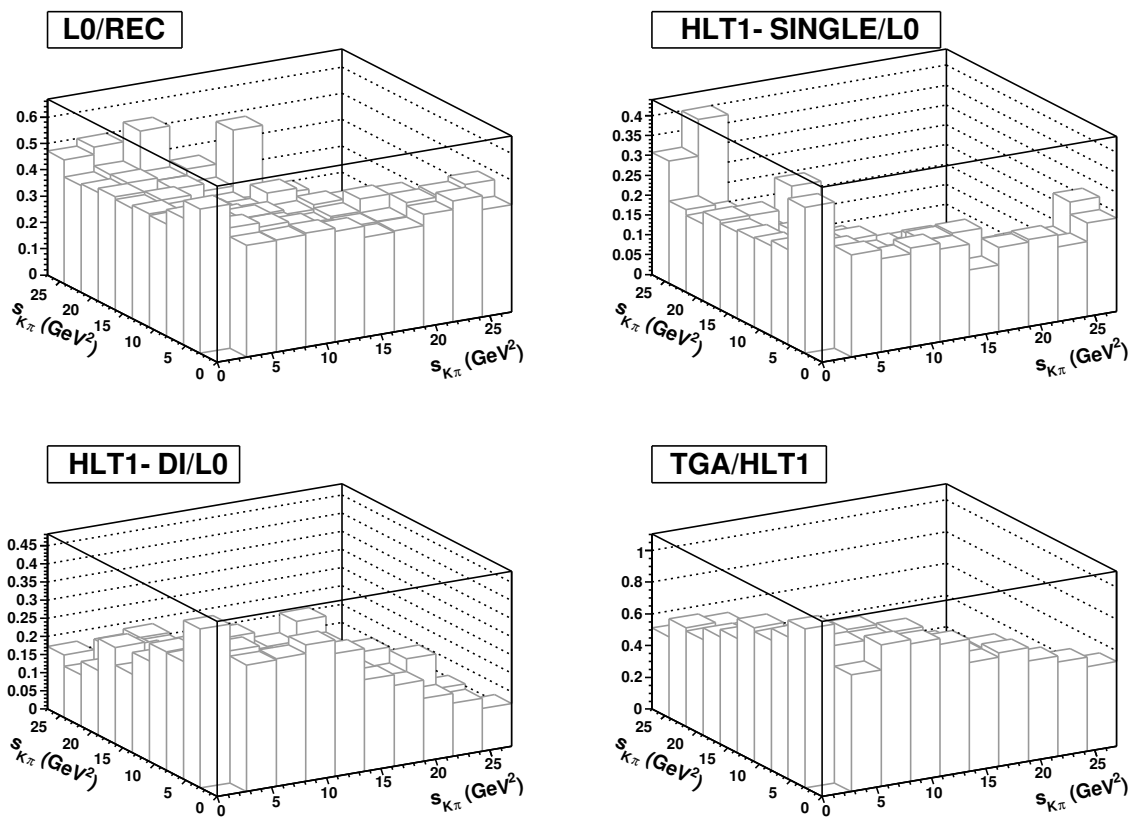


Figura B.25: Efeito das etapas do trigger em B^0 .

Apêndice C

Índice

Principais termos (ou siglas, conceitos) empregados na tese e as páginas de suas explicações detalhadas:

- aceitação do espaço de fase : 37, 88, 98, 142
- ajuste, de dados a uma PDF: 36
- ajuste misto, nova técnica: 93
- amplitude, probabilidade de um processo dinâmico : 29
- âncora, parâmetro fixo durante o procedimento de ajuste : 37
- anti-matéria : 2
- $B \rightarrow K\pi\pi$, topologia : 58
- background : 61, 76, 81
- BackgroundCategory : 72, 81
- $b\bar{b}$, par de quarks criados nas colisões p-p do LHC : 41
- boost de Lorentz : 22
- BR, razão de ramificação : 21
- Brunel, software do LHCb para reconstrução de traços : 57
- calorímetros, sub-detectores do LHCb : 53
- câmaras de múons, sub-detector do LHCb : 54
- $\chi^2_{tr, vtx}$, qualidade do ajuste de um traço/vértice : 60
- CKM, matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa : 7
- cortes de seleção, : 61, 76
- CP, simetria de Carga-Paridade : 6

- DP, Dalitz plot : 26
- DaVinci, software do LHCb para seleção de candidatos B : 57
- decaimento, de uma partícula instável : 21
- DOCA, distância mínima entre dois traços : 60
- erro, precisão, sensibilidade, σ : 136
- fase δ , de uma amplitude : 29
- fase fraca, de uma amplitude : 32
- FD, distância de voo de uma partícula que decai : 58
- γ , ângulo de CKM : 8, 9
- geração, de dados de fast MC : 116
- interferência, entre processos intermediários no DP : 35
- IP, parâmetro de impacto : 59
- HLT1, segunda etapa do trigger no LHCb : 45
- K_S , partícula : 72
- L0, primeira etapa do trigger no LHCb : 44
- LHC, acelerador de partículas do laboratório CERN : 39
- LHCb, experimento : 41
- likelihood, método de ajuste : 37
- LL/DD, traços longos, rio abaixo : 47, 72
- luminosidade, de um acelerador de partículas : 40
- magnitude a , de uma amplitude : 29
- mixing : 11
- MC, dados de Monte Carlo : 55
- MP, Modelo Padrão : 1
- NR, contribuição não-ressonante : 30
- online, offline, ambiente da reconstrução : 63
- PDF, função de distribuição de probabilidades : 37
- pinguim, diagrama : 33
- POINT, variável de pointing : 61, 65

- p-p, colisão de prótons do LHC : 41
- pt, momento transverso : 59
- PV, vértice primário : 58, 141
- r, ϕ , razão das componentes T e P na ressonância $B \rightarrow K^* \pi$: 96
- reconstrução de traços no LHCb : 47, 72, 129
- resolução δ : 136
- ressonância, processo intermediário : 30
- RICH, identificação de partículas no LHCb : 52
- S/B, razão de eventos de sinal para background : 81
- seção de choque de um processo X , σ_X : 39
- significância, variáveis de : 60
- sinal : 61, 76
- SV, vértice secundário : 58
- T, TT, estações de tracking no LHCb : 50
- tabela verdade : 72
- tagging : 9
- TG – trigger topológico, terceira etapa no trigger do LHCb : 45, 65
- traços, classificação no LHCb : 47
- tree, diagrama : 33
- trigger : 43, 62, 74
- trigger exclusivo, inclusivo : 62
- v30, v31, versão do software de reconstrução de traços Brunel : 56, 129
- VELO – vertex locator, detector de silício no LHCb : 49
- VI, corte de isolamento do vértice : 60
- vida média : 21
- VCP, violação da simetria de Carga-Paridade : 6, 15

Bibliografia

- [1] LHCb Collaboration, *LHCb Technical Proposal*, CERN-LHCC/1998-004.
- [2] LHCb Collaboration, *LHCb Magnet*, CERN-LHCC/2000-007.
- [3] LHCb Collaboration, *LHCb Calorimeters*, CERN-LHCC/2000-036.
- [4] LHCb Collaboration, *LHCb RICH*, CERN-LHCC/2000-037.
- [5] LHCb Collaboration, *LHCb Muon System*, CERN-LHCC/2001-010.
- [6] LHCb Collaboration, *LHCb VELO*, CERN-LHCC/2001-011.
- [7] LHCb Collaboration, *LHCb Outer Tracker*, CERN-LHCC/2001-024.
- [8] LHCb Collaboration, *LHCb Online System*, CERN-LHCC/2001-040.
- [9] LHCb Collaboration, *LHCb Inner Tracker*, CERN-LHCC/2002-029.
- [10] LHCb Collaboration, *LHCb Reoptimized detector design and performance*, CERN-LHCC/2003-030.
- [11] LHCb Collaboration, *LHCb Trigger*, CERN-LHCC/2003-031.
- [12] LHCb Collaboration, *LHCb Computing*, CERN-LHCC/2005-019.
- [13] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons (1984).
- [14] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, John Wiley & Sons (1987).
- [15] I. I. Bigi, A. I. Sanda, *CP Violation*, Cambridge University Press (1999).
- [16] L. Wolfenstein, *CP Violation*, North-Holland (1989).
- [17] E. Predazzi, E. Leader, *An Introduction to Gauge Theories and Modern Particle Physics: Vol 2*, Cambridge University Press (1996).

- [18] Particle Data Group, Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).
- [19] E. Byckling, K. Kajantie, *Particle Kinematics*, John Wiley & Sons (1973).
- [20] T. D. Lee e C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).
- [21] C. S. Wu *et al.*, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).
- [22] J. H. Christenson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
- [23] A. Abashian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **13**, 243 (1964).
- [24] BaBar collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001).
- [25] Belle collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001).
- [26] M. Kobayashi e T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. (Japão) **49**, 652 (1973).
- [27] Belle Collaboration, K.-F. Chen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 131802 (2007).
- [28] BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 171803 (2007).
- [29] Heavy Flavor Averaging Group, E. Barberio *et al.*, arXiv:0704.3575.
- [30] M. Gronau, D. London, Phys. Lett. B **253**, 483 (1991) ; M. Gronau, D. London, Phys. Lett. B **265**, 172 (1991).
- [31] D. Atwood, I. Dunietz, A. Soni, Phys. Rev. Lett. **78**, 3257 (1997).
- [32] A. Giri, Yu. Grossman, A. Soffer, J. Zuppan, Phys. Rev. D **68**, 054018 (2003).
- [33] BaBar collaboration, hep-ex/0507101.
- [34] Belle collaboration, K. Abe *et al.*, hep-ex/0308043.
- [35] A. Hocker *et al.*, Eur. Phys. J. C **21**, 225 (2001).
- [36] A. Powell, *Measurements of γ at LHCb with ADS/GLW strategies*, a aparecer nos anais do evento 5th Workshop in the CKM Unitarity Triangle 2008, Roma.
- [37] A. Höcker, *et al.*, Eur. Phys. J. C **21**, 225 (2001).
- [38] I. Bediaga, I.I. Bigi, A. Gomes, G. Guerrer, J. Miranda, A.C.dos Reis, hep-ph/0905.4233 (2009).
- [39] BaBar collaboration, B. Aubert *et al.*, hep-ex/0703020.

- [40] Belle collaboration, K. Abe *et al.*, hep-ex/0703036.
- [41] G. Burdman and J.F. Donoghue, Phys. Rev. **45** 187 (1992).
- [42] I. Bediaga, D.R. Boito, G. Guerrer, F.S. Navarra, M. Nielsen, Phys. Lett. B **665**, 30 (2008).
- [43] I. Bediaga, A. Correa, E. Predazzi, Phys. Lett. B, **215**,166 (1988).
- [44] <http://www.cern.ch/minuit>.
- [45] A. Augusto Alves *et al.*, JINST **3**, S08005 (2008).
- [46] A. Augusto Alves *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **591**, 374 (2008).
- [47] G. Guerrer, V. Gligorov, J. A. Hernando, J. Nardulli, S. Nies, P. Spradlin, CERN-LHCb-PUB-2009-X (em processo de finalização).
- [48] R. E. Kalman, Journal of basic engineering D, **82**, 35 (1960).
- [49] I. Bediaga, G. Guerrer, J. Miranda, A. Santos, *Inclusive decay $B \rightarrow hhh$* , memorando para o LHCb (2008).
- [50] http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/davinci/releases/latest/doxygen/df/d88/class_i_background_category.html
- [51] S. Amato, M. Calvi, M. Gandelman, C. Göbel, N. Mangiafave, S. Poss, F. Rodrigues, CERN-LHCb-2009-019 (2009).
- [52] M . Calvi, B. Khanji, G. Lanfranchi, O. Leroy, S. Poss, CERN-LHCb-2009-025 (2009).
- [53] I. Bediaga, R. E. Blanco, C. Göbel, R. Méndez-Galain, Phys. Rev. Lett. **81**, 4067 (1998).
- [54] BaBar collaboration, B. Aubert *et al.*, hep-ex/0507004.
- [55] Belle Collaboration, A. Garmash *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96** 251803 (2006), hep-ex/0512066.
- [56] M. Ciuchini, M. Pierini, L. Silvestrini, hep-ph/06010233.
- [57] M. Gronau, D. Pirjol, A. Soni, J. Zupan, hep-ph/0608243.
- [58] I. Bediaga, G. Guerrer, J. Miranda, Phys. Rev. D **76** 073011 (2007).

- [59] Belle collaboration, K. Abe *et al.*, hep-ex/0610081.
- [60] Belle Collaboration, R. Kumar *et al.*, hep-ex/0607008.
- [61] C. W. Chiang *et al.*, Phys. Rev. **D69**, 034001 (2004).
- [62] M. Beneke, M. Neubert, Nucl. Phys., **B675**, 333 (2003).
- [63] S. Gardner, J.Tandean, Phys.Rev. **D69**, 034011 (2004).
- [64] M. Beneke and M.Neubert, Nucl. Phys, **B675**, 333 (2003).
- [65] A. J. Buras *et al.*, Phys.Rev.Lett.**92**, 101804 (2004).
- [66] I. Bediaga, F.S. Navarra and M, Nielsen Phys. Lett. **579 B**, 59 (2004).
- [67] H. Cheng and K. Yang, Phys.Rev.**D71**:054020, 2005 e A.K. Giri, B. Mawlong and R. Mohanta, hep-ph/0608088.
- [68] J. Damet, G. Ingelman, TSL/ISV-2001-0242.
- [69] <http://www.gnu.org/software/gsl>.
- [70] <http://root.cern.ch>.