

**CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS**

LAFEX - LABORATÓRIO DE FÍSICA EXPERIMENTAL

**Identificação de Violação de CP em  
Decaimentos do Méson  $B$  em Três Hádrans**

Álvaro Gomes dos Santos Neto

Tese de doutorado apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Física.

**Orientador:** Prof. Dr. Ignácio Alfonso de Bediaga e Hickman

*Rio de Janeiro - RJ*

*Setembro, 2010*

# Agradecimentos

Ao CNPq pelo apoio financeiro;

Ao meu orientador Ignácio Bediaga pela orientação estimulante e discussões fundamentais para minha formação, pela paciência, compreensão e amizade ao longo desses anos;

Aos professores Jussara, Alberto, Javier, Carla e ao funcionário Renato pelas inúmeras ajudas e discussões fundamentais para o desenvolvimento deste trabalho;

Aos colaboradores Jose Hernando e Hans Dijkstra, fundamentais para a compreensão do experimento LHCb;

Aos irmãos Luiz e Marcelo, que mesmo de longe não deixaram de demonstrar companheirismo e amizade ao longo desses anos;

À Ju, Juana e Cora que no último ano dividiram comigo momentos de alegria e que, acima de tudo, me ajudaram a superar os momentos de tristeza e angústia tornando-se pessoas mais do que especiais;

Aos amigos Bruno de Paula, Fernando, Juan, Gabriel Guerrer, Bruno Mota, Catão, Luana e tantos outros que sempre torceram pelo sucesso deste trabalho;

À Stella por ter sido ao longo dos anos irmã e amiga, além de ter feito a correção ortográfica tão elogiada desta tese. Se não fosse seu total apoio, paciência, atenção, carinho e tantas outras qualidades certamente a caminhada teria sido muito mais complicada. Parte dos frutos colhidos neste trabalho também são seus. A você o meu eterno obrigado!

À Maíra pelo apoio, dedicação, paciência e carinho ao longo desses anos;

Aos amigos Sandro e Mari pelo apoio e amizade que, apesar de recente, tornou-se fundamental nesses últimos anos e que pretendo levar comigo por muito tempo;

Aos meus familiares de Uberaba, Pai, Fernanda, Rodrigo, Renata e Danilo que sempre estiveram comigo ao longo desta jornada dando todo suporte, conforto, amor e carinho;

Aos meus familiares, Tatiana, Arley, Gabriel, Álvaro e à minha Vó por todo suporte que me deram. Apesar da distância, sempre pude contar com vocês, com sua compreensão e com seu amor e carinho incondicionais. Não chegaria aqui sem vocês!

Um agradecimento especial à minha mãe, que é a razão de todo meu empenho e dedicação em tudo que eu faço. Você mais do que ninguém sabe das dificuldades que passei ao longo desses anos e mesmo assim sempre me deu amparo, carinho e atenção, sofreu comigo nos momentos difíceis e comemorou comigo nos momentos de felicidade. Sempre acreditou em mim até mesmo quando eu tive dúvidas e hoje, se cheguei até aqui, você é a principal responsável. Te amo!

Acima de tudo, a Deus.

## Resumo

O LHCb, um dos experimentos do *Large Hadron Collider* (LHC), tem como objetivo estudar todos os fenômenos relacionados ao decaimento do méson  $B$ . Recentemente, os experimentos Belle e BaBar confirmaram a existência de violação de CP em decaimentos conjugados do méson  $B$  carregado em dois corpos e, devido à falta de estatística, encontraram apenas indícios de violação de CP em decaimentos conjugados do méson  $B$  carregado em três corpos. Cabe ao LHCb coletar uma quantidade de dados suficiente para confirmar a violação de CP nesse tipo de decaimento, restando a discussão se tal violação de CP é devido à dinâmica da matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) ou se algum mecanismo além modelo padrão contribui com a violação de CP. Além disso, para decaimentos em três corpos, os atuais métodos de medidas dos parâmetros de violação de CP são dependentes do modelo adotado, o que dificulta a separação entre dinâmica da matriz de CKM e física além modelo padrão quando se fala em violação de CP.

Neste contexto, esta tese tem como objetivo apresentar um método independente de modelo de identificar violação de CP em decaimentos de méson  $B$  conjugados em três corpos no estado final sem o quark *charm* comparando os espaços de fase binados dos mésons conjugados (Dalitz Plot). Este método de comparação pode também ser aplicado em decaimentos de méson  $D$  conjugados em três corpos, sendo útil tanto para identificação de violação CP quanto de física além modelo padrão, dependendo dos espaços de fase comparados.

# Abstract

The LHCb, one of the Large Hadron Collider experiments, aims to study all processes related to the  $B$  meson decays. Recently, the Belle and BaBar experiments confirmed the existence of CP violation in the charge conjugated  $B$  meson decays into two bodies and, due to lack of statistics, they detected only evidences of CP violation in the charge conjugated  $B$  meson decays into three bodies. It is for the LHCb the task of collect sufficient data to confirm the CP violation for such decays, remaining the debate if the CP violation is due to the Cabbibo-Kobayashi-Maskawa matrix (CKM) dynamics or if there is some other mechanism beyond standard model contributing to the CP violation. Furthermore, for decays into three bodies, the current methods to measure the CP violation parameters are model dependents, which complicates the separation between CKM dynamics and physics beyond standard model contributing to CP violation.

In this context, this thesis has as objective to present a novel method model independent to identify CP violation in the charmless charge conjugated  $B$  meson decays into three bodies by comparing the binned phase spaces of the conjugated mesons (Dalitz Plot). This method of comparison can also be applied in the conjugated  $D$  mesons decays, being helpfull to identify CP violation or physics beyond standard model, depending on the phase spaces compared.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Introdução teórica</b>	<b>6</b>
2.1	Simetrias C, P e T . . . . .	6
2.2	Modelo Padrão e Matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa . . . . .	8
2.3	Dalitz Plot . . . . .	14
2.4	Dinâmica do Decaimento . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Significância em Dalitz Plot</b>	<b>21</b>
3.1	Definição de Significância e Testes com fast Monte Carlo . . . . .	21
3.1.1	Outras aplicações: mirandizing em charm . . . . .	27
3.2	Oscilação de mésons e Amplitudes de Probabilidade dependentes do tempo	31
3.2.1	Diferença dos Módulos . . . . .	32
3.2.2	Soma dos Módulos . . . . .	35
<b>4</b>	<b>O Detector LHCb</b>	<b>40</b>
4.1	LHC . . . . .	40
4.2	LHCb . . . . .	44
4.2.1	VeLo . . . . .	45
4.2.2	Magneto . . . . .	47
4.2.3	Estações de Traço . . . . .	48
4.2.4	RICH . . . . .	49
4.2.5	Calorímetro . . . . .	50
4.2.6	Sistema de Múons . . . . .	51
<b>5</b>	<b>Estrutura do Software do LHCb</b>	<b>53</b>
5.1	Infraestrutura Gaudi . . . . .	53
5.2	Projetos do LHCb . . . . .	54
<b>6</b>	<b>Trigger do LHCb</b>	<b>58</b>
6.1	L0 . . . . .	59
6.1.1	Trigger de Calorímetro . . . . .	59
6.1.2	Trigger de Múons . . . . .	59

6.1.3	Sistema de Empilhamento . . . . .	60
6.1.4	Unidade de Decisão . . . . .	61
6.2	Hlt1 . . . . .	62
6.2.1	Confirmação do L0 . . . . .	63
6.2.2	Hádron Único . . . . .	63
6.2.3	Hádron Duplo . . . . .	64
6.3	Hlt2 . . . . .	66
6.4	Trigger Outubro-2009 . . . . .	69
<b>7</b>	<b>Seleção Inclusiva <math>B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-</math></b>	<b>71</b>
7.1	Amostras de Monte Carlo . . . . .	72
7.2	Definições . . . . .	72
7.3	Efeitos do Trigger . . . . .	76
7.4	Seleção Inclusiva: Redução $10^{-3}$ . . . . .	80
7.5	Eficiência e Efeitos no Dalitz Plot . . . . .	83
7.6	Seleção Inclusiva: Redução $10^{-4}$ . . . . .	85
7.7	Classificação dos Eventos de Fundo . . . . .	90
7.8	Número de Eventos Esperados e Razão S/B . . . . .	91
7.9	Dados Reais . . . . .	93
<b>8</b>	<b>Mirandizing no Monte Carlo do LHCb</b>	<b>97</b>
8.1	Significância no Monte Carlo do LHCb . . . . .	97
<b>9</b>	<b>Conclusão</b>	<b>107</b>
<b>10</b>	<b>Apêndice A</b>	<b>111</b>

# Capítulo 1

## Introdução

A ideia de que toda a matéria é composta por partículas elementares data desde o século VI a.c. mas com base apenas em argumentos filosóficos sendo que apenas no século XIX os primeiros experimentos foram realizados com o objetivo de confirmar esta tese. Em 1928 o físico inglês Paul A.M. Dirac, em sua famosa equação, prevê a existência do pósitron, confirmada quatro anos depois. Outras antipartículas foram descobertas nos anos subsequentes, mas sempre com alguma dificuldade devido ao fato de que as antipartículas não tem um tempo de vida muito longo, pois interagem com a matéria e se aniquilam. Neste cenário surge a pergunta: Por que observamos pouca antimatéria na natureza? A resposta ainda é incerta mas, de acordo com a teoria do Big-Bang, na origem do universo existia a mesma quantidade de partícula e antipartícula e algum processo deve ter ocorrido durante a evolução do universo favorecendo a formação de matéria. Nos anos sessenta, o físico russo Andrey Sakarov [1] propôs duas condições para que o número de matéria no universo fosse maior que antimatéria. São elas:

- Violação do número bariônico;
- Violação da simetria de Carga-Paridade (violação de CP);

A primeira condição significa que durante a bariogênese não ocorreu conservação do número bariônico implicando, por exemplo, que o próton decaia. Até o momento, nunca se observou a violação do número bariônico nos experimentos ou na natureza. Para mais detalhes, ver [2]. Já a violação de CP foi primeiramente observada em 1964 no decaimento do méson káon neutro [3, 4]. Essa assimetria é devido ao fato de que a transformação de  $K^0$  em  $\bar{K}^0$  (oscilação) não ocorre com a mesma taxa que a transformação inversa.

No passado recente, as chamadas fábricas de méson  $B$  confirmaram que a dinâmica descrita pela matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) parece ser a principal responsável pela violação de CP observada até agora. Mais precisamente, qualquer assimetria observada em decaimentos conjugados do méson  $B$  carregado pode ser interpretada como uma manifestação das fases de CKM. No cenário de dois corpos no estado final, uma violação de CP direta ( $\mathcal{A}_{CP}$ ) foi detectada pelos experimentos Belle [5] e BaBar [6] por simplesmente contar a diferença no número de eventos dos decaimentos de  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  e

$\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+$ . Apesar de nenhuma assimetria de CP ter sido detectada para decaimentos do méson  $B$  carregado em três corpos, os experimentos Belle e BaBar afirmam ter evidências de uma violação de CP direta no decaimento  $B^\pm \rightarrow K^\pm \rho^0$  [7, 8] medida através de uma análise de amplitudes do estado final  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ . No entanto, os experimentos não foram capazes de confirmar essa violação de CP devido à falta de estatística acumulada. Neste sentido, o experimento LHCb tem o potencial de confirmar os resultados obtidos por Belle e BaBar e estabelecer se existe ou não uma violação de CP direta <sup>1</sup> para o decaimento conjugado de mésons  $B$  carregados, restando a discussão se essa violação de CP observada é devido à dinâmica da matriz de CKM ou se existe uma física além modelo padrão.

Para decaimentos de mésons em três corpos no estado final, o espaço de fase<sup>2</sup> do decaimento revela informações importantes quanto à dinâmica envolvida no processo. Dependendo da escolha das variáveis utilizadas na descrição do espaço de fase, pode-se aplicar modelos para descrever a amplitude do decaimento para extrair informações relacionadas ao modelo padrão que descreve as interações entre as partículas. Por exemplo, os experimentos Belle e BaBar utilizaram o espaço de fase do decaimento de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  para estender a medida de assimetria aplicada no decaimento de dois corpos  $\mathcal{A}_{CP}$  para o caso de três corpos. No entanto, como a densidade do espaço de fase é constante, pode-se obter muito mais informações relacionadas ao decaimento do que apenas o número total de eventos. Certas regiões de massa muito populadas podem representar a presença de uma ressonância, que são estados intermediários de decaimentos em três corpos, e indicar sua largura. Além disso, a distribuição angular característica do spin de algumas ressonâncias podem modular a região de massa que, quando estiverem distorcidas, indicam a interferência entre duas ressonâncias. Todas essas características podem ser quantificadas aplicando-se um modelo para a descrição da amplitude final que consiste de termos que dependem do módulo e da fase complexa das ressonâncias que contribuem com o decaimento, além de uma contribuição não ressonante. Com esta descrição, a região do espaço de fase com interferência entre duas ressonâncias é a mais sensível aos parâmetros de violação de CP. Entretanto, uma análise no espaço de fase é completamente dependente do modelo já que a parametrização da amplitude não é trivial, nem mesmo para a contribuição não ressonante.

Para evitar essa dependência com relação ao modelo, esta tese propõe uma maneira direta de identificar as diferenças entre duas superfícies de Dalitz - chamada *Significância da diferença entre duas superfícies de Dalitz* - na qual, partindo de uma superfície binada, apenas o conteúdo de cada bin é levado em consideração para identificar regiões com assimetrias de CP [9]. A principal característica desse novo método é a sua aplicabilidade mesmo quando as amostras disponíveis não possuem muita estatística acumulada, cenário semelhante aos dois primeiros anos (run 2010/2011) de tomada de dados no experimento LHCb. Além disso, dependendo do decaimento em que for aplicada, a medida de significância da diferença de dois Dalitz Plots pode também revelar a presença de física além

---

<sup>1</sup>Violação de CP direta é a diferença no número total de decaimentos de partículas e de antipartículas.

<sup>2</sup>Dependendo da escolha das variáveis utilizadas para descrever o espaço de fase, este recebe o nome de Dalitz Plot ou superfície de Dalitz. Para mais detalhes, ver capítulo 2.

modelo padrão, sendo um bom guia para as futuras análises de amplitudes. No entanto, por não fornecer uma medida quantitativa de violação de CP, a significância da diferenças de duas superfícies não é o estágio final na análise de assimetrias em Dalitz Plot. Ao contrário, este método pretende servir como guia para localizar em quais decaimentos e até mesmo em quais regiões do Dalitz Plot a assimetria se localiza, auxiliando na escolha do modelo para a análise de amplitudes. Por enquanto, a única maneira de fornecer uma medida quantitativa de violação de CP em decaimentos de três corpos ainda é realizar uma análise de amplitudes no Dalitz Plot, que é dependente do modelo.

Outro importante fator quanto à medida de violação de CP diz respeito à origem de tal assimetria. Para o decaimento conjugado de mésons  $B$  em três corpos, a dinâmica da matriz de CKM prevê assimetrias em canais como  $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ ,  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  e  $B^\pm \rightarrow p\bar{p}K^\pm$ , permitindo que diferentes métodos sejam aplicados para medir os parâmetros relacionados à violação de CP. Esses canais já foram detectados pelas fábricas de méson  $B$  e estão reportados em [10] e [11, 12]. Por outro lado, na maioria dos decaimentos de mésons charmosos ( $D$ ), limites experimentais revelam que deve-se esperar apenas assimetrias leves mesmo na presença de física além modelo padrão. O fato é que a matriz de CKM gera apenas violação de CP da ordem de  $10^{-3}$ , na melhor das hipóteses, para esses mésons. Por outro lado, qualquer assimetria observada no decaimento de mésons  $D$  significa uma forte evidência de física nova além modelo padrão (Ver, por exemplo, [13]). Em outras palavras, apesar da expectativa ser por uma violação de CP menor no setor dos mésons  $D$ , a influência da dinâmica da matriz de CKM na geração de assimetrias no setor dos méson  $B$  é muito maior. Assim, podemos escrever que

$$\frac{\text{Assimetria de CP}}{\text{Matriz CKM}} \Big|_{\text{decaimento } \mathbf{D}} > \frac{\text{Assimetria de CP}}{\text{Matriz CKM}} \Big|_{\text{decaimento } \mathbf{B}}. \quad (1.1)$$

Outros canais como  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ \pi^-$ ,  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ K^-$  e  $B^\pm \rightarrow p\bar{p}\pi^\pm$  foram analisados pelas colaborações Belle e BaBar e não tiveram evidências de violação de CP devido à falta de estatística acumulada [14, 15, 16]. Para esses canais, o LHCb tem condições de coletar um bom número de eventos já nos dois primeiros anos de tomada de dados. Além disso, a busca por decaimentos exóticos como  $B^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$  e  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^\pm \pi^\mp$  também entra no programa do LHCb. A previsão do modelo padrão para a fração de decaimentos desses dois canais é  $\mathcal{O}(10^{-14})$  e  $\mathcal{O}(10^{-11})$  respectivamente. Essas frações podem ser aumentadas por alguns mecanismos além modelo padrão [17] que podem ser observados dentro da estatística do LHCb. Recentemente, o experimento BaBar definiu um novo limite superior para essas medidas da fração do decaimento de  $B^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$  em  $9.5 \times 10^{-7}$  e para  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^\pm \pi^\mp$  em  $1.6 \times 10^{-7}$  [18].

Para este propósito, o LHCb pretende coletar dados de colisões de prótons a uma energia de 14 TeV no centro de massa do sistema, cujo objetivo principal é reconstruir mésons  $B$  e  $D$  que serão produzidos na mesma direção de colisão dos prótons. Entretanto, vale ressaltar que o acelerador LHC, e em especial o experimento LHCb, obterão dados em uma escala de energia nunca antes alcançada, fazendo com que cada dado analisado não tenha um paralelo para comparação com os atuais experimentos. Devido à limitações técnicas

da máquina, o acelerador LHC inicialmente irá colidir prótons a uma energia de apenas  $7\text{ TeV}$  no centro de massa e com uma luminosidade que irá aumentar gradualmente durante o primeiro run<sup>3</sup> 2010-2011. Nessas condições, o acelerador pode ser melhor entendido, minimizando a possibilidade de erros e, portanto, garantindo um maior tempo de coleta de dados. Quando estiver operando em sua capacidade nominal, o LHC tem condições de fornecer uma luminosidade total integrada entre  $80\text{ fb}^{-1}$  e  $150\text{ fb}^{-1}$  por run, dependendo do tempo total de tomada de dados. Para qualquer uma das condições acima, o LHCb precisa ter um sistema de reconstrução de traço bem eficiente, um sistema de identificação de traço bem preciso, uma boa reconstrução de vértices que permita separá-los em primário e secundário, além de um sistema de trigger bem otimizado e eficiente.

Para a análise de todos os canais mencionados, foi proposta à colaboração uma *análise inclusiva*, ou seleção de  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ , onde todos esses canais estarão presentes. A ideia básica desta análise inclusiva é reconstruir o decaimento de um méson  $B$  carregado em três traços aos quais associa-se a massa do pión dentro de uma janela de massa entre  $4\text{ GeV}$  e  $6\text{ GeV}$ . O motivo de uma janela de massa dessas dimensões é devido ao fato de que todos os decaimentos estão sendo reconstruídos associando às suas filhas a massa do píons. Desta forma, a massa invariante de um canal específico, digamos  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ , não é mais uma gaussiana e sim uma distribuição que se prolonga para valores inferiores a  $5\text{ GeV}$ . Com esta janela de massa, os seguintes canais serão incluídos:

- $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$  ;
- $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  ;
- $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ \pi^-$  ;
- $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ K^-$  ;
- $B^\pm \rightarrow p \bar{p} \pi^\pm$  ;
- $B^\pm \rightarrow p \bar{p} K^\pm$  ;
- Além de canais raros/exóticos.

Existem algumas vantagens em se produzir uma análise inclusiva para  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ . Primeiro, a análise física e técnica é bastante similar entre todos os canais. Devido ao alto número de eventos esperados para alguns canais como  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ , a análise pode fornecer uma amostra limpa e sem distorções para medidas de violação de CP. Além disso, uma análise inclusiva permite o estudo de canais super exóticos, com violação de número bariônico, como  $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm p^\mp$ . Outro decaimento interessante e que pode ser incluído na análise inclusiva é o  $B^\pm \rightarrow K^\pm \mu^+ \mu^-$ , que só pode ocorrer através de diagramas com vários *loops*. A análise inclusiva de  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  não foi otimizada para identificar múons, mas a presença do decaimento  $B^\pm \rightarrow K^\pm \mu^+ \mu^-$  pode possibilitar um melhor controle do

---

<sup>3</sup>Um run de um experimento é a duração de tomada de dados com a máquina funcionando em uma determinada configuração.

trigger e da performance da reconstrução de traços. Generalizando, qualquer decaimento não previsto pelo modelo padrão em três corpos, além de decaimentos raros, podem ser incluídos na análise inclusiva de  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ .

O objetivo desta tese é o de propor um novo método, modelo independente, de identificação de anisotropias no Dalitz Plot de um decaimento conjugado de méson  $B$  em três hádrons carregados. Embora a aplicação do método em decaimentos de méson  $D$  possibilite uma identificação de física nova além modelo padrão, a tese se focará no decaimento dos mésons  $B$  incluídos na análise de  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  proposta pelo grupo do CBPF e aprovada pela colaboração LHCb. Para este propósito, o capítulo 2 traz algumas definições importantes acerca de simetrias, Dalitz Plot e dinâmica dos decaimentos, o capítulo 3 apresenta a definição da medida de significância da diferença entre duas superfícies de Dalitz e testes da medida com fast Monte Carlo, o capítulo 4 apresenta uma descrição do acelerador LHC e do experimento LHCb. A estrutura do software do LHCb está esquematizada no capítulo 5 e no capítulo 6 o trigger do experimento é detalhado em todos os seus níveis. Os capítulos 7 e 8 trazem a definição da análise inclusiva  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  e a extensão da medida de anisotropias do Dalitz Plot no Monte Carlo do LHCb. As conclusões da tese estão no capítulo 9. O capítulo 10 apresenta um apêndice com as linhas gerais do código que produziu as ntuplas utilizadas para realizar os vários estudos apresentados nesta tese.

# Capítulo 2

## Introdução teórica

Antes de iniciar a discussão sobre medidas de anisotropia no espaço de fase dos decaimentos em três hádrons carregados, este capítulo tem por objetivo apresentar as bases teóricas necessárias para uma boa compreensão da tese como definição de simetrias e Dalitz Plot.

### 2.1 Simetrias C, P e T

O conceito de simetrias em física pode ser traduzido como invariância diante de uma determinada operação. Do ponto de vista técnico, o *Teorema de Noether* enuncia que qualquer simetria diferenciável de uma ação de um sistema físico corresponde a uma lei de conservação. Como exemplo, na mecânica clássica temos:

INVARIÂNCIA	GRANDEZAS CONSERVADAS
Translações Espaciais	Momento Linear
Rotações	Momento Angular
Translações Temporais	Energia

Em mecânica quântica a situação é um pouco diferente. Devido ao fato de as partículas ocuparem somente determinados estados físicos discretizados, as simetrias para este ramo geram quantidades conservadas que são descritas pelos chamados *números quânticos*, que representam os estados físicos permitidos para uma determinada partícula. Para a física experimental de altas energias, 3 simetrias são especialmente importantes:

- Conjugação de Carga **C** - transforma uma partícula em sua antipartícula, ou seja, inverte todos os números quânticos que descrevem o estado da partícula;
- Paridade **P** - inversão das coordenadas espaciais:  $P|\psi(t, \vec{r})\rangle = |\psi(t, -\vec{r})\rangle$ ;
- Reversão Temporal **T** - inversão da coordenada temporal:  $T|\psi(t, \vec{r})\rangle = |\psi(-t, \vec{r})\rangle$ ;

Enquanto as interações eletromagnética e forte são simétricas com relação a C, P e T, a interação eletrofraca tinha uma situação indefinida até a década de 50. Em 1956, Lee e Yang [19] reuniram todos os resultados experimentais da época e concluíram que nenhum deles confirmava a invariância da interação fraca com relação à paridade. Experimentos subsequentes tentaram provar a violação de paridade, finalmente confirmada no famoso trabalho de Wu *et al.* [20] utilizando o decaimento  $\beta$  do núcleo de cobalto:



Neste experimento, o spin do núcleo de cobalto foi alinhado com a utilização de um campo magnético externo. Nesta configuração, foi observada uma assimetria na direção de propagação do elétron resultante do decaimento, que sempre se dirigia para uma mesma direção, como pode ser visto na figura 2.1. Quando a polaridade do campo magnético era invertida, observava-se uma mesma mudança na direção de emissão dos elétrons. Esta correlação na direção de propagação do elétron com o spin nuclear (ajustado com o campo magnético externo) pode ser explicada se a conservação de momentum angular ( $J_z = 1$  na figura) for sempre formada por um elétron *levógiro* e um antineutrino *dextrógiro*<sup>1</sup>.

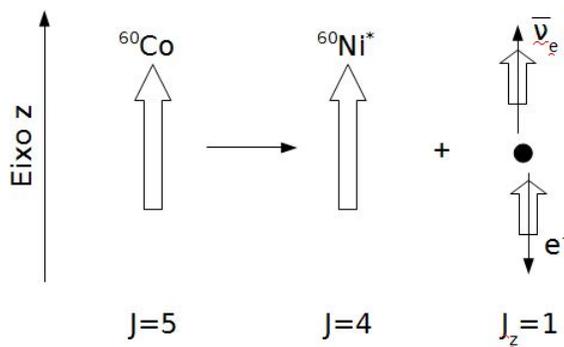


Figura 2.1: Experimento de decaimento do  ${}^{60}\text{Co}$ . O elétron emitido sempre está com momentum linear na direção oposta ao momentum angular revelando a violação de paridade para a interação fraca.

Ao se comparar com os resultados de outros experimentos, as conclusões foram sempre as mesmas: apenas antineutrinos dextrógiros ou neutrinos levógiros estão envolvidos com a interação eletrofraca. A ausência de um estado conjugado de carga e paridade dos neutrinos ou antineutrinos (neutrino dextrógiro ou antineutrino levógiro) é uma evidência clara da violação dessas simetrias para a interação fraca. Um outro exemplo é o decaimento  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu^L$ . Este tipo de decaimento está ilustrado na figura 2.2 e ocorre através de

<sup>1</sup>Os termos levógiro e dextrógiro utilizados para descrever o elétron e o antineutrino no experimento com o núcleo de cobalto referem-se à direção do momentum linear da partícula com relação à direção do momentum angular. Partículas que possuem momentum angular na mesma direção do momentum linear são ditas partículas dextróginas. Se as direções forem opostas, são ditas partículas levóginas.

um bóson  $W^\pm$ . Para o decaimento do pión temos as seguintes relações:

$$\begin{aligned} \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu^L &\neq \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu^R && \text{Assimetria de } P, \\ \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu^L &\neq \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu^L && \text{Assimetria de } C, \end{aligned}$$

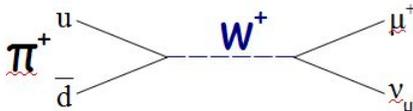


Figura 2.2: Decaimento do  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu^L$ . Quando aplicadas isoladamente, as operações de conjugação de carga e paridade resultam em um estado proibido de acordo com o modelo padrão. No entanto, quando aplicadas juntas, a operação de CP é conservada para o decaimento do pión.

Ainda na década de 50 o físico russo Lev Landau propôs que, apesar da violação de P e C, a operação conjunta CP seria invariante. Para os experimentos do cobalto e do decaimento do pión a invariância de CP foi confirmada.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu^L = \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu^R \quad \text{Invariância de } CP.$$

No entanto, em 1964 o experimento de Cronin e Fitch identificou a violação de CP no setor dos káons neutros, revelando que eles se manifestam de dois modos diferentes com relação à força fraca (káon longo e káon curto). Recentemente os experimentos Belle e Babar identificaram a violação de CP no setor dos mésons  $B$ . A violação de CP dentro do modelo padrão das partículas elementares ocorre devido à presença de fases complexas na matriz de mistura das diferentes famílias de quarks. Tanto o modelo padrão quanto a matriz de mistura serão apresentados na próxima seção.

## 2.2 Modelo Padrão e Matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa

O modelo padrão das partículas elementares é a teoria quântica de campos que descreve as partículas elementares e três das quatro forças da natureza: eletricidade e magnetismo, a força nuclear fraca e a força nuclear forte. A interação gravitacional não faz parte do modelo padrão já que a energias abaixo da escala de Planck a gravitação é desprezível no nível atômico. Ao todo existem 16 partículas fundamentais identificadas no modelo padrão sendo que 7 foram previstas antes de terem sido identificadas. Das partículas previstas,

uma ainda falta ser identificada: o bóson de Higgs, que seria o intermediador do campo de Higgs, responsável por gerar massa para todas as outras partículas do modelo padrão.

No modelo padrão existe um total de 6 quarks, 6 léptons e 5 intermediadores de força. Quarks e léptons estão divididos em três famílias e são classificados como férmions por terem spin semi-inteiro enquanto que os intermediadores de forças são classificados como bósons por terem spin inteiro. Cada uma dessas partículas tem uma antipartícula correspondente com números quânticos invertidos. A figura 2.3 apresenta todas as partículas do modelo padrão juntamente com algumas de suas propriedades.

**Três Gerações de Férmions**

	I	II	III	
massa →	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
carga →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
nome →	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b><math>\gamma</math></b> photon
Quarks	4.8 MeV $-\frac{1}{3}$ <b>d</b> down	104 MeV $-\frac{1}{3}$ <b>s</b> strange	4.2 GeV $-\frac{1}{3}$ <b>b</b> bottom	0 0 <b>g</b> gluon
	<2.2 eV 0 $\frac{1}{2}$ <b><math>\nu_e</math></b> electron neutrino	<0.17 MeV 0 $\frac{1}{2}$ <b><math>\nu_\mu</math></b> muon neutrino	<15.5 MeV 0 $\frac{1}{2}$ <b><math>\nu_\tau</math></b> tau neutrino	91.2 GeV <sup>0</sup> 0 1 <b>Z</b> weak force
	0.511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ <b>e</b> electron	105.7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ <b><math>\mu</math></b> muon	1.777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ <b><math>\tau</math></b> tau	80.4 GeV $\pm 1$ 1 <b>W<sup>±</sup></b> weak force
Leptons				Bosons (Forças)
				<b>Higgs*</b>

\*A ser determinado.

Figura 2.3: "Tabela Periódica" do Modelo Padrão

Até a década de 60, o modelo padrão descrevia as interações na natureza utilizando apenas uma geração de quarks (up e down) e, para interações fracas, permitia a existência de correntes fracas acoplando esses quarks, como  $u \leftrightarrow d$ . No entanto, a detecção do decaimento  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu^L$  trouxe um problema não previsto: como o káon é composto por um quark up e um anti-quark strange, o modelo padrão deveria ser capaz de permitir

correntes fracas entre gerações diferentes de quarks. Em 1963, o físico italiano Nicola Cabbibo, à luz apenas dos conhecimentos da época<sup>2</sup>, introduziu a ideia de descrever as correntes fracas para os dubletos  $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}$  e  $\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}$ , com  $d'$  e  $s'$  sendo estados rotacionados de  $d$  e  $s$ <sup>3</sup>:

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

no qual o parâmetro arbitrário  $\theta_c$  é chamado ângulo de Cabbibo e vale  $13^\circ$ . Nesta nova descrição, o decaimento do káon  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu^L$  é proporcional a  $\sin \theta_c$  e dito *Cabbibo suprimido*, enquanto que o decaimento do pión  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu^L$  é proporcional a  $\cos \theta_c$  e dito *Cabbibo favorecido*.

Em decaimentos mais complexos, a transição entre os quarks e suas relações com a matriz de Cabbibo definem o qual provável é o estado final do decaimento. Por exemplo, a figura 2.4 mostra três decaimentos diferentes para o méson  $D^0$ . No primeiro caso (figura 2.4a), a transição do quark *charm* em *strange* e a desintegração do bóson  $W$  em *up* e *down* são ambas diretamente relacionadas com  $\cos \theta_c$  e portanto o decaimento é dito *Cabbibo Favorecido*. A razão de ramificação<sup>4</sup> para o decaimento  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  é de 3.98%. No segundo caso, a transição do quark *charm* em *down* é proporcional à  $\sin \theta_c$  e dizemos que o decaimento  $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  é *simplesmente Cabbibo suprimido*, com uma razão de ramificação de  $1.4 \times 10^{-3}\%$ . Finalmente, o terceiro caso (figura 2.4c) traz duas transições dependentes de  $\sin \theta_c$  e assim o decaimento  $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$  é dito *duplicamente Cabbibo suprimido* com uma razão de ramificação de  $1.5 \times 10^{-5}\%$ .

Com a descoberta da violação de CP em 1964, houve a necessidade de se incorporar ao modelo padrão algum mecanismo que explicasse a origem desse fenômeno. Contudo, apenas em 1973 os físicos Makoto Kobayashi e Toshihide Maskawa[21] propuseram uma forma para a violação de CP, ao introduzirem uma terceira geração de quarks. Mostra-se que para três gerações a matriz mais geral possível para descrever a mistura entre os quarks é dependente de três parâmetros reais além de um parâmetro complexo, associado à violação de CP. A proposta do trabalho de Kobayashi-Maskawa é uma generalização da matriz de Cabbibo, proposta uma década antes.

<sup>2</sup>Na época do trabalho de Cabbibo, os quarks não haviam sido teorizados. O trabalho de Gell-Mann e Zweig propôs os quarks up, down e strange para explicar a organização de bárions e mésons em octetos (*eightfold way*) enquanto que o trabalho de Glashow, Iliopoulos e Maiani, conhecido como mecanismo de GIM, propôs o quark charm. Os três primeiros quarks foram identificados pela primeira vez em 1968 enquanto que o charm foi identificado apenas em 1974.

<sup>3</sup>A proposta original de Cabbibo foi descrever apenas o quark  $d'$  como um estado rotacionado. No entanto, a ideia foi estendida para o quark  $s$ .

<sup>4</sup>A razão de ramificação de uma partícula pode ser interpretada como sendo a probabilidade desta partícula decair em algum canal específico.

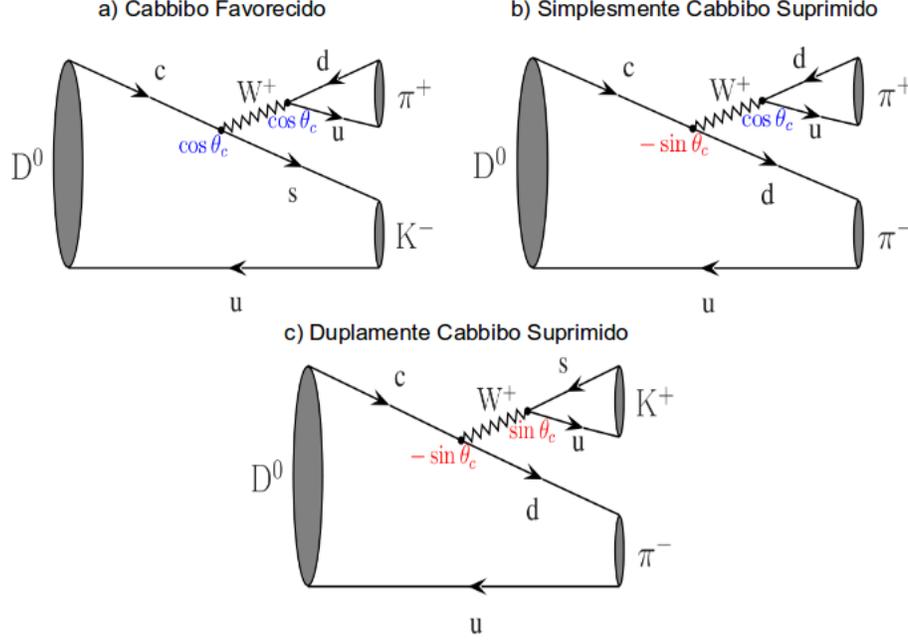


Figura 2.4: Diagramas representando três diferentes decaimentos do méson  $D^0$ . Cada transição dos quarks envolvidos no processo dependem de  $\sin \theta_c$  ou  $\cos \theta_c$ , definindo o quão provável é tal decaimento.

Sendo assim, para descrever acoplamentos fracos do tipo,

$$\begin{aligned}
 & \bar{u}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)[V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b], \\
 & \bar{c}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)[V_{cd}d + V_{cs}s + V_{cb}b], \\
 & \bar{t}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)[V_{td}d + V_{ts}s + V_{tb}b],
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

onde  $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$  é o produto das matrizes de Dirac que definem as relações de anti-comutação, utilizamos a matriz de *Cabbibo-Kobayashi-Maskawa* (CKM)

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

que é unitária e complexa, podendo ser parametrizada de várias formas. A parametrização padrão descreve  $V$  através dos ângulos  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$  e  $\theta_{13}$  além de uma fase complexa  $\delta$ , responsável pela violação de CP. Assim:

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

em que  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$  e  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$  para as misturas entre as gerações  $i, j = 1, 2, 3$  de quarks. Sendo assim, os ângulos estão definidos de tal forma que geram estados rotacionados de duas gerações específicas. Para o caso especial em que  $\theta_{13} = \theta_{23} = 0$ , a matriz  $V$  reduz-se à matriz de Cabbibo, com o ângulo  $\theta_{12}$  sendo o ângulo de Cabbibo. Para explicitar as ordens de grandeza de cada termo da matriz  $V$ , a parametrização de Wolfenstein[22] é mais apropriada:

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

em que

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

onde  $s_{12} = \lambda$ ,  $s_{23} = A\lambda^2$  e  $s_{13}e^{-i\delta} = A\lambda^3(\rho - i\eta)$ . A matriz CKM deve ser unitária, ou seja  $VV^\dagger = V^\dagger V = I$ . Ao todo existem 9 relações de unitariedade, das quais 6 formam triângulos no plano complexo:

$$\begin{aligned} V_{ud}^*V_{cd} + V_{us}^*V_{cs} + V_{ub}^*V_{cb} &= 0, & \lambda, \lambda, \lambda^5 \\ V_{ud}^*V_{td} + V_{us}^*V_{ts} + V_{ub}^*V_{tb} &= 0, & \lambda^3, \lambda^3, \lambda^3 \\ V_{cd}^*V_{td} + V_{cs}^*V_{ts} + V_{cb}^*V_{tb} &= 0, & \lambda^4, \lambda^2, \lambda^2 \\ V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* &= 0, & \lambda, \lambda, \lambda^5 \\ V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* &= 0, & \lambda^3, \lambda^3, \lambda^3 \\ V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* &= 0, & \lambda^4, \lambda^2, \lambda^2 \end{aligned} \quad (2.7)$$

onde a segunda e a quinta relações são formadas por termos de mesma ordem em  $\lambda$ , criando um triângulo com todos os lados de mesma magnitude. Para a equação (2.7) temos os lados com as seguintes dimensões:

$$\begin{aligned} V_{ud}V_{ub}^* &= A\lambda^3(1 - \lambda^2/2)(\rho + i\eta), & A\lambda^3(\rho, \eta) \\ V_{cd}V_{cb}^* &= -A\lambda^3, & -A\lambda^3(1, 0) \\ V_{td}V_{tb}^* &= A\lambda^3(1 - \rho - i\eta), & A\lambda^3(1 - \rho, -\eta), \end{aligned}$$

onde as coordenadas de cada vetor, partindo da origem, estão indicadas nos parêntesis e ordens de  $\lambda^5$  foram desconsideradas. As posições dos vetores no plano complexo, partindo da origem, estão presentes na figura 2.5.

Dividindo todos os lados por  $V_{cd}^*V_{cb}$  e reposicionando os vetores no plano complexo, obtém-se o triângulo ilustrado na figura 2.6. Os ângulos ilustrados na figura são definidos

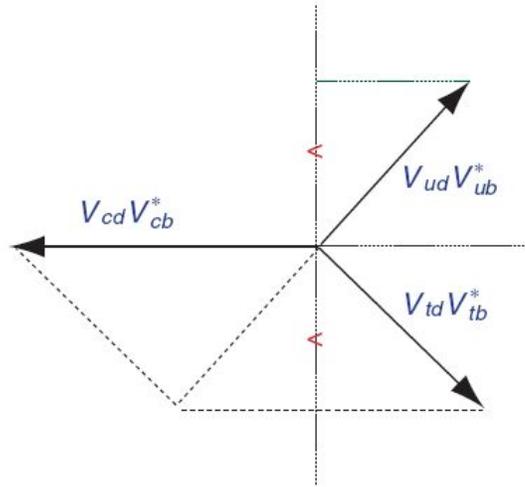


Figura 2.5: Posição dos vetores da equação (2.7) no plano complexo.

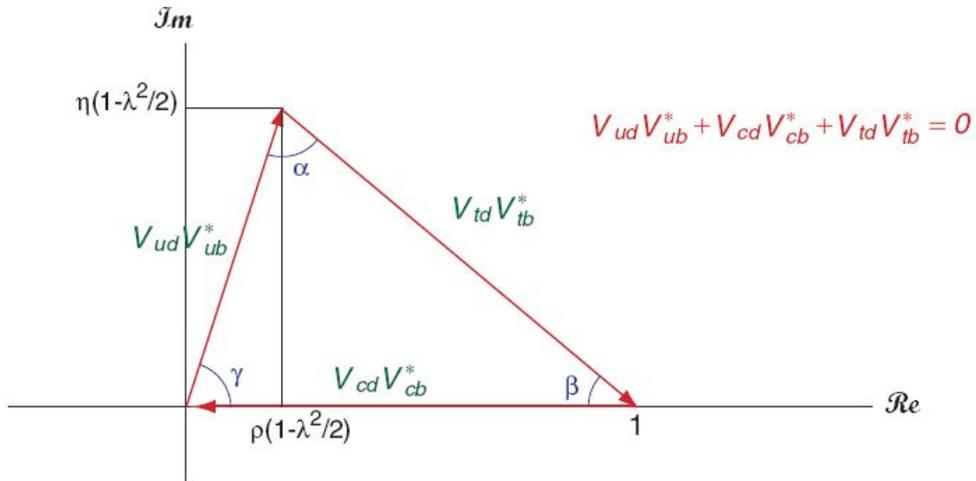


Figura 2.6: Triângulo unitário obtido com os vetores da equação (2.7).

com relação aos lados dos triângulos da seguinte forma:

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

Em ordem  $\lambda^3$ , os ângulos do triângulo unitário se relacionam com a fase da matriz de

CKM, e portanto com violação de CP, através de

$$V_{td} = |V_{td}|e^{-i\beta}, \quad V_{ub} = |V_{ub}|e^{-i\gamma}. \quad (2.8)$$

Ao fixar o triângulo unitário obtido, as assimetrias de CP observadas experimentalmente podem ser comparadas com os ângulos da matriz de CKM para, enfim, confirmar as previsões do modelo padrão ou introduzir a necessidade de uma nova fonte de violação de CP. Na próxima seção será definido o Dalitz Plot, ferramenta muito utilizada para medir a violação de CP em decaimentos com três corpos no estado final e onde será aplicada a significância para identificação de regiões com assimetrias.

## 2.3 Dalitz Plot

Nesta tese estamos interessados em decaimentos com três corpos no estado final. Cinemáticamente, visamos um decaimento do tipo  $P \rightarrow p_1 + p_2 + p_3$ , descrito por duas variáveis independentes. Para entender esse número, considere as 9 variáveis originais para descrever o estado final do decaimento. As equações de vínculo devido à conservação de energia-momentum eliminam 4 dessas. Além disso, selecionando o sistema de referência do centro de massa de  $P$ , o estado final das partículas não pode depender dos 3 ângulos de orientação já que o sistema é isotrópico neste referencial. Sendo assim, das 9 variáveis iniciais, restam apenas 2 independentes.

Em especial, utilizando os 4-momentum das partículas envolvidas no decaimento, podemos definir 3 grandezas invariantes de Lorentz:

$$\begin{aligned} s_{12} &= (p_1^\mu + p_2^\mu)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 - 2p_1p_2 \cos \theta_{12}, \\ s_{23} &= (p_2^\mu + p_3^\mu)^2 = m_2^2 + m_3^2 + 2E_2E_3 - 2p_2p_3 \cos \theta_{23}, \\ s_{31} &= (p_3^\mu + p_1^\mu)^2 = m_3^2 + m_1^2 + 2E_3E_1 - 2p_3p_1 \cos \theta_{31}, \end{aligned} \quad (2.9)$$

sendo que destas apenas 2 são independentes devido à equação de vínculo  $s_{12} + s_{23} + s_{31} = M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2$ . Ao conjunto de variáveis  $s_{12}$ ,  $s_{23}$  e  $s_{31}$  dá-se o nome de *variáveis de Mandelstam*.

Grandezas como 3-momentum e ângulos não são invariantes de Lorentz e portanto precisamos definir um sistema de referência para descrevê-las. Adotando o referencial do centro de massa da partícula  $P$  e alinhando a direção de propagação da partícula 1 com o eixo  $x$  desse sistema de referência, o 4-momentum de cada partícula é escrito como

$$\begin{aligned} P^\mu &= (M, 0, 0, 0), \\ p_1^\mu &= (E_1, p_1, 0, 0), \\ p_2^\mu &= (E_2, p_2 \cos \theta_{12}, p_2 \sin \theta_{12}, 0), \\ p_3^\mu &= (E_3, p_3 \cos \theta_{13}, p_3 \sin \theta_{13}, 0), \end{aligned} \quad (2.10)$$

onde  $\theta_{ij}$  é o produto interno dos momenta das partículas  $i$  e  $j$  descritas pelas variáveis de

Dalitz, e

$$E_1 = \frac{M^2 + m_1^2 - s_{23}}{2M}, \quad E_2 = \frac{M^2 + m_2^2 - s_{31}}{2M}, \quad E_3 = \frac{M^2 + m_3^2 - s_{12}}{2M}. \quad (2.11)$$

Usando este sistema de referência e devido à conservação do 4-momentum do sistema, o decaimento de  $P$  ocorre em um plano. Como temos ao todo 2 variáveis independentes, cada evento de  $P \rightarrow p_1 + p_2 + p_3$  é representado por um ponto no espaço de fase bidimensional que descreve o decaimento. Quando duas das variáveis de Dalitz são utilizadas para descrever o decaimento de uma partícula em três corpos, ao espaço de fase damos o nome de *Dalitz Plot* (DP).

A conservação do 4-momentum restringe também a região do DP ocupada pelo decaimento. Como o DP é o espaço de fase do decaimento descrito através das variáveis de Dalitz, para entender os limites impostos pela conservação de momentum devemos integrar a taxa do decaimento em questão para sabermos quais são todas as regiões do espaço de fase ocupadas. Para uma partícula de massa  $M$  decaindo em  $n$  corpos de massa  $m_i$ , a taxa do decaimento é definida, utilizando como sistema de referência o centro de massa da partícula de massa  $M$ , como

$$\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M} \int |\mathcal{A}|^2 \delta^4(p - \sum_{i=1}^n p_i) \prod_{i=1}^n \frac{d^4 p_i}{(2\pi)^3} \delta(p_i^2 - m_i^2). \quad (2.12)$$

onde  $\mathcal{A}$  representa o processo dinâmico responsável pelo decaimento. A função  $\delta$  de Dirac 4-dimensional representa a conservação do 4-momentum, enquanto que a função  $\delta$  de Dirac 1-dimensional corresponde ao vínculo de camada de massa para as partículas resultantes. Para o caso de um decaimento do tipo  $P \rightarrow p_1 + p_2 + p_3$  e utilizando o referencial do centro de massa de  $P$ , podemos escrever a taxa do decaimento como

$$\Gamma_3 = \frac{1}{2(2\pi)^5 M} \int |\mathcal{A}|^2 \delta^4(p - p_1 - p_2 - p_3) \frac{d\vec{p}_1}{2E_1} \frac{d\vec{p}_2}{2E_2} d^4 p_3 \delta(p_3^2 - m_3^2), \quad (2.13)$$

onde utilizamos a propriedade

$$\delta[f(x)] = \frac{\delta(x - x_0)}{\left| \frac{df}{dx} \right|_{x_0}} \quad (2.14)$$

para escrever  $d^4 p \delta(p^2 - m^2) = \frac{d\vec{p}}{2E}$ . Com um pouco de álgebra, é possível realizar a integral em  $d^4 p_3$  para obter

$$\Gamma_3 = \frac{\pi^2}{2(2\pi)^5 M} \int |\mathcal{A}|^2 \delta_c dE_1 dE_2 d\cos\theta_{12}, \quad (2.15)$$

$$\delta_c = \delta \left( \cos\theta_{12} - \frac{M^2 + m_1^2 + m_2^2 - m_3^2 - 2M(E_1 + E_2) + 2E_1 E_2}{2p_1 p_2} \right). \quad (2.16)$$

Integrando em cosseno e utilizando as expressões (2.11) podemos reescrever a taxa do decaimento em termos das variáveis de Dalitz como sendo

$$\Gamma_3 = \frac{1}{256\pi^3 M^3} \int |\mathcal{A}|^2 ds_{ij} ds_{jk}, \quad (2.17)$$

ficando evidente que  $\frac{d\Gamma_3}{ds_{ij} ds_{jk}} \propto |\mathcal{A}|^2$ . Em outras palavras, a distribuição dos pontos no DP refletem diretamente a dinâmica envolvida no decaimento<sup>5</sup>. Devido à condição de camada de massa definida por  $\delta_c$ , os valores máximos e mínimos de  $\cos \theta_{12}$  limitam o segundo termo de  $\delta_c$  como sendo

$$\frac{M^2 + m_1^2 + m_2^2 - m_3^2 - 2M(E_1 + E_2) + 2E_1 E_2}{2p_1 p_2} = \pm 1, \\ [M^2 + m_1^2 + m_2^2 - m_3^2 - 2M(E_1 + E_2) + 2E_1 E_2]^2 - 4(E_1^2 - m_1^2)(E_2^2 - m_2^2) = 0. \quad (2.18)$$

Assim, todo decaimento do tipo  $P \rightarrow p_1 + p_2 + p_3$  necessariamente estará em uma região do DP em que a expressão (2.18) é respeitada. De acordo com as definições (2.9), o mínimo de  $s_{12}$  ocorre quando  $\cos \theta_{12} = 1$ , ou seja,  $\theta_{12} = 0$  e  $\theta_{23} = \theta_{31} = \pi$ . Portanto, de (2.10), tiramos que  $p_3 = p_1 + p_2$ . O máximo de  $s_{12}$  ocorre para  $\cos \theta_{12} = -1$ , ou seja,  $\theta_{12} = \pi$  e  $\theta_{23} = \theta_{31} = 0$ . Para a condição de máximo, de (2.10) concluimos que  $p_3 = 0$  e  $p_1 = -p_2$ . Este procedimento pode ser realizado de forma análoga para as outras variáveis. A figura 2.7 ilustra os resultados obtidos para os limites do DP, na qual os lados representam as situações de mínimo de cada variável enquanto que os cantos representam o máximo das variáveis, sendo que o formato das bordas é dado pelo vínculo imposto pela expressão (2.18).

Maiores detalhes sobre Dalitz Plot podem ser encontrados em [23]. Na próxima seção vamos introduzir com mais detalhes uma forma de descrever a dinâmica do decaimento e suas relações com o Dalitz Plot. É com base nessas definições que os parâmetros para a violação de CP são obtidos a partir de uma análise no Dalitz Plot.

## 2.4 Dinâmica do Decaimento

Na seção anterior mostramos que o Dalitz Plot é diretamente proporcional à dinâmica envolvida no processo de decaimento. Sendo assim, ao analisar um decaimento através do Dalitz Plot, é fundamental ter uma boa descrição da amplitude  $\mathcal{A}$ , pois é através da medida dos parâmetros relacionados a essa descrição que os resultados sobre violação de CP são obtidos. No entanto, não é possível calcular por primeiros princípios a amplitude associada à dinâmica do decaimento. A dificuldade reside no fato de que, ao contrário das outras interações, a interação forte é maior para baixas energias e grandes distâncias. O método perturbativo só pode ser aplicado à cromodinâmica quântica quando os quarks

---

<sup>5</sup>Como, por exemplo, a formação de padrões que refletem o spin da partícula ou ainda a interferência construtiva ou destrutiva de dois estados intermediários para decaimentos do tipo  $P \rightarrow (P' \rightarrow p_1 + p_2) + p_3$ .

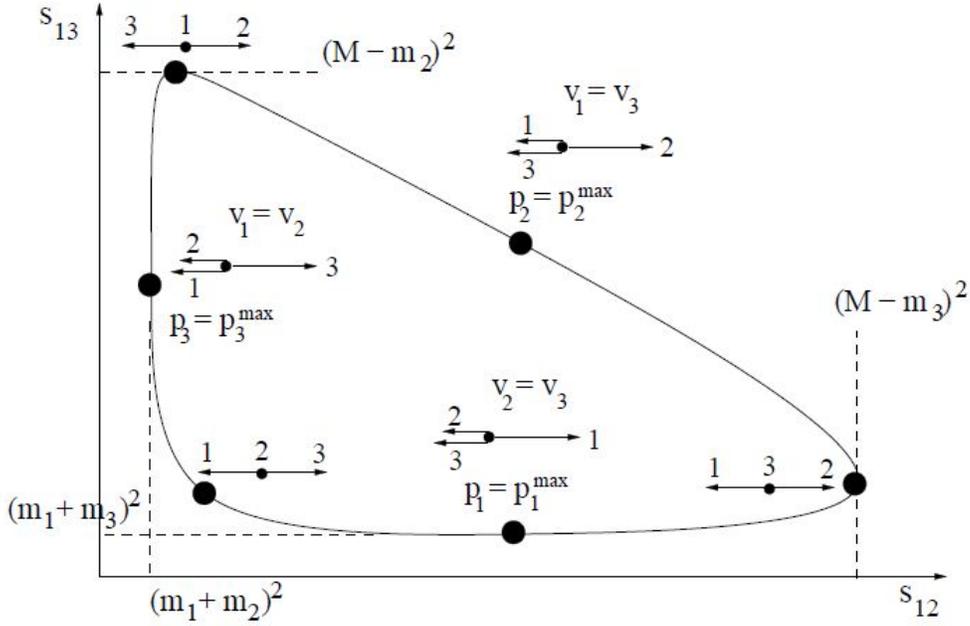


Figura 2.7: Distribuição dos momenta no DP no referencial do centro de massa da partícula  $P$ . Os pontos nas bordas representam as condições de mínimo das variáveis de Dalitz enquanto que os cantos representam condições de máximo, situação em que uma das partículas resultantes do decaimento está em repouso.

estão em estado livre, algo que ocorre apenas no regime de altas energias e curtas distâncias, característica conhecida como liberdade assintótica. No regime de baixas energias e grandes distâncias, fica impraticável escrever amplitude para todos os estados de quarks e glúons, que acabam sendo representados por fatores de forma baseados nas teorias de interações hadrônicas. Apesar das dificuldades em descrever as interações fortes, a medida dos parâmetros relacionados à violação de CP não é prejudicada porque a interação forte é invariante sob transformações de C e P. Desta forma, a tarefa passa a ser descrever da melhor forma possível os processos que envolvem as interações fracas, além de observáveis como massa e spin.

O decaimento de uma partícula em três corpos pode ocorrer de forma direta, do tipo  $P \rightarrow p_1 + p_2 + p_3$ , ou através de estados intermediários  $P \rightarrow R + p_3; R \rightarrow p_1 + p_2$ . O primeiro caso recebe o nome de *decaimento não ressonante* enquanto que o estado intermediário  $R$  recebe o nome de *ressonância*. As ressonâncias possuem uma vida média muito pequena (da ordem de  $10^{-23}$  s) e, sendo assim, apresentam uma alta flutuação em sua massa ( $\Delta E \Delta t \geq \hbar/2$ ). A maneira mais usual de descrever uma ressonância é por meio

de funções *Breit-Wigner* (BW) relativísticas dadas por:

$$BW_i(s) = \frac{1}{m_R^2 - s - im_R \Gamma(s)}, \quad (2.19)$$

$$\Gamma(s) = \Gamma_R \frac{m_R}{s} \frac{F_J^2(p)}{F_J^2(p_R)} \left( \frac{p}{p_R} \right)^{2J+1}, \quad (2.20)$$

em que  $m_R$  é a massa da ressonância,  $p$  e  $p_R$  são os momenta das partículas resultantes do processo de decaimento da ressonância nos referenciais das filhas e da ressonância respectivamente e  $J$  é o spin da ressonância. Além disso, como a ressonância decai em duas partículas pseudoescalares, o momentum angular orbital do estado final ( $L$ ) precisa ser igual ao spin da ressonância ( $J$ ). Desta forma, a função BW é corrigida por fatores de barreira de Blatt-Weisskopf  $F_J$  dados por

$$F_0 = 1, \quad F_1 = \sqrt{\frac{1 + z_0^2}{1 + z^2}}, \quad F_2 = \sqrt{\frac{9 + 3z_0^2 + z_0^4}{9 + 3z^2 + z^4}}, \quad (2.21)$$

em que  $r$  é o raio da ressonância,  $z = |p|r$  e  $z_0 = |p_R|r$ .

Para decaimentos em três corpos, as ressonâncias sempre decaem em dois corpos e, portanto, são sempre descritas por apenas uma variável de Dalitz,  $s_{ij} = (p_i^\mu + p_j^\mu)^2 = P^2 = M^2$ . Assim, elas podem ser reconhecidas no Dalitz Plot como faixas de largura  $\Gamma_R$  centradas em  $m_R^2$  na variável  $s_{ij}$  enquanto que a distribuição na variável  $s_{jk}$  está diretamente relacionada com o spin  $J$  da ressonância. Utilizando o formalismo de Zemach, é possível mostrar que a dependência angular  $\mathcal{M}_J$  na variável  $s_{jk}$  é descrita através de polinômios de Legendre  $P_J$  em que a ordem está diretamente relacionada com o spin  $J$ :

$$\mathcal{M}_J = (-2|p_j||p_k|)^J P_J(\cos \theta_{jk}). \quad (2.22)$$

Combinando as funções BW que descrevem ressonâncias com termos angulares que descrevem o spin da ressonância mais um número complexo com magnitude  $a$  e fase  $\delta$  podemos descrever a amplitude de transição  $\mathcal{A}$  para o decaimento do tipo  $P \rightarrow R + p_3; R \rightarrow p_1 + p_2$  como sendo

$$\mathcal{A}(s_{ij}, s_{jk}) = a_{NR} e^{i\delta_{NR}} + F_J^P F_J^R \sum_i a_i e^{i\delta_i} \mathcal{M}_J(s_{jk}) BW(s_{ij}). \quad (2.23)$$

A forma como a amplitude  $\mathcal{A}$  foi definida é o que chamamos de *modelo isobárico*. Generalizando, a amplitude  $\mathcal{A}$  para um sistema de  $n$ -corpos foi construída como a soma de decaimentos de dois corpos em que o comportamento físico para cada um deles deve ser idêntico. Além disso, a contribuição do decaimento não ressonante foi incluída como sendo  $a_{NR} e^{i\delta_{NR}}$ , o que significa uma parametrização homogênea no Dalitz Plot. Para o caso de decaimentos do méson  $D$ , onde o espaço de fase é muito pequeno, parametrizar a contribuição não-ressonante como uma distribuição homogênea é bastante razoável, não

necessariamente sendo o caso para decaimentos de méson  $B$ , que tem um espaço de fase bem maior. Para estes casos, não existe nenhuma evidência experimental de que parametrizar a contribuição não-ressonante como uma distribuição homogênea no Dalitz Plot seja a mais apropriada. Alternativamente, um cálculo para a contribuição não-ressonante no decaimento  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ , que explicita a dependência nas variáveis de Dalitz, pode ser encontrado em [24].

Para melhor ilustrar a importância das fases forte e fraca em uma análise de Dalitz Plot, considere o decaimento  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  através de duas ressonâncias:  $\rho^0(770)$  e  $f^0(980)$ . A figura 2.8a ilustra o *diagrama árvore*, com a presença da fase fraca  $\gamma$  devido a transição de quark *bottom* em quark *up*. A figura 2.8b ilustra o *diagrama pinguim* apenas com a fase forte. Ambos os diagramas contribuem para o decaimento de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  mas apenas o primeiro tem relação com a violação de CP.

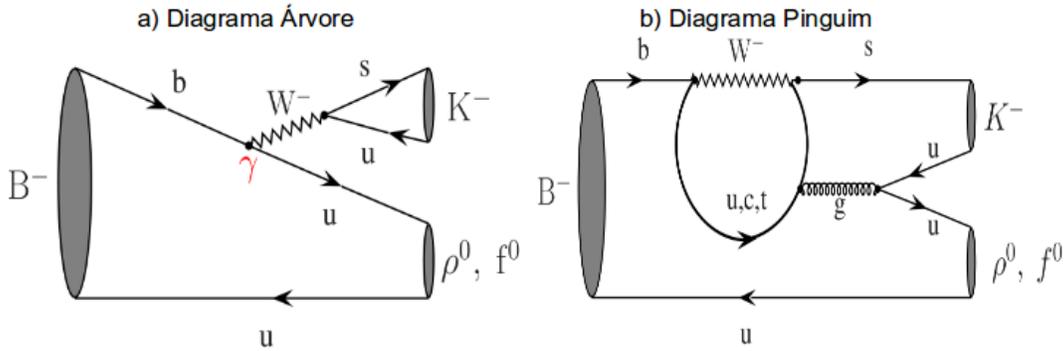


Figura 2.8: Diagramas árvore e pinguim que contribuem com o decaimento de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ . O diagrama árvore possui a fase fraca  $\gamma$  e portanto está relacionado com a violação de CP.

A fase  $\delta$  na amplitude  $\mathcal{A}$  é a soma das componentes forte e fraca já que são essas as interações envolvidas no processo de decaimento. Para decaimentos CP conjugados, a primeira não troca de sinal por ser invariante enquanto que a fase fraca troca o sinal. Como exemplo, considere um decaimento em 3 corpos no estado final através de duas ressonâncias de spin 0 que se cruzam em uma determinada região do Dalitz Plot. A amplitude para este decaimento, sem a contribuição não-ressonante, é descrita por:

$$\mathcal{A}(s_{12}, s_{13}) = a_1 e^{i\delta_1} BW_1(s_{12}) + a_2 e^{i\delta_2} BW_1(s_{13}). \quad (2.24)$$

Para calcular a probabilidade relativa desse processo, a escala é normalizada por  $a_1$ , sendo reescrita em termos da amplitude relativa  $r = a_2/a_1$ . Assim, a probabilidade  $|\mathcal{A}|^2$  é

$$|\mathcal{A}|^2 = BW_1^2 + r^2 BW_2^2 + 2r \cos \delta \operatorname{Re}(BW_1 BW_2) + 2r \sin \delta \operatorname{Im}(BW_1 BW_2). \quad (2.25)$$

Os termos  $\operatorname{Re}(BW_1 BW_2)$  e  $\operatorname{Im}(BW_1 BW_2)$  são os termos de interferência no cruzamento de ressonâncias no Dalitz Plot, onde a dependência em  $\sin \delta$  e  $\cos \delta$  definem se a interferência

é construtiva ou destrutiva. Por ter um espaço de fase muito grande e decair através de ressonâncias de baixas massa, as regiões de cruzamento de ressonâncias para o méson  $B$  estão localizadas nas bordas do DP. É através do ajuste do espaço de fase que se extrai também os valores das amplitudes  $a_i$  utilizadas na descrição das ressonâncias. As regiões de cruzamento são fundamentais para a análise de amplitudes e qualquer conjunto de cortes de seleção precisa ser cuidadoso para não introduzir nenhuma ineficiência nessa região. A sensibilidade a  $Re(BW_1BW_2)$  e  $Im(BW_1BW_2)$  é que permite que todas as fases e amplitudes relativas sejam medidas através de uma análise de amplitude no Dalitz Plot, fornecendo os valores para os parâmetros de violação de CP.

Apesar de ser bastante eficiente, a descrição de ressonâncias utilizando funções BW nem sempre é o único caminho para escrever a amplitude de transição  $\mathcal{A}$ . Em alguns casos, outros formalismos como *matriz K* ou *Flateé* [25] podem ser aplicados. Em geral, a discussão gira em torno da própria aplicação do modelo isobárico para descrever a dinâmica do decaimento. Em qualquer um dos casos, por apresentar parametrizações que muitas vezes representam apenas as dificuldades atuais em se descrever a dinâmica, a medida dos parâmetros de violação de CP fornecem resultados significativamente diferentes, ilustrando uma clara dependência com o modelo adotado. Para o caso do argumento  $\gamma$  da matriz de CKM, o experimento Belle anunciou uma evidência de violação de CP no decaimento de  $B^+ \rightarrow D^0(\rightarrow K_s\pi^+\pi^-)K^+$  [26], extraindo  $\gamma = (78_{-12}^{+11} \pm 4 \pm 9)^\circ$  enquanto que o experimento BaBar, para o mesmo decaimento, extraiu  $\gamma = (68 \pm 14 \pm 4 \pm 3)^\circ$  [27]. Outras análises de amplitudes em Dalitz Plot fornecem resultados da ordem de  $(75_{\pm 5}^{\pm 22})^\circ$ , podendo chegar a mais de  $80^\circ$  [28, 29, 30, 31, 32]. Porém, devido à dependência com o modelo adotado, fica difícil prever quanto dessa diferença significa uma manifestação de física além modelo padrão.

Devido às dependências da análise de amplitudes em Dalitz Plot com relação ao modelo adotado e a consequente dificuldade em separar efeitos provenientes da dinâmica da matriz de CKM de física além modelo padrão, no próximo capítulo será apresentado um método que não depende do modelo de identificar assimetrias nas superfícies de Dalitz que, quando aplicadas em diferentes decaimentos, revela a presença e violação de CP ou pode até mesmo identificar a manifestação de uma física nova antes de se realizar uma análise completa de amplitudes.

# Capítulo 3

## Significância em Dalitz Plot

No capítulo 2 descrevemos como representar a dinâmica de um decaimento, que é diretamente relacionada com a distribuição no Dalitz Plot, e sua consequente dependência com o modelo adotado.

Alternativamente, se for possível trabalhar com o Dalitz Plot de um decaimento para revelar de maneira direta a presença de violação de CP, então a escolha do melhor modelo para descrever a física responsável por tal superfície de Dalitz pode ser feita *a posteriori*, auxiliando bastante na busca por física além do modelo padrão. Este capítulo tem como objetivo apresentar uma ferramenta que não dependa do modelo aplicável em Dalitz Plot que permite identificar violação de CP mesmo em uma amostra estatisticamente limitada, como a quantidade de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  esperada para o primeiro *run* (2010/2011) de tomada de dados do LHCb.

### 3.1 Definição de Significância e Testes com fast Monte Carlo

As colaborações Belle e BaBar confirmaram a violação de CP em decaimentos do méson  $B$  em dois corpos medindo a diferença na fração total (assimetria fracional) de decaimentos CP conjugados como  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ . O método utilizado foi simplesmente contar o número total de eventos de  $B^+$  e  $B^-$  e medir a grandeza

$$a_{cp} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}. \quad (3.1)$$

Para decaimentos do méson  $B$  em três hádrons carregados no estado final, as colaborações Belle e BaBar identificaram evidências de violação de CP aplicando método análogo ao de dois corpos, mas agora para o decaimento CP conjugado  $B^\pm \rightarrow \rho^0(770)K^\pm$ . No entanto, como discutido no capítulo 2, possíveis diferenças na fase das ressonâncias de decaimentos em três corpos podem produzir interferências construtivas ou destrutivas no Dalitz Plot. Ao estender o método utilizado em decaimentos de dois corpos para decai-

mentos em três corpos, possíveis fontes de violação de CP podem passar despercebidas pela medida de assimetria fracional. Por exemplo, se o cruzamento de duas ressonâncias gerar uma interferência construtiva e outra destrutiva, estas podem se cancelar quando o número total de eventos for medido. Assim, uma medida de assimetria em Dalitz Plot precisa levar em conta a contribuição das interferências na violação de CP. Uma primeira alternativa independente de modelo de se medir assimetrias em uma superfície binada de Dalitz<sup>1</sup>, baseada na assimetria fracional é:

$$\mathcal{A}_{cp}(i) = \frac{N_+(i) - N_-(i)}{N_+(i) + N_-(i)}, \quad (3.2)$$

onde  $N_+(i)$  e  $N_-(i)$  representam o número de eventos para os mésons positivos e negativos no bin  $i$  do Dalitz Plot. De acordo com esta definição, na medida em que o número de eventos aumenta em cada bin, o valor de  $\mathcal{A}_{cp}$  converge para um valor constante, que representa a assimetria. Essa dependência com relação à estatística em cada bin limita a medida de assimetrias especialmente em amostras pequenas. Assim, por ser uma medida que tem um valor que flutua bastante para baixas estatísticas, fica difícil separar bins com violação de CP de bins que tenham apenas flutuação estatística (simétricos em CP).

Como proposto no capítulo 2, um método independente de modelo para medir assimetrias de CP foi desenvolvido para ser aplicado em Dalitz Plot [9]. Para duas superfícies binadas de Dalitz distintas descrevendo mésons positivos e negativos, a *significância da diferença das superfícies de Dalitz*, inspirada na astrofísica [33], é definida da seguinte forma:

$${}^{DP}\mathcal{S}_{CP}(i) = \frac{N_+(i) - N_-(i)}{\sqrt{N_+(i) + N_-(i)}}. \quad (3.3)$$

De acordo com a definição,  ${}^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  é uma grandeza independente do modelo adotado para o estudo do Dalitz Plot, já que depende apenas da estatística de cada bin. Apesar de  ${}^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  não fornecer uma medida quantitativa da violação de CP, a sua aplicação permite localizar em quais canais e até mesmo em que região do Dalitz Plot existe uma anisotropia relacionada à violação de CP, que pode ser devido à dinâmica da matriz de CKM ou até mesmo à física além do modelo padrão. A medida de  ${}^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  indica, assim, quais canais e regiões do Dalitz Plot possibilitam uma medida quantitativa dos parâmetros relacionados à violação de CP através de uma análise de amplitudes. A busca por anisotropias no Dalitz Plot através da significância da diferença entre as duas superfícies recebeu o nome de *método mirandizing*.

A definição de  ${}^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  dada em 3.3 é equivalente ao desvio padrão para uma distribuição de Poisson. Desta forma, deve-se ter o cuidado de garantir que a distribuição de cada bin das diferentes amostras que foram analisadas seja de Poisson para que o método mirandizing seja aplicado. Como para baixa estatística o desvio padrão de um bin tem

---

<sup>1</sup>Ao se construir um Dalitz Plot, podemos dividi-lo em pequenas células para avaliar localmente suas propriedades. A essas células damos o nome de *bin*.

um comportamento binomial, para os estudos descritos a seguir foram analisados apenas bins com número de eventos superior a 20. Neste sentido, o número de bins utilizados para descrever as superfícies de Dalitz seguem dois princípios: deve ser grande o suficiente para moldar a forma da superfície e ao mesmo tempo deve garantir que o número de eventos em cada bin seja maior que a estatística definida para se obter uma distribuição de Poisson.

Como primeiro teste para a medida de significância, duas superfícies de Dalitz foram geradas ( $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ ) sem qualquer assimetria entre elas utilizando um método de *fast Monte Carlo*<sup>2</sup>. Neste caso, qualquer diferença entre as duas superfícies é apenas resultado de flutuação estatística e, como a estatística de cada bin é independente, o *teorema do limite central* garante que a diferença bin a bin dessas superfícies terá uma distribuição gaussiana. A figura 3.1 ilustra a distribuição da significância para cada bin do Dalitz Plot. Para esta situação, a distribuição de  $^{DP}S_{CP}$  em todo o Dalitz Plot é ajustada por uma gaussiana centrada em 0 e com largura 1. Esta é uma característica fundamental do método mirandizing: quando não houver violação de CP,  $^{DP}S_{CP}$  sempre poderá ser ajustada por uma gaussiana centrada em 0 e com largura 1.

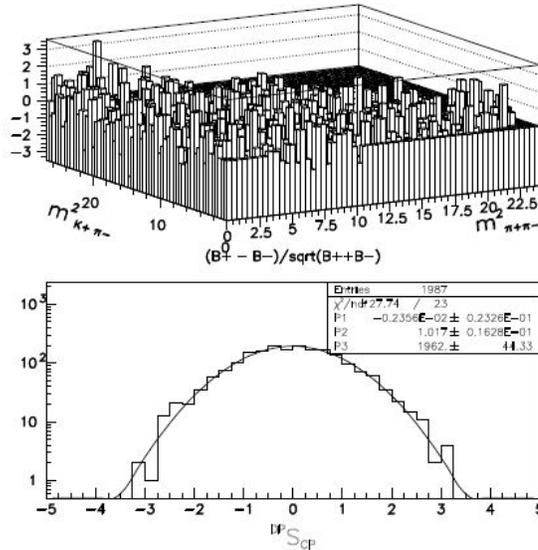


Figura 3.1: Distribuição da significância (topo) e o ajuste da distribuição (em baixo) para as amostras de  $B^+$  e  $B^-$  geradas com *fast Monte Carlo* sem violação de CP e sem a presença de ressonâncias.

O segundo teste para a significância é gerar duas superfícies de Dalitz para o decaimento  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  com a presença de ressonâncias e violação de CP. Os valores das magnitudes e fases relacionadas com essas ressonâncias estão listados na tabela 3.1. Mais especificamente, o único fator responsável pela violação de CP na amostra gerada é a fase

<sup>2</sup>Neste método são levadas em consideração apenas as informações dinâmicas do decaimento do méson  $B$  em 3 corpos, geradas utilizando o modelo isobárico onde as ressonâncias são descritas por funções Breit-Wigner relativísticas. Aqui não foram incluídas informações de colisão e de detector.

relativa ao  $\rho^0(770)$ . Com esses parâmetros, a amplitude que descreve os mésons  $B^+$  e  $B^-$  é integrada e, devido à violação de CP direta introduzida através da diferença de fase no  $\rho^0(770)$ , para cada 300 mil eventos de  $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$  foram gerados 298 mil eventos de  $B^- \rightarrow K^-\pi^+\pi^-$ , como pode ser visto na figura 3.2. Além disso, junto com a amostra gerada com os parâmetros da tabela 3.1, foram adicionados mais 200 mil eventos de fundo com uma distribuição homogênea no Dalitz Plot.

Canal	$a^+$	$\delta^+$	$a^-$	$\delta^-$
$K^*(890)\pi$	1.0	0.0	1.0	0.0
$K(1430)\pi$	2.1	6.0	2.1	6.0
$\rho(770)\pi$	0.9	<b>-34.0</b>	0.9	<b>26.0</b>
$f_0(980)K$	1.0	132.0	1.0	132.0
$\chi_c K$	0.3	-143.0	0.3	-143.0
$NR$	0.6	-109	0.6	-109

Tabela 3.1: Magnitudes e fases, em graus, da amplitude utilizada para gerar as amostras de  $B^+$  e  $B^-$ . A diferença na fase do  $\rho^0(770)$  de  $60^\circ$  é a única fonte de violação de CP.

A diferença de fase mostrada na tabela 3.1 foi inspirada em medidas feitas pelo experimento Belle [7]. Como pretendemos analisar as assimetrias que podem surgir no Dalitz Plot devido à diferença de fase, as amplitudes foram mantidas fixas. Os parâmetros obtidos pelo experimento Belle trazem diferenças também nas amplitudes descritas na tabela 3.1. No entanto, se fossem utilizadas essas diferenças nas amplitudes, as assimetrias no Dalitz Plot seriam bem maiores.

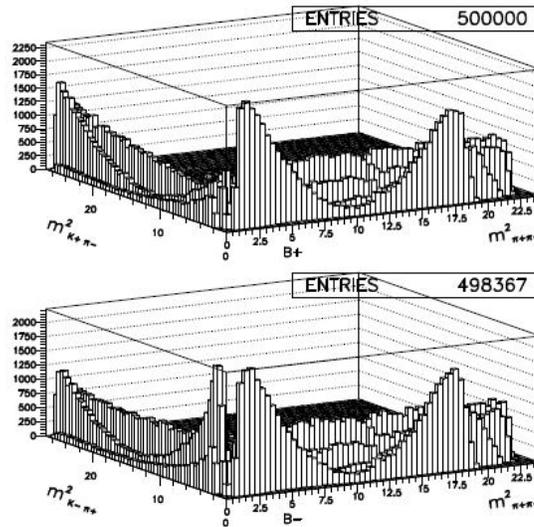


Figura 3.2: Dalitz Plot para  $B^+$  e  $B^-$  gerados com assimetria de CP (próxima da origem).

A distribuição de  ${}^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  resultante para os parâmetros da tabela 3.1 está ilustrada na figura 3.3. Neste caso, devido à existência de uma fonte genuína de violação de CP, a significância revela uma anisotropia que não pode mais ser modelada como uma gaussiana. Além disso, na figura 3.3, cada bin fora da gaussiana que modela a flutuação estatística é um bin com violação de CP. Destes dois exemplos a conclusão é clara: superfícies de Dalitz que não apresentam violação de CP terão uma distribuição de  ${}^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  modelada por uma gaussiana centrada em 0 e com largura 1. Qualquer bin localizado fora da região desta gaussiana é diretamente relacionado com assimetrias de CP. Ajustar uma gaussiana centrada em 0 e com largura 1 para a distribuição de  ${}^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  tem outro significado importante. A gaussiana representa a região onde os bins sem violação de CP devem estar localizados. Assim, se algum bin que deveria conter violação de CP estiver dentro da gaussiana devido à baixa estatística, automaticamente este bin se deslocará para fora da gaussiana na medida em que a estatística neste bin aumentar.

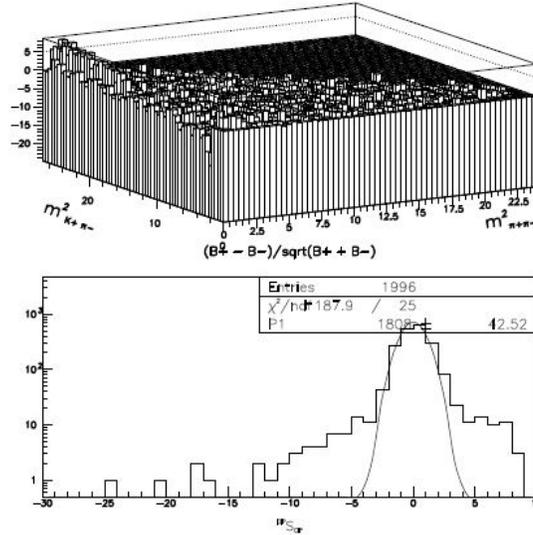


Figura 3.3: Distribuição de  ${}^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  para as superfícies de Dalitz geradas com violação de CP. Neste caso, uma gaussiana não se ajusta com a distribuição (figura inferior).

No entanto, a aplicabilidade do método mirandizing vai além de identificar assimetrias em uma superfície binada, podendo até mesmo determinar a região da superfície onde se encontra a assimetria. Como dito no capítulo anterior, as regiões de cruzamento de ressonâncias no Dalitz Plot são as mais sensíveis à violação de CP. Como teste, o Dalitz Plot gerado anteriormente com violação de CP foi dividido em 4 regiões, como mostra a figura 3.4. As regiões I e II da figura incluem as interferências do  $\rho^0(770)$  com o  $f^0(980)$  (região I) e com o  $K^*(890)/K^*(1430)$  (região II), a região III contém as outras ressonâncias na massa invariante de  $K\pi$  enquanto que a região IV é populada principalmente por eventos de fundo.

A figura 3.5 mostra a medida de  ${}^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  em cada região e o resultado corresponde exatamente com a forma com que a superfície foi gerada. Nas regiões I e II existe uma

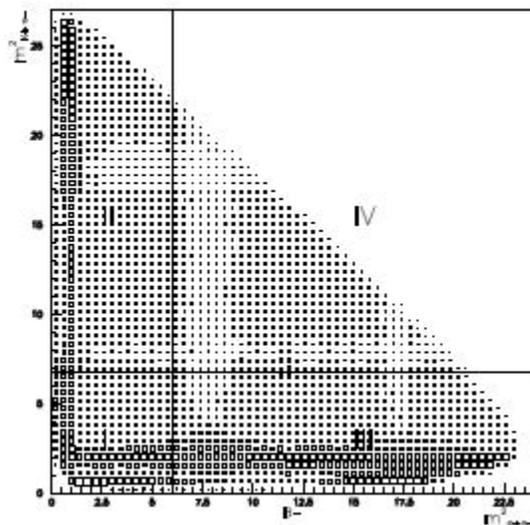


Figura 3.4: Dalitz Plot para  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  dividido em regiões.

clara assinatura de violação de CP enquanto que nas regiões III e IV, que não apresentam a influência do  $\rho^0(770)$ , a distribuição da significância é ajustada por uma gaussiana. A escolha de 4 regiões neste exemplo foi feita com base no cruzamento de ressonâncias no espaço de fase do decaimento do méson  $B$  carregado em três corpos. No entanto, outros espaços de fase podem apresentar ressonâncias ocupando diferentes regiões ou ainda pode-se ter espaços de fase com tamanhos diferentes dependendo do decaimento analisado. Para cada um desses casos, a definição de regiões para se aplicar o método mirandizing serve para auxiliar a identificação e separação entre violação de CP e flutuação estatística.

A diferença de fase total ( $60^\circ$ ) utilizada na tabela 3.1, apesar de ser compatível com os dados atuais, é um tanto grande e mesmo a 'olho nu' é relativamente simples detectar a violação de CP. Neste sentido, outro teste interessante a se fazer é avaliar a significância do Dalitz Plot para pequenas diferenças de fase. Neste caso, supondo uma diferença de fase de  $20^\circ$  e  $10^\circ$  para o  $\rho^0(770)$  e mantendo os outros parâmetros inalterados<sup>3</sup>, podemos ver nas figuras 3.6 e 3.7 as distribuições de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  para o Dalitz Plot total (parte superior da figura) e para cada região definida na figura 3.4.

Para uma diferença de fase de  $20^\circ$ , a figura 3.6 (parte superior) mostra uma distribuição de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  não ajustável por uma gaussiana. A distribuição de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  para cada região está na parte inferior da figura 3.6 e revela a presença de violação de CP nas regiões I e II, onde se encontra a interferência entre o  $\rho^0(770)$  e o  $f^0(980)$ . As regiões III e IV apresentam

<sup>3</sup>O número de eventos gerados para esses exercícios foi o mesmo para o exemplo anterior: 300 mil eventos de sinal + 200 mil de eventos de fundo com distribuição homogênea no Dalitz Plot.

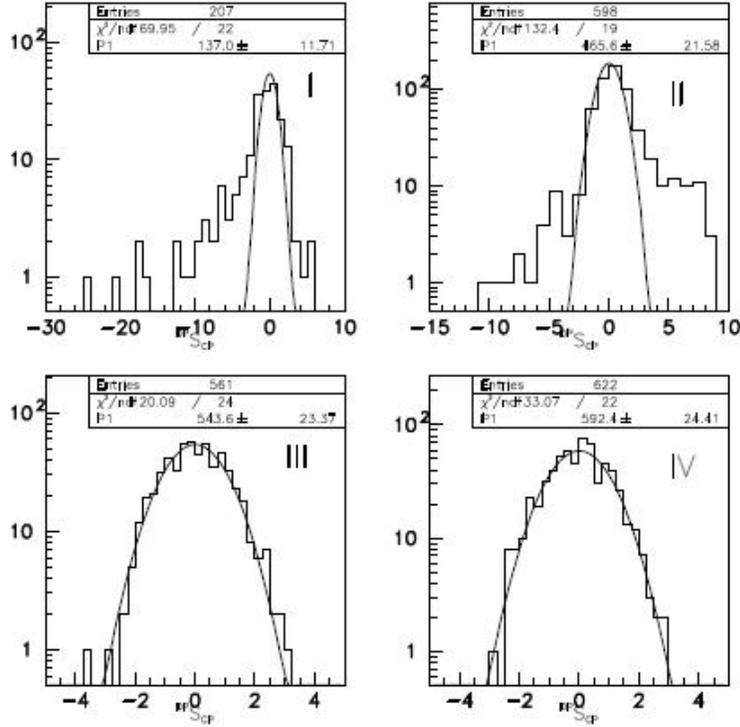


Figura 3.5: Ajustes de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  para cada uma das regiões definidas na figura 3.4.

apenas flutuação estatística modelada por uma gaussiana.

Para a diferença de fase de  $10^\circ$  a situação é um pouco mais interessante. A parte superior da figura 3.7 mostra uma distribuição de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  muito pouco diferente de uma gaussiana, mas ainda assim simétrica com relação ao seu valor central. No entanto, ao dividir o Dalitz Plot em regiões, a significância claramente revela a presença de uma violação de CP nas regiões I e II e apenas flutuação estatística nas regiões III e IV. Desta forma, a mensagem aqui é ainda mais clara: a distribuição de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  é capaz de revelar efeitos dinâmicos em regiões do Dalitz Plot mesmo quando a assimetria total esperada é pequena.

### 3.1.1 Outras aplicações: mirandizing em charm

Outra importante aplicabilidade do método mirandizing é no decaimento de mésons  $D$ . De acordo com o modelo padrão, não existe muita fenomenologia de violação de CP em transições eletrofracas relacionadas com o quark *charm*. Em outras palavras, o modelo padrão impõe limites para os valores dos parâmetros  $x_D = \Delta M_D / \bar{\Gamma}_D$  e  $y_D = \Delta \Gamma_D / \bar{\Gamma}_D$ , além de prever uma assimetria de CP apenas da ordem de  $10^{-3}$  em canais simplesmente Cabbibo suprimidos. Mais ainda, se desconsideradas as oscilações  $D^0 - \bar{D}^0$ , canais Cabbibo favorecidos e duplamente Cabbibo suprimidos não podem exibir violação de CP direta.

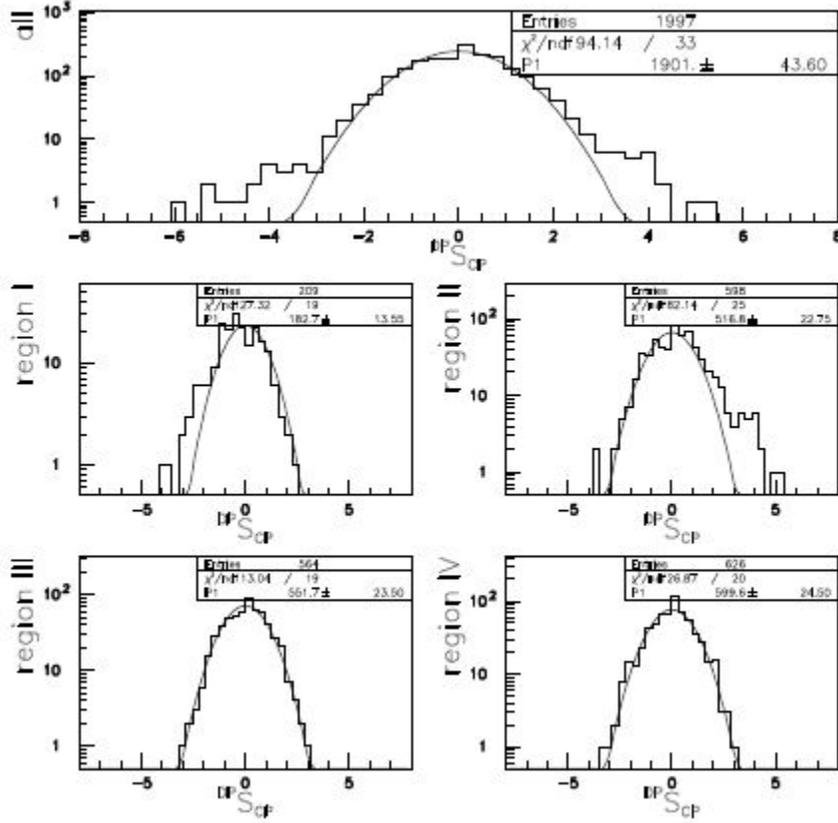


Figura 3.6: Ajustes de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  para cada uma das regiões definidas na figura 3.4 utilizando uma diferença de fase de  $20^\circ$  para o  $\rho^0(770)$ .

Desta forma, esses canais são um excelente laboratório para a medida de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$ , já que qualquer efeito detectado significa uma manifestação direta de física além do modelo padrão.

O teste de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  para decaimentos de méson  $D$  será feito no decaimento simplesmente Cabbibo suprimido  $D^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$  que contém a contribuição de pelo menos duas amplitudes ( $\rho^0(770)$  e  $f^0(980)$ ) e com transições relacionadas a termos da matriz de CKM da ordem de  $\sim \mathcal{O}(\lambda^4) \sim 10^{-3}$ . Para teste, duas amostras de  $D^+$  e  $D^-$  foram geradas com uma diferença na fase do  $\rho^0(770)$  de  $3.6^\circ$  (1% de assimetria). A escolha por uma diferença de fase muito menor que a utilizada nos testes com o  $B$  é devido ao fato de que qualquer manifestação de física além do modelo padrão neste canal será, apesar de significativa, relativamente pequena. O espaço de fase dos mésons  $D$  é consideravelmente menor quando comparado com os mésons  $B$  e, portanto, pequenos efeitos já se manifestam em todo o Dalitz Plot.

A figura 3.8 mostra o Dalitz Plot para o modelo proposto junto com a distribuição de

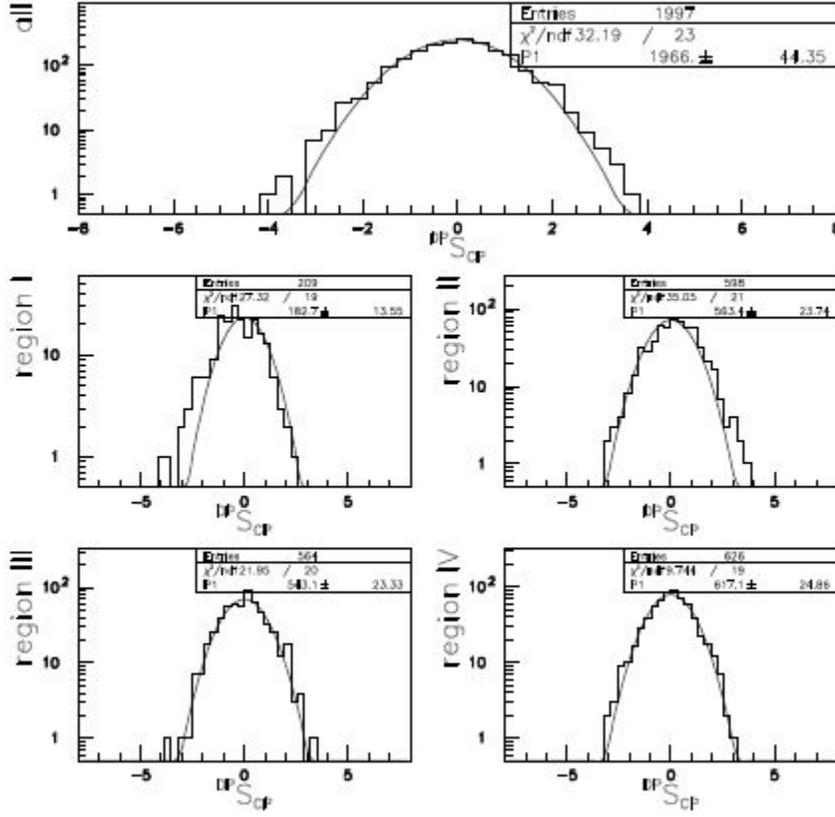


Figura 3.7: Ajustes de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  para cada uma das regiões definidas na figura 3.4 utilizando uma diferença de fase de  $10^\circ$  para o  $\rho^0(770)$ .

$^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  para todo o espaço de fase (superior direito) e para as regiões I e II também na figura. A distribuição de significância para todo o espaço de fase já ilustra de maneira clara a presença de violação de CP por não poder ser ajustada por uma gaussiana. As regiões I e II também mostram essa violação de CP e de uma maneira padronizada. De acordo com a diferença das amplitudes<sup>4</sup> de  $D^+$  e  $D^-$ , a dependência linear em  $\cos(\theta)$  dos termos de interferência geram uma ausência de  $D^+$  na região I (interferência destrutiva) e um excesso na região II (interferência construtiva). Isso explica o deslocamento da distribuição de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  para a esquerda na região I e para a direita na região II.

Todos os testes realizados até aqui evidenciam a capacidade da medida de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  de revelar de forma unívoca e independente de modelo até mesmo pequenas assimetrias e identificar seu local de origem no Dalitz Plot. Como as assimetrias de CP estão diretamente relacionadas com as regiões de interferência das ressonâncias no Dalitz Plot, a aplicabilidade da medida de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  pode ser estendida a decaimentos neutros de  $D^0$  e  $B^0$  que, em

<sup>4</sup>Ver capítulo 2.

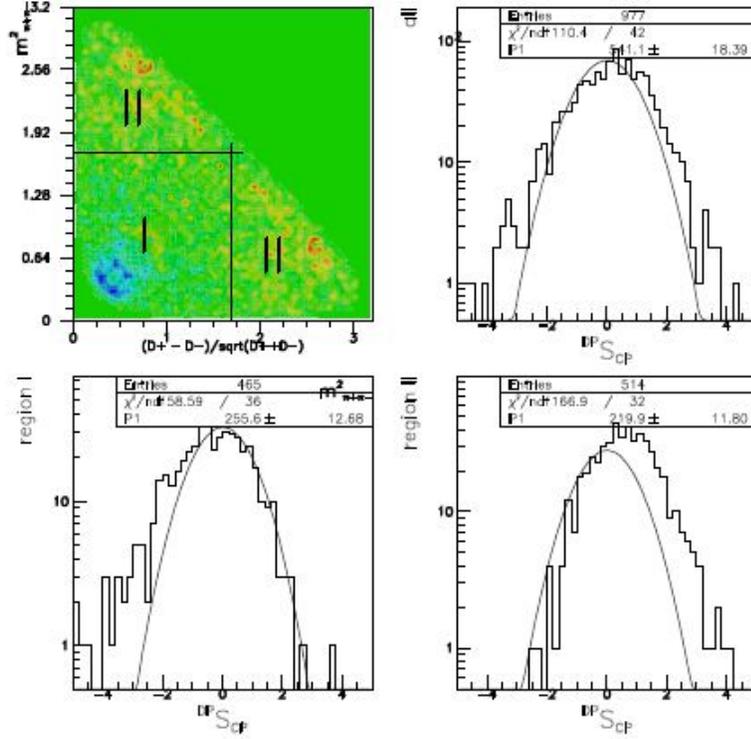


Figura 3.8: Dalitz Plot de  $D^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$  para um modelo com  $3.6^\circ$  de diferença de fase para o  $\rho^0(770)$  e dividido em duas regiões. A distribuição de  $^{DP}S_{CP}$  para todo o Dalitz Plot e para cada região também está ilustrada.

princípio, precisam de uma análise dependente do tempo devido às oscilações desses mésons. A próxima seção apresentará algumas definições sobre a dinâmica desses decaimentos, com aplicações interessantes para  $^{DP}S_{CP}$ .

No momento, pouco se sabe sobre as oscilações de mésons neutros. A oscilação desses mésons pode ou não contribuir com a violação de CP já que a taxa de oscilação não necessariamente é igual para partícula-antipartícula e vice-versa. Quantificar essa contribuição passa a ser importante já que desta quantificação devemos ser capazes de separar os efeitos relacionados à matriz de CKM de física além do modelo padrão. Neste sentido, o método mirandizing pode ser uma importante ferramenta de identificação de assimetrias além do modelo padrão em decaimentos neutros já que, para alguns casos, o modelo padrão prevê que a oscilação não contribui com a assimetria. A próxima seção apresentará algumas definições sobre a dinâmica desses decaimentos, com aplicações interessantes para  $^{DP}S_{CP}$ .

## 3.2 Oscilação de mésons e Amplitudes de Probabilidade dependentes do tempo

A oscilação dos mésons neutros é a propriedade de algumas partículas, quando evoluem no tempo, de transitarem entre o estado de partícula e anti-partícula. Sabemos que as interações fortes conservam todos os números quânticos relacionados às partículas, fato que não ocorre para a interação fraca. Como consequência, transições temporais do tipo  $\langle \bar{P}^0 | T_w | P^0 \rangle$  são permitidas, dando origem ao fenômeno de oscilação. A evolução temporal dos estados  $\bar{P}^0$  e  $P^0$  é descrita pela equação de Schrödinger dependente do tempo

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} P^0 \\ \bar{P}^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11}^P - \frac{i}{2} \Gamma_{11}^P & M_{12}^P - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^P \\ M_{12}^{P*} - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^{P*} & M_{11}^P - \frac{i}{2} \Gamma_{11}^P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P^0 \\ \bar{P}^0 \end{pmatrix}. \quad (3.4)$$

Em caso de violação de sabor (oscilação), temos:

$$M_{12}^P \neq 0, \quad \Gamma_{12}^P \neq 0. \quad (3.5)$$

Os autoestados da equação de Schrödinger são uma combinação linear de  $P^0$  e  $\bar{P}^0$ ,

$$|P_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} (p|P^0\rangle + q|\bar{P}^0\rangle), \quad (3.6)$$

$$|P_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} (p|P^0\rangle - q|\bar{P}^0\rangle), \quad (3.7)$$

onde

$$\frac{q}{p} \equiv \sqrt{\frac{M_{12}^{P*} - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^{P*}}{M_{12}^P - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^P}}. \quad (3.8)$$

Ao solucionar a equação de Schrödinger (3.4) obtêm-se as seguintes evoluções temporais para os estados  $P^0$  e  $\bar{P}^0$ :

$$|P^0(t)\rangle = f_+(t)|P^0\rangle - \frac{q}{p} f_-(t)|\bar{P}^0\rangle, \quad (3.9)$$

$$|\bar{P}^0(t)\rangle = -\frac{p}{q} f_-(t)|P^0\rangle + f_+(t)|\bar{P}^0\rangle, \quad (3.10)$$

onde

$$f_+(t) = e^{-i\bar{M}t} e^{-\bar{\Gamma}t/2} \cos Qt, \quad (3.11)$$

$$f_-(t) = ie^{-i\bar{M}t} e^{-\bar{\Gamma}t/2} \sin Qt, \quad (3.12)$$

são os estados finais da transição temporal dos estados iniciais  $P^0$  e  $\bar{P}^0$ . Além disso,

$\bar{M} = (M_1 + M_2)/2$  e  $Q$  é dado por:

$$Q = \frac{1}{2}(\Delta M - \frac{i}{2}\Delta\Gamma). \quad (3.13)$$

Desta forma, as amplitudes de probabilidade  $|M(P^0 \rightarrow f)|^2 = |M(t)|^2 = \langle P^0|P^0 \rangle$  e  $|\bar{M}(\bar{P}^0 \rightarrow f')|^2 = |\bar{M}(t)|^2 = \langle \bar{P}^0|\bar{P}^0 \rangle$ , são dadas por

$$\begin{aligned} |M(t)|^2 &= e^{-\Gamma t}|A_f|^2 \times \\ &\times \left[ \frac{1}{2}(1 + |\lambda_f|^2)\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right) + \frac{1}{2}(1 - |\lambda_f|^2)\cos(\Delta Mt) - \right. \\ &\quad \left. - \text{Re}(\lambda_f)\sinh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right) + \text{Im}(\lambda_f)\sin(\Delta Mt) \right], \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} |\bar{M}(t)|^2 &= e^{-\Gamma t}|\bar{A}_{f'}|^2 \times \\ &\times \left[ \frac{1}{2}(1 + |\lambda'_{f'}|^2)\cosh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right) + \frac{1}{2}(1 - |\lambda'_{f'}|^2)\cos(\Delta Mt) - \right. \\ &\quad \left. - \text{Re}(\lambda'_{f'})\sinh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right) + \text{Im}(\lambda'_{f'})\sin(\Delta Mt) \right], \end{aligned} \quad (3.15)$$

onde  $f = (s_{12}, s_{23})$ ,  $f' = (s_{23}, s_{12})$  dependem de variáveis de Dalitz opostas, os  $\lambda$ 's são definidos por

$$\lambda_f = \frac{q \bar{A}_f}{p A_f}, \quad \lambda'_{f'} = \frac{p A_{f'}}{q \bar{A}_{f'}}, \quad (3.16)$$

e  $|A_f|^2/|\bar{A}_f|^2$  são as amplitudes de transição independentes do tempo para os estados  $P^0$  e  $\bar{P}^0$  respectivamente. As expressões (3.14) e (3.15) representam a probabilidade de  $P^0$  ou  $\bar{P}^0$  estar no estado de partícula ou anti-partícula para um dado tempo  $t$ . Em termos de Dalitz Plot, estar em um destes estados significa ocupar um espaço de fase diferente no momento em que esta partícula decair. A soma e a diferença entre as amplitudes são importantes por representarem o Dalitz Plot total do decaimento conjugado do méson  $B$  neutro (soma) e por representarem as possíveis diferenças entre as duas superfícies de Dalitz para  $B^0$  e  $\bar{B}^0$ . Para este segundo caso, uma outra fonte de violação de CP é a possibilidade de transições  $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$  ocorrerem a uma taxa diferente de  $\bar{B}^0 \rightarrow B^0$ .

### 3.2.1 Diferença dos Módulos

A diferença das amplitudes de probabilidade é feita para estados finais simétricos no Dalitz Plot a fim de comparar possíveis efeitos de violação de CP em uma mesma região do Dalitz Plot. O resultado da diferença é:

$$\begin{aligned}
& |M(t)|^2 - |\bar{M}(t)|^2 = e^{-\Gamma t} \times \\
& \times \underbrace{\left[ \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right) \left[ \left(\frac{|A_f|^2}{2}(1 + |\lambda_f|^2)\right) - \left(\frac{|\bar{A}_{f'}|^2}{2}(1 + |\lambda'_{f'}|^2)\right) \right] \right]}_I + \\
& + \left[ \left(\frac{|A_f|^2}{2}(1 - |\lambda_f|^2)\right) - \left(\frac{|\bar{A}_{f'}|^2}{2}(1 - |\lambda'_{f'}|^2)\right) \right] \cos(\Delta Mt) + \\
& + (|A_f|^2 \text{Im}(\lambda_f) - |\bar{A}_{f'}|^2 \text{Im}(\lambda'_{f'})) \sin(\Delta Mt) - \\
& - \underbrace{\left( |A_f|^2 \text{Re}(\lambda_f) + |\bar{A}_{f'}|^2 \text{Re}(\lambda'_{f'}) \right) \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right)}_{II} \quad (3.17)
\end{aligned}$$

Antes de executar a integração para realizar uma análise independente do tempo, algumas considerações precisam ser feitas com relação às funções hiperbólicas. A expressão geral para a integral de funções hiperbólicas é dada por:

$$\begin{aligned}
& \int e^{-\Gamma t} \sinh(\Delta\Gamma t/2) dt = \\
& \frac{e^{-\Gamma t}}{\Gamma^2 - (\Delta\Gamma/2)^2} \left( -\Gamma \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}x\right) - \frac{\Delta\Gamma}{2} \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}x\right) \right), \quad (3.18)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \int e^{-\Gamma t} \cosh(\Delta\Gamma t/2) dt = \\
& \frac{e^{-\Gamma t}}{\Gamma^2 - (\Delta\Gamma/2)^2} \left( -\Gamma \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}x\right) - \frac{\Delta\Gamma}{2} \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}x\right) \right). \quad (3.19)
\end{aligned}$$

Integrando a expressão (3.17) em um limite  $t \rightarrow \infty$ , três situações precisam ser avaliadas.

$\Gamma > \Delta\Gamma/2$ :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{e^{-\Gamma t}}{\Gamma^2 - (\Delta\Gamma/2)^2} \left( -\Gamma \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}x\right) - \frac{\Delta\Gamma}{2} \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}x\right) \right) = 0. \quad (3.20)$$

$\Gamma = \Delta\Gamma/2$ :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{e^{-\Gamma t}}{\Gamma^2 - (\Delta\Gamma/2)^2} \left( -\Gamma \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}x\right) - \frac{\Delta\Gamma}{2} \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}x\right) \right) = \infty. \quad (3.21)$$

$\Gamma < \Delta\Gamma/2$ :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{e^{-\Gamma t}}{\Gamma^2 - (\Delta\Gamma/2)^2} \left( -\Gamma \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}x\right) - \frac{\Delta\Gamma}{2} \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}x\right) \right) = \infty. \quad (3.22)$$

Esses resultados também valem para a integral  $II$  e podem facilmente ser verificados se as funções hiperbólicas forem escritas em termos de exponenciais. Para o limite de  $t \rightarrow 0$ , os resultados são:

$$\lim_{t \rightarrow 0} \frac{e^{-\Gamma t}}{\Gamma^2 - (\Delta\Gamma/2)^2} \left( -\Gamma \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}x\right) - \frac{\Delta\Gamma}{2} \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}x\right) \right) = \frac{-\Delta\Gamma/2}{\Gamma^2 - (\Delta\Gamma/2)^2}, \quad (3.23)$$

e

$$\lim_{t \rightarrow 0} \frac{e^{-\Gamma t}}{\Gamma^2 - (\Delta\Gamma/2)^2} \left( -\Gamma \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}x\right) - \frac{\Delta\Gamma}{2} \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}x\right) \right) = \frac{-\Gamma}{\Gamma^2 - (\Delta\Gamma/2)^2}. \quad (3.24)$$

Portanto, como apenas  $\Gamma > \Delta\Gamma/2$  tem significado físico, a integral em  $t$  da diferença dos módulos é

$$\int_0^\infty (|M(t)|^2 - |\bar{M}(t)|^2) dt = \frac{a\Gamma + \Delta m[|A_f|^2 \text{Im}(\lambda_f) - |\bar{A}_{f'}|^2 \text{Im}(\lambda'_{f'})]}{\Gamma^2 + (\Delta m)^2} + \frac{b\Gamma - [|A_f|^2 \text{Re}(\lambda_f) + |\bar{A}_{f'}|^2 \text{Re}(\lambda'_{f'})] \Delta\Gamma/2}{\Gamma^2 - (\Delta\Gamma/2)^2}, \quad (3.25)$$

em que

$$a = \frac{|A_f|^2}{2}(1 - |\lambda_f|^2) - \frac{|\bar{A}_{f'}|^2}{2}(1 - |\lambda'_{f'}|^2), \quad (3.26)$$

$$b = \frac{|A_f|^2}{2}(1 + |\lambda_f|^2) - \frac{|\bar{A}_{f'}|^2}{2}(1 + |\lambda'_{f'}|^2). \quad (3.27)$$

Note que o termo final da diferença integrada no tempo tem uma dependência explícita com  $\lambda$  e  $\lambda'$ , que são diferentes. Neste caso, qualquer méson que oscile entre os estados de partícula e anti-partícula irá apresentar uma diferença não nula e, conseqüentemente, uma assimetria de CP. Neste caso, a dificuldade seria a de dar uma medida quantitativa para a violação de CP nessas condições. Pelo modelo padrão sabemos que qualquer violação de CP em mésons  $D$  vem da oscilação de  $D^0 - \bar{D}^0$ . Para os mésons  $B$ , uma análise dependente do tempo revela violação de CP e auxilia na medida do parâmetro  $\beta$  da matriz de CKM. Quando a violação de CP ocorre através de oscilações ela é dita *violação de CP indireta* e revela-se tanto através de análises dependentes do tempo quanto através de uma análise independente do tempo.

### 3.2.2 Soma dos Módulos

Para a soma dos módulos os estados finais dependem das mesmas variáveis de Dalitz. Isto porque, ao coletar uma determinada quantidade de decaimentos de mésons neutros no LHCb, o Dalitz Plot total será a soma das contribuições dos decaimentos das partículas e antipartículas. O processo de identificação de mésons neutros é feito através da reconstrução de seu parceiro CP conjugado criado durante a colisão. Em um tempo  $t = t_0$ , identificar um méson como sendo  $B^0$  implica que seu parceiro, neste mesmo tempo  $t_0$ , seja um  $\bar{B}^0$ . As técnicas que implementam esse tipo de identificação são conhecidas como técnicas de *tagging*. Fazer o *tagging* de uma partícula neutra é em certos casos ineficiente por depender de uma boa identificação do méson neutro e de seu parceiro CP conjugado. Em colisores de hádrons como o LHC a tarefa é ainda mais complicada devido à energia e luminosidade do feixe de prótons. O resultado da colisão gera muito mais traços do que experimentos que colidem elétrons ou pósitrons, dificultando bastante as técnicas de *tagging*. Assim, trabalhar com uma única amostra com partícula e antipartícula é muito útil.

Neste caso, a soma das contribuições de  $|M(t)|^2$  e  $|\bar{M}(t)|^2$  é:

$$\begin{aligned}
|M(t)|^2 + |\bar{M}(t)|^2 &= e^{-\Gamma t} \times \\
&\times \underbrace{\left[ \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right) \left[ \left(\frac{|A_f|^2}{2}(1 + |\lambda_f|^2)\right) + \left(\frac{|\bar{A}_f|^2}{2}(1 + |\frac{1}{\lambda_f}|^2)\right) \right] \right]}_{III} + \\
&+ \left[ \left(\frac{|A_f|^2}{2}(1 - |\lambda_f|^2)\right) + \left(\frac{|\bar{A}_f|^2}{2}(1 - |\frac{1}{\lambda_f}|^2)\right) \right] \cos(\Delta Mt) + \\
&+ (|A_f|^2 \text{Im}(\lambda_f) + |\bar{A}_f|^2 \text{Im}(\frac{1}{\lambda_f})) \sin(\Delta Mt) - \\
&\underbrace{- (|A_f|^2 \text{Re}(\lambda_f) + |\bar{A}_f|^2 \text{Re}(\frac{1}{\lambda_f})) \sinh\left(\frac{\Delta\Gamma t}{2}\right)}_{IV}, \tag{3.28}
\end{aligned}$$

onde as integrais *III* e *IV* têm o mesmo resultado mostrado na seção anterior. Deste modo, integrando em  $t$  obtém-se

$$\begin{aligned}
\int_0^\infty (|M(t)|^2 + |\bar{M}(t)|^2) dt &= \frac{c\Gamma + \Delta m [ |A_f|^2 \text{Im}(\lambda_f) + |\bar{A}_f|^2 \text{Im}(\frac{1}{\lambda_f}) ]}{\Gamma^2 + (\Delta m)^2} + \\
&+ \frac{d\Gamma - [ |A_f|^2 \text{Re}(\lambda_f) + |\bar{A}_f|^2 \text{Re}(\frac{1}{\lambda_f}) ] \Delta\Gamma/2}{\Gamma^2 - (\Delta\Gamma/2)^2}, \tag{3.29}
\end{aligned}$$

onde

$$c = \frac{|A_f|^2}{2}(1 - |\lambda_f|^2) + \frac{|\bar{A}_f|^2}{2}(1 - |\frac{1}{\lambda_f}|^2), \tag{3.30}$$

$$d = \frac{|A_f|^2}{2}(1 + |\lambda_f|^2) + \frac{|\bar{A}_f|^2}{2}(1 + |\frac{1}{\lambda_f}|^2). \quad (3.31)$$

Considere a expressão

$$|A_f|^2 \text{Im}(\lambda_f) + |\bar{A}_f|^2 \text{Im}(\frac{1}{\lambda_f}) = |A|^2 \text{Im}\left(\frac{q \bar{A}}{p A}\right) + |\bar{A}|^2 \text{Im}\left(\frac{p A}{q \bar{A}}\right), \quad (3.32)$$

que pode ser trabalhada utilizando as definições (3.16) para a mesma dependência das variáveis de Dalitz,

$$\begin{aligned} & \frac{|A|^2}{2i} \left( \frac{q \bar{A}}{p A} - \frac{q^* \bar{A}^*}{p^* A^*} \right) + \frac{|\bar{A}|^2}{2i} \left( \frac{p A}{q \bar{A}} - \frac{p^* A^*}{q^* \bar{A}^*} \right) = \\ & \frac{1}{2i} \left( \frac{q}{p} A A^* \frac{\bar{A}}{A} - \frac{q^*}{p^*} A A^* \frac{\bar{A}^*}{A^*} \right) + \frac{1}{2i} \left( \frac{p}{q} \bar{A} \bar{A}^* \frac{A}{\bar{A}} - \frac{p^*}{q^*} \bar{A} \bar{A}^* \frac{A^*}{\bar{A}^*} \right) = \\ & \frac{1}{2i} \left[ \frac{p}{q} A \bar{A}^* - \frac{q^*}{p^*} A \bar{A}^* - \left( \frac{p^*}{q^*} A^* \bar{A} - \frac{q}{p} A^* \bar{A} \right) \right] = \\ & \text{Im} \left[ \left( \frac{p}{q} - \frac{q^*}{p^*} \right) A \bar{A}^* \right]. \end{aligned} \quad (3.33)$$

O mesmo pode ser feito para

$$|A|^2 \text{Re}\left(\frac{q \bar{A}}{p A}\right) + |\bar{A}|^2 \text{Re}\left(\frac{p A}{q \bar{A}}\right) = \text{Re} \left[ \left( \frac{p}{q} + \frac{q^*}{p^*} \right) A \bar{A}^* \right] \quad (3.34)$$

e, assim, a integral da soma (3.29) pode ser reescrita na forma simplificada

$$\begin{aligned} \int_0^\infty (|M(t)|^2 + |\bar{M}(t)|^2) dt &= |A|^2 \left( \frac{\Gamma(1 - |\frac{p}{q}|^2)}{2(\Gamma^2 + (\Delta m)^2)} + \frac{\Gamma(1 + |\frac{p}{q}|^2)}{2(\Gamma^2 - (\frac{\Delta \Gamma}{2})^2)} \right) + \\ &+ |\bar{A}|^2 \left( \frac{\Gamma(1 - |\frac{q}{p}|^2)}{2(\Gamma^2 + (\Delta m)^2)} + \frac{\Gamma(1 + |\frac{q}{p}|^2)}{2(\Gamma^2 - (\frac{\Delta \Gamma}{2})^2)} \right) + \\ &+ \frac{\Delta m \left( \text{Im} \left[ \left( \frac{p}{q} - \frac{q^*}{p^*} \right) A \bar{A}^* \right] \right)}{\Gamma^2 + (\Delta m)^2} - \frac{\frac{\Delta \Gamma}{2} \left( \text{Re} \left[ \left( \frac{p}{q} + \frac{q^*}{p^*} \right) A \bar{A}^* \right] \right)}{\Gamma^2 - (\frac{\Delta \Gamma}{2})^2}. \end{aligned} \quad (3.35)$$

Agora, considerando  $\Gamma^2 \gg (\Delta m)^2$  e  $\Gamma^2 \gg (\Delta \Gamma)^2$ , fica fácil ver que

$$\begin{aligned} \int_0^\infty (|M(t)|^2 + |\bar{M}(t)|^2) dt &= \frac{1}{\Gamma} (|A|^2 + |\bar{A}|^2 + \\ &+ x \text{Im} \left[ \left( \frac{p}{q} - \frac{q^*}{p^*} \right) A \bar{A}^* \right] - y \text{Re} \left[ \left( \frac{p}{q} + \frac{q^*}{p^*} \right) A \bar{A}^* \right]). \end{aligned} \quad (3.36)$$

onde os parâmetros  $x$  e  $y$  são,

$$x \equiv \frac{\Delta M}{\Gamma}, \quad y \equiv \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}. \quad (3.37)$$

O resultado (3.36) revela uma dependência direta dos parâmetros de mistura através de  $q/p$ . Para o caso de oscilação entre  $D^0 - \bar{D}^0$ , as medidas experimentais são [34]

$$x_D = 0.01_{-0.0026}^{+0.0024}, \quad y_D = 0.0076_{-0.0018}^{+0.0017} \text{ e } \left| \frac{q}{p} \right| = 0.86_{-0.15}^{+0.17}. \quad (3.38)$$

Para o caso de oscilação entre  $B^0 - \bar{B}^0$ , a diferença de vida média para esses dois estados é muito pequena, ou seja,  $\Delta \Gamma \ll \Gamma$ . Além disso, a previsão do modelo padrão é que  $|q/p| = 1$ . Neste caso, a equação (3.36) é simplificada para apenas[35]

$$\int_0^\infty (|M_B(t)|^2 + |\bar{M}_B(t)|^2) dt = \frac{1}{\Gamma} (|A|^2 + |\bar{A}|^2). \quad (3.39)$$

Esta propriedade permite que análises independentes do tempo para  $B^0/\bar{B}^0$  sejam feitas auxiliando, por exemplo, na medida de  $\gamma$  da matriz de CKM [36]. As expressões (3.25) e (3.36) (ou (3.39)) nos permitem resumir os aspectos de violação de CP para os mésons  $D$  e  $B$  da seguinte forma:

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

Neste caso, dizemos que a violação de CP é direta. A manifestação se dá pela diferença no número total de eventos de  $P^+$  e  $P^-$  criados na colisão e é a única fonte de violação de CP para partículas carregadas.

$$|q/p| \neq 1$$

É uma fonte de violação de CP para as partículas neutras que oscilam. A medida para os parâmetros relacionados com a oscilação pode ser feita através de uma análise dependente do tempo, onde se sabe *a priori* em que estado a partícula que decaiu se encontrava. Neste caso, os termos  $Im\left[\left(\frac{q}{p} - \frac{q^*}{p^*}\right) A\bar{A}^*\right]$  na equação (3.36) e os dependentes de  $\lambda$  na equação (3.25) estão diretamente relacionados com a oscilação e com a violação de CP, se for detectada.

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

Apesar de apresentar oscilação, a violação de CP ainda não foi detectada por ser muito pequena para mésons  $D$ . Por se tratar de transições que envolvem as duas primeiras geração de quarks, a violação de CP direta não é prevista pelo modelo padrão para alguns casos, fazendo da oscilação a única fonte de assimetria. Assim, detectar violação de CP em quantidades razoáveis seria uma indicação direta de física além do modelo padro.

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

A mistura de  $B^0 - \bar{B}^0$  é uma fonte de violação de CP e pode ser medida através de uma análise dependente do tempo, assim como para os mésons  $D$ . No entanto, o modelo padrão prevê que se uma análise independente do tempo for feita, não existe contribuição da oscilação na violação de CP direta. Isso permite realizar análises utilizando, ao invés de duas amostras de  $B^0$  e  $\bar{B}^0$ , uma única amostra com  $B^0$  e  $\bar{B}^0$  misturados, sem a necessidade de identificá-los previamente

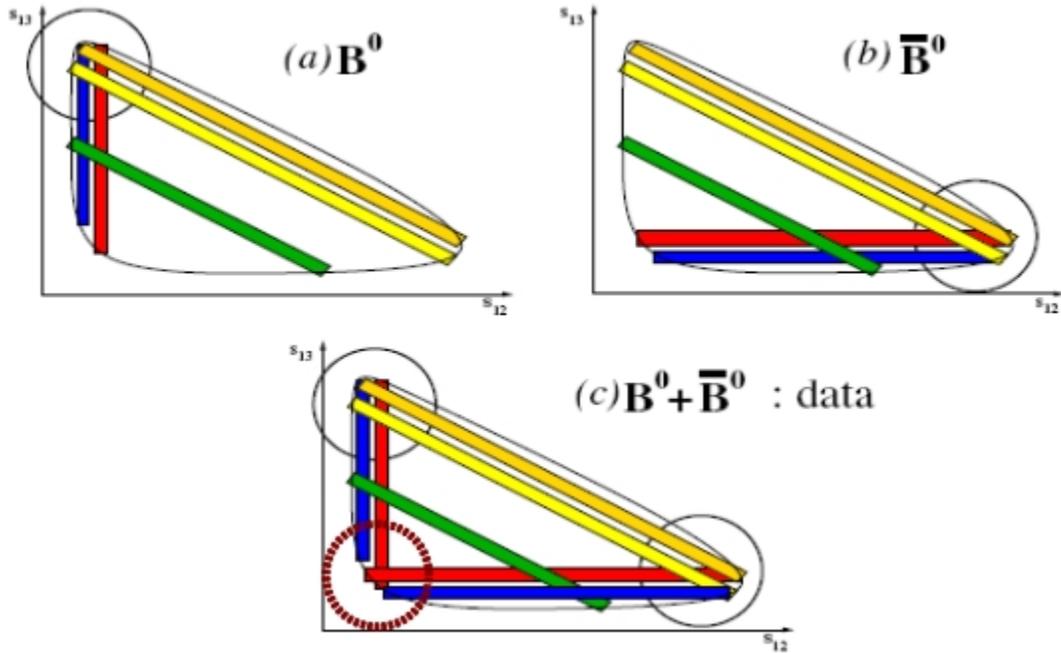


Figura 3.9: Visão esquemática do Dalitz Plot de  $B^0$  e  $\bar{B}^0$ . As ressonâncias são representadas pelas diferentes faixas onde a distribuição angular foi desconsiderada por simplicidade. (a) Dalitz Plot de  $B^0$  com a região de interferência circulado. (b) Dalitz Plot de  $\bar{B}^0$  com a região de interferência circulado. (c) Dalitz Plot conjunto de  $B^0$  e  $\bar{B}^0$  com as regiões de interferência marcadas pelos círculos contínuos. Uma assimetria de CP na região marcada pelo círculo tracejado indica uma contribuição da oscilação de  $B^0 - \bar{B}^0$  na violação de CP direta, representando uma física além do modelo padrão.

A figura 3.9 representa as superfícies de Dalitz para os mésons  $B^0$  e  $\bar{B}^0$ , com as regiões de interferência entre ressonâncias circuladoas. Note que o local de interferência no Dalitz Plot é diferente para os dois mésons (figuras 3.9a e 3.9b), garantindo a análise de uma única superfície de Dalitz conjunta para  $B^0$  e  $\bar{B}^0$ [36] (figura 3.9c). As considerações feitas à equação (3.36) são garantidas pelo modelo padrão. No entanto, uma assimetria de CP identificada na região marcada pelo círculo tracejado na figura 3.9c significa uma influência da oscilação  $B^0 - \bar{B}^0$  (termos dependentes de  $x$  e  $y$  na equação 3.36) na violação de CP e, portanto, física além do modelo padrão. Essa assimetria pode ser identificada

através da medida de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  nas superfícies de  $B^0$  e  $\bar{B}^0$ . Assim, além de identificar anisotropias em decaimentos de mésons  $B$  e  $D$  carregados, a significância ainda pode auxiliar na identificação de assimetrias relacionadas às oscilações, revelando em alguns casos física além do modelo padrão.

# Capítulo 4

## O Detector LHCb

A base teórica desta tese, ou seja, o modelo padrão das partículas elementares, foi largamente testado nas últimas décadas. Apesar de seu sucesso em algumas previsões, alguns fenômenos como violação de CP ou ainda a existência do Higgs ainda não foram completamente desvendados e já se sabe que a atual geração de aceleradores não é capaz de atingir a estatística e energia de colisão necessária para cobrir as lacunas que ainda existem no modelo padrão. Apenas uma nova geração de aceleradores, como o LHC que colide prótons a energias na escala  $TeV$  e com uma luminosidade da ordem de  $10^{34} cm^{-1}s^{-1}$ , será capaz de medir os parâmetros restantes do modelo padrão. Neste processo, por acessar uma escala de energia nunca antes medida, o LHC pode automaticamente revelar uma nova física além modelo padrão. Desta forma, o objetivo deste capítulo é fornecer uma descrição geral do acelerador LHC, dando ênfase a um de seus experimentos, o LHCb.

### 4.1 LHC

O *Grande Colisor de Hádrons* (LHC)[37] é o novo acelerador do *Centro Europeu para Pesquisas Nucleares* (CERN) localizado na fronteira entre a Suíça e a França em um túnel que varia entre 50 e 175 metros de profundidade e 27 Km de comprimento. O objetivo é colidir prótons em 4 pontos específicos, a uma energia de centro de massa nunca antes acessada, para coletar dados para os seguintes experimentos: ATLAS [38], CMS [39], ALICE [40], LHCb [41], TOTEM [42], LHCf [43] e MoEDAL. Com os resultados desses experimentos o LHC pretende responder a perguntas fundamentais não completamente respondidas pelo atual modelo que descreve as interações das partículas elementares. A luminosidade do feixe de prótons no LHC permite acumular estatística suficiente que, combinada com a energia de colisão, permitirá que as questões a seguir sejam abordadas.

#### O que é massa?

A origem da massa ainda é um dos maiores mistérios da natureza e que o LHC pretende desvendar. O atual modelo padrão das partículas elementares tenta responder não só a essa pergunta como também qual o mecanismo por

trás da massa das partículas. Para tal, o modelo prevê a existência de uma partícula fundamental chamada *Bóson de Higgs*, cujo acoplamento com outras partículas geraria a massa de cada uma delas. Dentro do modelo, partículas sem massa não se acoplam com o Bóson de Higgs. Primeiramente proposto em 1964, o Bóson de Higgs ainda não foi encontrado sendo um dos objetivos dos experimentos ATLAS e CMS.

### **Qual a composição de 96% do universo?**

Um dos resultados mais intrigantes na área de Gravitação Observacional, obtidos ainda na década de 60, diz respeito às curvas de rotação das galáxias. Se uma simulação com base em toda a matéria luminosa de uma galáxia for feita, a sua velocidade de rotação será bem menor se comparada com a curva de rotação observada. Este foi o primeiro indício de que as galáxias também são compostas de matéria que não observamos. A compilação de vários outros experimentos fornecem um resultado ainda mais surpreendente: apenas 4% de todo o universo é composto por matéria observável. O restante da proporção é composto pelo que chamamos de *Matéria e Energia Escura*. Qual a natureza dessa maioria escura? Esse é um dos maiores desafios da cosmologia e da física de partículas que também será abordado pelos experimentos ATLAS e CMS.

### **Qual a configuração inicial do Universo?**

O atual modelo padrão das partículas elementares prevê que os quarks estão em um estado de confinamento mantido pela força forte e que, portanto, ambos não podem ser observados isoladamente. No entanto, poucos segundos após o Big-Bang acredita-se que a temperatura e energia do universo eram tão elevadas que os glúons não seriam capazes de manter os quarks neste estado de confinamento. Esta configuração inicial do universo recebe o nome de plasma de quark-glúons e a tentativa de reproduzi-la e estudar suas propriedades é o principal objetivo do experimento ALICE.

### **Onde está a Antimatéria?**

De acordo com a teoria do Big-Bang, na origem do universo matéria e antimatéria eram criadas e aniquiladas em igual proporção gerando apenas energia. No entanto, a quase inexistência de antimatéria atualmente nos leva a concluir que uma pequena fração de matéria deve ter sobrevivido à aniquilação, restando a hipótese de que algum mecanismo de violação da simetria matéria-antimatéria deve ter ocorrido ainda na origem do universo. Que mecanismo seria esse e como ele ocorreu ainda é um mistério para a física de partículas. Experimentos anteriores já observaram pequenas diferenças entre matéria e antimatéria mas os atuais resultados não são suficientes para explicar o desbalanço entre

elas. O experimento LHCb tem como objetivo estudar todas as diferenças entre matéria e antimatéria na tentativa de elucidar esse mistério.

### As dimensões extras existem?

No início do século 20, Albert Einstein unificou a relatividade especial e a lei universal da gravitação de Newton e mostrou que a gravitação pode ser interpretada como uma propriedade geométrica de um espaço quadridimensional onde o tempo é uma das componentes. Mais tarde, outras teorias semelhantes surgiram, sempre propondo como mecanismo de unificação a existência de dimensões extras. Como exemplo, a teoria de Kaluza-Klein tenta unificar a relatividade geral e o eletromagnetismo através de uma única equação de cinco dimensões. A teoria de cordas também prevê a existência de dimensões extras a serem descobertas. Todas essas dimensões extras podem se tornar detectáveis em experimentos de altas energias e sendo assim todos os detectores do LHC fornecerão dados relevantes sobre este tema.

Mesmo que o LHC, através de seus quatro grandes experimentos, responda a todas as questões mencionadas acima, não podemos afirmar que todo o conhecimento sobre a natureza estará completo. Por exemplo, sabemos que a matriz de CKM não é capaz de gerar toda a assimetria de matéria e antimatéria observada no universo e, portanto, algum outro mecanismo precisa ser desenvolvido e identificado. Outro exemplo diz respeito aos neutrinos. De acordo com o modelo padrão, essas partículas devem ser sem massa mas experimentos recentes mostraram que, na verdade, elas tem uma massa muito pequena. Assim, uma teoria mais geral que o atual modelo padrão precisa ser desenvolvida para explicar a massa dos neutrinos. Em geral, a expectativa é que o modelo padrão não seja a palavra final na descrição das interações da natureza e suas partículas mas sim uma teoria efetiva, que funciona bem na escala de energia acessada até recentemente. Assim, a energia de colisão de  $14 \text{ TeV}$  representaria uma escala onde essa teoria efetiva começa a apresentar falhas.

Além dos experimentos mencionados acima, o LHC tem em seu programa três outros importantes experimentos: TOTEM, LHCf e MoEDAL. O TOTEM tem como objetivo estudar a estrutura do próton, que é mal entendida, através de processos difrativos e medir sua seção de choque total de interação. O experimento LHCf tem como objetivo fornecer valiosas informações sobre as interações dos raios cósmicos na atmosfera terrestre através da análise de partículas neutras produzidas na direção do feixe de prótons do LHC. Já o experimento MoEDAL pretende dedicar-se à procura de partículas massivas e estáveis, como monopólos magnéticos, produzidas durante as colisões entre prótons.

Mais especificamente, o LHC está instalado em um túnel de 27 Km de comprimento e pretende acelerar dois feixes de prótons em direções opostas a uma velocidade próxima à velocidade da luz para então cruzar esses feixes, gerando colisões com energia de centro de massa de  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ . Os feixes de prótons percorrem toda a extensão do LHC dentro de anéis em vácuo e mantêm sua órbita devido a magnetos supercondutores, que são mantidos a uma temperatura de  $-271.1^\circ\text{C}$ .

Os prótons são primeiramente obtidos a partir de átomos de hidrogênio, para então serem acelerados em um acelerador linear (LINAC) e posteriormente são injetados no *Proton Synchrotron Booster* (PSB). Em seguida, o feixe de prótons é injetado no *Proton Synchrotron* (PS) e depois no *Super Proton Synchrotron* (SPS). O estágio final de aceleração ocorre no LHC onde, após cerca de 20 minutos, o feixe atinge a marca de  $7\text{ TeV}$ , em condições normais. Parte do complexo do LHC está ilustrado na figura 4.1. Todos os estágios de aceleração com suas respectivas faixas de energia e velocidade estão listados na tabela 4.1.

Acelerador	Energia	% de $c$
LINAC	$50\text{ MeV}$	31.4
PBS	$1.4\text{ GeV}$	91.6
PS	$25\text{ GeV}$	99.93
SPS	$450\text{ GeV}$	99.9998
LHC	$7\text{ TeV}$	99.9999991

Tabela 4.1: Energia de aceleração e a respectiva fração da velocidade com relação a velocidade da luz ( $c$ ).

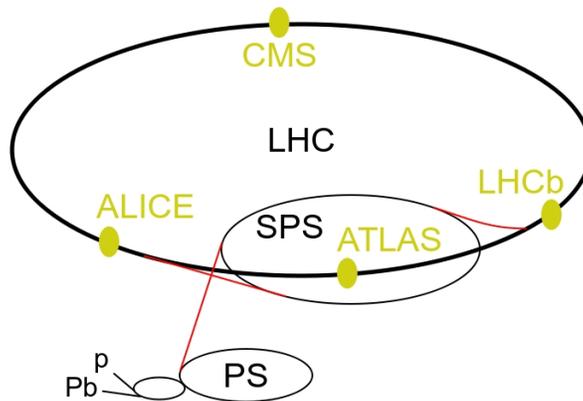


Figura 4.1: O acelerador LHC junto com os aceleradores PS e SPS. Os pontos amarelos são os pontos de colisão dos feixes, onde se encontram os 4 grandes experimentos do LHC. Os experimentos TOTEM, LHCf e MoEDAL dividem espaço junto com CMS, ATLAS e LHCb respectivamente.

O número de eventos por segundo gerado nas colisões do LHC é dado por

$$N_{eventos} = \mathcal{L}\sigma_{evento} \quad (4.1)$$

onde  $\sigma_{evento}$  é a seção de choque para o evento sob investigação e  $\mathcal{L}$  é a luminosidade fornecida pela máquina, que depende apenas dos parâmetros relacionados ao feixe e que

pode ser definida, para uma distribuição gaussiana do feixe, como:

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F, \quad (4.2)$$

em que  $N_b$  é o número de prótons por nuvens,  $n_b$  é o número de nuvens por feixe,  $f_{rev}$  é a frequência de revolução das nuvens,  $\gamma_r$  é o fator relativístico,  $\epsilon_n$  é a emitância transversa normalizada do feixe<sup>1</sup>,  $\beta^*$  é a capacidade do acelerador de manter o feixe focalizado no ponto de interação e  $F$  é o fator de redução da luminosidade que leva em conta o ângulo de cruzamento do feixe também no ponto de interação.

No LHC, a luminosidade estabelecida de operação é  $\mathcal{L} = 10^{34} cm^{-1} s^{-1}$ , gerando aproximadamente 40 milhões de colisões próton-próton por segundo, que precisam ser filtradas antes da análise final.

## 4.2 LHCb

O *Large Hadron Collider beauty* (LHCb) foi projetado para estudar com alta precisão a violação de CP, fenômenos raros e buscar por indícios de física nova além do modelo padrão no setor dos quarks *bottom* e *charm*. Os *b*-hádrons de interesse para o LHCb são produzidos a partir da interação dos pártons que compõem os prótons da colisão e que carregam parte de seu momento. Durante a produção dos *b*-hádrons, parte desse momento é transferido, fazendo com que esse tipo de partícula seja impulsionado, propagando-se preferencialmente na direção do feixe. A figura 4.2 ilustra a distribuição do ângulo de propagação com relação à direção do feixe, no referencial do laboratório.

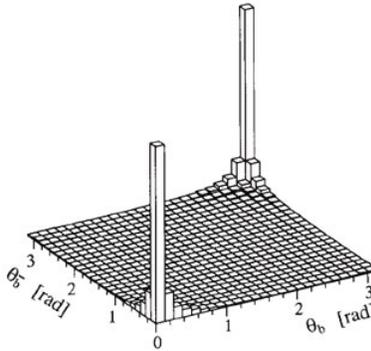


Figura 4.2: Distribuição do ângulo polar de propagação dos *b*-hádrons (*b* ou  $\bar{b}$ ) com relação à direção do feixe simulado pelo programa *Pythia*.

O detector LHCb é um espectrômetro de braço único que cobre uma região entre 10 *mrad* até 300 *mrad* no plano horizontal (plano de curvatura das partículas carrega-

<sup>1</sup>A emitância de um feixe está relacionada com o momento das partículas e com a ocupação espacial dentro do feixe. Manter a emitância baixa significa aumentar a likelihood de colisão, resultando em uma maior luminosidade.

das ao passarem pelo magneto) e  $10 \text{ mrad}$  até  $250 \text{ mrad}$  no plano vertical. Por ser um espectrômetro de braço único, metade dos  $b$ -hádrons produzidos é perdida por não estar dentro da região dos detectores. Por outro lado, a presença de detectores na região de colisão possibilita uma melhor reconstrução dos vértices primários. Além disso, visando esta melhor reconstrução dos vértices, o LHCb foi projetado para trabalhar com uma luminosidade de  $\mathcal{L} = 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , aproximadamente duas ordens de grandeza menor que a fornecida pelo LHC. Desta forma, com esta luminosidade é grande a probabilidade de a cada cruzamento dos feixes no LHCb ocorrer apenas uma colisão próton-próton, garantindo eventos com poucos vértices e portanto mais fáceis de serem reconstruídos.

A reconstrução de um evento no LHCb consiste em transformar os sinais eletrônicos deixados pelas partículas no detector em traços que representam a trajetória das partículas durante o decaimento e vértices, que representam os pontos de interação de decaimento dessas partículas. Visando reconstruir eventos com precisão, o LHCb precisa ter detectores que auxiliem na eficiência de reconstrução de traços, que propiciem uma boa identificação de partículas, que forneçam uma alta resolução na medida de tempo próprio e que possibilitem um sistema de filtragem de partículas bem otimizado e eficiente. A figura 4.3 mostra todos os detectores do LHCb, que serão detalhados a seguir.

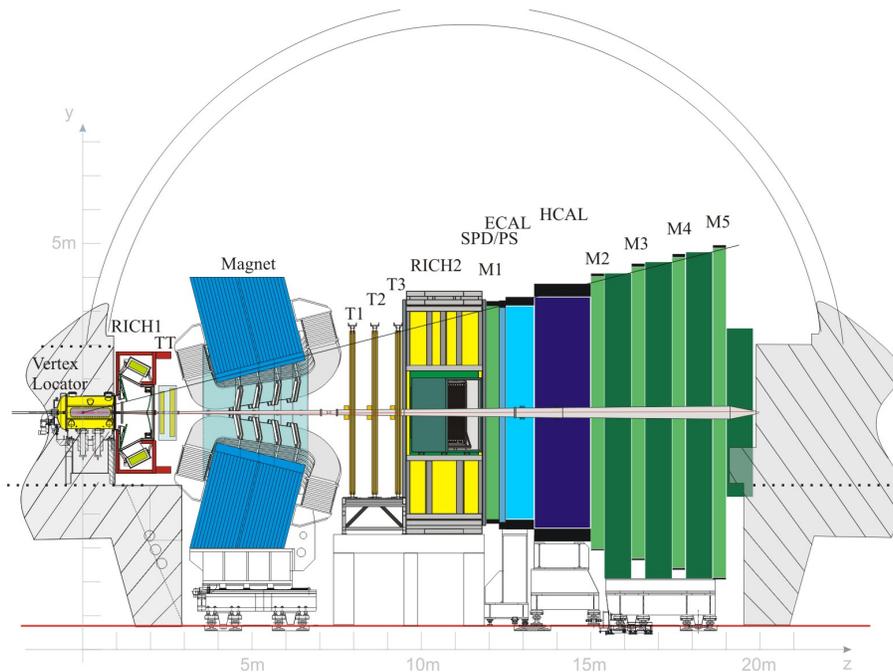


Figura 4.3: Vista lateral do experimento LHCb onde o eixo  $z$  representa a direção do feixe.

### 4.2.1 VeLo

O *Vertex Locator* (VeLo)[44] é o primeiro detector do LHCb e está localizado na região das colisões próton-próton, englobando todo o tubo por onde passa o feixe de prótons. O

objetivo do VeLo é medir as coordenadas, na região de colisão, de cada traço produzido e a partir dessas informações realizar a reconstrução dos vértices de produção (primário) e decaimento (secundário) dos mésons B. Além disso, medidas do tempo de vida dos mésons B e do parâmetro de impacto das partículas utilizadas no processo de rotulamento do seu sabor também são feitas a partir das posições dos traços na região de colisão. O VeLo também fornece importantes informações para o processo de filtragem dos eventos, enriquecendo as amostras de mésons B selecionadas.

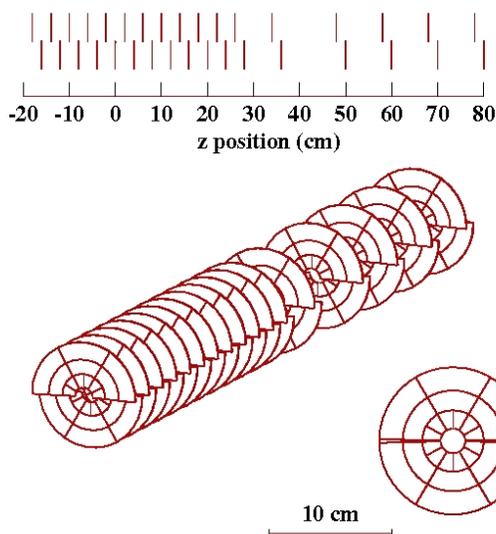


Figura 4.4: Geometria do VeLo. Ao todo são 34 semidiscos instalados ao redor da região de colisão para garantir que as partículas atravessassem pelo menos 3 deles.

Para cumprir com os objetivos descritos acima, o VeLo apresenta a geometria ilustrada na figura 4.4. A região de colisão é identificada como sendo  $\Delta_z = 5.3 \text{ cm}$  em torno da origem, na direção do feixe ( $z$ ). Ao longo da direção  $z$ , estão posicionados semidiscos de silício, que fornecem uma cobertura radial ( $r, \phi$ ) de  $1 \text{ cm}$  a  $6 \text{ cm}$ , com  $4 \text{ cm}$  de espaçamento entre eles cobrindo toda a região inferior do tubo por onde passa o feixe. A região superior é igualmente ocupada de tal forma que a distância entre 2 semidiscos seja de  $2 \text{ cm}$ . Com esta geometria, pelo menos 3 semidiscos serão atravessados por partículas com ângulo polar superior a  $15 \text{ mrad}$ . Para garantir que partículas com ângulo polar inferior a  $15 \text{ mrad}$  também atravessassem pelo menos 3 semidiscos, mais 5 destes são posicionados a distâncias de  $8 \text{ cm}$ ,  $14 \text{ cm}$  e depois  $10 \text{ cm}$ . Ao todo 48 semidiscos estão instalados ao redor do tubo por onde passa o feixe de prótons.

Com esta configuração, o VeLo fornece uma reconstrução de vértices primários com resolução da ordem de  $40 \mu\text{m}$  na direção  $z$  e  $10 \mu\text{m}$  na direção  $\phi$ . Para vértices secundários a resolução é um pouco pior devido ao menor número de semidiscos atravessados e pode variar entre  $150 \mu\text{m}$  e  $300 \mu\text{m}$  dependendo do número de traços utilizados. Para o tempo

de vida do méson B, a resolução pode chegar a  $50 fs$ , dependendo da precisão obtida na medida dos vértices primário e secundário. A descrição completa do VeLo pode ser encontrada em [44].

## 4.2.2 Magneto

O principal objetivo do magneto do LHCb [45] é gerar um campo magnético forte o suficiente para curvar as partículas carregadas criadas na colisão. Com esta informação e aliado ao sistema de rastreamento de partículas (Estações T descritas a seguir) o experimento é capaz de reconstruir/medir o momento relacionado às partículas além de sua carga. A medida do momento das partículas é também fundamental na identificação delas quando atravessarem o RICH (descrito a seguir). Além disso, o magneto tem que ser capaz de manter o campo magnético uniforme para garantir uma boa medida do momento favorecendo a identificação das partículas.

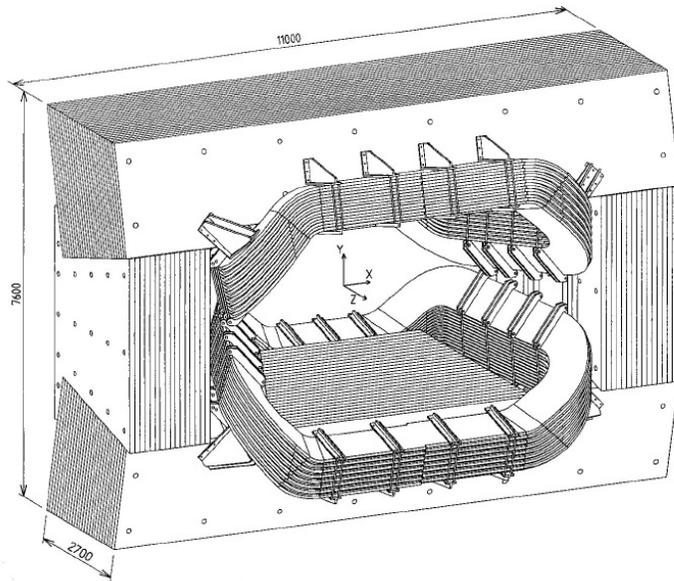


Figura 4.5: Geometria do magneto do LHCb.

Para este fim, o campo magnético é gerado no LHCb por um dipolo localizado próximo ao VeLo e, portanto, próximo à região de colisão. As partículas carregadas criadas sofrem pouca interação com materiais (apenas os detectores de silício do VeLo e Pile-Up) e logo atravessam uma região de campo magnético com poder de curvatura da ordem de  $4 Tm$ . O magneto com este poder de curvatura mede o momento das partículas com precisão de até  $\delta p/p = 0.4\%$ , com capacidade de manter o campo magnético uniforme dentro de uma margem de erro de aproximadamente  $5\%$  para partículas com ângulo polar entre  $250 mrad$  no plano vertical e  $300 mrad$  no plano horizontal. Durante a coleta de dados, o campo magnético do LHCb poderá ter sua polaridade invertida. Dados com polaridade do campo

magnético diferentes podem auxiliar na identificação e correção de erros em determinadas áreas do detector.

### 4.2.3 Estações de Traço

As estações de traço do LHCb[46, 47] têm como principal objetivo auxiliar na reconstrução da trajetória das partículas criadas na colisão. Toda a estação de traço pode ser dividida em duas partes: a *trigger tracker* (TT) e as estações de traços T (T1, T2 e T3) que estão subdivididas em *Inner Tracker* (IT) e *Outer Tracker* (OT). A TT está localizada antes do magneto e tem como principal objetivo reconstruir partículas de baixo momento que, quando entram na região do magneto, são desviadas para fora da aceitação do LHCb e, portanto, não atingem as estações de traço T. Além disso, devido à proximidade com o magneto, a existência de um campo magnético na região da TT permite uma medida de momento menos precisa porém útil para a seleção dessas partículas.

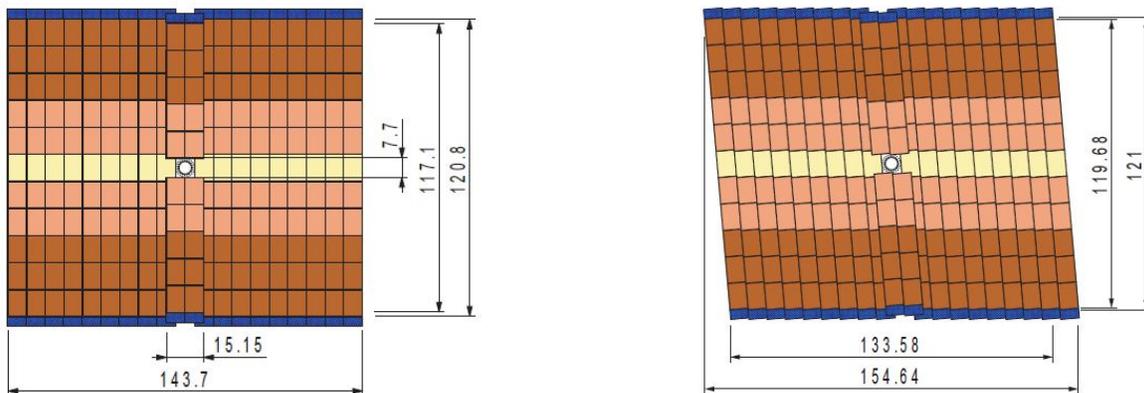


Figura 4.6: Visão do plano externo de tiras das TT (esquerda) e interno (direita), com angulação de  $\pm 5^\circ$ . As dimensões estão em *cm*.

A TT é composta por tiras de silício com 11 *cm* de comprimento, 7.8 *cm* de largura e 198  $\mu\text{m}$  de espessura para fazer a leitura do sinal eletrônico quando uma partícula atravessa o detector. Ao todo são 4 planos, sendo que os dois mais externos têm tiras posicionadas verticalmente e os dois internos possuem tiras posicionadas em ângulos de  $\pm 5^\circ$ , dependendo da posição do plano com relação ao tubo por onde passa o feixe. A estrutura desses planos está ilustrada na figura 4.6.

As IT compreendem a parte interna das estações T1, T2 e T3, que estão localizadas entre o magneto e os calorímetros. As OT compreendem a parte externa das estações T1, T2 e T3. Os principais objetivos da IT e OT são reconstruir a trajetória das partículas entre o VeLo e os calorímetros e medir o momento com o auxílio do magneto, medir com precisão o local onde as partículas atingem o RICH e conectar as medidas feitas pelo VeLo com as obtidas nos calorímetros. As IT e OT estão representadas na figura 4.7. Junto com

o magneto e o VeLo, as estações de traço compõem o sistema de reconstrução de traços no LHCb.

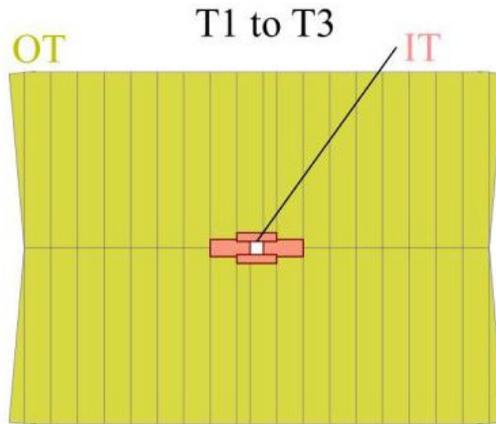


Figura 4.7: Representação das IT e OT no LHCb.

As IT têm o mesmo formato e composição das TT e juntas são chamadas de *Silicon Tracker* no LHCb, devido à utilização de silício em seus detectores. As OT são compostas por câmaras de arrasto em formato cilíndrico com  $5\text{ mm}$  de diâmetro e  $0.075\text{ mm}$  de espessura. A cobertura total das OT chega a uma região de  $600\text{ cm} \times 490\text{ cm}$  enquanto que as IT cobrem a parte interna (região ao redor do feixe), uma região de aproximadamente  $120\text{ cm} \times 40\text{ cm}$ .

#### 4.2.4 RICH

O detector *Ring Imaging Cherenkov* (RICH)[48] tem como objetivo identificar partículas carregadas com momento na faixa de  $1\text{ GeV}$  até  $150\text{ GeV}$  com o auxílio das estações de traços. O seu funcionamento está fundamentado na radiação *Cherenkov*, que é a radiação emitida por partículas que possuem uma velocidade maior que a velocidade da luz no meio em que se propagam. Essa radiação emitida é então capturada após ser seguidamente refletida por espelhos dentro do RICH e tem seus ângulos de emissão e reflexão medidos. Com essas informações é possível medir a velocidade com que a partícula entrou no detector. Sabendo-se o momento então é possível determinar a massa e, portanto, a identidade da partícula.

Devido ao largo espectro de momento em que o LHCb pretende identificar partículas, o experimento conta com dois detectores RICH. Um deles está localizado logo após o VeLo e tem como objetivo medir principalmente partículas com momento da ordem de  $1\text{ GeV}$  até  $65\text{ GeV}$ . Para este fim, o RICH1 é composto de aerogel de sílica e preenchido por gás  $C_4F_{10}$ . O RICH2, localizado logo à frente dos calorímetros, pretende identificar principalmente partículas com momento da ordem de  $15\text{ GeV}$  até  $150\text{ GeV}$  e é preenchido por gás  $CF_4$ . Esta diferença nos gases utilizados na composição dos RICH1 e RICH2

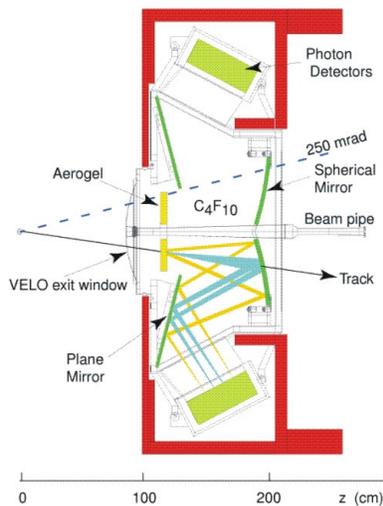


Figura 4.8: Representação do detector RICH1. As várias reflexões da radiação Cherenkov no sistema de espelhos auxilia na medida dos ângulos de propagação e, portanto, na identificação das partículas.

também auxilia na confirmação da identidade de algumas partículas devido aos diferentes índices de refração. O RICH1 está representado na figura 4.8.

#### 4.2.5 Calorímetro

O experimento LHCb conta com dois tipos de calorímetros[49]: Eletromagnético (ECAL), com o objetivo de auxiliar na identificação de partículas leves como elétrons e fótons, e Hadrônico (HCAL), para auxiliar na identificação de partículas pesadas como prótons e nêutrons, além de quaisquer outras partículas compostas de quarks. Os calorímetros auxiliam na identificação dessas partículas através da medida da energia que é depositada quando esses tipos de partículas são desaceleradas dentro do calorímetro. Ao entrarem em contato com o material que compõe os calorímetros, as partículas decaem em outras menos massivas e estas seguem decaindo, criando um efeito cascata dentro do detector. Todas essas partículas acabam entrando em contato com um cintilador, que emite fótons com energia proporcional à partícula incidente.

O sistema de calorímetros é ainda composto pelos *Scintillating Pad Detector* (SPD) e *Pre-Shower Detector* (PS). O SPD está diretamente relacionado com a identificação de partículas neutras ou carregadas enquanto que o PS faz a distinção destas partículas entre elétrons (carregada) e fótons (neutra). Ambos SPD e PS são fundamentais para o início da filtragem das partículas geradas durante as colisões. O estágio final de identificação de partículas vem no ECAL e no HCAL. O primeiro, além de elétrons e fótons, também auxilia na identificação de píons neutros enquanto que o HCAL identifica prótons, nêutrons e píons carregados.

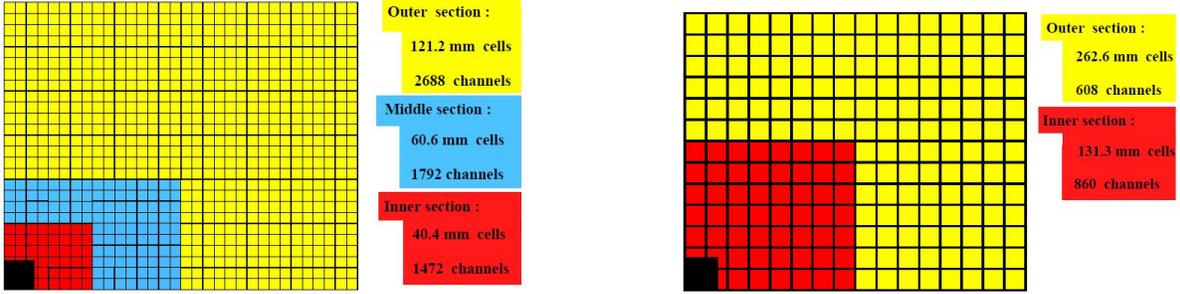


Figura 4.9: Visão da distribuição das células no SPD, PS e ECAL (esquerda) e HCAL (direita). Para cada região do detector, a informação do número de células e canais de leitura do sinal eletrônico está contida nos quadros ao lado.

A estrutura do calorímetro varia de acordo com seu componente. O SPD, PS e ECAL são compostos por células organizadas em uma mesma estrutura, ilustrada na figura 4.9. O tamanho de cada célula é de  $4 \times 4 \text{ cm}$  na parte interna do detector,  $6 \times 6 \text{ cm}$  na parte intermediária e  $12 \times 12 \text{ cm}$  na parte externa. As células do SPD e do PS são placas cintiladoras de  $15 \text{ mm}$  de espessura conectadas à fotomultiplicadora por fibra ótica. Já o ECAL alterna placas cintiladoras de  $4 \text{ mm}$  de espessura e pratos de chumbo de  $2 \text{ mm}$  de espessura. Nesta formação, a expectativa é de que o ECAL forneça medidas de energia, com erros estatístico e sistemático somados em quadratura, da ordem de  $\delta(E)/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 1.5\%$ . O HCAL alterna placas cintiladoras de  $4 \text{ mm}$  de espessura com pratos de ferro de  $16 \text{ mm}$  de espessura. A expectativa é de que no HCAL as medidas de energia sejam da ordem de  $\delta(E)/E = 80\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$ . Juntando as informações do sistema de reconstrução de traço com o RICH, a reconstrução de candidatos a méson  $B$  é feita de tal forma que a separação de picos como  $B^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp$  e  $\bar{B}^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$  seja bem eficiente.

#### 4.2.6 Sistema de Múons

O sistema de múons [50] está na parte final (figura 4.3) do LHCb por ser a única partícula que não é absorvida nos calorímetros. Compreende 5 estações ( $M1 - M5$ ) em formato retangular cobrindo toda a aceitação do experimento e uma área de aproximadamente  $435 \text{ m}^2$ . A estação  $M1$  está localizada à frente do PS enquanto que as outras 4 estações estão localizadas logo após o HCAL, separadas por filtros de ferro com as mesmas dimensões.

Cada estação é dividida em 4 regiões ( $R1 - R4$ ) organizadas em ordem crescente de distância do tubo por onde passa o feixe. Cada região tem uma concentração diferente de câmaras de detecção de múons, que varia de acordo com a densidade de partículas. Por sua vez, cada câmara é dividida em pequenas células com o objetivo de medir com precisão a posição do múon. Ao todo existem 1380 câmaras, de 20 tamanhos diferentes, instaladas de acordo com a ocupação de partículas nas diferentes regiões da estação. Além disso, a ocupação de câmaras no plano horizontal é maior para auxiliar a identificação de múons

nessa direção.

A decisão das estações precisa ser feita em apenas 20 ns devido aos vínculos de tempo que uma seleção de eventos deve levar. Desta forma, o objetivo de cada câmara é o de medir a posição em uma de suas células e fornecer uma decisão binária (sim/não). Cada célula que compõe uma câmara é preenchida com uma combinação de 3 gases: dióxido de carbono, argônio e tetrafluorometano. Ao atravessar uma célula, o múon ioniza essa combinação de gases e um eletrodo localizado no centro da célula captura os elétrons resultantes da ionização, confirmando a detecção desse múon. A figura 4.9 mostra a organização das regiões na estação *M2* e das células nas diferentes câmaras que ocupam cada uma das regiões.

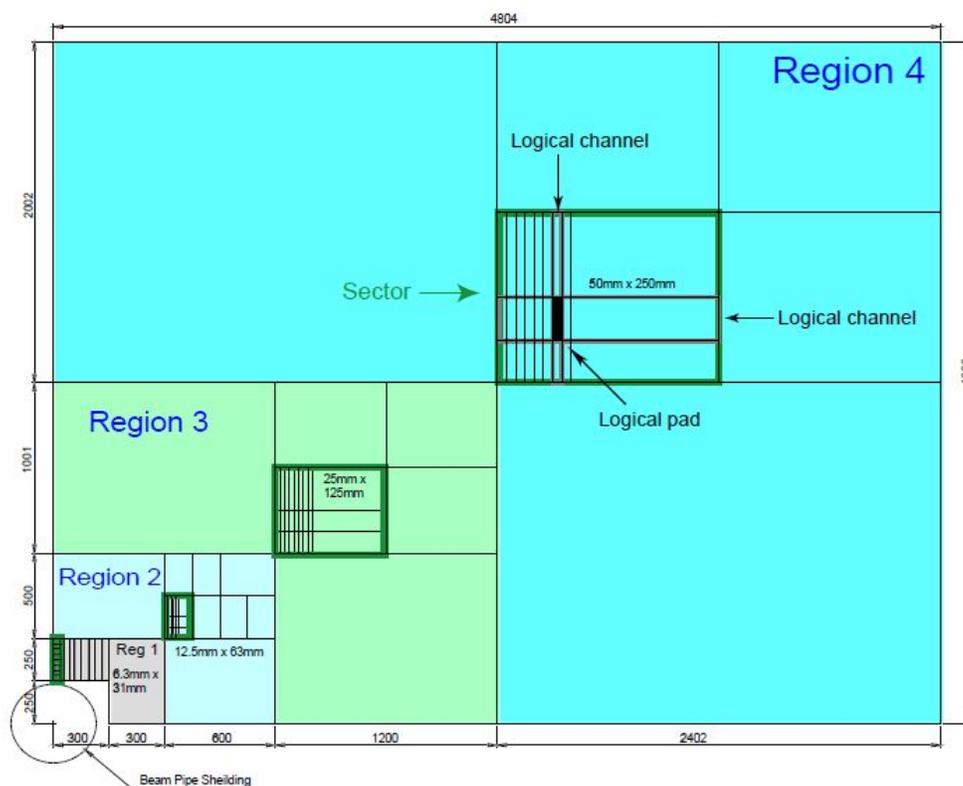


Figura 4.10: Visão frontal da estação *M2*, mostrando a dimensão das regiões e das células que compõem cada câmara.

Com todos esses sistemas descritos bem alinhados, o LHCb fornecerá um sistema de reconstrução de traços bem preciso, identificação de partículas eficientes, vértices primário e secundário bem reconstruídos e separados o suficiente para reconstruir e filtrar os candidatos a méson *B* com boa eficiência.

# Capítulo 5

## Estrutura do Software do LHCb

O experimento LHCb esteve em construção nos últimos 10 anos. Durante este período, vários avanços tecnológicos foram obtidos na área de hardware, especialmente na aquisição e detecção dos sinais eletrônicos. No entanto, devido à fase de construção, a única maneira de testar a resposta e eficiência do hardware quando este é exposto a sinais eletrônicos é simulando todas as etapas de um experimento, desde a colisão próton-próton até a detecção dos produtos da colisão em cada componente do detector. Desta forma, o desenvolvimento de softwares para realizar essas tarefas torna-se tão importante quanto o próprio desenvolvimento do hardware e, portanto, um não avança desconexo do outro.

Outro ponto igualmente importante no desenvolvimento dos softwares diz respeito à simulação dos vários decaimentos de interesse para o experimento. Como não existe tomada de dados durante a construção, a única maneira de testar se o detector é eficiente com relação à seleção do sinal é simular tais decaimentos e estudar a resposta do detector. Vale ressaltar que na ausência de dados reais, os sinais simulados são a única fonte de referência quanto à capacidade e viabilidade que o experimento tem de prover resultados físicos significativos no futuro, além de serem também utilizados para o cálculo de eficiências.

Assim, o objetivo deste capítulo é dar uma visão detalhada da estrutura do software do LHCb, listando e explicando a função de cada um deles, desde a simulação das colisões, passando pela resposta do detector, até a análise física dos dados simulados.

### 5.1 Infraestrutura Gaudi

Antes de detalhar cada software utilizado no LHCb, é importante citar o projeto *Gaudi*.

O Gaudi é um projeto desenvolvido inicialmente no LHCb e atualmente é utilizado em pelo menos mais quatro experimentos, entre eles o ATLAS, e tem como objetivo fazer a interface entre todos os outros projetos do experimento. O projeto Gaudi consiste em um conjunto de códigos escritos em diferentes linguagens de programação, entre elas C++ e Python, que estão disponíveis para que qualquer usuário, através de alguma outra aplicação (software), possa utilizar para fins específicos.

Entre esses códigos estão *templates* e *compiladores*. O primeiro nada mais é do que uma

característica de linguagens de programação como C++ que permite que funções e classes possam operar sem um tipo de alocação de memória definido. Desta forma, tal função ou classe pode ser utilizada em vários tipos de informações diferentes sem ter que ser reescrita. Já os compiladores são programas de computador com a finalidade de traduzir códigos fontes de uma linguagem de programação para outra. Durante o processo, os compiladores podem ainda checar erros de sintaxe no código além de otimizá-lo, tornando-o mais rápido ao ser executado. Desta forma, essas duas características na verdade justificam a utilização do Gaudi, já que assim diversos programas podem ser executados utilizando a mesma fonte.

Em outras palavras, o Gaudi é a infraestrutura central do LHCb, onde todas as outras aplicações se comunicam para realizarem as diferentes tarefas para a qual foram desenvolvidas.

## 5.2 Projetos do LHCb

A estrutura do software do LHCb segue um fluxo de trabalho estabelecido pelo próprio experimento. Desta forma, precisamos de softwares que:

- Simulem as colisões próton-próton utilizando um modelo físico mais realista possível;
- Simulem a resposta do detector aos resultados das colisões;
- Digitalizem os dados coletados, fornecendo-os no mesmo formato que os dados reais;
- Apliquem todos os cortes de seleção nos sinais coletados;
- Reconstruam os sinais selecionados transformando-os em um conjunto de traços + vértices;
- Auxiliem na análise física desses conjuntos de traços + vértices selecionados.

Visando cumprir com as metas acima descritas, os programas detalhados abaixo foram desenvolvidos pela colaboração LHCb.

### Gauss

O projeto Gauss é o responsável pelas simulações do LHCb. Desta forma, ele procura imitar exatamente tudo que acontece nos detectores do experimento para permitir a compreensão das condições experimentais e performance de cada componente. Duas fases de geração independentes são definidas: *Gerador* e *Simulação*. A parte do gerador consiste em gerar as colisões próton-próton e os decaimentos das partículas produzidas na colisão. A simulação consiste em gerar a resposta do detector quando as partículas passam por ele e também consiste em gerar os processos físicos que ocorrem nos detectores quando as partículas são detectadas.

O projeto Gauss é na verdade uma interface que conecta vários pacotes disponibilizados pela comunidade científica para funções específicas. Na fase de gerador vários programas são utilizados, como por exemplo o *Pythia*, responsável pela geração da colisão próton-próton, e o *EvtGen*, que é uma biblioteca que possui todos os decaimentos previstos para hádrons que contenham o quark b. Na fase de simulação, o principal programa é o *Geant4*, que é uma coleção de ferramentas para iniciar a simulação de cada resposta do detector aos sinais eletrônicos gerados na detecção de partículas.

## Boole

O projeto Boole é responsável pela finalização do processo de geração da resposta do detector e digitalização do sinal obtido. Nesta etapa, cada interação entre partículas e detector gerada pelo Geant4 no Gauss é utilizada junto com interações provenientes do próprio acelerador. Essas informações são então digitalizadas no mesmo formato dos dados reais obtidos. Para dados reais, damos o nome de *dados crus* (rawdata) e para simulação damos o nome de digitalização (digits). Além da resposta do detector, a decisão do trigger de hardware (L0) também é aplicada no processo de digitalização.

Em resumo, o objetivo do projeto Boole é, ao simular as respostas do detector, imitar perfeitamente todo o processo de coleta e digitalização, fornecendo resultados finais que são idênticos aos dados reais.

## Moore

O projeto Moore é responsável pela aplicação do trigger de *software* do experimento (Hlt) nos dados e pode ser utilizado tanto nos computadores responsáveis pela coleta imediata dos eventos que estão sendo obtidos em tempo real quanto nos resultados obtidos pela geração de colisões e digitalização realizadas nas etapas anteriores por Gauss e Boole. Tal comportamento é importante por permitir que todos os softwares utilizados na seleção de eventos durante a coleta de dados sejam primeiro testados com as simulações realizadas nas etapas anteriores para que depois sejam finalmente testados na coleta de dados reais.

## Brunel

Com o objetivo de ser aplicado paralelamente ao Moore, o projeto Brunel tem como meta a reconstrução dos componentes dos eventos como traços e vértices utilizando as informações do RICH de identificação das partículas. Cada etapa da seleção aplicada pelo Moore é realizada com base em informações da reconstrução feita pelo Brunel, como qualidade dos traços reconstruídos e ligação com o ponto onde se deu a colisão próton-próton (vértice primário).

Após a aplicação conjunta entre Moore e Brunel, os dados são armazenados em arquivos (chamados dst) onde as informações físicas (massa das partículas, momento, identificação e etc) e geométricas (posição de cada traço no detector, medida de qualidade da reconstrução de traços e vértices e etc) são salvas para a futura análise de dados.

## DaVinci

O DaVinci é o estágio final dos dados gerados. É nesse projeto que todos os testes na qualidade dos dados gerados e análises físicas são feitos. O projeto DaVinci também é aplicado para a análise dos dados reais coletados pelo detector. Utilizando os resultados dos processos de geração anteriores, o DaVinci permite que o usuário manipule traços e vértices para que processos físicos possam ser medidos e comparados com resultados obtidos em outros experimentos. É apenas dessa maneira que a capacidade do LHCb de fazer determinada medida pode ser testada e, se for o caso, melhorada através de novas versões dos softwares descritos anteriormente.

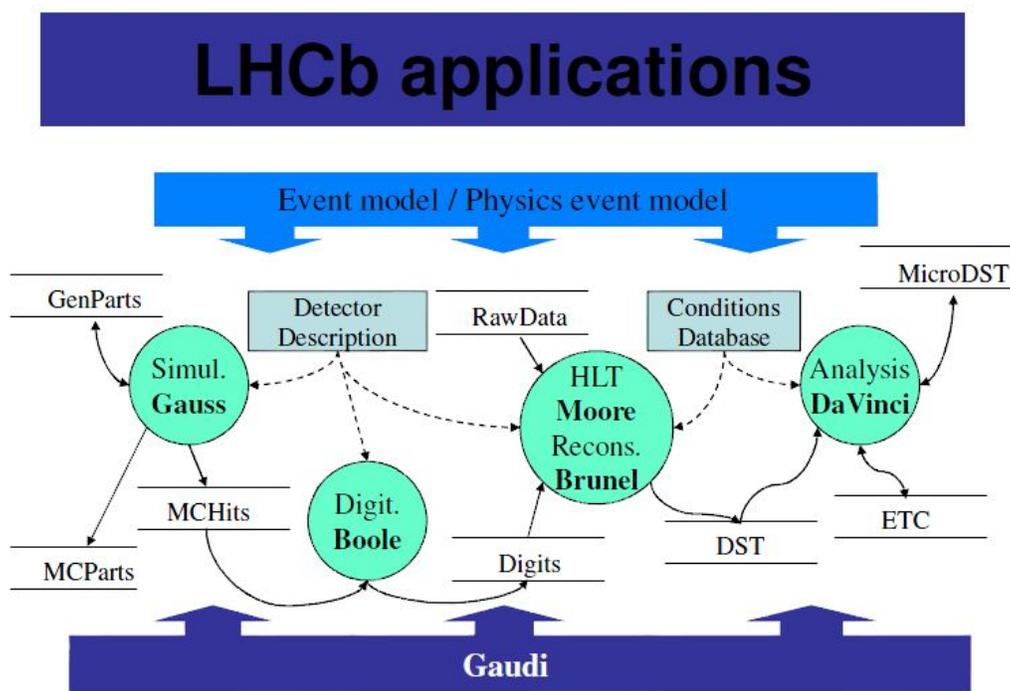


Figura 5.1: Visão esquemática da estrutura dos programas do LHCb. As setas apontando para cada projeto representam as informações que são fornecidas enquanto que as setas que saem de cada projeto representam os resultados obtidos ao se utilizar esses projetos. Além disso, todos os projetos se conectam com a infraestrutura Gaudi.

A figura 5.1 mostra os principais programas do LHCb com suas respectivas funções dentro do experimento. Outros dois importantes programas relacionados ao LHCb são o *Panoramix* e o *Ganga*. O *Panoramix* é o projeto responsável pela visualização 3D de um evento no LHCb, enquanto que o *Ganga* é o projeto utilizado para submissão de programas no conjunto de computadores tanto do CERN quanto da Grid. Também vale ressaltar a *estrutura online* do LHCb. A qualidade dos dados de Monte Carlo é garantida pelos softwares de geração e simulação da resposta do detector. Para dados reais, o LHCb desenvolveu uma estrutura de monitoramento da qualidade dos dados obtidos que consiste

em monitorar o tempo que cada componente do experimento leva para selecionar um evento (*Timing and Fast Control System*), monitorar o comportamento dos vários detectores do experimento (*Detector Safety System*) além de monitorar a aquisição de dados, trigger e comunicação com a sala de controle do LHCb (*Experiment Control System*). Com todos os projetos acima descritos, o LHCb disponibiliza para o usuário ferramentas que possibilitam a interação com todas as etapas de um experimento, desde a coleta dos dados até a análise física final.

# Capítulo 6

## Trigger do LHCb

O número de  $b$ -hádrons produzidos durante as colisões entre prótons é muito pequeno quando comparado com a quantidade de partículas geradas na colisão. Assim, o processo de filtragem de eventos, ou trigger[51], é a parte mais fundamental do experimento já que a decisão de selecionar ou rejeitar o evento precisa ser eficiente e tomada em tempo real. Como dito anteriormente, o LHCb foi planejado para operar com uma luminosidade duas ordens de grandeza abaixo da esperada pelo LHC. As principais vantagens são que os efeitos de radiação no detector são minimizados e que cada cruzamento de feixes no LHCb tem uma alta probabilidade de gerar colisões com apenas um vértice primário<sup>1</sup>, facilitando as tarefas de reconstrução e trigger de eventos. Desta forma, devido à baixa luminosidade, a taxa de eventos visíveis (dentro da aceitação) no LHCb é da ordem de 10  $MHz$ .

A tarefa do trigger é reduzir a taxa de eventos visíveis para apenas alguns  $Hz$  sem perder o  $b$ -hádron criado na colisão. Para este fim, o trigger do LHCb é dividido em duas etapas principais: trigger de nível 0 (*L0 hardware*) e o trigger de nível superior (*Hlt software*). O trigger de nível superior também é dividido em duas etapas (*Hlt1* e *Hlt2*). Este capítulo é dedicado a descrever em detalhes o que cada etapa do trigger faz para filtrar eventos no LHCb.

A configuração do trigger, juntamente com os conjuntos de cortes aplicados, mudam constantemente durante os primeiros meses de tomada de dados, onde as condições do detector não são muito bem entendidas. Durante o ano de 2008 trabalhei na otimização da linha de hádron do *Hlt1* (a ser definida) onde os cortes aplicados são os expostos durante o texto deste capítulo. Entretanto, na última seção será apresentado o conjunto de cortes do trigger utilizado para otimizar a seleção inclusiva  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  definidos em Outubro/2009.

---

<sup>1</sup>Vértice primário é o nome da região de interação próton-próton reconstruída no VeLo do experimento. Vértice secundário é o nome da região de decaimento do candidato a méson  $B$  reconstruído. Para maiores detalhes, ver seção 7.3.

## 6.1 L0

O nível 0 do trigger é também chamado de trigger de hardware porque nesta etapa inicial de filtragem apenas as informações obtidas nos detectores são utilizadas para tomar a decisão de manter ou rejeitar o evento. O objetivo final é reduzir a taxa de eventos de 10 *MHz* para apenas 1 *MHz*. Durante a etapa de filtragem, o L0 é dividido em 4 partes independentes: trigger de calorímetro, trigger de múons, sistema de *empilhamento* e unidade de decisão. Todas essas etapas serão descritas a seguir.

### 6.1.1 Trigger de Calorímetro

O principal objetivo desta etapa é selecionar partículas com uma alta energia transversa ( $E_T$ ) depositada nos calorímetros e identificá-las entre elétrons, fótons,  $\pi^0$  e hádrons. Os seguintes detectores estão envolvidos no processo:

- o SPD, que tem como objetivo identificar partículas e separá-las entre neutras e carregadas;
- o PS, com o objetivo de identificar partículas entre elétrons e fótons;
- o ECAL, que mede  $E_T$  para decaimentos eletromagnéticos;
- o HCAL, que mede  $E_T$  para decaimentos hadrônicos.

O efeito cascata criado pela partícula incidente ao entrar no calorímetro é relativamente concentrado em uma pequena área e por esta razão apenas uma região  $2 \times 2$  de células é utilizada na medida de  $E_T$ . Esta é uma região pequena o suficiente para não sofrer influência de outras partículas e grande o suficiente para conter a maior parte da energia transversa depositada pela partícula de interesse. Para minimizar o número de partículas, e portanto o número de regiões analisadas, apenas a partícula com a maior  $E_T$  é selecionada.

Os candidatos são primeiramente selecionados através da maior  $E_T$  depositada num total de 32 regiões de células no ECAL. Para cada região selecionada, chamada semente, as informações do SPD e do PS são acessadas para definir a carga e a natureza da partícula responsável pelo depósito de energia. Neste estágio, além de identificar a carga das partículas, o SPD tem outro papel fundamental que é o de limitar o número de traços relacionados à semente de maior  $E_T$  que serão analisados durante a seleção do evento (multiplicidade). Paralelamente ao ECAL, a soma das  $E_T$  depositadas no HCAL também são computadas.

### 6.1.2 Trigger de Múons

O detector de múons, como dito no capítulo 3, consiste em 5 estações intercaladas por filtros para separar múons de outros hádrons que não foram absorvidos pelo calorímetro. Devido à pouca interação dos múons dentro dos calorímetros, após a *M1* o ECAL e HCAL também atuam como filtros para o sistema de múons. Entre a *M2* e *M5* os filtros são

placas de ferro com dimensões semelhantes às das próprias estações. A identificação de múons começa pelas estações  $M2$  e  $M3$ , que têm o papel de encontrar o trajeto do múon que as atravessou. As estações  $M4$  e  $M5$  servem para confirmar a identificação do múon, enquanto que a estação  $M1$  tem o importante papel de melhorar a medida de momento transversal ( $p_T$ ) dos múons.

A identificação de múons no L0 tem como objetivo encontrar traços de múons com alto  $p_T$ . A ideia é encontrar um linha reta ligando as 5 estações e apontando para o ponto de interação no VeLo, sendo que a posição dos traços nas duas primeiras estações é importante para a medida de  $p_T$ . Para cada sinal detectado na  $M3$ , uma linha imaginária é extrapolada para as estações  $M2$ ,  $M4$  e  $M5$ .

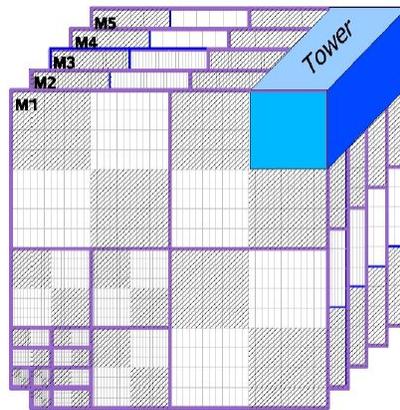


Figura 6.1: Torre para busca de sinais nas estações de múon.

Quando sinais são encontrados nas estações  $M2 - M5$ , outra linha imaginária é projetada até a estação  $M1$  a partir das estações  $M2$  e  $M3$ . Apenas os sinais na  $M1$  próximos a essa linha imaginária são levados em consideração para reconstruir o traço do múon. Esta linha imaginária define uma torre em todas as estações de múons para limitar a busca por sinais, como pode ser visto na figura 6.1. Neste ponto, a direção do traço definida pelas estações  $M1$  e  $M2$  é utilizada para medida de  $p_T$ , assumindo-se que o múon teve origem no ponto de interação do VeLo e que sofreu um desvio em sua trajetória quando atravessou a região de campo magnético gerado pelo magneto, como está ilustrado na figura 6.2.

### 6.1.3 Sistema de Empilhamento

Outro importante sistema que auxilia na tarefa de reduzir a taxa de eventos selecionados a  $1\text{ MHz}$  é o sistema de empilhamento (*Pile Up*). Cruzamentos de feixes com múltiplas interações no LHCb tendem a deixar mais sinais eletrônicos no PS e SPS (eventos com alta multiplicidade). Tais eventos, se selecionados, apesar de produzirem um sinal real de b-hádron, tendem a tomar boa parte do tempo de processamento do trigger, dificultando a reconstrução de um méson  $B$ .

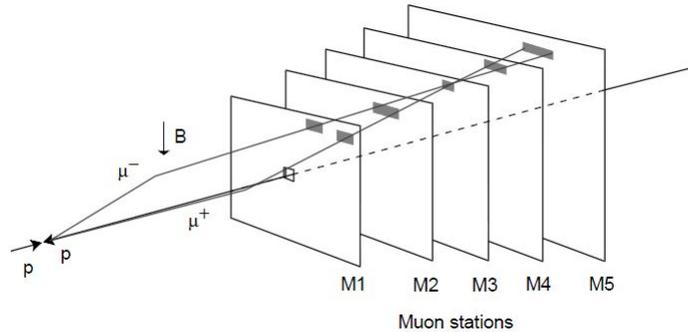


Figura 6.2: Trajetória de um múon. Na figura, um  $\mu^+$  e um  $\mu^-$  compartilham o mesmo sinal na  $M3$ , mas dão origem a traços diferentes devido aos sinais na  $M1$ .

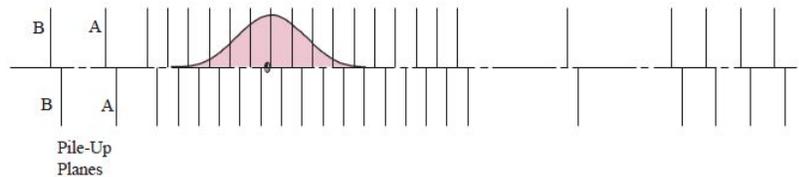


Figura 6.3: Visão esquemática do VeLo com os semidiscos de silício e a posição do sistema de empilhamento (Placas A e B). A gaussiana ilustra a região provável de interação próton-próton por cruzamento de feixe.

Para evitar que muitos eventos com múltiplas interações sejam selecionados, foram instaladas, à esquerda do ponto médio de interação no VeLo, placas de silício com o objetivo de detectar traços provenientes de eventos com vários vértices primários. A posição dessas placas pode ser vista na figura 6.3. O objetivo do sistema de empilhamento é limitar o número de traços provenientes de um segundo vértice com maior número de traços. Além disso, o sistema de empilhamento também pode ser utilizado para limitar o número de vértice primários por evento, se forem identificados traços provenientes de diferentes vértices.

### 6.1.4 Unidade de Decisão

A unidade de decisão do L0 é composta por placas de aquisição de dados e, ao receber a informação do trigger de calorímetro, múon e empilhamento a uma taxa de  $40 \text{ MHz}$ , é responsável por reduzir em tempo real essa taxa para  $1 \text{ MHz}$  aplicando cortes nos vários valores de  $E_T$ ,  $p_T$  e multiplicidade nos detectores em questão. A decisão do L0 é tomada a partir das informações recebidas, que são:

- $E_T$  depositada no ECAL junto com a decisão do PS da partícula ser um fóton, elétron,  $\pi^0$  ou algum outro hádron;
- soma de  $E_T$  depositada no HCAL;

- multiplicidade do número de traços que atingem o SPD;
- medida de  $p_T$  dos traços de múons reconstruídos nas estações de múons;
- número de traços de um segundo vértice e número de vértices primários medidos no sistema de empilhamento.

A partir dessas informações, a unidade de decisão aplica cortes nessas medidas para aceitar ou rejeitar eventos. Por exemplo, eventos com vários traços medidos nas placas de empilhamento e no SPD são considerados eventos empilhados e, portanto, são descartados. Outra maneira de tomar a decisão diz respeito ao número de vértices por evento. Eventos com alguns vértices primários são bem difíceis de serem reconstruídos e costumam ser descartados nessa etapa. A arquitetura da unidade de decisão do L0 permite também que decisões sobre um determinado cruzamento de feixes sejam feitas levando em consideração medidas realizadas em cruzamentos anteriores ou ainda que a decisão sobre o evento só seja tomada quando as medidas do próximo cruzamento ocorrerem. Esta característica da unidade de decisão facilita o monitoramento e conseqüentemente a mudança dos valores de cortes a serem aplicados durante a decisão.

Cada conjunto de valores de  $E_T$  no ECAL, soma de  $E_T$  no HCAL, multiplicidades no SPD e no sistema de empilhamento e medidas do número de vértices por evento recebe o nome de *Global Event Cuts* (GEC). A característica de tomar uma decisão com base em cruzamentos anteriores ou posteriores aliada à necessidade de se estudar os efeitos de cada uma dessas variáveis nos sinais dos decaimentos dos  $b$ -hádrons permitiu à colaboração definir os chamados *Trigger Configuration Keys* (TCK), que consistem em diferentes valores de cortes nas variáveis do L0 ou ainda na utilização ou não de tais variáveis, dependendo da taxa de eventos que se deseja analisar após o L0.

## 6.2 Hlt1

Após a decisão do L0, o próximo passo do trigger do LHCb é o Hlt1 que, tecnicamente, é um conjunto de linhas de código que reconstróem e selecionam os candidatos a méson  $B$  de interesse. As linhas que compõem o Hlt1 são: múons, hádrons, múon mais um traço, elétron e fóton e o objetivo de cada linha está explícito no nome de cada uma delas. Considerando a topologia dos sinais relacionados com  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ , é natural esperar que a grande maioria desses decaimentos seja selecionada pela linha de hádrons do Hlt1 e sendo assim apenas essa linha será detalhada.

A linha de hádrons do Hlt1[52] é dividida em 3 importantes estágios: confirmação do L0, hádron único e hádron duplo. O primeiro estágio serve como ponto de partida para os estágios único e duplo, que são completamente independentes. A seguir, cada estágio será detalhado.

### 6.2.1 Confirmação do L0

A etapa de confirmação do L0 é exatamente a mesma para as etapas de hádron único e duplo. Para toda semente do HCAL selecionada pelo L0, a confirmação do L0 verifica se existe algum traço associado a esta semente. A busca por este traço pode ter início tanto no VeLo quanto nas estações de traço. No entanto, esta seção se dedicará a descrever a busca por este traço apenas partindo do VeLo.

Para encontrar um traço associado à semente do HCAL, o algoritmo padrão de reconhecimento utiliza a capacidade do VeLo de reconstruir traços nas direções  $r$  e  $\phi$  para primeiramente identificar traços no plano  $(r, z)$  que tenham se originado na região de interação e que se conectem com a semente selecionada pelo L0. Esses traços são chamados de *Traços-VeLo*, já que deixam sinal apenas nos semidiscos de silício. Esses traços normalmente têm uma direção bem aberta com relação à direção do feixe, sendo bastante úteis na reconstrução de vértices primários. Com os traços  $2D$  e o vértice primário reconstruído, o próximo passo é conectar essas informações com a semente do HCAL e medir a qualidade da conexão, chamada de  $\chi^2(2D)$ . Apenas traços  $2D$  que forneçam ligações com um  $\chi^2(2D)$  baixo é que são selecionados. Os traços  $2D$  que foram selecionados são convertidos em traços-VeLo  $3D$  adicionando as informações da coordenada  $\phi$  fornecida pelos sensores do VeLo. Esses traços  $3D$  mais uma vez são ligados com a semente do HCAL, gerando uma medida de qualidade de ligação  $\chi^2(3D)$  e novamente apenas traços com  $\chi^2(3D)$  muito baixo são selecionados nesta etapa.

Seguinte à etapa de confirmação do L0, o próximo passo é preparar o trigger para a reconstrução do candidato a méson  $B$ . Sendo assim, o parâmetro de impacto entre os traços-VeLo  $3D$  e o vértice primário reconstruído é computado com o objetivo de selecionar apenas traços com parâmetro de impacto superior a um valor anteriormente definido. Neste momento, a quantidade de traços que satisfizeram as exigências é relativamente pequena, permitindo que o software do trigger faça agora uma reconstrução completa buscando a informação dos traços-VeLo nas estações de traço para obter os chamados *Traços Avançados*. A reconstrução calcula o  $p_T$  para os traços avançados, selecionando apenas aqueles com um  $p_T$  acima de um determinado valor. Apenas esses traços avançados serão utilizados nas etapas de hádron único e duplo para reconstruir os primeiros candidatos a méson  $B$  do evento.

Seguindo a filosofia do L0, o Hlt também tem suas configurações para estudo de cortes e para cada TCK existe um *Hlt Threshold Setting* (Configuração de Cortes). A configuração de cortes padrão para a etapa de confirmação do L0 está presente na tabela 6.1.

### 6.2.2 Hádron Único

Após a confirmação do L0, os traços avançados que se ligam com as sementes do HCAL seguem de forma independente para as etapas de hádron único e duplo. A etapa de hádron único pode ser interpretada como uma reconstrução robusta já que, cinematicamente, está interessada apenas em candidatos a méson  $B$  formados por pelo menos um traço com alto  $p_T$ . Desta forma, a etapa de hádron único começa com a construção de uma lista de

Linhas de Confirmação do L0	Cortes da Confirmação do L0
$E_T$ Depositado no HCal	$> 3.5 \text{ GeV}$
$\chi^2(2D)$ entre semente do L0/Traços-VeLo 2D	$< 4$
$\chi^2(3D)$ entre semente do L0/Traços-VeLo 3D	$< 4$
Parâmetro de Impacto dos Traços-VeLo 3D	$> 0.1 \text{ mm}$
$p_T$ dos Traços Avançados	$> 2.5 \text{ GeV}$

Tabela 6.1: Cortes padrões aplicados durante a etapa de confirmação do L0 da linha de hádrons do Hlt1.

traços avançados que tenham um alto valor de  $p_T$ . Após esta primeira seleção, o método de *Kalman Filter* é aplicado nos traços avançados, utilizando apenas informações do VeLo e das estações de traço, com o objetivo de eliminar traços fantasmas criados durante o processo de reconstrução. Tecnicamente, um traço é dito fantasma se, em qualquer subdetector, a fração de sinais nesses detectores associada a uma partícula for menor que 70%, quando comparada com o Monte Carlo, ou se as partículas com o maior número de sinais em dois detectores forem diferentes. Feito o ajuste de Kalman, a exigência é que a qualidade de ajuste por graus de liberdade ( $\chi^2/ndof$ ) dos traços avançados seja menor que um determinado valor.

Finalmente, o parâmetro de impacto dos traços avançados com ajuste de Kalman com relação ao vértice primário é recalculado para mais uma vez exigir que este traço esteja longe do ponto de interação, garantindo assim um bom candidato a méson  $B$ . A tabela 6.2 mostra os valores dos cortes aplicados na linha de hádron único padrão.

Linha Hádron Simples	Cortes de Hádron Simples
$p_T$ de Traço Avançado	$> 5 \text{ GeV}$
$\chi^2/ndof$ do ajuste de Kalman	$< 10$
Parâmetro de Impacto após o ajuste de Kalman	$> 0.1 \text{ mm}$

Tabela 6.2: Cortes padrões aplicados durante a etapa de hádron único da linha de hádrons do Hlt1.

### 6.2.3 Hádron Duplo

Diferentemente da hádron único, a etapa de hádron duplo tem o objetivo de selecionar com mais detalhes o candidato a méson  $B$  através da busca por um traço companheiro do traço avançado selecionado pela etapa de confirmação do L0 para reconstruir um vértice secundário. No entanto, o início da seleção na hádron duplo começa semelhante à hádron único, quando um corte em  $p_T$  é realizado em todos os traços avançados selecionados pela confirmação do L0. A partir deste ponto, a busca por um traço companheiro começa

pela conversão de todos os traços-VeLo  $2D$  em  $3D$ . Após a conversão, apenas traços com parâmetro de impacto com relação ao vértice primário acima de um determinado valor são selecionados, para evitar que esses traços tenham origem no vértice primário. Com o traço avançado selecionado pela confirmação do L0, chamado aqui de traço principal, e os traço-VeLo  $3D$  companheiros, sucessivas combinações dois a dois são feitas com o objetivo de medir o ponto de menor distância (DOCA) entre eles. O objetivo é selecionar um par de traços com DOCA relativamente pequeno, já que o ponto de menor distância entre o par será considerado como vértice secundário.

Seguindo a sequência de reconstrução, o próximo passo é garantir que o candidato a méson  $B$  tenha se deslocado uma certa distância, exigindo uma distância mínima na direção  $z$  ( $\Delta z$ ) de qualquer vértice primário do evento. Após esta etapa, mais uma vez uma reconstrução completa é aplicada, mas agora nos traços companheiros, transformando-os também em traços avançados, e uma nova seleção de  $p_T$  é feita. Com o traço principal e companheiro selecionados, uma variável chamada *Pointing* é calculada da seguinte forma:

$$Pointing = \frac{P \sin(\theta)}{P \sin(\theta) + \sum_i p_{Ti}}, \quad (6.1)$$

onde  $P$  é a magnitude da soma do momento dos traços,  $\theta$  é o ângulo entre o vetor soma  $\vec{P}$  e a direção da linha que conecta os vértices primário e secundário e  $\sum_i p_{Ti}$  é a soma dos  $p_T$  de cada traço. A figura 6.4 ilustra a medida de *Pointing*. A soma dos momentos dos dois traços que formaram o vértice secundário tem um papel fundamental. Se esses traços de fato forem provenientes de um méson  $B$ , a tendência é que o vetor soma dos momentos  $\vec{P}$  esteja na mesma direção da linha que liga os vértices primário (VP) e secundário (VS) e, portanto, com um ângulo  $\theta$  muito pequeno. Considerando a contribuição no denominador da soma dos momentos transversos de cada traço, a variável *Pointing* tende a ser zero para candidatos verdadeiros a méson  $B$ .

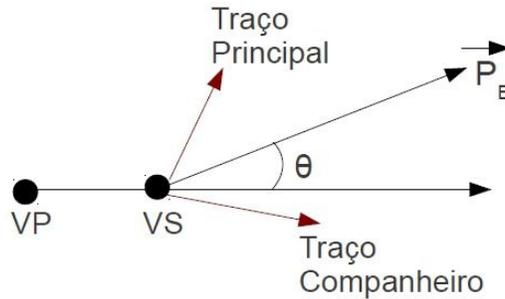


Figura 6.4: Ilustração da variável *Pointing*. Quanto menor for o ângulo  $\theta$ , mais provável de que os traços sejam provenientes de um méson  $B$  verdadeiro. A linha que liga os dois vértices não necessariamente representa a direção  $z$  do feixe.

A parte final da etapa de hádron duplo consiste em aplicar mais uma vez o método de Kalman Filter nos traços avançados e companheiros para eliminar fantasmas. Após o ajuste, apenas traços com  $\chi^2/ndof$  baixo e com parâmetro de impacto maior que um determinado valor são selecionados.

Linha Hádron Duplo	Cortes de Hádron Duplo
$p_T$ do Traço Avançado Principal	$> 2.5 \text{ GeV}$
Parâmetro de Impacto do Traço-VeLo Companheiro	$> 0.1 \text{ mm}$
DOCA entre os Traços Avançados e Companheiros	$< 0.2 \text{ mm}$
$\Delta z$ entre os Vértices Primário e Secundário	$> 1.5 \text{ mm}$
$p_T$ do Traço Avançado Companheiro	$> 1 \text{ GeV}$
Pointing	$< 0.4$
Parâmetros de Impacto Após Ajuste de Kalman	$> 0.1 \text{ mm}$
$\chi^2/ndof$ do Ajuste de Kalman	$< 10$

Tabela 6.3: Cortes padrões aplicados durante a etapa de hádron duplo da linha de hádrons do Hlt1.

Após esta configuração do Hlt1, com os cortes apresentados nas tabelas de 6.1 a 6.3, a taxa de eventos analisados cai de 1 *MHz* após o L0 para aproximadamente 10 *KHz*.

## 6.3 Hlt2

Da mesma maneira que o Hlt1, o Hlt2 é um conjunto de linhas de código independentes como Hádron Topológico e Charme Topológico, além de algumas linhas exclusivas. A expectativa é que os eventos relacionados com  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  sejam selecionados pela linha de hádron topológico.

A linha de hádron topológico tem como objetivo reconstruir uma alta quantidade de decaimentos de méson  $B$  em dois, três e quatro corpos e é estruturada em duas etapas principais: *robusta* e *ajuste dos traços*. A primeira etapa pretende reduzir a taxa de eventos que vem do Hlt1 para permitir que um ajuste de Kalman seja aplicado em cada traço, possibilitando a utilização de variáveis relacionadas à qualidade de ajuste.

A etapa robusta começa aplicando cortes em  $p_T$ , momento e parâmetro de impacto de todos os traços avançados provenientes do Hlt1. Após esses cortes, a etapa robusta combina os traços dois a dois pra formar um vértice secundário, dando início à reconstrução de dois corpos. Neste estágio, um dos traços combinados precisa ter um alto  $p_T$ , auxiliando na identificação de decaimentos de méson  $B$  em dois corpos. Além disso, apenas traços com DOCA em um determinado intervalo são utilizados para não serem combinados traços muito próximos e nem muito afastados um do outro. Em seguida, o vértice secundário produzido precisa ter um deslocamento no eixo  $z$  e na direção radial  $r$  com relação ao vértice primário já que sabemos que o méson  $B$  tem um tempo de vida que o permite viajar alguns milímetros no detector. Finalmente, se o par de traços selecionados formarem um

candidato a méson  $B$  com massa superior a  $4 \text{ GeV}$  e com uma boa medida de pointing, o evento é selecionado para a etapa de ajuste dos traços. Paralelamente, a reconstrução de três e quatro corpos é feita sem alterar a sequência de reconstrução. A tabela 6.4 mostra os valores de cortes utilizados em cada estágio da reconstrução robusta.

Linha Robusta Hádron Topológico	Cortes do Estágio Robusto
$p_T$ dos Traços Avançados	$> 300 \text{ MeV}$
Momento dos Traços Avançados	$> 2000 \text{ MeV}$
Parâmetro de Impacto dos Traços Avançados	$< 0.05 \text{ mm}$
Reconstrução de 2, 3 e 4 corpos	Cortes de 2, 3 e 4 corpos
$p_T$ Máximo dos Traços Avançados	$> 1500 \text{ MeV}$
DOCA Mínimo dos Traços Avançados	$> 0.1 \text{ mm}$
DOCA Máximo dos Traços Avançados	$< 1 \text{ mm}$
$\Delta z$ Entre os Vértices Primário e Secundário	$> 2 \text{ mm}$
$\Delta r$ Entre os Vértices Primário e Secundário	$> 0.2 \text{ mm}$
Massa do Candidato	$> 4 \text{ GeV}$
Pointing	$< 0.2$

Tabela 6.4: Cortes padrões aplicados durante a etapa robusta do hádron topológico do Hlt2.

Um evento apenas segue para o estágio de ajuste de traço do hádron topológico se for selecionado pelo estágio robusto. O objetivo é permitir que o estágio de ajuste de traço acesse as informações de qualidade de ajuste e erro nas medidas feitas no detector. O primeiro passo do estágio de ajuste de traço é realizar um ajuste de Kalman em cada traço selecionado pelo estágio robusto e depois aplicar os cortes em  $p_T$  e momento de cada traço ajustado. Além desses cortes, outras medidas feitas nesta etapa são a qualidade da medida do parâmetro de impacto ( $IP\chi^2$ ) e qualidade do ajuste do traço por graus de liberdade ( $\chi^2/ndof$ ). A partir daqui, um corte no  $p_T$  máximo dos traços é aplicado juntamente com os limites de DOCA para que dois traços sejam combinados formando um vértice secundário, que então sofre um corte em  $\Delta z\chi^2$  com relação ao vértice primário, que é a distância medida em  $\chi^2$ . Finalmente, se o candidato formado com os dois traços tiver uma massa maior que  $4 \text{ GeV}$  e um bom valor de pointing, o evento é selecionado pelo estágio de ajuste de traço. Como no estágio robusto, a reconstrução de três e quatro corpos neste estágio também é feita de maneira paralela, apenas adicionando a quantidade de traço correspondente à reconstrução na etapa de combinação de traços para formar o vértice secundário. Os cortes padrões para o estágio de ajuste de traço podem ser encontrados na tabela 6.5.

Cada evento selecionado pelo estágio de ajuste de traço é então selecionado pelo Hlt2, que reduz durante o processo a taxa de eventos de  $10 \text{ KHz}$  para poucos  $\text{KHz}$ . Considerando toda a sequência do trigger, a reconstrução começa com as seleções feitas pelo L0 ainda nos detectores, reduzindo a taxa de eventos para aproximadamente  $1 \text{ MHz}$ , passa pela

Linha Ajuste de Traço Hádron Topológico	Cortes do Estágio Ajuste de Traço
$p_T$ dos Traços Avançados	$> 300 \text{ MeV}$
Momento dos Traços Avançados	$> 2000 \text{ MeV}$
$IP\chi^2$ dos Traços Avançados	$< 9$
$\chi^2/ndof$ do Ajuste de Kalman	$< 10$
Reconstrução de 2, 3 e 4 corpos	Cortes de 2, 3 e 4 corpos
$p_T$ Máximo dos Traços Avançados	$> 1500 \text{ MeV}$
DOCA Mínimo dos Traços Avançados	$> 0.1 \text{ mm}$
DOCA Máximo dos Traços Avançados	$< 1 \text{ mm}$
$\Delta z\chi^2$ Entre os Vértices Primário e Secundário	$> 100 \text{ mm}$
Massa do Candidato	$> 4 \text{ GeV}$
Pointing	$< 0.2$

Tabela 6.5: Cortes padrões aplicados durante a etapa robusta do hádron topológico do Hlt2.

seleção de traços e vértices no Hlt1, sofrendo uma nova redução na taxa de eventos para aproximadamente  $10 \text{ KHz}$ , e termina com a seleção mais detalhada de candidatos a méson  $B$  que decaíram em dois, três ou quatro corpos, sofrendo uma redução final no número de eventos para poucos  $\text{KHz}$ . A partir daqui, a filtragem de eventos entra no estágio de seleções inclusivas e exclusivas, chamada *strip*, onde a tarefa de reduzir a taxa de eventos passa a ser individual, ou seja, cada linha que se preocupa em selecionar um decaimento específico, por exemplo  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ , precisa garantir que a taxa de eventos selecionada será da ordem de alguns  $\text{Hz}$ . A *strip* foi programada para atuar após o Hlt2 para evitar que cada grupo de análise tenha que acessar a quantidade gigantesca de dados gerados durante as colisões. Como os cortes de seleção da *strip* foram otimizados utilizando o Monte Carlo do LHCb, que não necessariamente simulam com perfeição o detector e as condições de colisão, a programação é que várias rodadas de *strip* sejam realizadas durante os primeiros meses para permitir que os grupos ajustem os cortes de seleção de acordo com os dados reais obtidos.

Devido à presença de linhas no trigger que servem para medidas de multiplicidade nos detectores e de luminosidade na colisão, daqui em diante toda a vez que nos referirmos a Hlt1 estaremos garantindo que os traços que compõem o sinal de interesse tenham sido selecionados pelas linhas de hádron único ou duplo. Igualmente, toda a vez que nos referirmos a Hlt2, estaremos garantindo que os traço do sinal foram selecionados pela reconstrução de dois ou três corpos do hádron topológico do Hlt2. O candidato com os traços selecionados na linha de trigger de interesse recebem a classificação de TOS (*Triggered On Signal*) naquela linha.

## 6.4 Trigger Outubro-2009

Durante o ano de 2009 a colaboração modificou várias vezes o conjunto de cortes a serem aplicados pelo Hlt1 visando uma melhor performance durante os primeiros meses de tomada de dados. Ao final de 2009, as linhas de trigger definidas em Outubro-2009 eram as oficiais, que foram utilizadas para a otimização dos cortes da seleção inclusiva  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ . O L0 aplicado é baseado no trigger de calorímetro do L0 e consiste apenas em aplicar um corte em soma de  $E_T$  dos calorímetros maior que  $860 \text{ MeV}$ .

O Hlt1 utilizado na época foi definido com o nome de *Physics\_320Vis\_300L0\_10Hlt1\_Hlt2\_Oct09*. Aqui, cada número tem um significado com relação à sequência do trigger. O nome *Physics* significa que este é o tipo de trigger a ser aplicado nos dados enquanto que *320Vis* indica que a taxa de eventos visíveis é  $320 \text{ KHz}$ , que será reduzida pelo L0 para  $300 \text{ KHz}$  (*300L0*). Os cortes de Hlt1 reduzem a taxa do L0 para  $10 \text{ KHz}$  (*10Hlt1*) enquanto que o termo *Hlt2* presente no nome indica que o Hlt2 estará disponível para estudos, apesar de não ser utilizado para reduzir a taxa de eventos.

Toda a sequência de reconstrução do trigger é exatamente a mesma da descrita nas seções anteriores, mudando apenas o valor dos cortes aplicados. Em geral, os cortes definidos em Outubro-2009 são mais fracos já que a taxa de colisão será menor durante os primeiros meses de tomada de dados. A linha de confirmação do L0 para este trigger está listada na tabela 6.6.

Linhas de Confirmação do L0	Cortes da Confirmação do L0
$E_T$ Depositado no HCAL	$> 860 \text{ MeV}$
$\chi^2(2D)$ entre semente do L0/Traços-VeLo 2D	$< 4$
$\chi^2(3D)$ entre semente do L0/Traços-VeLo 3D	$< 4$
Parâmetro de Impacto dos Traços-VeLo 3D	$> 0.06 \text{ mm}$
$p_T$ dos Traços Avançados	$> 250 \text{ MeV}$

Tabela 6.6: Cortes padrões aplicados durante a etapa de confirmação do L0 da linha de hádrons do Hlt1.

Seguindo a reconstrução, os cortes aplicados pelas linhas de hádron único e hádron duplo estão listadas nas tabelas 6.7 e 6.8, respectivamente.

Linha Hádron Simples	Cortes de Hádron Simples
$p_T$ de Traço Avançado	$> 4800 \text{ MeV}$
$\chi^2/ndof$ do ajuste de Kalman	$< 10$
Parâmetro de Impacto após o ajuste de Kalman	$> 0.06 \text{ mm}$

Tabela 6.7: Cortes padrões aplicados durante a etapa de hádron único da linha de hádrons do Hlt1.

Linha Hádron Duplo	Cortes de Hádron Duplo
$p_T$ do Traço Avançado Principal	$> 250 \text{ MeV}$
Parâmetro de Impacto do Traço-VeLo Companheiro	$> 0.05 \text{ mm}$
DOCA entre os Traços Avançados e Companheiros	$< 0.2 \text{ mm}$
$\Delta z$ entre os Vértices Primário e Secundário	$> 1.83 \text{ mm}$
$p_T$ do Traço Avançado Companheiro	$> 750 \text{ MeV}$
Pointing	$< 0.4$
Parâmetros de Impacto Após Ajuste de Kalman	$> 0.06 \text{ mm}$
$\chi^2/ndof$ do Ajuste de Kalman	$< 10$

Tabela 6.8: Cortes padrões aplicados durante a etapa de hádron duplo da linha de hádrons do Hlt1.

Como nos primeiros meses de tomada de dados a expectativa era por não utilizar o Hlt2, a otimização da seleção inclusiva  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  foi feita utilizando apenas L0 e Hlt1. Desta forma, toda a vez que for mencionado que a seleção inclusiva é aplicada após o trigger, a referência é a candidatos TOS nas linhas definidas em Outubro-2009. No próximo capítulo será apresentado em detalhes o conjunto de cortes que definem a seleção inclusiva  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ .

O trigger tem previsão de trabalhar com constantes mudanças nos valores de cortes em cada linha de seleção, mantendo as variáveis de seleção e a sequência de reconstrução praticamente inalteradas. Como cada linha do trigger precisa aplicar uma determinada redução nos dados reais, manter fixas as variáveis e a sequência de seleção permite que os desenvolvedores do trigger trabalhem com diferentes valores de cortes para satisfazer os requisitos de redução de eventos desejados. Na medida em que os dados reais vão sendo coletados, novas otimizações para definir cortes são realizadas com base nesses dados com o objetivo de rejeitar os eventos de fundo com máxima eficiência no sinal. Em casos extremos, pode ser necessário mudar a própria filosofia de reconstrução de algumas linhas do trigger para uma melhor performance, especialmente em termos de tempo de execução dos algoritmos. Ainda assim, uma vez definida a essa nova filosofia, a otimização dos cortes volta a seguir a mesma filosofia, que é manter as variáveis, alterando apenas os valores de corte. No próximo capítulo apresentaremos o estudo realizado após o trigger de Outubro/2009 para definir o conjunto de cortes da seleção inclusiva para os seis canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ .

# Capítulo 7

## Seleção Inclusiva $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$

O trigger do experimento LHCb tem como objetivo aplicar um conjunto de cortes<sup>1</sup>, para selecionar o maior número de candidatos a méson  $B$  possível, reduzindo durante o processo de seleção a taxa de eventos de aproximadamente 30  $MHz$  (colisões próton-próton visíveis no LHCb) para alguns  $KHz$ . Contudo, mesmo com essa drástica redução o número de eventos selecionados após o Hlt2 ainda é muito alto. Desta forma, a colaboração decidiu por aplicar um conjunto de seleções, chamadas *strip*, que reconstróem com mais precisão os candidatos a méson  $B$  para que a quantidade de eventos desopnibilizados sejam significativamente menor. Esta etapa de aplicação não faz parte do trigger já que, ao contrário do L0, Hlt1 e Hlt2, as linhas de código responsáveis por realizar essas seleções são de responsabilidade de cada grupo de pesquisa que pretende reconstruir um decaimento do méson  $B$  específico.

Neste capítulo descreveremos em detalhes todas as etapas realizadas para definir o conjunto de cortes de *strip* (seleção inclusiva) dos canais que se encaixam dentro de  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ . Antes de realizar o estudo de variáveis, é fundamental que todos os possíveis efeitos do trigger nos sinais de interesse sejam bem entendidos para que a análise final de Dalitz Plot não seja prejudicada. O próximo passo é o de definir os cortes de seleção visando dois cenários. O primeiro, previsto para ocorrer nos primeiros meses de tomada de dados, consiste em ajustar os cortes com base em um detector ainda desalinhado. Neste primeiro cenário, a tomada de dados é realizada com o número de nuvens de prótons por feixe e luminosidade bem abaixo do esperado e, sendo assim, não existe a necessidade de se aplicar o Hlt2. Para esta etapa, a redução no número de eventos de *minimum bias*<sup>2</sup> após o Hlt1 feita pelas várias seleções deve ser de aproximadamente  $10^{-3}$  sem utilizar as informações de erro nas medidas das variáveis. O segundo cenário, previsto para o segundo semestre do ano de 2010, no qual as colisões ocorrem com um maior número de nuvens de prótons por feixe e prevê que os efeitos de alinhamento já sejam bem conhecidos permite a utilização dos erros nas medidas das variáveis, mas ainda sem o Hlt2. Sendo assim, a taxa

---

<sup>1</sup>Cortes são critérios de seleção baseados em variáveis que possuem distribuições distintas para o sinal de interesse e eventos de fundo.

<sup>2</sup>Por *minimum bias* nos referimos a quaisquer eventos que estejam dentro da aceitação geométrica do LHCb.

de eventos deve ser reduzida por um fator de  $10^{-4}$ , mas acessando os erros nas medidas das variáveis quando necessário.

## 7.1 Amostras de Monte Carlo

Durante todo este capítulo e o próximo, todas as distribuições apresentadas são referentes às seguintes amostras de Monte Carlo MC09 disponibilizadas pela colaboração LHCb:

- $\sim 51$  Milhões de eventos que contenham pelo menos um  $b$ -hádron ( $b\bar{b}$ -inclusivo);
- $\sim 2$  Milhões de eventos que contenham o decaimento  $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$  ;
- $\sim 5$  Milhões de eventos que contenham o decaimento  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  ;
- $\sim 2$  Milhões de eventos que contenham o decaimento  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ \pi^-$  ;
- $\sim 2$  Milhões de eventos que contenham o decaimento  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ K^-$  ;
- $\sim 2$  Milhões de eventos que contenham o decaimento  $B^\pm \rightarrow p\bar{p}\pi^\pm$  ;
- $\sim 2$  Milhões de eventos que contenham o decaimento  $B^\pm \rightarrow p\bar{p}K^\pm$  ;
- 222.043 eventos de *minimum bias* (minbias) selecionados pelo Hlt1 que correspondem a um total de 10.2 Milhões de eventos de minbias.

Todas essas amostras foram geradas sem ressonâncias no Dalitz Plot e com a contribuição não-ressonante parametrizada de forma homogênea. A dinâmica de colisão e decaimento desses canais foram simuladas pelo software Pythia versão 4 enquanto que a resposta do detector foi gerada com o software Geant versão 4 sendo que ambos fazem parte do projeto Gauss versão v37r2, exceto a amostra de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  , que foi gerada com o Gauss versão v37r4. Daqui em diante, toda vez que nos referirmos às amostras de sinal, minbias e  $b\bar{b}$ -inclusivo, utilizamos as amostras listadas acima.

## 7.2 Definições

Antes de iniciar a definição dos cortes de seleção inclusiva, algumas nomenclaturas e variáveis precisam ser definidas para facilitar a descrição dos cortes aplicados na seleção de  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  . Para facilitar a compreensão, a figura 7.1 mostra uma visão esquemática de um decaimento do méson  $B$  em três hádrons carregados.

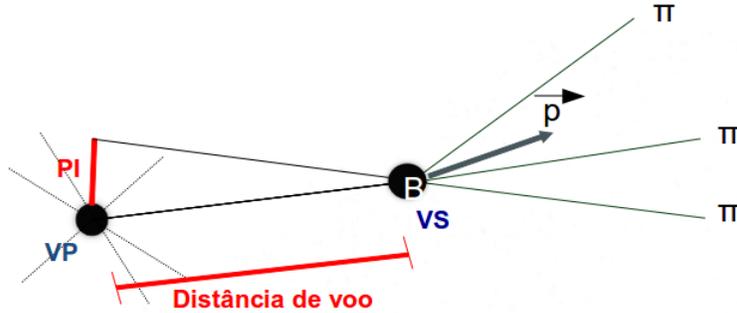


Figura 7.1: Topologia de um decaimento do méson  $B$  em três píons, onde as variáveis de parâmetro de impacto e de distância de voo estão ilustradas.

### Vértices Primário, Secundário e distância de voo

No LHCb, vértice primário é a região da colisão próton-próton em um evento enquanto que vértice secundário é a região de decaimento da partícula de interesse. Por exemplo, para o decaimento  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ , o vértice primário é a região da interação próton-próton que deu origem ao méson  $B$ , enquanto que o vértice secundário é a região em que o méson  $B$  decaiu em um káon e dois píons. Por decair via interação fraca, um candidato verdadeiro a méson  $B$  tem os vértices primário e secundário bem separados. A distância entre os vértices de criação e decaimento da partícula é dita distância de voo, que pode ser medida no referencial do laboratório ou mesmo em alguma direção específica.

### Parâmetro de Impacto (IP)

É uma grandeza definida em espalhamentos clássicos como sendo a distância perpendicular entre a partícula incidente em um campo de força e o centro do campo. No LHCb, define-se parâmetro de impacto para cada traço originado em uma colisão próton-próton como sendo a menor distância entre o traço reconstruído e o vértice de interesse, que pode ser o primário ou secundário.

Deve-se tomar muito cuidado com esta variável porque um corte de IP nas partículas resultantes do decaimento (filhas) pode introduzir ineficiências nas bordas do Dalitz Plot. Para o decaimento  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ , por exemplo, um corte muito comum seria exigir que as filhas tenham um IP maior que um determinado valor com relação ao vértice primário, já que esperamos que essas filhas tenham origem no vértice secundário. No entanto, filhas com baixo momento tendem a viajar na mesma direção do méson  $B$  (mãe), que aponta para o vértice primário. Sendo assim, cortar em IP de cada filha com relação ao vértice primário pode excluir as filhas de baixo momento, que se encontram justamente nas bordas do Dalitz Plot.

## $p_T$ , $E_T$ e $\cos\vartheta$

Duas medidas amplamente utilizadas no trigger do experimento,  $p_T$  e  $E_T$  são as medidas de momento e energia de uma partícula na direção perpendicular ao eixo  $z$ . A variável  $p_T$  também pode impor ineficiências nas bordas do Dalitz Plot: como dito anteriormente, partículas filhas com baixo momento tendem a viajar na mesma direção da partícula mãe. Outra variável importante é  $\vartheta$ , que representa o ângulo entre a direção de voo da partícula mãe e o eixo  $z$ , que é a direção do feixe. Para a energia,  $E_t = E \sin\vartheta$ . O cosseno desse ângulo deve ser próximo de zero para um sinal verdadeiro de méson  $B$ .

## Dalitz Plot

O Dalitz Plot de um decaimento em três corpos é a maior preocupação quando se pretende fazer uma seleção para análise de amplitudes. Como dito no capítulo 2, as regiões de interferência entre duas ressonâncias são as mais sensíveis à violação de CP. Ao se definir um conjunto de cortes de seleção para um determinado canal, por exemplo  $B^\pm \rightarrow K^\pm\pi^+\pi^-$ , deve-se sempre ficar atento aos efeitos que as variáveis escolhidas para cortes impõem no Dalitz Plot. O objetivo da seleção inclusiva, a ser definida na seção 7.5, é atuar após o trigger. Assim, todas as distribuições das variáveis apresentadas serão para a amostra de Monte Carlo do canal  $B^\pm \rightarrow K^\pm\pi^+\pi^-$  após o trigger e que apresenta o Dalitz Plot da figura 7.2. Note que as bordas já apresentam ineficiências, que são devidas às dificuldades em se reconstruir traços de baixo momento no LHCb. A amostra de Monte Carlo de  $B^\pm \rightarrow K^\pm\pi^+\pi^-$  foi gerada sem qualquer ressonância e sem violação de CP e por isso deveria apresentar uma distribuição homogênea no Dalitz Plot<sup>3</sup>. Para dados reais, a expectativa é que o Dalitz Plot já se apresente com essa ineficiência nas bordas. Além disso, as ressonâncias para  $B^\pm \rightarrow K^\pm\pi^+\pi^-$  devem se localizar justamente nas bordas do Dalitz Plot e, sendo assim, não pretendemos adicionar nenhuma ineficiência ao aplicar os cortes da seleção inclusiva.

Uma maneira de avaliar os efeitos de um determinado corte no Dalitz Plot é dividir a superfície após o corte em questão pela superfície original. Assim, se o corte afetar o Dalitz Plot de maneira homogênea, o resultado da divisão será uma superfície plana. Se o efeito não for homogêneo, a divisão revelará a região do Dalitz Plot mais sensível ao corte utilizado. Anteriormente afirmamos que cortes em parâmetro de impacto (IP) e momento transversal ( $p_T$ ) de cada traço impõem ineficiências nas bordas do Dalitz Plot. Para reforçar os argumentos dados, a figura 7.3 mostra quatro cenários de cortes de IP para a amostra de  $B^\pm \rightarrow K^\pm\pi^+\pi^-$ . Note que, apesar do corte de IP atuar em toda a superfície, as bordas são especialmente afetadas. Pela figura podemos concluir que o corte de IP de cada traço deve ser evitado em análises de decaimentos com três corpos no estado final.

O corte de  $p_T$  tem efeito semelhante ao IP. A figura 7.4 mostra os efeitos de  $p_T$  também para quatro cenários de corte. Devido à relação direta entre  $p_T$  e momento de cada traço, os efeitos do corte de  $p_T$  ficam localizados principalmente nas bordas do Dalitz Plot. Para

---

<sup>3</sup>A distribuição homogênea esperada vem do fato de que a contribuição não ressonante da amplitude, utilizada para gerar as amostras de Monte Carlo, foi introduzida como sendo homogênea.

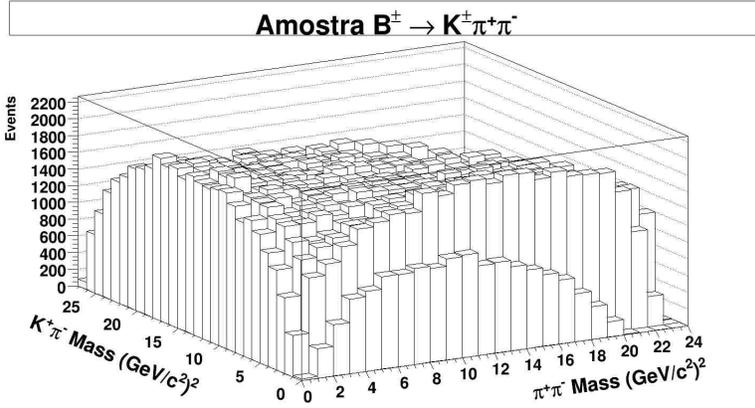


Figura 7.2: Dalitz Plot para o canal  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  após o trigger. As ineficiências nas bordas se devem à dificuldade de se reconstruir traços de baixo momento no LHCb.

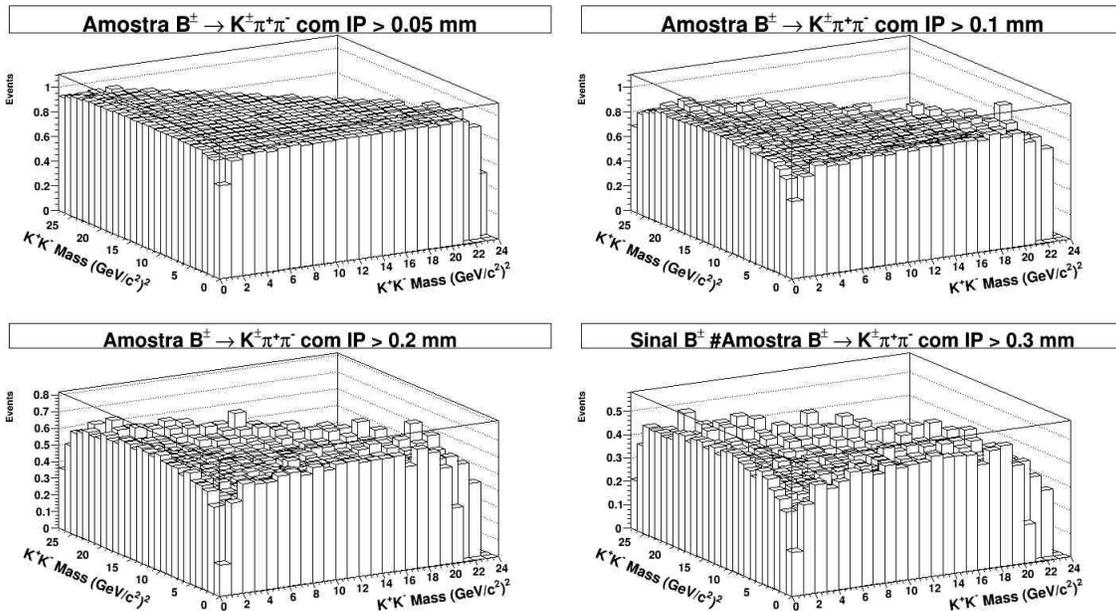


Figura 7.3: Divisão do Dalitz Plot para o canal  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ . Alto Esquerda: Divisão do Dalitz Plot antes e depois de  $IP > 0.05 \text{ mm}$ . Alto Direita: Divisão do Dalitz Plot antes e depois de  $IP > 0.1 \text{ mm}$ . Baixo Esquerda: Divisão do Dalitz Plot antes e depois de  $IP > 0.2 \text{ mm}$ . Baixo Direita: Divisão do Dalitz Plot antes e depois de  $IP > 0.3 \text{ mm}$

análises de decaimentos em três corpos no estado final, o corte em  $p_T$  de cada traço também deve ser evitado.

Apesar dos efeitos evidentes no Dalitz Plot dos cortes de IP e  $p_T$ , essas variáveis estão entre as mais eficientes para eliminar o número de combinações que podem ser feitas durante a reconstrução do candidato a méson  $B$ . Essa variáveis são amplamente utilizadas

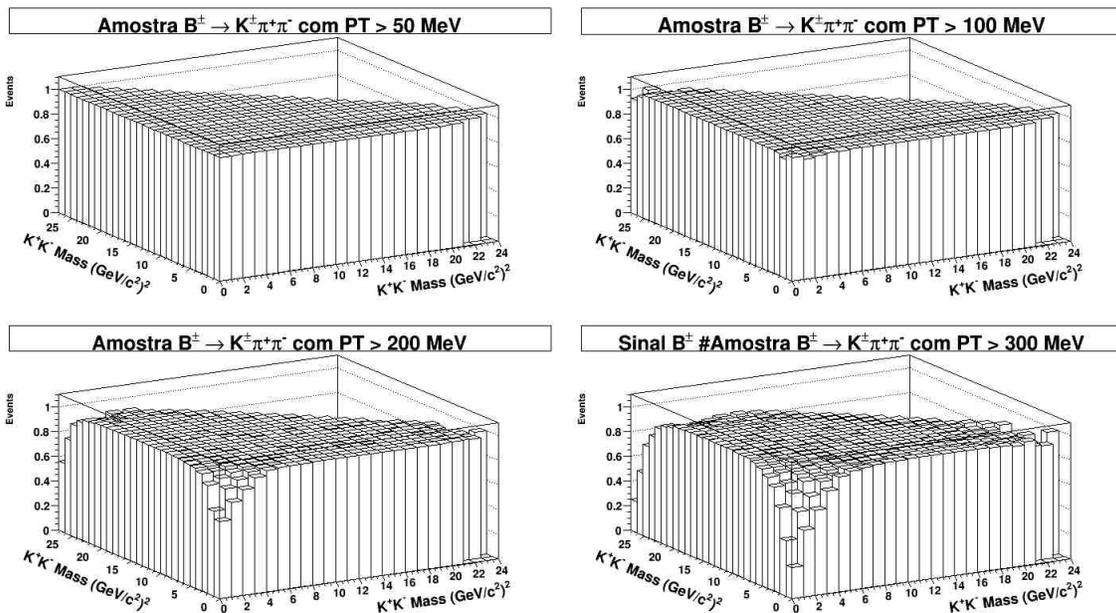


Figura 7.4: Divisão do Dalitz Plot para o canal  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ . Alto Esquerda: Divisão do Dalitz Plot antes e depois de  $p_T > 50 \text{ MeV}$ . Alto Direita: Divisão do Dalitz Plot antes e depois de  $p_T > 100 \text{ MeV}$ . Baixo Esquerda: Divisão do Dalitz Plot antes e depois de  $p_T > 200 \text{ MeV}$ . Baixo Direita: Divisão do Dalitz Plot antes e depois de  $p_T > 300 \text{ MeV}$

no trigger e, neste estágio de seleção, não afetam o Dalitz Plot porque durante o trigger o candidato a méson  $B$  ainda não foi reconstruído e além disso os cortes do trigger atuam apenas em um ou dois traços. Para minimizar erros sistemáticos na amostra final, a filosofia adotada na definição da seleção inclusiva seguirá a do trigger sempre que possível. A combinação de variáveis, como soma de IP e  $p_T$ , também mostra-se eficiente e pode ser aplicada sem prejuízos para o Dalitz Plot. Para as próximas seções, toda vez em que os efeitos dos cortes no Dalitz Plot forem discutidos, será sempre apresentada a divisão das superfícies antes e depois do corte, para avaliarmos os efeitos dos cortes em cada região.

### 7.3 Efeitos do Trigger

Todas as variáveis utilizadas pelo trigger para selecionar eventos com candidatos a méson  $B$  estão expostas nas tabelas de 6.1 a 6.5. De todos os cortes aplicados no trigger,  $p_T$  e parâmetro de impacto dos traços são os que merecem especial atenção por terem relação direta com o Dalitz Plot do decaimento. Porém, dos traços que compõem os 6 canais de sinal do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ , 95% foram os mesmos traços selecionados pelo Hlt1. Essa diferença não é suficiente para causar qualquer ineficiência nas bordas do Dalitz Plot. A figura 7.5 ilustra a razão entre os candidatos que foram selecionados pelo Hlt1 e os candidatos que foram necessariamente selecionados pela linha de hádron do Hlt1 e

nenhuma ineficiência nas bordas pode ser vista.

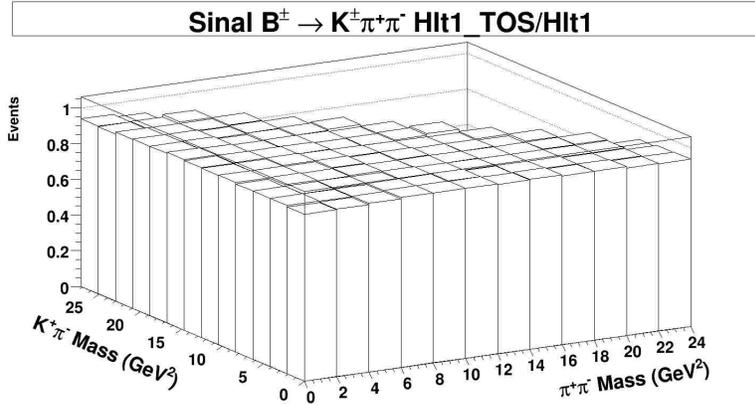


Figura 7.5: Razão entre os Dalitz Plot para decaimentos de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  que necessariamente têm um traço selecionado pela linha de hádron e candidatos selecionados por qualquer linha do Hlt1.

Porém, a expectativa é que os sinais de  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  sejam reconstruídos pela linha de 3 corpos do Hlt2, que aplica cortes em  $p_T$  e parâmetro de impacto de cada traço, como pode ser visto na tabela 6.5. A linha de 3 corpos do Hlt2, quando aplicada isoladamente, afeta as bordas do Dalitz Plot, como pode ser notado na figura 7.6. Ainda na figura 7.6 pode ser observado que quando a linha de 2 corpos é incluída na análise, o efeito do Hlt2 no Dalitz Plot volta a ser aproximadamente plano.

Como as reconstruções de dois e três corpos da linha de hádron topológico são idênticas, exceto pelo número de traços envolvidos no processo de reconstrução, a única variável que pode ser a responsável por recuperar as bordas do Dalitz Plot, cuja ineficiência é causada pela linha de três corpos, é o Pointing. A figura 7.7 mostra a distribuição de Pointing definida na equação 6.1 onde o termo  $P \sin(\theta)$  tende a ser próximo de zero para sinais verdadeiros de méson  $B$ .

Considerando que um evento é selecionado pelo Hlt2 se for aceito pelas linhas de dois, três ou quatro corpos do hádron topológico, um candidato verdadeiro para o decaimento de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  que tenha um traço com  $p_T$  e/ou parâmetro de impacto abaixo dos valores exigidos na reconstrução de três corpos ainda pode ser selecionado pela linha de dois corpos do hádron topológico. Seguindo essa linha de raciocínio, a figura 7.8 mostra a variável Pointing calculada apenas com dois dos três traços que compõem o candidato a  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ . Aqui, apesar do candidato a  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  perder um traço, a variável Pointing ainda está próxima de zero (apesar de ter uma média maior), indicando que a componente  $P \sin(\theta)$  continua muito pequena, ou seja, a soma dos momentos dos traços resultantes ainda está na mesma direção da linha que liga os vértices primário e secundário.

A figura 7.9 mostra o Dalitz Plot para os candidatos a  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  selecionados pela linha de dois corpos e que foram excluídos pela linha de três corpos. Pela figura,

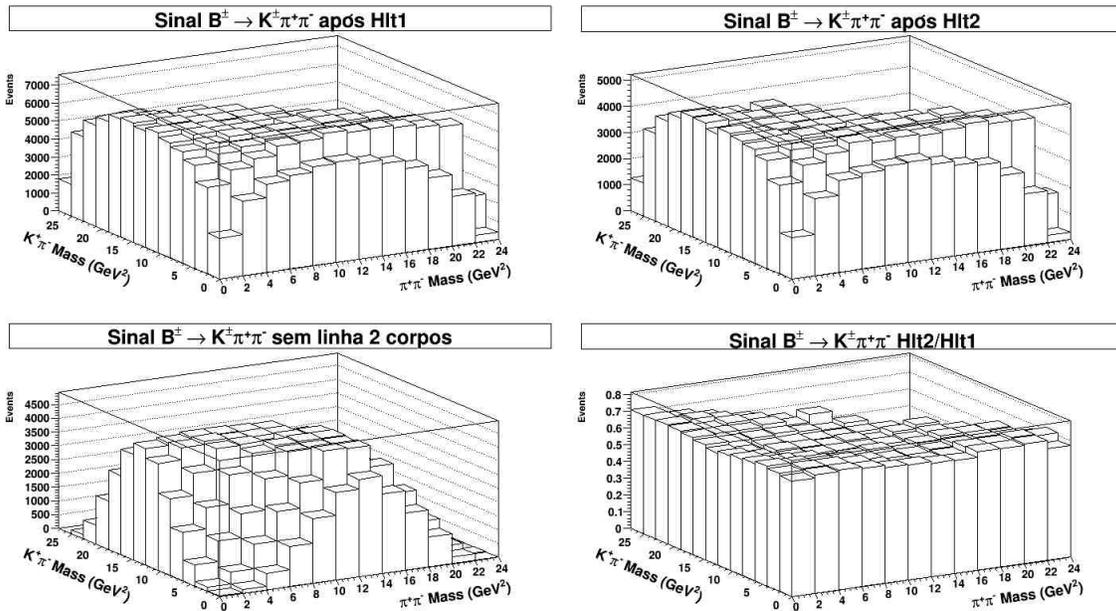


Figura 7.6: Dalitz Plot para o sinal de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ . Alto Esquerda: Candidatos selecionados pelo Hlt1. Alto Direita: Candidatos selecionados pelo Hlt2. Baixo Esquerda: Candidatos selecionados apenas pela linha de três corpos do hádron topológico. Baixo Direita: Razão entre Hlt2 e Hlt1.

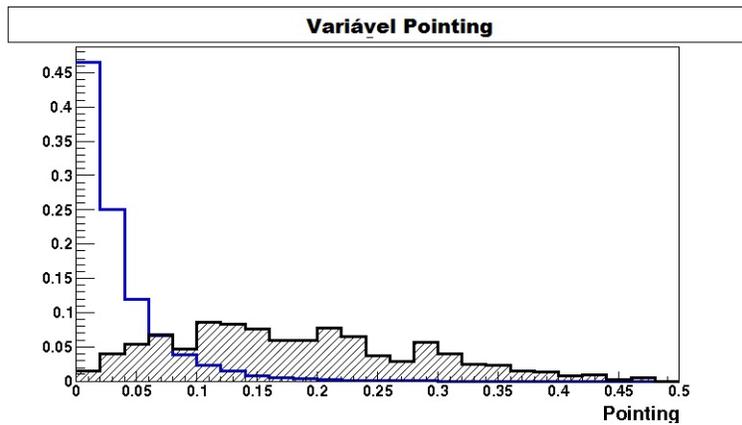


Figura 7.7: Distribuição da variável Pointing após o Hlt1. A distribuição hachurada representa eventos de fundo.

fica claro que todos os eventos selecionados estão localizados nas bordas do Dalitz Plot, evidenciando que a linha de dois corpos é fundamental para manter o efeito do Hlt2 no Dalitz Plot plano.

Apesar dos cortes de  $p_T$  e parâmetro de impacto serem fundamentais para controlar a

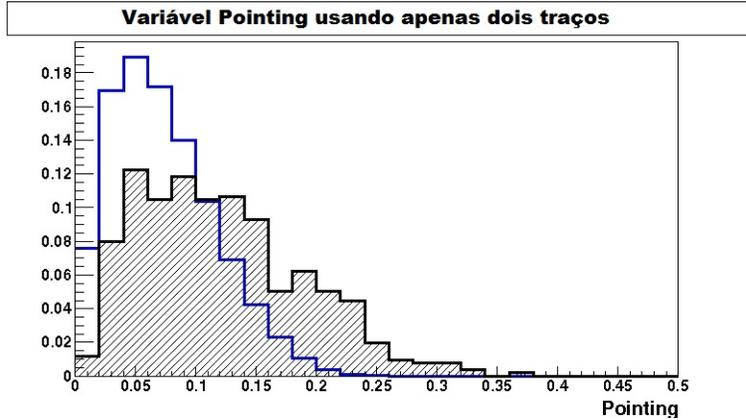


Figura 7.8: Distribuição da variável Pointing após o Hlt1 utilizando apenas dois dos três traços que compõem o candidato a  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ . A distribuição hachurada representa eventos de fundo.

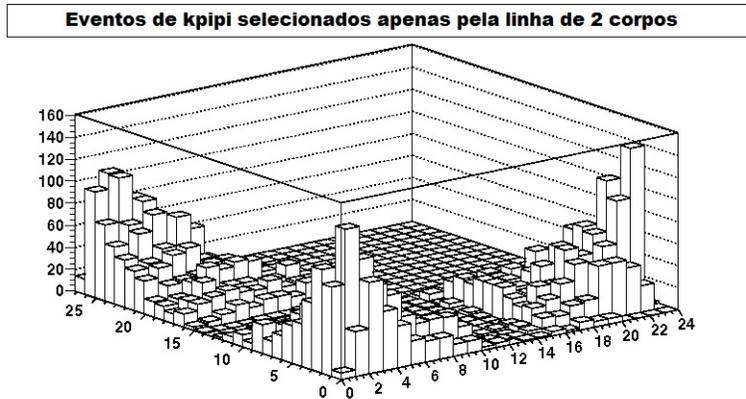


Figura 7.9: Dalitz Plot para o sinal de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  que passou apenas pela reconstrução de dois corpos.

taxa de eventos no trigger<sup>4</sup>, para os canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  só podem ser aplicados sem interferir no Dalitz Plot se forem acompanhados por uma reconstrução de dois corpos com a variável Pointing. Uma alternativa aos cortes de  $p_T$  e parâmetro de impacto é utilizar a soma dessas variáveis para cada traço que compõe o candidato a  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ . Essa técnica é especialmente útil porque permite que os traços do decaimento "acessem" qualquer região do Dalitz Plot, já que traços de baixo momento combinados com outros de alto momento contribuem com o mesmo valor de soma.

<sup>4</sup>Esses cortes são importantes para a taxa porque diminuem o número de traços a serem combinados durante a reconstrução de um candidato.

## 7.4 Seleção Inclusiva: Redução $10^{-3}$

Com os efeitos do trigger entendidos na análise de  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ , o próximo passo é o de definir um conjunto de cortes que aplique uma redução da ordem de  $10^{-3}$  nos eventos de minbias após o trigger, e sem utilizar variáveis que dependam do erro na medida para evitar que o desalinhamento inicial esperado para o detector não prejudique a seleção do candidato. Para este fim, o método adotado na definição dos cortes foi:

- Procurar selecionar candidatos a  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  dentro de uma janela de massa de  $4 - 6 \text{ GeV}$ . Ver figura 7.15;
- Adotar apenas variáveis que não afetam o Dalitz Plot (especialmente nas bordas) ou, se for o caso, utilizar a soma das variáveis ao invés de aplicá-las individualmente;
- Evitar cortes muito restritivos em apenas uma variável para permitir estudos futuros;
- Sempre que necessário, usar as variáveis utilizadas no Hlt1 e no Hlt2 ao invés de aplicar novas variáveis para evitar incluir novos erros sistemáticos e eventos que tenham sido selecionados por outras linhas que não a dos hádrons;
- Como o objetivo é executar a seleção inclusiva nos dados reais, além de reduzir os eventos de fundo no fator desejado, os cortes precisam também se adequar aos limites de tempo estabelecidos pela colaboração, devido ao número de máquinas destinadas à tomada da decisão quanto a evento.

O primeiro passo para estudar um conjunto de cortes de seleção inclusiva para o  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  é definir um conjunto de cortes de *pré-seleção*. Daqui em diante, todas as distribuições apresentadas têm como sinal a amostra do decaimento de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  e como eventos de fundo a amostra de minbias. Uma pré-seleção é necessária para reduzir a quantidade de candidatos a  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  dentro da janela de massa prevista, mantendo o tamanho final do arquivo de saída pequeno. Assim, as variáveis aplicadas nesta etapa são praticamente 100% eficientes para não prejudicarem as distribuições durante a definição da seleção inclusiva. Desta forma, cortes em  $p_T$  máximo e IP dos traços foram aplicados, já que estes cortes também são utilizados por algumas linhas de trigger. Além desses, cortes em soma de  $p_T$ ,  $\chi^2$  do vértice secundário e cosseno do ângulo entre a direção de voo do méson  $B$  e a direção  $z$  ( $\cos(\vartheta)$ ) também foram aplicados, sendo que este último serve para garantir que o vértice de decaimento (secundário) do méson  $B$  esteja em uma posição no eixo  $z$  à frente do vértice primário. Os valores dos cortes da pré-seleção definida estão listados na tabela 7.1.

A definição da seleção inclusiva começa por utilizar as mesmas variáveis da pré-seleção, mas com alguns valores mais restritivos. A essas variáveis são acrescentados cortes em Pointing,  $p_T$  e IP do candidato a méson  $B$ , sendo que este último deve ser menor que um determinado valor para garantir que o candidato a méson  $B$  aponte para o vértice primário. Como discutido anteriormente, o corte em IP deve ser evitado em análises com

Variáveis	Valor do Corte
$\text{Cos}(\vartheta)$	$> 0.999$
$p_t$ máximo dos traços	$> 1500 \text{ MeV}$
Soma de $p_T$ dos traços	$> 4000 \text{ MeV}$
$\chi^2$ do vértice secundário	$< 15$
IP dos traços	$> 0.005 \text{ mm}$

Tabela 7.1: Pré-seleção aplicada para reduzir o número de candidatos a  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  reconstruídos.

Dalitz Plot por impôr ineficiências em suas bordas. No entanto, o valor listado na tabela 7.1 é praticamente 100% eficiente para o sinal, como pode ser visto na figura 7.10, sendo segura sua aplicação. O conjunto de cortes definido até o momento está listado na tabela 7.2.

Variáveis	Valor do Corte
$\text{Cos}(\vartheta)$	$> 0.999$
$p_t$ máximo dos traços	$> 1500 \text{ MeV}$
Soma de $p_T$ dos traços	$> 4500 \text{ MeV}$
$\chi^2$ do vértice secundário	$< 10$
IP dos traços	$> 0.005 \text{ mm}$
IP do méson $B$	$< 0.04 \text{ mm}$
$p_T$ do méson $B$	$> 1000 \text{ MeV}$
Pointing	$< 0.12$

Tabela 7.2: Cortes que compõem a seleção inclusiva.

Aplicando o conjunto de cortes da tabela 7.2, a redução obtida nos eventos de minbias é da ordem de  $10^{-2}$  sendo que vários candidatos a méson  $B$  são compostos por traços que não foram selecionados pela linha de hádron do Hlt1. Sendo assim, para evitar qualquer ineficiência adicional no Dalitz Plot e garantir que os traços do méson  $B$  sejam selecionados pelas linhas de hádrons, foram incluídas apenas variáveis que são utilizadas na linha de hádron do Hlt1. Sendo assim, o IP do traço com maior  $p_T$  (corte da linha de hádron único), segundo maior  $p_T$  dos traços e  $\Delta z$  dos vértices (cortes da linha de hádron duplo) foram adicionados aos cortes apresentados na tabela 7.2. O conjunto de cortes final da seleção inclusiva está listado na tabela 7.3. As figuras 7.11 e 7.12 apresentam as distribuições das variáveis utilizadas na definição dessa seleção inclusiva, que foram separadas em duas figuras apenas para facilitar a visualização. Este conjunto de cortes foi adicionado à primeira rodada de *strip* no início da tomada de dados.

As figuras 7.13 e 7.14 ilustram a distribuição do espectro de massa para o sinal de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  e para minbias antes e depois da seleção inclusiva final respectivamente.

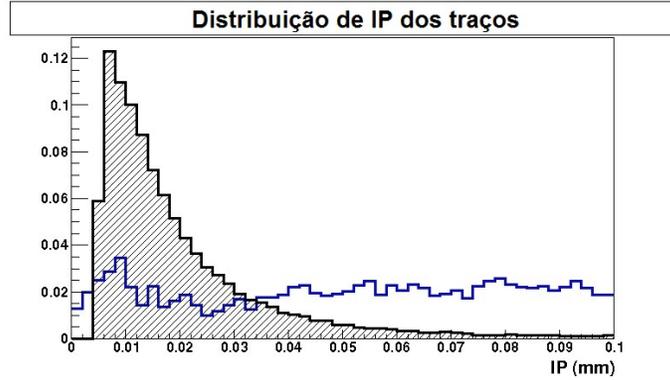


Figura 7.10: Distribuição de parâmetro de impacto dos traços. O corte em  $0.005 \text{ mm}$  é leve o suficiente para não causar nenhuma distorção no Dalitz Plot. A distribuição hachurada representa minbias.

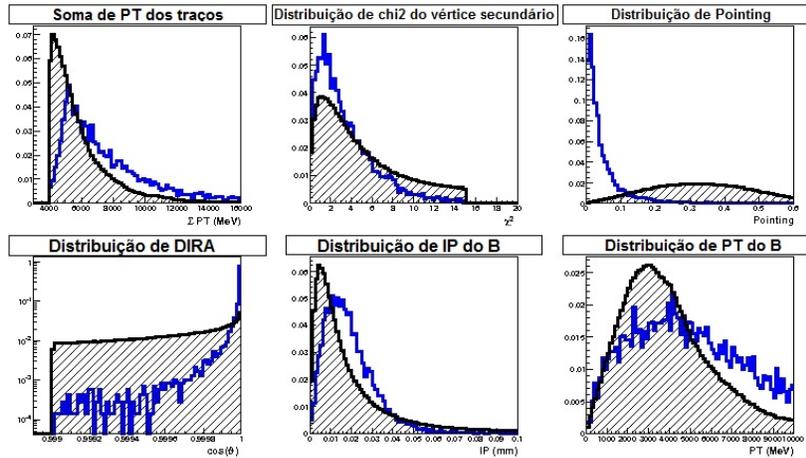


Figura 7.11: Distribuição das variáveis que compõem a seleção inclusiva final do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ . As distribuições hachuradas representam minbias.

Após a aplicação da seleção inclusiva, apenas 177 eventos de minbias são selecionados da amostra inicial, significando uma redução da ordem de  $10^{-3}$ .

A figura 7.15 mostra o espectro de massa para os 6 canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  quando todas as partículas são associadas a píons (hipótese de massa). Pela figura, nota-se que a massa invariante com hipótese de massa para  $B^\pm \rightarrow p\bar{p}K^\pm$  tem uma distribuição que se prolonga até aproximadamente  $4 \text{ GeV}$ , que é o limite inferior da janela de massa. Se necessário, a seleção inclusiva final pode ter a janela de massa reduzida para os valores  $4079 \text{ MeV}$  e  $5479 \text{ MeV}$  para controlar o número de eventos de fundo selecionados, especialmente para o caso do  $B^\pm \rightarrow p\bar{p}K^\pm$ , que se localiza no limite inferior da janela. Se esses valores forem aplicados, cerca de 13% desse sinal é perdido.

Variáveis	Valor do Corte
$\text{Cos}(\vartheta)$	$> 0.999$
$p_t$ máximo dos traços	$> 1500 \text{ MeV}$
Soma de $p_T$ dos traços	$> 4500 \text{ MeV}$
$\chi^2$ do vértice secundário	$< 10$
IP dos traços	$> 0.005 \text{ mm}$
IP do méson $B$	$< 0.04 \text{ mm}$
$p_T$ do méson $B$	$> 1000 \text{ MeV}$
Pointing	$< 0.12$
IP do traço de maior $p_T$	$> 0.05 \text{ mm}$
$\Delta z$ entre os vértices	$> 2 \text{ mm}$
Segundo maior $p_T$ dos traços	$> 900 \text{ MeV}$

Tabela 7.3: Cortes finais da seleção inclusiva.

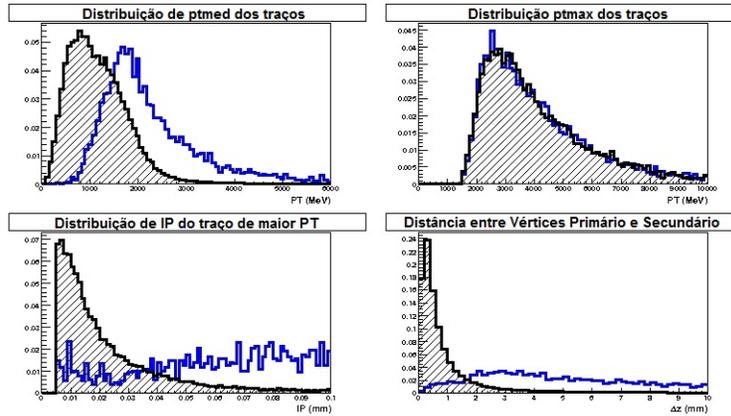


Figura 7.12: Distribuição das variáveis que compõem a seleção inclusiva final do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ . As distribuições hachuradas representam minbias.

## 7.5 Eficiência e Efeitos no Dalitz Plot

Com a aplicação dos cortes da seleção inclusiva após o Hlt1, a eficiência total de reconstrução de candidatos a  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  pode ser calculada. Para obter a eficiência total, três números são definidos:  $\epsilon_{gen}$  é a eficiência de geração das amostras de Monte Carlo e está relacionada com a geometria do detector<sup>5</sup>,  $\epsilon_{sel}$  é a eficiência da seleção inclusiva com relação aos eventos gerados e  $\epsilon_{trig}$  é a eficiência do trigger com relação aos eventos selecionados pela seleção inclusiva. Todas essas eficiências junto com o valor total estão resumidas na tabela 7.4.

<sup>5</sup>Todas as amostras de Monte Carlo utilizadas nesta tese foram geradas dentro da aceitação do detector. Para calcular a eficiência total, a geração em torno de todo ângulo sólido  $4\pi$  precisa ser considerada.

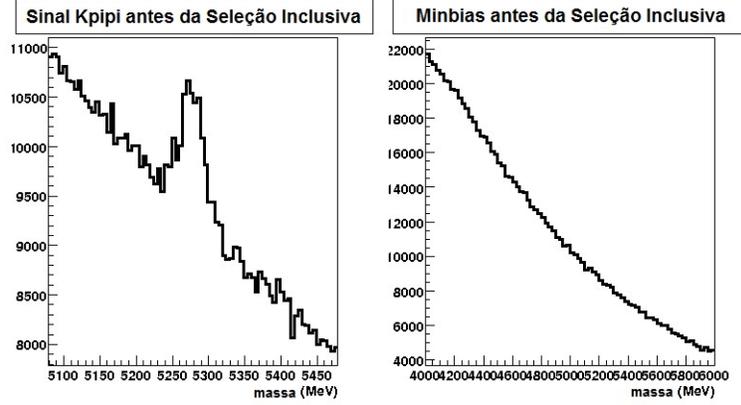


Figura 7.13: Espectro de massa do  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  com identificação de káons e pions (esquerda) e do minbias na janela do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  e sem identificação de partículas antes da seleção inclusiva final.

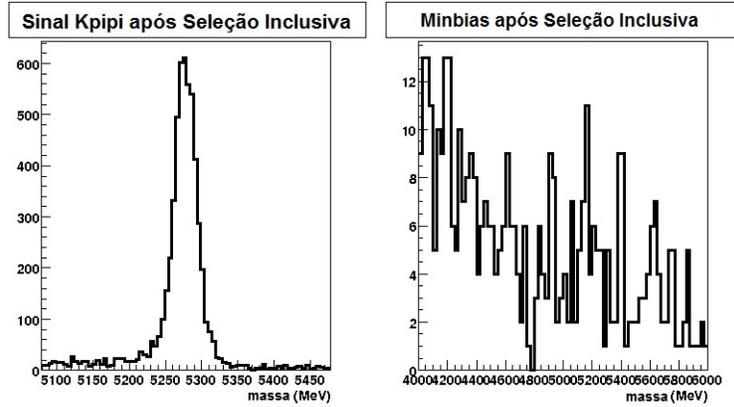


Figura 7.14: Espectro de massa do  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  com identificação de káons e pions (esquerda) e do minbias na janela do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  e sem identificação de partículas depois da seleção inclusiva final.

$B^\pm \rightarrow$	$\epsilon_{gen}(\%)$	$\epsilon_{sel}(\%)$	$\epsilon_{trig}(\%)$	$\epsilon_{tot}(\%)$
$\pi\pi\pi$	16.3	$17.72 \pm 0.02$	$86.35 \pm 0.06$	$2.49 \pm 0.02$
$K\pi\pi$	16.8	$15.90 \pm 0.02$	$87.38 \pm 0.04$	$2.35 \pm 0.02$
$KK\pi$	17.1	$15.70 \pm 0.02$	$87.87 \pm 0.06$	$2.36 \pm 0.02$
$KKK$	17.5	$14.82 \pm 0.02$	$88.51 \pm 0.06$	$2.30 \pm 0.02$
$p\bar{p}\pi$	18.9	$14.20 \pm 0.02$	$86.04 \pm 0.06$	$2.31 \pm 0.02$
$p\bar{p}K$	19.4	$13.39 \pm 0.02$	$86.81 \pm 0.06$	$2.26 \pm 0.02$

Tabela 7.4: Todas as eficiências para cada canal do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ .

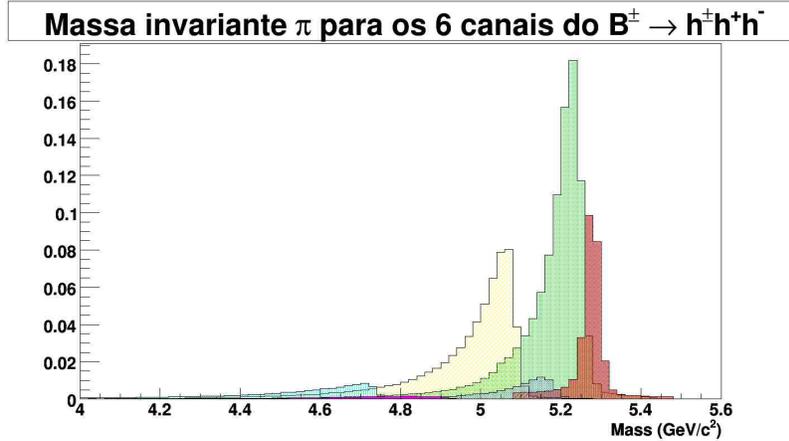


Figura 7.15: Espectro de massa para os 6 canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  com hipótese de massa. Da direita pra esquerda temos  $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ ,  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ ,  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ \pi^-$ ,  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ K^-$ ,  $B^\pm \rightarrow p\bar{p}\pi^\pm$  e  $B^\pm \rightarrow p\bar{p}K^\pm$  onde as distribuições estão normalizadas pelo *branching ratio* de cada decaimento.

A aceitação da seleção inclusiva no Dalitz Plot para  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  pode ser analisada na figura 7.16. No primeiro gráfico (alto esquerda) estão os eventos que foram selecionados pela pré-seleção. A ineficiência vista nas bordas é devida à dificuldade em reconstruir traços de baixo momento no LHCb. O segundo gráfico (alto direita) representa os eventos que foram selecionados pela pré-seleção e pelo Hlt1 e no terceiro gráfico (abaixo esquerda) estão os eventos selecionados pela pré-seleção, Hlt1 e seleção inclusiva final. Note que para cada passo o formato do Dalitz Plot continua o mesmo, mudando apenas o número total de eventos selecionados. Este fato pode ser confirmado pelo último gráfico (abaixo direita), que representa a razão entre as superfícies após a pré-seleção+Hlt1+seleção inclusiva e apenas pré-seleção. O formato plano da razão entre as superfícies indica que a aplicação dos cortes de seleção não causam nenhuma ineficiência em qualquer região do Dalitz Plot.

A figura 7.17 ilustra o Dalitz Plot para os outros 5 canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  após trigger e seleção inclusiva. Para  $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$  e  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ K^-$  o momento dos traços foi utilizado para diferenciar as duas partículas de cargas idênticas nos dois decaimentos e portanto os Dalitz Plot desses dois canais foram simetrizados. Para todos os 5 canais representados na figura 7.17, a aceitação dos cortes de seleção inclusiva é idêntica à do  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ .

## 7.6 Seleção Inclusiva: Redução $10^{-4}$

Com o experimento melhor alinhado depois dos primeiros meses de tomada de dados, variáveis com informações de erro são mais seguras de serem aplicadas. Considerando o aumento da luminosidade e conseqüentemente o aumento no número de eventos analisados pelo trigger, foi definido um outro conjunto de cortes, chamado *seleção offline*, com uma

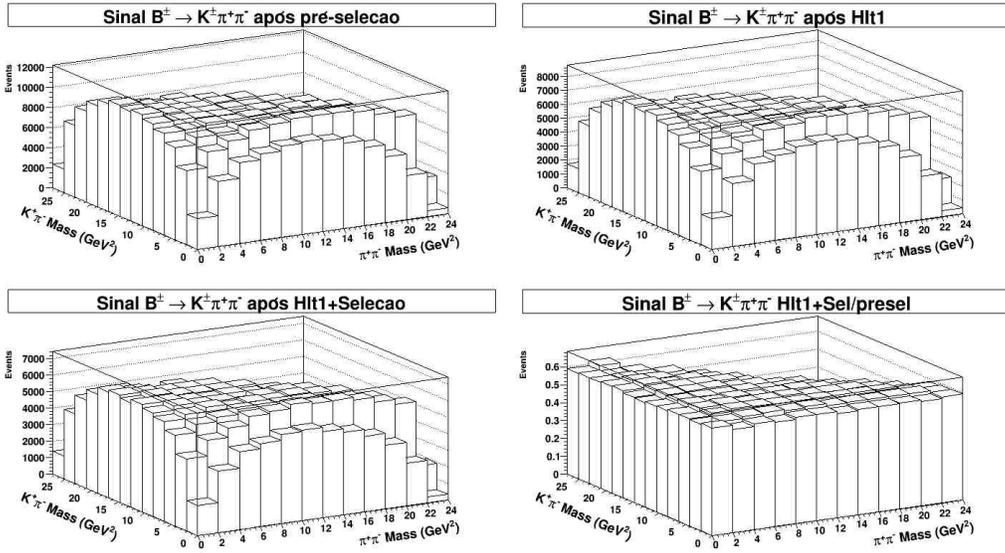


Figura 7.16: Dalitz Plot para o sinal de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ . Alto Esquerda: Candidatos selecionados pela pré-seleção. Alto Direita: Candidatos selecionados pela seleção inclusiva final. Baixo Esquerda: Candidatos selecionados pelo Hlt1+seleção inclusiva. Baixo Direita: Razão entre pré-seleção+Hlt1+seleção inclusiva e apenas pré-seleção.

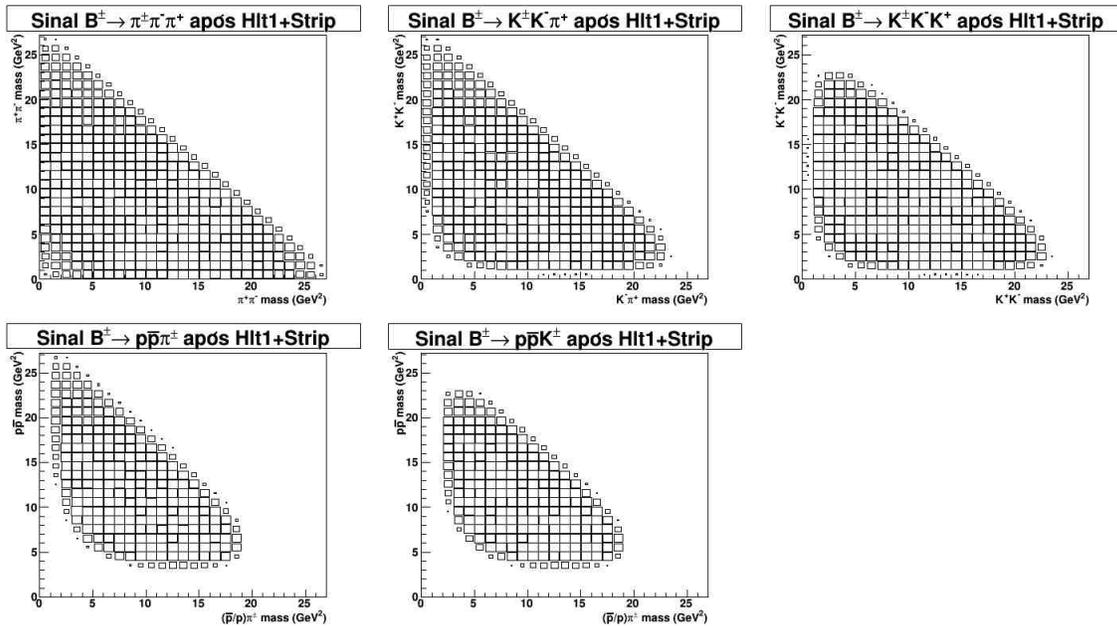


Figura 7.17: Dalitz Plot para os outros 5 canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ . Todos apresentam o mesmo comportamento após a seleção inclusiva.

redução de  $10^{-4}$  na amostra de minbias após o trigger. O método aplicado para este estudo é análogo ao da seleção inclusiva, ou seja, escolher primordialmente variáveis que não afetem o Dalitz Plot dos decaimentos. Sendo assim, três cortes foram acrescentados à seleção inclusiva: soma de  $\chi^2/ndof$  do ajuste dos traços pequena, soma de  $\chi^2$  da medida de IP dos traços com relação ao vértice primário maior que um determinado valor e máximo DOCA entre os traços também pequeno, calculado combinando os traços dois a dois para auxiliar no ajuste do vértice secundário. Todos esses cortes atuam diretamente nos traços, mas não causam nenhuma distorção no Dalitz Plot. Os dois primeiros são de soma de variáveis enquanto que o último atua na combinação de dois traços e corta num valor máximo pequeno o suficiente para não trazer nenhuma ineficiência. A preferência por soma de variáveis ou por aplicar cortes utilizando apenas dois traços do sinal é para garantir que esses traços possam se localizar em qualquer região do Dalitz Plot, mantendo o efeito plano dos cortes. A tabela 7.5 resume todos os cortes da seleção offline e a figura 7.18 ilustra as três variáveis adicionadas.

Variáveis	Valor do Corte
$\text{Cos}(\vartheta)$	$> 0.999$
$p_t$ máximo dos traços	$> 1500 \text{ MeV}$
Soma de $p_T$ dos traços	$> 4500 \text{ MeV}$
$\chi^2$ do vértice secundário	$< 8$
IP dos traços	$> 0.005 \text{ mm}$
IP do méson $B$	$< 0.04 \text{ mm}$
$p_T$ do méson $B$	$> 1000 \text{ MeV}$
Pointing	$< 0.1$
IP do traço de maior $p_T$	$> 0.05 \text{ mm}$
$\Delta z$ entre os vértices	$> 3 \text{ mm}$
Segundo maior $p_T$ dos traços	$> 900 \text{ MeV}$
DOCA Máximo	$< 0.3$
Soma de $\text{IP}\chi^2$ dos traços	$> 200$
Soma de $\chi^2/ndof$ dos traços	$< 4$

Tabela 7.5: Cortes da seleção offline.

Além de cortes cinemáticos, as informações dos detectores RICH 1 e 2 podem ser utilizadas para identificar as partículas. Quando combinadas, essas informações atribuem a cada traço a probabilidade de ser uma partícula específica. Essa probabilidade é definida por uma função likelihood e a separação de dois tipos específicos de partículas pode ser feita pela diferença das likelihoods. A figura 7.19 mostra a diferença entre as likelihoods de káons e píons, onde valores positivos do logaritmo da diferença das likelihoods  $\Delta \ln L_{K\pi}$  indicam grande probabilidade da partícula ser um káon enquanto que valores negativos apontam para uma identificação positiva de píons.

Os cortes da seleção offline foram aplicados em candidatos reconstruídos usando a

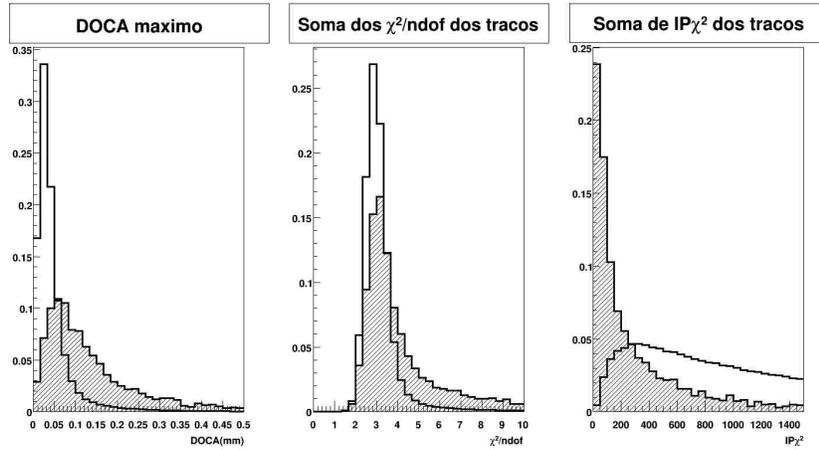


Figura 7.18: Distribuições de DOCA máximo, Soma de  $\chi^2/ndof$  dos traços e Soma de  $IP\chi^2$  dos traços adicionados para a redução de  $10^{-4}$ . As distribuições hachuradas representam minbias.

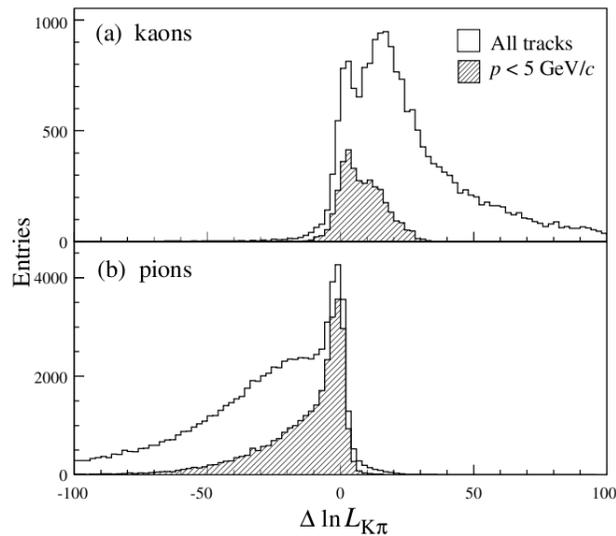


Figura 7.19: Logaritmo da diferença da likelihood entre as hipóteses de (a) káon e (b) pión. As distribuições hachuradas representam traços com baixo momento.

definição de *Standard Tight Particles* que estabelece cortes de RICH  $\Delta \ln L_{K\pi} > 0$  e  $\Delta \ln L_{K\pi} < -5$  para definições de káons e píons respectivamente.

Quando aplicados na amostra de minbias, os cortes de seleção offline fornecem uma redução da ordem de  $10^{-4}$ . Como a seleção offline foi definida a partir da seleção inclusiva, o efeito final no Dalitz Plot continua sendo praticamente plano, como pode ser visto na figura 7.20. A eficiência final para os cortes offline está listada na tabela 7.6 onde fica clara a dependência da eficiência total com o tamanho do espaço de fase de cada sinal. Além

disso, o canal  $B^\pm \rightarrow p\bar{p}K^\pm$  apresenta uma ineficiência maior devido à proximidade com o limite inferior da janela de massa do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ . O ajuste de sinal para cada um dos canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  fornece o valor para a largura da gaussiana a ser utilizada em ajustes futuros e também está listada na tabela 7.6.

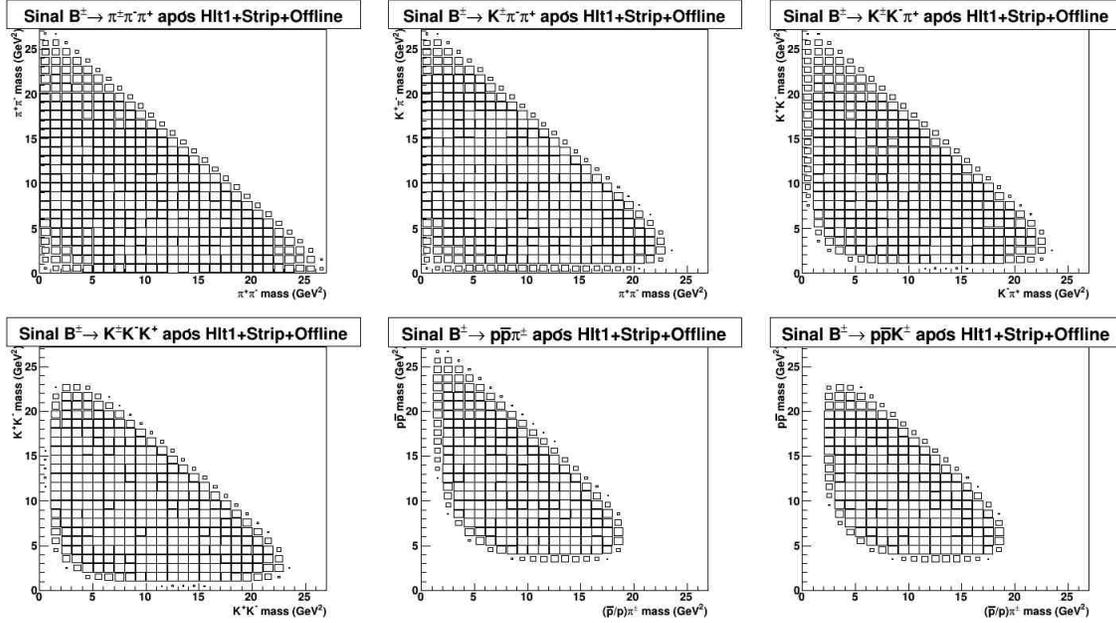


Figura 7.20: Dalitz Plot para os 6 canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ . Todos apresentam o mesmo comportamento após os cortes offline.

$B^\pm \rightarrow$	Largura (MeV)	$\epsilon_{tot}(\%)$
$\pi\pi\pi$	$17.00 \pm 0.03$	$2.01 \pm 0.02$
$K\pi\pi$	$16.34 \pm 0.02$	$1.97 \pm 0.02$
$KK\pi$	$15.68 \pm 0.03$	$1.90 \pm 0.02$
$KKK$	$14.85 \pm 0.03$	$1.84 \pm 0.02$
$pp\pi$	$13.41 \pm 0.03$	$1.82 \pm 0.02$
$ppK$	$12.49 \pm 0.03$	$1.77 \pm 0.02$

Tabela 7.6: Larguras dos sinais de Monte Carlo a serem utilizados em futuros ajustes.

Com a seleção offline definida, podemos esquematizar toda a sequência do trigger como ilustrado na figura 7.21. Os valores de redução de taxas de eventos não foram explicitados, uma vez que esta informação está em constante mudança durante este período inicial de tomada de dados. Contudo, a estrutura do trigger permanecerá a mesma, onde as seleções inclusiva e offline (redução  $10^{-3}$  e  $10^{-4}$  respectivamente) serão aplicadas na etapa de strip.

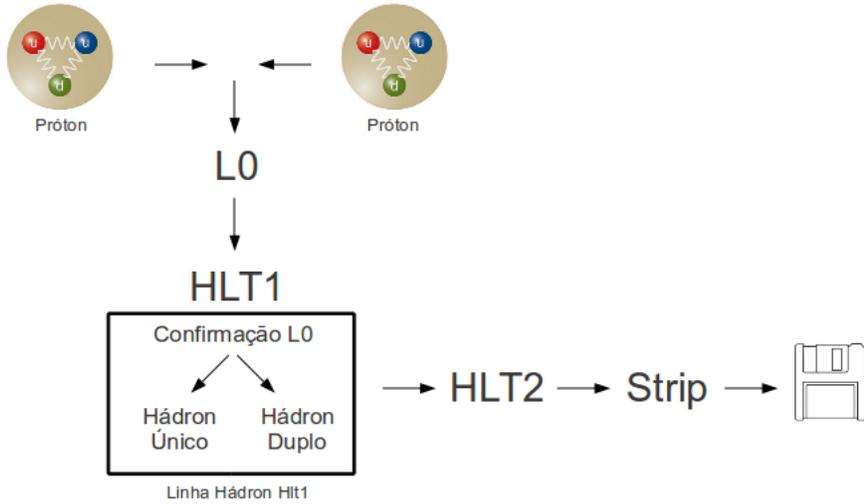


Figura 7.21: Visão esquemática do trigger do LHCb.

## 7.7 Classificação dos Eventos de Fundo

Como dito anteriormente, quando a seleção inclusiva é aplicada na amostra de minbias, apenas 177 eventos são selecionados significando uma redução da ordem de  $10^{-3}$ . A figura 7.14 ilustra o espectro de massa dos eventos selecionados. Em princípio, todo o estudo dos eventos de fundo deveria ser feito com a amostra de minbias. Contudo, devido à baixa quantidade de eventos selecionados, nenhuma conclusão pode ser obtida com esta estatística. Ainda assim, uma boa aplicabilidade para esta amostra é estimar a origem de cada evento escolhido pela seleção inclusiva.

Para realizar este estudo, para cada evento de minbias selecionado foram listadas todas as partículas envolvidas no processo, de acordo com as definições do *Particle Data Group* (PDG). O procedimento foi realizado em três etapas. Primeiro, os eventos selecionados pelo trigger foram analisados, depois a análise foi feita nos eventos escolhidos pela seleção inclusiva na janela de massa do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  e, finalmente, uma reconstrução com cortes de identificação de káon e pión para o decaimento de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  foi feita nesses eventos de minbias para avaliar os eventos de fundo. Os resultados estão listados na tabela 7.7.

Composição Minbias	L0 e Hlt1	Seleção Inclusiva	$B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$
$c\bar{c}$ inclusivo	$36.7\% \pm 3.6\%$	$54.2\% \pm 3.7\%$	$50.8\% \pm 3.8\%$
$b\bar{b}$ inclusivo	$8\% \pm 2\%$	$31.1\% \pm 3.5\%$	$35.0\% \pm 3.6\%$
Outros	$55.3\% \pm 3.7\%$	$14.7\% \pm 2.7\%$	$14.2\% \pm 2.6\%$

Tabela 7.7: Classificação dos eventos de fundo após etapas sucessivas de seleção.

Seguindo as etapas de seleção inclusiva, fica evidente que a porcentagem de eventos  $b\bar{b}$  inclusivos aumenta, como esperado, chegando à fração de 35% de  $b\bar{b}$  inclusivo na reconstrução de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ . Ao utilizar essa amostra para estudos de eventos de fundo, deve-se ficar claro que os resultados obtidos com esta amostra representam 35% de todos os eventos de fundo esperados para a seleção inclusiva.

## 7.8 Número de Eventos Esperados e Razão S/B

O número de eventos esperados para um determinado período pode ser estimado utilizando a seguinte fórmula:

$$Yield = \mathcal{L} * \sigma_{b\bar{b}} * 2 * f(B_u) * BR(B^\pm \rightarrow hhh) * \epsilon_{tot}, \quad (7.1)$$

onde a luminosidade ( $\mathcal{L}$ ) para 2010/2011 é esperada em torno de  $100 \text{ pb}^{-1}/1 \text{ fb}^{-1}$  respectivamente. A seção de choque ( $\sigma_{b\bar{b}}$ ) simulada pelo software Pythia para colisões a  $3.5 \text{ TeV}$  é de  $0.287 \pm 0.048 \text{ mb}$ , o fator de hadronização ( $f(B_u)$ ) é  $41 \pm 2\%$ , o *branching ratio* ( $BR$ ) de cada canal do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  é dado pelo PDG e a eficiência total ( $\epsilon_{tot}$ ) está listada na tabela 7.4. O fator 2 na expressão representa a possibilidade de se produzir um  $b$ -hádron ou  $\bar{b}$ -hádron. A tabela 7.8 resume o número de eventos esperados para cada canal no período 2010/2011. Ao final de 2011, com a luminosidade de  $1 \text{ fb}^{-1}$  a expectativa é que a quantidade de mésons  $B$  obtidos será duas ordens de grandeza maior que a dos atuais experimentos nessa área.

$B^\pm \rightarrow$	BR( $10^{-5}$ )	$\epsilon_{tot}(\%)$	Yield $100 \text{ pb}^{-1}$ ( $10^3$ )	Yield $1 \text{ fb}^{-1}$ ( $10^3$ )
$\pi\pi\pi$	$1.62 \pm 0.15$	$2.49 \pm 0.02$	$9 \pm 2$	$95 \pm 22$
$K\pi\pi$	$5.50 \pm 0.70$	$2.35 \pm 0.02$	$30 \pm 8$	$304 \pm 83$
$KK\pi$	$0.50 \pm 0.07$	$2.36 \pm 0.02$	$2.8 \pm 0.8$	$28 \pm 8$
$KKK$	$3.37 \pm 0.22$	$2.30 \pm 0.02$	$18 \pm 4$	$182 \pm 39$
$p\bar{p}\pi$	$0.16 \pm 0.02$	$2.31 \pm 0.02$	$0.9 \pm 0.2$	$9 \pm 2$
$p\bar{p}K$	$0.59 \pm 0.05$	$2.26 \pm 0.02$	$3.1 \pm 0.7$	$31 \pm 7$

Tabela 7.8: Número de eventos esperados nas tomadas de dados para 2010/2011 do LHCb.

Com a seleção inclusiva definida, a razão Sinal/Eventos de fundo (S/B) é uma importante variável pra medir o impacto da seleção nos canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ . No entanto, devido à falta de uma amostra maior de  $b\bar{b}$  inclusivo, apenas os canais  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  e  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ K^-$  serão utilizados por serem os únicos que apresentam sinal nessa amostra. Como pode ser visto na figura 7.22, o Dalitz Plot para o sinal de  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ K^-$  na amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo é relativamente homogêneo. No entanto, o Dalitz Plot para o sinal de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  na mesma amostra tem uma clara contribuição em torno de  $9.5 \text{ (GeV}/c^2)^2$  no eixo  $x$  e  $3.4 \text{ (GeV}/c^2)^2$  no eixo  $y$ . Como a amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo foi

gerada com Dalitz Plot plano, essas contribuições só podem ser eventos de fundo resultantes de dois conhecidos processos. A contribuição no eixo  $x$  é resultado da identificação de dois múons em píons no decaimento  $B^\pm \rightarrow (J/\Psi^0 \rightarrow \mu\mu)K^\pm$ . No eixo  $y$ , a contribuição tem origem no decaimento  $B^\pm \rightarrow (D^0 \rightarrow K\pi)\pi^\pm$  que está dentro da janela de massa do  $B^\pm \rightarrow K^\pm\pi^+\pi^-$ . Essas fontes de eventos de fundo podem ser removidas com um corte na massa invariante desses dois sistemas (eixos  $x$  e  $y$ ), mas deve-se ter cautela com esse procedimento, uma vez que essa região do Dalitz Plot também é ocupada por sinais verdadeiros de  $B^\pm \rightarrow K^\pm\pi^+\pi^-$ . Com essas duas fontes de eventos de fundo removidas da amostra, os espectros de massa resultantes estão ilustrados na figura 7.23, onde o ajuste foi feito utilizando uma função gaussiana (sinal) somada a uma função exponencial (eventos de fundo). Além disso, o centro da gaussiana foi fixado em 5279 por representar a massa do méson  $B$  e a largura foi fixada em 16.3 MeV e 14.9 MeV (resultados dos ajustes do Monte Carlo) para  $B^\pm \rightarrow K^\pm\pi^+\pi^-$  e  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+K^-$  respectivamente.

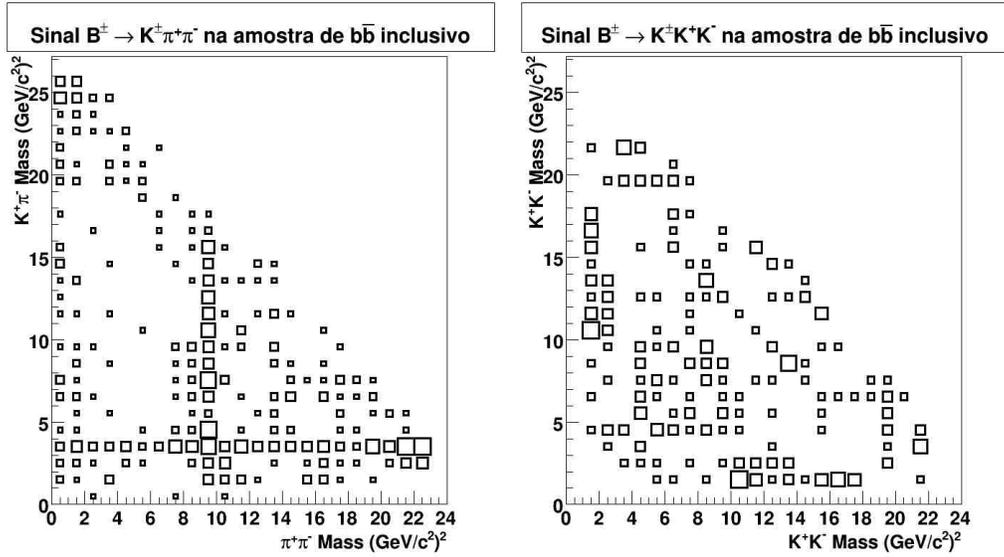


Figura 7.22: Dalitz Plot para eventos de  $b\bar{b}$ -inclusivo selecionados nas reconstruções de  $B^\pm \rightarrow K^\pm\pi^+\pi^-$  e  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+K^-$ . As duas linhas retas para  $B^\pm \rightarrow K^\pm\pi^+\pi^-$  evidenciam a presença de fontes de eventos de fundo na reconstrução.

Para estimar o número de eventos de sinal esperados dentro da amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo a expressão 7.1 pode ser aplicada, onde o produto  $\mathcal{L} * \sigma_{b\bar{b}}$  é exatamente o número de eventos de  $b\bar{b}$  inclusivo utilizados na geração. Desta forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_{K\pi\pi} &= 51.228.362 * 2 * 0.41 * 5.5 * 10^{-5} * 0.0235/0.435 = 124 \pm 18, \\ \mathcal{S}_{KKK} &= 51.228.362 * 2 * 0.41 * 3.37 * 10^{-5} * 0.023/0.435 = 74 \pm 8, \end{aligned} \quad (7.2)$$

onde os valores para o fator de hadronização, *branching ratio* e eficiência total já foram discutidos na tabela 7.4 e equação 7.1. Além disso, a expressão está dividida pela eficiência

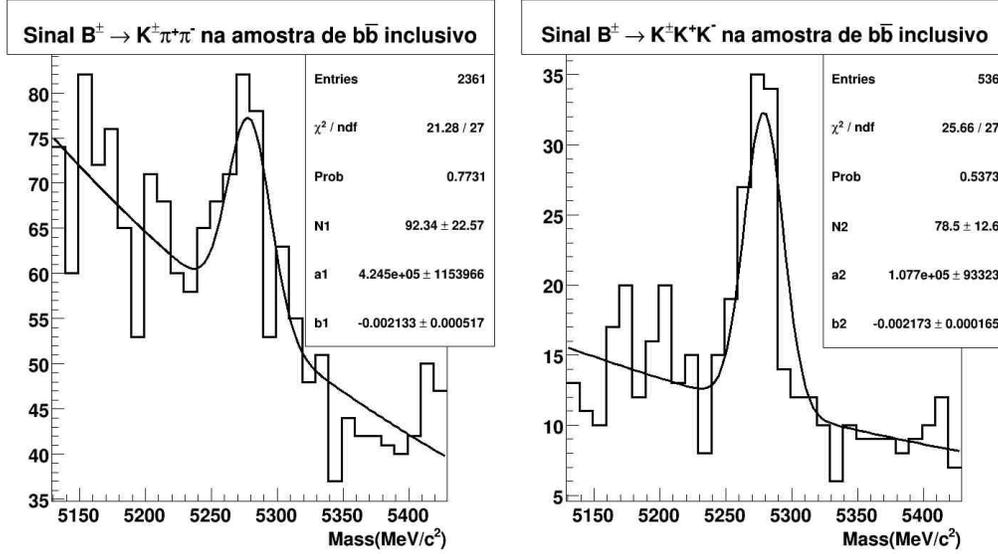


Figura 7.23: Ajuste de sinal de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  e  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ K^-$  na amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo. O ajuste de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  foi feito após a remoção de  $J/\psi^0$  e  $D^0$ .

geométrica de  $b\bar{b}$  inclusivo, pois a amostra foi gerada dentro da aceitação do LHCb. Comparando as estimativas da equação 7.2 e os ajustes da figura 7.23 fica evidente que ambos os resultados são coerentes.

O número de eventos de fundo pode também ser estimado da figura 7.23. Considerando a função exponencial usada para o ajuste dos eventos de fundo, os resultados para os parâmetros da função obtidos no ajuste podem ser utilizados para integrar a função nos limites da janela de massa do sinal. Utilizando como limites uma largura de  $2\sigma$  em torno da massa do méson  $B$  ( $32 \text{ MeV}$  para  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  e  $29 \text{ MeV}$  para  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ K^-$ ), os eventos de fundo dentro da janela de massa são 483 e 64 respectivamente. Logo, a razão  $S/B$  para ambos os sinais é  $S/B_{K\pi\pi} = 0.19 \pm 0.02$  e  $S/B_{KKK} = 1.2 \pm 0.3$ . Todos esses resultados encontram-se resumidos em [53].

## 7.9 Dados Reais

Em março de 2010 os primeiros dados foram coletados no experimento LHCb. Desde então, várias configurações de *trigger* e *strip* foram utilizados e, na medida em que os dados foram sendo estudados pela colaboração, novas rodadas de *strip*, com novas versões de reconstrução em que o detector estava melhor alinhado, foram sendo utilizadas. Em outras palavras, a colaboração começou a entender melhor o detector com o auxílio dos dados.

Atualmente, o experimento LHCb está coletando dados de colisões de prótons a uma luminosidade de  $\mathcal{L} = 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e com cerca de 50 nuvens de prótons por feixe. Essas condições ainda estão longe das condições nominais do LHC mas, até este ponto, apro-

ximadamente  $3 \text{ pb}^{-1}$  de luminosidade integrada foram coletados, como pode ser visto na figura 7.24.

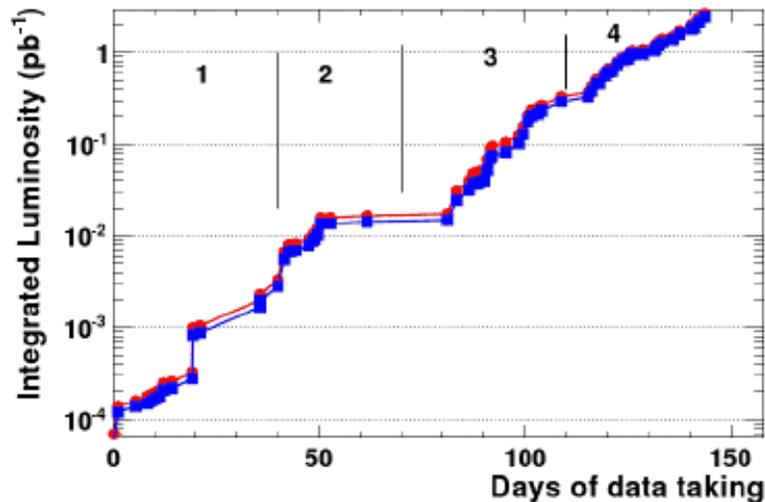


Figura 7.24: Luminosidade integrada obtida pelo LHCb até o início de setembro/2010.

Até setembro de 2010 tivemos acesso apenas aos dados correspondentes a aproximadamente  $550 \text{ nb}^{-1}$  de luminosidade integrada e a expectativa é de obter um sinal de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  próximo a  $62 \pm 28$  eventos. No entanto, deve-se tomar cuidado com esta estimativa já que não sabemos o valor exato da seção de choque de  $b\bar{b}$ <sup>6</sup>. Como previsto pelos estudos de Monte Carlo, a seleção de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  apresenta como eventos de fundo o decaimento de  $B^\pm \rightarrow (J/\Psi^0 \rightarrow \mu\mu)K^\pm$ , em que os múons são erroneamente identificados como píons, como mostra a figura 7.25.

Retirando essa fonte de eventos de fundo, podemos ajustar um sinal para  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  aplicando cortes mais fortes na identificação de káons e píons, DOCA máximo  $< 0.15 \text{ mm}$ ,  $\sum p_T$  de cada traço  $> 5500 \text{ MeV}$  e distância de voo do méson  $B > 4 \text{ mm}$ . Como os eventos que chegam nesta etapa já passaram por todo o processo de seleção e reconstrução de eventos, temos a liberdade de cortar mais apertado em algumas variáveis para garantir uma boa relação S/B para  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ . O sinal ajustado está na figura 7.26 onde podemos notar que o pico é de  $69 \pm 14$ , quase  $5\sigma$  de magnitude. Apesar das incertezas na medida da seção de choque de  $b\bar{b}$ , a estimativa do número de eventos no Monte Carlo e dados reais parecem ser semelhantes. Outra característica importante diz respeito à largura do sinal. A previsão para Monte Carlo era de uma largura de aproximadamente 16 enquanto que o resultado do ajuste fornece uma largura de  $25 \pm 5$ . Este resultado é coerente com outros sinais em dados reais de mésons  $B$  obtidos nesta luminosidade como, por exemplo,  $B^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ . No entanto, novas versões de alinhamento serão liberadas pela colaboração e a expectativa é que a medida da largura do sinal de  $B$  melhore.

<sup>6</sup>A medida atual da seção de choque de  $b\bar{b}$  com base nos dados reais obtidos é de aproximadamente  $287 \text{ mb}$ .

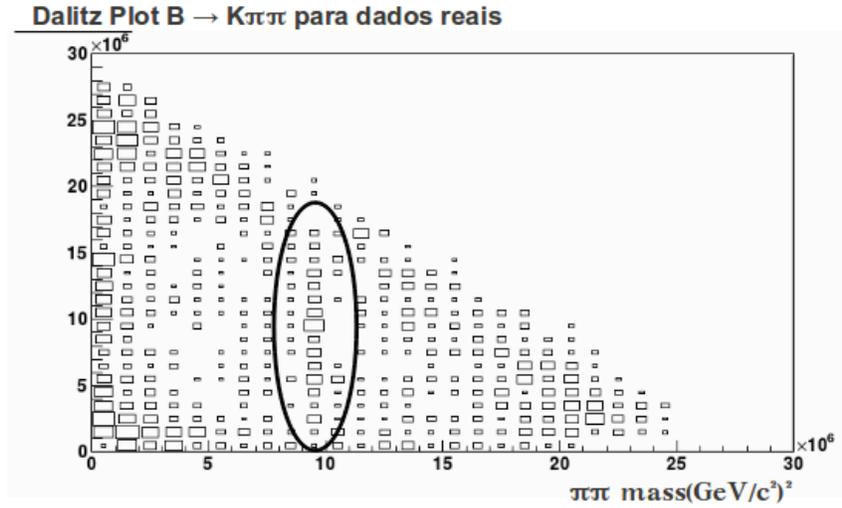


Figura 7.25: Dalitz plot para o decaimento  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  utilizando os dados reais coletados pelo LHCb. Marcado na figura estão os eventos de fundo  $B^\pm \rightarrow (J/\Psi^0 \rightarrow \mu\mu)K^\pm$ .

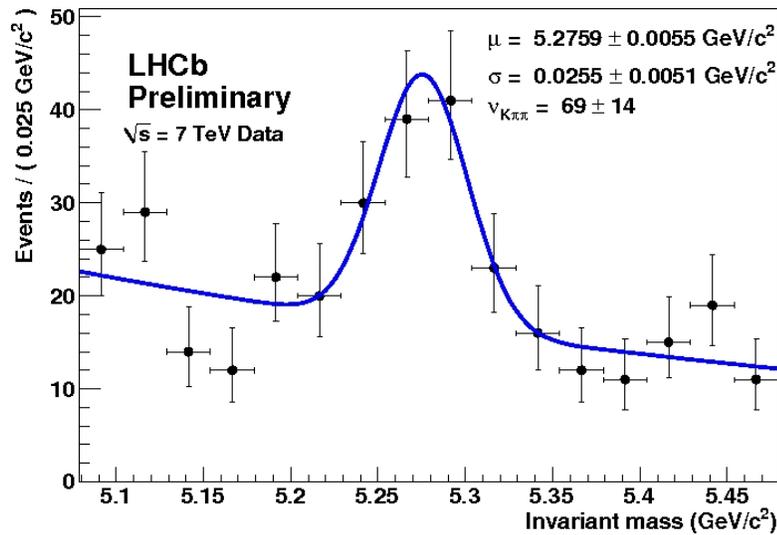


Figura 7.26: Sinal de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  para aproximadamente  $550 \text{ nb}^{-1}$  de luminosidade integrada coletados pelo LHCb. Este sinal foi apresentado na 31º Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos e no 6º Workshop Internacional do Triângulo Unitário da Matriz de CKM.

Muito precisa ser feito na seleção de  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  para garantir uma boa qualidade do sinal obtido. No entanto, na medida em que a luminosidade integrada aumenta, temos mais estatística, o que nos permitirá reavaliar todos os valores dos cortes aplicados utilizando como sinal e eventos de fundo os dados reais, e não mais o Monte Carlo. De qualquer

maneira, com o atual sinal de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ , podemos dizer que a seleção de  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  encontra-se em boas condições. Até o final de 2010 o programa do LHC prevê aumentar o número de nuvens por feixe para cerca de 180. Isso aumentará ainda mais a luminosidade integrada, devendo chegar em  $20 \text{ pb}^{-1}$ . A previsão é que o acelerador faça uma parada técnica para se preparar para colisões utilizando um feixe com número de nuvens da ordem de 2800 já em março de 2011, valor nominal previsto para o LHC.

# Capítulo 8

## Mirandizing no Monte Carlo do LHCb

No capítulo 3 definimos a significância em Dalitz Plot,  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$ , apresentando alguns testes feitos com fast Monte Carlo. No entanto, é importante testar a viabilidade da medida de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  considerando os dados obtidos pelo LHCb, através da utilização do Monte Carlo gerado pela colaboração. Com essas amostras podemos avaliar os efeitos do detector na identificação da violação de CP, revelando algumas fontes de erros sistemáticos na medida.

### 8.1 Significância no Monte Carlo do LHCb

O próximo passo quanto à aplicabilidade de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  é testá-la no Monte Carlo gerado pelo LHCb para incluir no estudo os possíveis efeitos do detector nos sinais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ . Desta forma, todas as amostras de Monte Carlo listadas no capítulo 7 serão utilizadas e a meta é analisar o Dalitz Plot para os eventos selecionados pela seleção inclusiva mais o Hlt1.

Como primeiro teste, a amostra de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  foi separada em duas, uma para  $B^+$  e outra para  $B^-$ . Para confirmar o ajuste de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  para flutuação estatística como sendo uma gaussiana, a amostra de  $B^+$  foi dividida em duas partes com o mesmo número de eventos. O Dalitz Plot resultante para estas duas amostras de  $B^+$  junto com a distribuição de significância correspondente está ilustrado na figura 8.1. O resultado final do ajuste, ilustrado no canto inferior direito, mostra um bom  $\chi^2/ndof$ , o que permite concluir que a significância não tem problemas em ser ajustada por uma gaussiana centrada em 0 e com largura 1 para o caso de flutuação estatística mesmo quando os efeitos de detector são incluídos.

Como dito no capítulo 6, as amostras de Monte Carlo utilizadas foram todas geradas sem qualquer violação de CP e sem ressonâncias. Desta forma, a significância aplicada nos eventos escolhidos pela seleção inclusiva mais trigger devem apresentar um comportamento de flutuação estatística, já que em princípio o trigger não deveria privilegiar partículas de uma determinada carga. No entanto, como pode ser visto na figura 8.2, a amostra

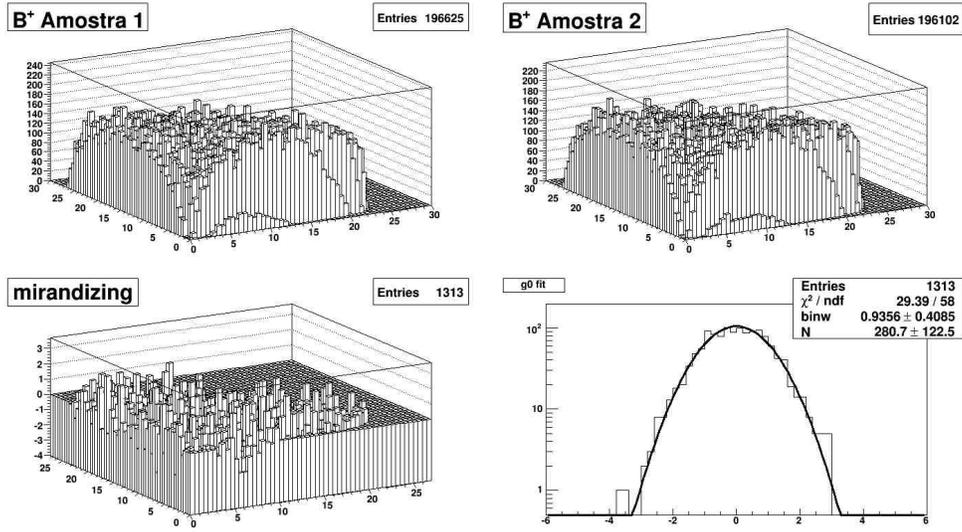


Figura 8.1: Dalitz Plot de  $B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$  divididos em duas amostras. A significância dessas amostras revela uma flutuação estatística também modela por uma gaussiana centrada em 0 e com largura 1.

de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  apresenta uma assimetria de  $3.18\% \pm 0.03\%$  entre  $B^+$  e  $B^-$ . Esta assimetria, considerando a geração, só pode ser proveniente de algum efeito que ocorre durante a colisão e/ou algum efeito do detector. Também observa-se essa assimetria para todos os outros 5 canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  listados na tabela 8.1.

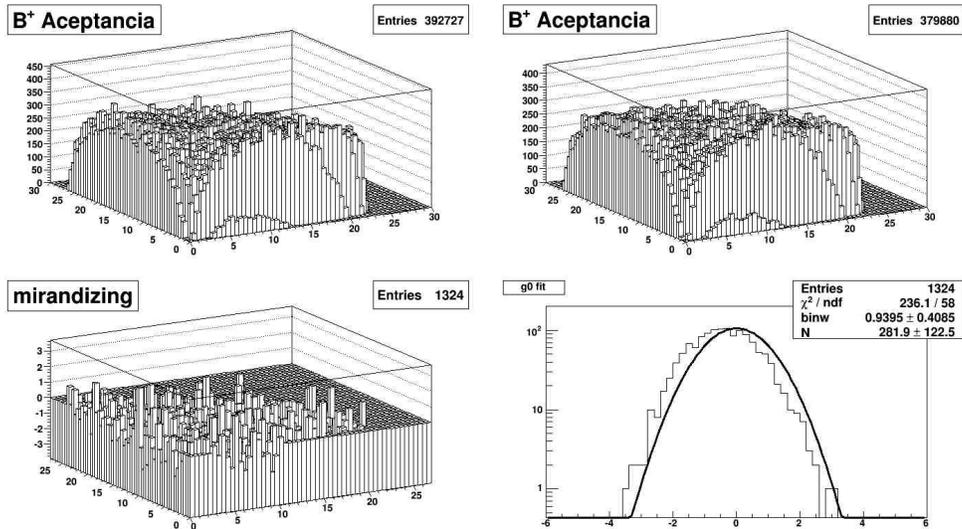


Figura 8.2: Dalitz Plot de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  com a distribuição de  $DP SCP$ . A assimetria na geração implica em uma flutuação estatística não mais centrada em 0.

$B^\pm \rightarrow$	$\pi\pi\pi$	$K\pi\pi$	$KK\pi$	$KKK$	$p\bar{p}\pi$	$p\bar{p}K$
Assimetria	$2.06\% \pm 0.04\%$	$3.18\% \pm 0.03\%$	$1.63\% \pm 0.04\%$	$3.28\% \pm 0.05\%$	$1.24\% \pm 0.03\%$	$3.15\% \pm 0.05\%$

Tabela 8.1: Valores de assimetria para todos os 6 canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ .

Um das possibilidades de fonte para esta assimetria é o *Efeito Leading*, que ocorre durante a colisão próton-próton. O efeito Leading pode ser interpretado como sendo a tendência de um dos quarks  $up$  que compõem o próton da colisão fazer parte do processo de hadronização do méson  $B^+$ , que é composto pelo par de quarks  $\bar{b}u$ . Se este for o caso, o número original de  $B^+$  gerados seria ligeiramente maior que o de  $B^-$ . Além disso, devido ao alto momento dos prótons da colisão, o momento final do méson  $B^+$  deveria ser maior que do méson  $B^-$ , já que o primeiro recebe parte do momento do próton através do quark  $up$ . O efeito Leading já está incluído no software Pythia utilizado para simular as condições físicas da colisão. Para o Monte Carlo de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ , o número total de  $B^+$  e  $B^-$  gerados na colisão tem uma assimetria de apenas  $0.31\% \pm 0.05\%$ . Assim, durante a geração, nenhuma fonte pode, sozinha, ser responsável pela assimetria final detectada após a seleção inclusiva e trigger.

Outra fonte de contribuição para a assimetria final é o detector. Ao olhar com mais cuidado para a tabela 8.1, notam-se dois padrões. Primeiro, todos os canais com número ímpar de káons no estado final apresentam uma assimetria maior que os canais com número par de káons. Este comportamento revela uma diferença na interação entre  $K^+/K^-$  e a matéria (detector), que é justificada pelo fato de  $K^-$  ter uma seção de choque de interação maior que o  $K^+$ , especialmente na região de baixo momento[25]. Desta forma, o  $K^-$  interage mais com os vários materiais que compõem o detector, resultando em um número de  $K^+$  reconstruídos maior que  $K^-$ .

A figura 8.3 mostra a diferença na seção de choque de interação de  $K^+/K^-$  com o próton. Note que para baixos momentos as seções de choque divergem e na medida em que o momento aumenta, as diferenças nas seções de choque diminuem, coincidindo para valores de momento maiores que  $100 GeV$ . A seção de choque de interação de  $\pi^\pm$  com próton também apresenta uma diferença para baixos momentos, apesar desta diferença ser menor quando comparada o káon.

Para avaliar esse efeito no Monte Carlo, as distribuições de momento para os káons do decaimento  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  foram analisadas, com o resultado apresentado na figura 8.4. Para investigar os efeitos de interação com a matéria dos káons, foi calculada a assimetria separando a distribuição da figura 8.4 em duas amostras: traços com momento maior e menor que  $40 GeV$ . O resultado da assimetria está listado na tabela 8.2 e revela que a assimetria tende a ser maior nas regiões de baixo momento do káon. As assimetrias encontradas para os seis canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  seguem o padrão das diferenças da seção de choque de  $K^\pm p$  e  $\pi^\pm p$ . Canais com número ímpar de píons apresentam uma assimetria menor que canais com número ímpar de káons, sendo que esta assimetria aumenta quando

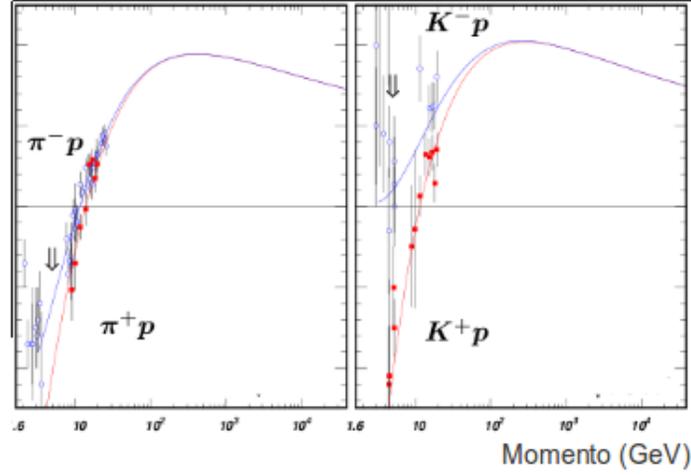


Figura 8.3: Seções de choque de  $\pi^\pm p$  e  $K^\pm p$  [25]. Para baixos momentos, as seções de choque são diferentes, coincidindo apenas para valores de momento maiores que  $100 \text{ GeV}$ .

comparamos traços com baixo momento.

Outro padrão identificado na tabela 8.1 é a relação entre assimetria e tamanho do espaço de fase do decaimento. Enquanto a assimetria mantém-se inalterada para canais com número ímpar de káons no estado final, ela mantém uma relação diretamente proporcional com o tamanho do espaço de fase para decaimentos com número par de káons. Este comportamento da assimetria pode revelar uma correlação entre o momento dos traços e a reconstrução no LHCb, mas a confirmação desta relação requer que estudos mais precisos sejam realizados. Vale ressaltar que a maneira como as partículas interagem com o detector ainda não é completamente entendida pela colaboração e a expectativa é que mais avanços sejam feitos na medida em que os dados das colisões estiverem disponíveis.

$K\pi\pi$	Amostra Completa	Traços com $p > 40 \text{ GeV}$	Traços com $p < 40 \text{ GeV}$
Assimetria	$3.18\% \pm 0.03\%$	$2.37\% \pm 0.04\%$	$3.74\% \pm 0.04\%$

Tabela 8.2: Valores de assimetria para diferentes regiões de momento para  $K^+/K^-$ .

Em astrofísica, toda a vez que duas fontes luminosas são comparadas, a medida de significância da comparação das superfícies precisa ser corrigida já que o tempo de tomada de dados para a fonte luminosa de interesse e para a fonte que servirá como evento de fundo não é o mesmo. A interpretação para a assimetria de produção de  $B^+/B^-$  pode ser análoga, nos permitindo incluir uma correção à definição de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$ .

Assim, uma assimetria global de produção pode ser incluída na medida de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  para possibilitar a separação entre efeitos de violação de CP e efeitos de geração, especialmente em casos onde a assimetria de CP é esperada como sendo muito pequena. Para evitar que efeitos de geração sejam identificados como falsa violação de CP, uma nova definição de

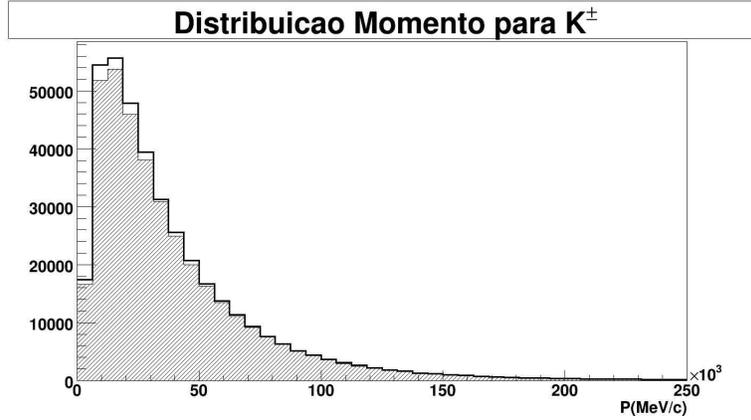


Figura 8.4: Distribuição de momento para  $K^+/K^-$  no decaimento de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ . A linha hachurada representa a distribuição de  $K^-$  e, considerando apenas traços com momento menor que  $40 \text{ GeV}$ , a assimetria é consideravelmente maior.

$^{DP} \mathcal{S}_{CP}$  é dada por:

$$^{DP} \mathcal{S}'_{CP} = \frac{N_+(i) - \alpha N_-(i)}{\sqrt{\alpha(N_+(i) + N_-(i))}}, \quad (8.1)$$

ou alternativamente,

$$^{DP} \mathcal{S}''_{CP} = \frac{N_+(i) - \alpha N_-(i)}{\sqrt{N_+(i) + \alpha^2 N_-(i)}}, \quad (8.2)$$

onde  $\alpha$  representa a razão entre o número de  $B^+$  e  $B^-$ . Os efeitos das equações 8.1 e 8.2 podem ser vistos nas figuras 8.5 e 8.6 respectivamente. Nestas, ambos os  $\chi^2/ndof$  dos ajustes indicam que a significância da superfície é uma gaussiana centrada em 0 e com largura 1, apesar da assimetria global no número de  $B^+$  e  $B^-$ . Este é um importante resultado, uma vez que a expectativa é identificar violação de CP em regiões específicas do Dalitz Plot.

As figuras 8.7 e 8.8 mostram as distribuições definidas nas equações 8.1 e 8.2, porém com o ajuste da gaussiana feito com valores de largura e centro livres. Note que para esses casos os valores de largura e centro equivalem a 1 e 0 respectivamente, com um valor de  $\chi^2/ndof$  garantindo a qualidade do ajuste. Todo o procedimento descrito até aqui foi repetido para todos os outros canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ , sempre com a mesma conclusão: apesar da assimetria global na geração, a correção  $\alpha$  para a significância garante que a flutuação estatística continue sendo ajustada por uma gaussiana centrada em 0 e com largura 1.

Apesar de antes do ajuste incluirmos o valor da assimetria de geração  $\alpha$ , a medida de significância não fica comprometida. Isto porque, como estamos lidando com efeitos de interação com o detector, tais efeitos podem ser perfeitamente modelados em Monte

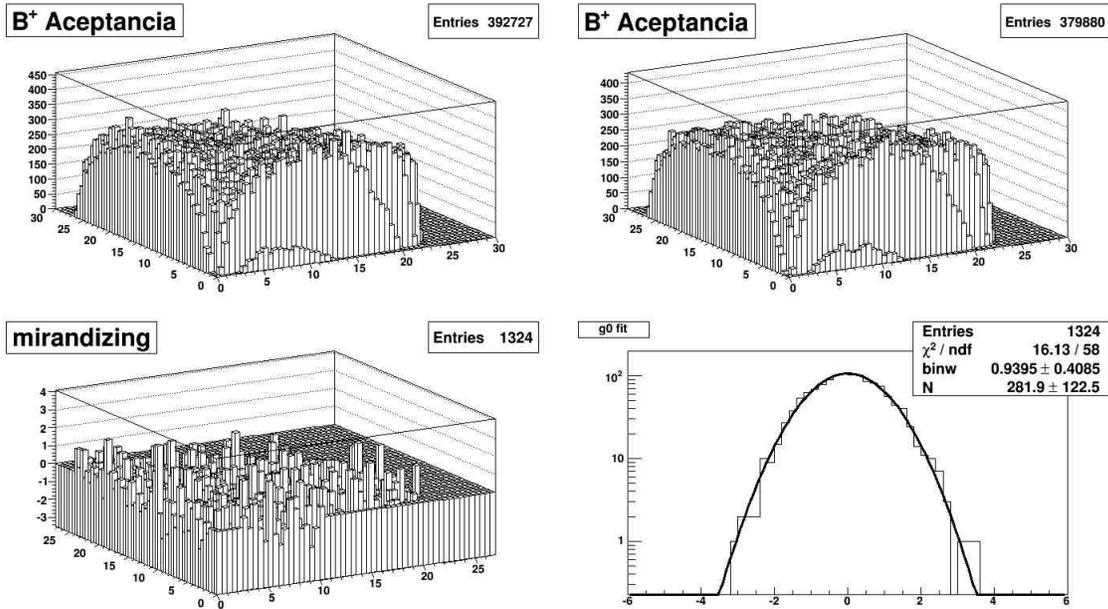


Figura 8.5: Dalitz Plot de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  ( $B^+$  no canto superior esquerdo e  $B^-$  canto superior direito) com a distribuição de  $^{DP}S'_{CP}$ . A correção  $\alpha = 0.967$  garante que a flutuação estatística seja modelada por uma gaussiana centrada em 0 e com largura 1.

Carlo com base nos dados coletados. Com a informação de  $\alpha$  retirada do Monte Carlo, a significância pode seguramente ser aplicada diretamente nos dados.

Outro importante teste para a significância é a aplicação nos eventos de fundo dos canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ . Realizar este teste, especialmente nos eventos que se encontram sob o pico de sinal, é importante para podermos separar as responsabilidades por qualquer efeito que venha a aparecer quando a significância for aplicada aos dados. Em princípio, a melhor amostra pra fazer esse estudo seria com a amostra de minbias. No entanto, se aplicarmos os cortes de seleção junto com o trigger, não teremos eventos suficientes para realizar um estudo conclusivo. Alternativamente, podemos utilizar a amostra de  $b\bar{b}$ -inclusivo, mas devemos ter em mente que esta amostra não representa de maneira exata os eventos de fundo esperados para os sinais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ .

Sendo assim, a amostra de  $b\bar{b}$ -inclusivo foi também dividida em  $B^+$  e  $B^-$ . Para termos estatística suficiente para realizar o estudo, apenas os cortes de pré-seleção foram aplicados, juntamente com o Hlt1. A figura 8.9 mostra o ajuste da significância para esta configuração. Note que a grande maioria dos eventos selecionados está localizada nas bordas do Dalitz Plot, mesma região onde se encontram as ressonâncias para cada canal. No entanto, mesmo com uma assimetria de produção de  $5.88\% \pm 0.11\%$ , a significância ainda é representada por uma gaussiana centrada em 0 e com largura 1 para flutuações estatísticas nos eventos de fundo. A figura 8.10 mostra o mesmo resultado, mas após realizar o ajuste com centro e largura da gaussiana livres. Note que o  $\chi^2/ndof$  é bom, com os valores de centro e largura dentro do erro previsto pelo ajuste.

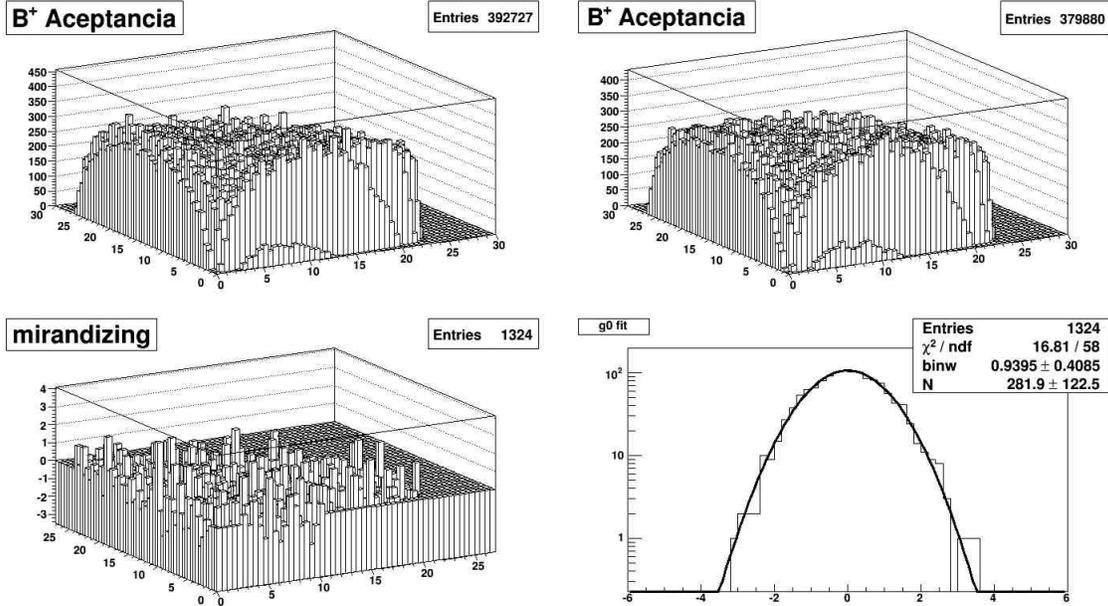


Figura 8.6: Dalitz Plot de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  ( $B^+$  no canto superior esquerdo e  $B^-$  canto superior direito) com a distribuição de  $^{DP}S''_{CP}$ . A correção  $\alpha = 0.967$  garante que a flutuação estatística seja modelada por uma gaussiana centrada em 0 e com largura 1.

Este é um importante resultado já que a intenção é justamente separar assimetrias de produção de violação de CP genuína. Para um dado valor de  $\alpha$ , qualquer assimetria que venha a aparecer com a distribuição da significância deve vir de possíveis interferências entre ressonâncias e não de efeitos de detector nos eventos de fundo. Evidente que na prática os eventos de fundo ainda passarão pela seleção inclusiva, garantindo uma melhor relação de S/B. Porém, o ajuste da significância dos eventos de fundo por uma gaussiana neste estágio da seleção é bom resultado para a análise do Dalitz Plot dos dados.

Mais estudos precisam ser realizados, e de preferência com mais estatística disponível, mas neste momento a distribuição de significância no Monte Carlo do LHCb fornece os resultados esperados. Possíveis efeitos de detector são separados de violação de CP através da correção  $\alpha$  permitindo que a flutuação estatística, tanto para sinal quanto para eventos de fundo, seja ajustada por uma gaussiana centrada em zero e com largura 1. Qualquer outra assimetria que seja revelada após a seleção inclusiva e o trigger pode ser imediatamente interpretada como violação de CP.

Os dados reais coletados até o momento terão uma outra função importante, que é auxiliar na medida de  $\alpha$ . Neste sentido, a geração de eventos por Monte Carlo precisa simular o detector da maneira mais confiável possível. Quando o Monte Carlo estiver bem sintonizado com os dados, uma amostra de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  por exemplo, sem violação de CP, pode ser gerada para que o valor da assimetria global seja medido. Além disso, canais topologicamente semelhantes ao decaimento de  $B$  em três hádrons carregados no estado final podem também auxiliar nessa medida. Por exemplo, o decaimento  $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$

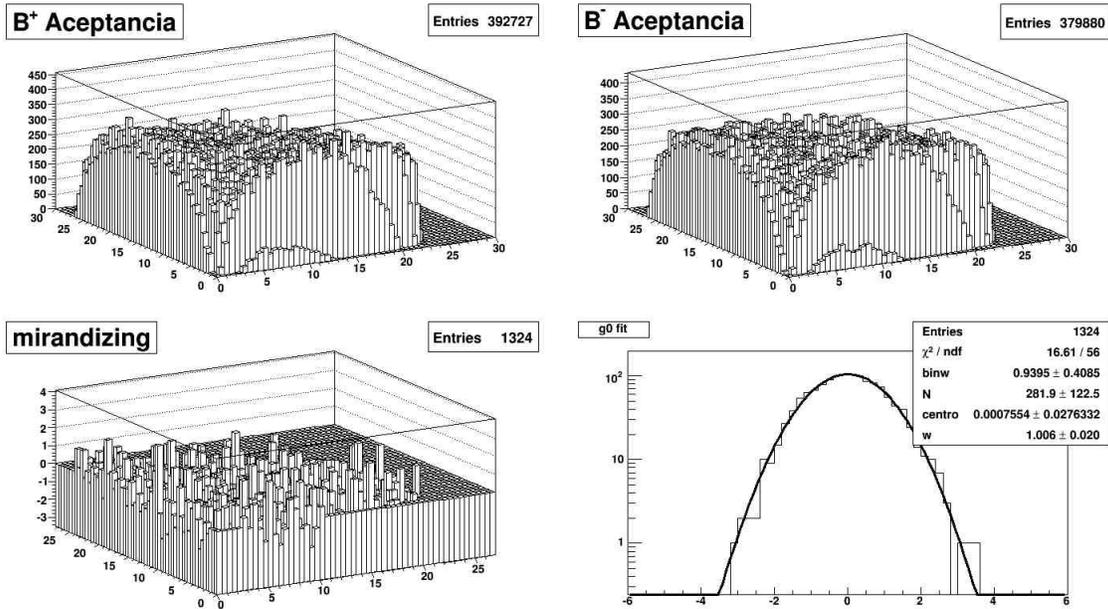


Figura 8.7: Dalitz Plot de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  com a distribuição de  $^{DP} \mathcal{S}'_{CP}$ . A correção  $\alpha$  garante que a flutuação estatística seja modelada por uma gaussiana centrada em 0 e com largura 1. Neste caso, os valores de largura e centro da gaussiana foram deixados livres antes do ajuste.

pode auxiliar na medida da diferença da interação do káon com a matéria.

Desde março de 2010 o LHCb está tomando dados. No momento, devido ao branching ratio dos canais envolvidos no  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  e das eficiências de seleção e trigger, apenas um sinal de  $120 \pm 25$  para o  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  foi observado. Ainda assim, a medida de  $^{DP} \mathcal{S}_{CP}$  do Dalitz Plot para os eventos de fundo já pode auxiliar na identificação de possíveis erros sistemáticos relacionados às interações com o detector. Para decaimentos de mésons  $D$ , até o momento já foram coletados mais de 200 mil eventos, estatística suficiente para, ao menos, estudar possíveis efeitos sistemáticos na medida de  $^{DP} \mathcal{S}_{CP}$ . Para o ano que vem, teremos também mais estatística para sinal e eventos de fundo para auxiliar na identificação de possíveis efeitos sistemáticos. Ao final deste primeiro run de tomada de dados do LHCb, a expectativa é que os primeiros resultados referentes à violação de CP sejam obtidos para mésons  $B$  e  $D$ .

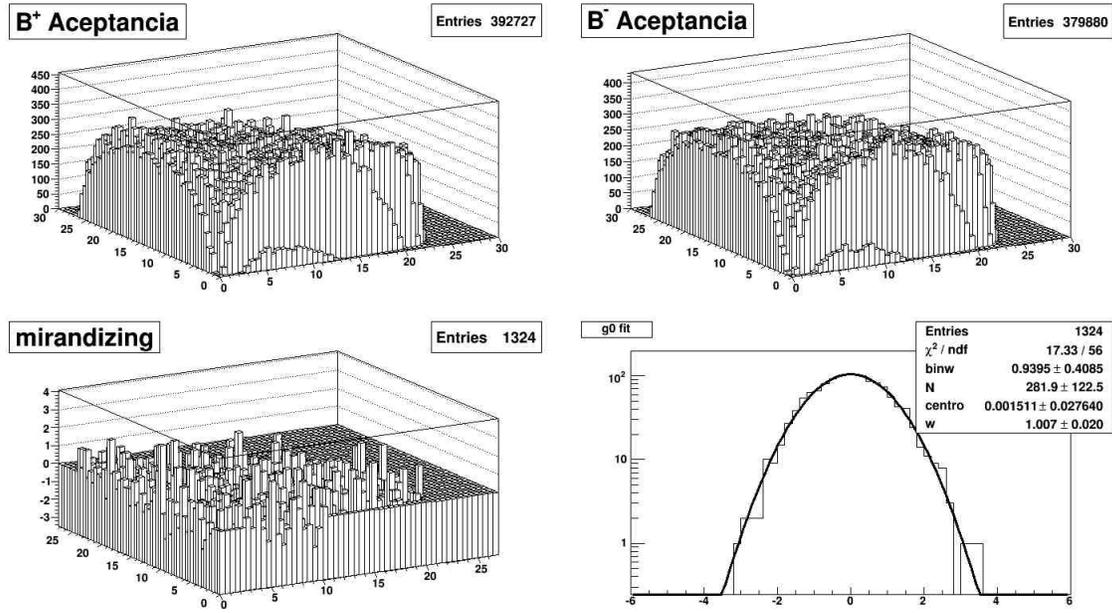


Figura 8.8: Dalitz Plot de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  com a distribuição de  $DP\mathcal{S}''_{CP}$ . A correção  $\alpha$  garante que a flutuação estatística seja modelada por uma gaussiana centrada em 0 e com largura 1. Neste caso, os valores de largura e centro da gaussiana foram deixados livres antes do ajuste.

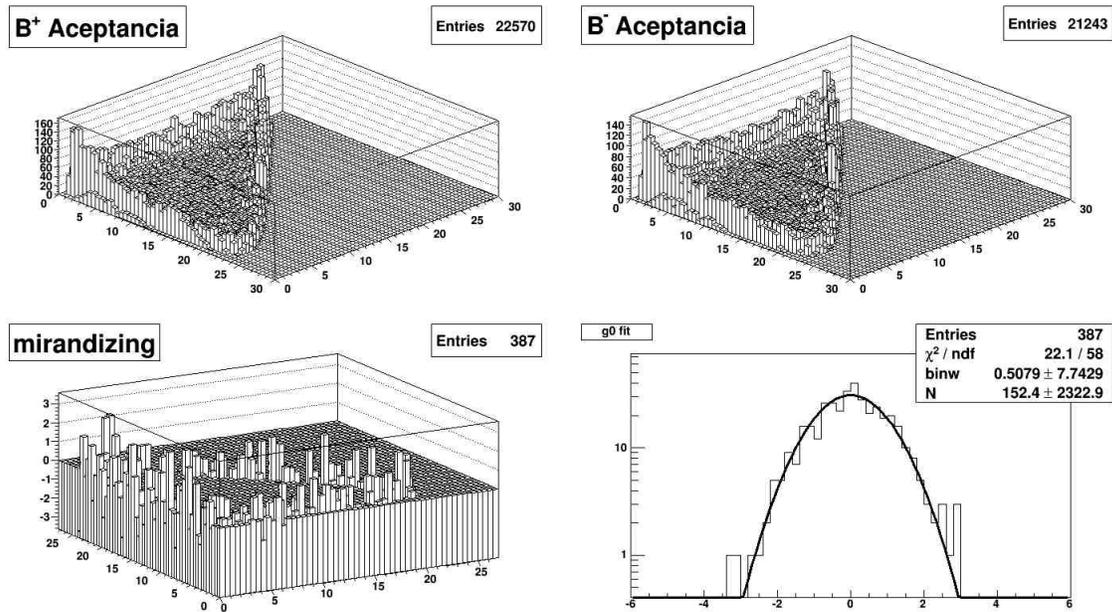


Figura 8.9: Dalitz Plot da amostra de  $b\bar{b}$ -inclusivo após a pré-seleção. A distribuição  $DP\mathcal{S}_{CP}$  foi bem ajustada por uma gaussiana com centro em 0 e largura 1.

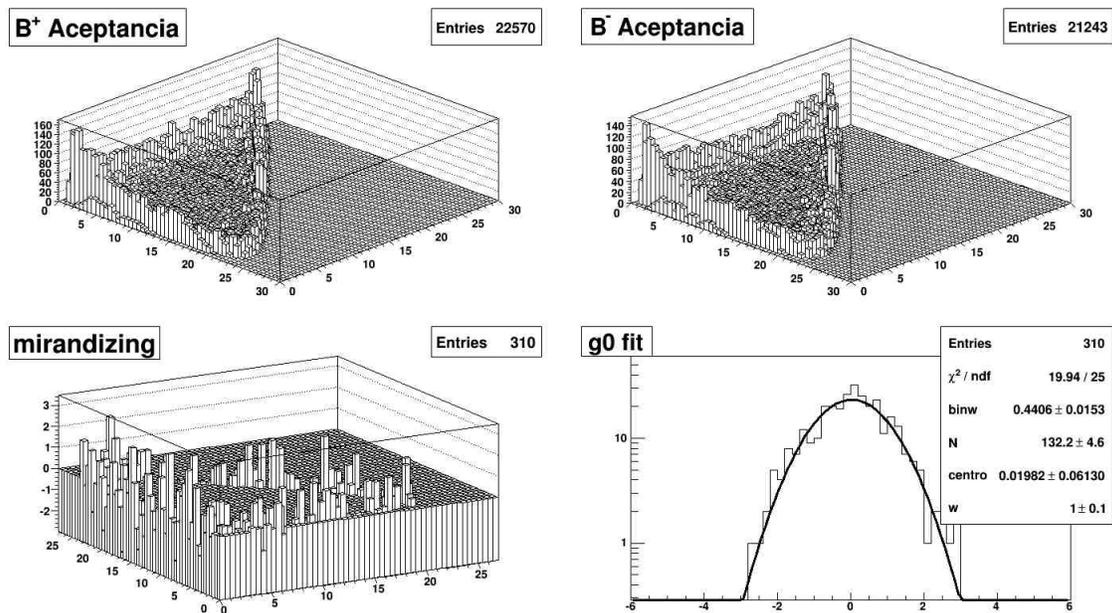


Figura 8.10: Dalitz Plot da amostra de  $b\bar{b}$ -inclusivo após a pré-seleção. A distribuição  $D^P \mathcal{S}_{CP}$  foi bem ajustada por uma gaussiana com centro em 0 e largura 1.

# Capítulo 9

## Conclusão

Esta tese apresentou uma proposta de estudar violação de CP no modelo padrão, através de uma medida de significância da diferença entre Dalitz Plot como uma ferramenta modelo independente de identificação de assimetrias. Os estudos de medida de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  foram feitos em decaimentos conjugados do méson  $B$  carregado em três hádrons no estado final sem a presença do quark charm, a que chamamos de  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ . A expectativa é que para esses canais a violação de CP seja relativamente grande, facilitando sua identificação. A proposta de medida de significância também se aplica a decaimentos de mésons  $D$ , apesar da violação de CP nesses canais ser esperada pequena de acordo com o modelo padrão. Esta previsão significa que qualquer identificação de assimetria em  $D$  através da medida de significância pode representar a presença de física nova além modelo padrão.

Visando reconstruir com eficiência os decaimentos relacionados ao  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ , a primeira etapa foi estudar o trigger do LHCb. Analisando a sequência, o trigger de calorímetro do L0 é a primeira etapa da reconstrução do sinal de interesse. Partículas como káons, pión e prótons depositam uma quantidade de energia razoável nesses detectores e um trigger baseado nessas medidas é o mais apropriado para decaimentos do méson  $B$  em três corpos. Após o L0, as linhas responsáveis pela seleção de  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  são as de hádron único e duplo. Essas linhas, com base em uma reconstrução de traços a partir do VeLo, têm uma eficiência para os sinais de  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  em torno de 90% sem prejudicar o Dalitz Plot desses sinais. Se exigirmos que pelo menos um traço que forme o candidato a  $B$  seja o mesmo que foi selecionado pelas linhas de hádrons, essa eficiência cai para aproximadamente 87% para todos os canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ . O Hlt2 é a próxima etapa de seleção do trigger do LHCb. Para o  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ , a linha importante é a de hádron topológico, que pretende selecionar qualquer decaimento de méson  $B$  em dois, três ou quatro corpos. Aqui, os cortes de  $p$ ,  $p_T$  e parâmetro de impacto em cada filha do decaimento impõem ineficiências nas bordas do Dalitz Plot. No entanto, a variável Pointing garante que o suposto evento que foi recusado na seleção de três corpos do topológico hadrônico seja recuperado pela linha de dois corpos. Desta forma, cortes relativamente fortes nessas variáveis podem ser aplicados sem prejudicar o Dalitz Plot apenas se uma seleção de dois corpos for aplicada durante o processo.

O trigger do experimento LHCb, com os respectivos cortes de seleção, ainda não está

completamente definido e, na verdade, está passando por mudanças quase que diárias. Para acompanhar essas mudanças, um conjunto de *chaves de configuração de trigger* (TCK) são definidas e cada uma dessas chaves corresponde a um conjunto específico de cortes. Durante parte do período de doutorado, o trabalho realizado no trigger, visando otimizar a seleção feita pela linha de hádrons do Hlt1, foi feito com base em cortes que deveriam ser aplicados nas condições ditas *nominais* do experimento, onde a luminosidade e taxa de eventos são as previstas pelos *Technical Design Reports*. No entanto, as linhas da seleção inclusiva de  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  foram feitas com o objetivo de serem aplicadas nos primeiros momentos de tomada de dados, quando parâmetros como taxa de eventos e luminosidade são relativamente menores. Nessas condições, o trigger tem cortes mais fracos que os originais para o L0 e o Hlt1 além de não prever a aplicação do Hlt2 nos primeiros momentos de tomada de dados.

Considerando esse cenário de atuação do trigger, foi definida uma seleção inclusiva de  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  para ser aplicada após o trigger. Essa seleção inclusiva deve ter um efeito homogêneo no Dalitz Plot já que pretendemos estudar a fundo todas as regiões, em especial as bordas, local de interferência entre duas ressonâncias. Vale lembrar que as regiões de interferências entre ressonâncias são as mais sensíveis à violação de CP. A previsão para o primeiro run do LHCb (2010-2011) era ter dois cenários bem distintos: um primeiro momento de tomada de dados onde o experimento estaria desalinhado e um segundo momento onde os efeitos do não-alinhamento seriam melhor entendidos. Assim, o objetivo era definir dois conjuntos de cortes para a seleção inclusiva: um com fator de redução de  $10^{-3}$  sem utilizar variáveis que dependam do erro na medida e outro conjunto com fator de redução de  $10^{-4}$  utilizando tais variáveis. Esse conjunto de cortes tem uma alta eficiência nesses canais além de não impor nenhuma ineficiência nas bordas do Dalitz Plot. O primeiro conjunto de cortes apresentou uma eficiência da ordem de 2% para todos os canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$ , enquanto que o segundo conjunto de cortes é cerca de 1.8% eficiente nesses canais.

Um estudo de eventos de fundo para os sinais selecionados pela seleção inclusiva também foi realizado. Utilizando uma amostra de  $b\bar{b}$ -inclusivo e o ajuste do pico de sinal para os canais  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  e  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ K^-$  nessa amostra, a estimativa é de uma razão sinal sobre eventos de fundo de  $S/B_{K\pi\pi} = 0.19 \pm 0.02$  e  $S/B_{KKK} = 1.2 \pm 0.3$ . A amostra de minbias é a mais correta para esse tipo de estudo e deveria ter sido utilizada. No entanto, após os cortes de redução de  $10^{-3}$  praticamente não sobram eventos para serem analisados. Ainda assim, foi feita uma classificação do tipo de eventos de fundo esperados para os sinais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  e o resultado é que os eventos de fundo do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  são 35% compostos por  $b\bar{b}$ -inclusivo.

O LHCb está coletando dados desde março de 2010. Até setembro, mais de  $3 \text{ pb}^{-1}$  de luminosidade integrada foram coletados, dos quais tivemos acesso a cerca de  $550 \text{ nb}^{-1}$ . Com esta estatística, um sinal de  $69 \pm 14$  eventos foi ajustado, já sem a contribuição de eventos de fundo do tipo  $B^\pm \rightarrow (J/\Psi^0 \rightarrow \mu\mu)K^\pm$ . Esta contribuição já havia sido prevista pelos estudos de Monte Carlo e foi confirmada nos dados reais. Para remover essa fonte de eventos de fundo, foi realizado um corte na massa invariante de  $J/\Psi^0$ . A largura do sinal ajustado para os dados reais não coincide com as previsões da simulação.

Essa diferença pode ser fruto de efeitos sistemáticos ao desalinhamento do detector. Novas versões de reconstrução serão liberadas pela colaboração e a expectativa é que a largura seja melhorada.

A quantidade de eventos esperada após o primeiro run do LHCb é de mais de 400 mil eventos para o  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  e 200 mil de  $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ K^-$ , sendo estatística suficiente para permitir uma inspeção do Dalitz Plot desses decaimentos em busca de anisotropias relacionadas à violação de CP através da medida de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$ . A medida de significância permite ainda separar o Dalitz Plot em regiões para melhor isolar os efeitos de violação de CP de apenas flutuação estatística, hipótese testada e comprovada com estudos de *fast Monte Carlo*, utilizando parâmetros medidos pelo experimento BaBar. Esse estudo com *fast Monte Carlo* permitiu também estender a aplicabilidade da medida de significância do Dalitz Plot para decaimentos de mésons  $D$ . De acordo com o modelo padrão, a previsão é de que transições entre as duas primeiras famílias de quarks não gerem uma quantidade significativa de violação de CP. Qualquer anisotropia medida no Dalitz Plot desses decaimentos com o auxílio da significância pode representar uma evidência direta de física além modelo padrão. No entanto, a medida dos parâmetros da matriz de CKM relacionados à violação de CP só pode ser feita através de uma análise de amplitude no Dalitz Plot, que é modelo dependente. O objetivo da medida de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  no que concerne assimetrias de CP não é substituir os métodos atuais de medida de parâmetros e sim servir como guia para esses modelos, revelando em quais decaimentos e em que regiões do Dalitz Plot a anisotropia é grande o suficiente para uma análise de amplitudes.

A medida de significância também foi testada com o Monte Carlo do LHCb. A importância desse estudo é introduzir a interação das partículas com o detector e, consequentemente, qualquer efeito que possa se manifestar devido a essa interação. De imediato, um primeiro padrão foi identificado: para todos os canais do  $B^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  sempre existe uma maior quantidade de  $B^+$  do que  $B^-$ . Considerando que o Monte Carlo do LHCb foi gerado sem assumir qualquer tipo de violação de CP, esta diferença só poderia significar efeitos provenientes da colisão próton-próton ou da interação das partículas com o detector. O efeito *Leading* poderia ser responsável pelo excesso de  $B^+$ , mas após avaliar todas as partículas geradas pelo Pythia durante a colisão, o efeito Leading não impõe mudanças significativas no número de  $B^+$  e  $B^-$ . Efeitos de interação com o detector também foram testados já que sabe-se, *a priori*, que káons negativos interagem mais com a matéria com relação a káons positivos. A suspeita quanto à diferença na seção de choque de interação de  $K^+$  e  $K^-$  surgiu no fato de que canais com número ímpar de káons apresentam uma maior assimetria quando comparado com canais com números pares de káons. No entanto, este efeito sozinho também não pode ser responsável pela assimetria no número de  $B^+$  e  $B^-$ . Indo mais além, o tamanho do espaço de fase parece estar diretamente relacionado com essa assimetria, já que o canal  $B^\pm \rightarrow p\bar{p}K^\pm$  apresenta uma diferença relativamente menor que o  $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ . Essa dependência com o tamanho do espaço de fase revela uma dependência dessa assimetria com o momento das partículas. Alguns estudos foram feitos nessa direção sem resultados conclusivos.

Logo, devido à assimetria na quantidade de  $B^+$  e  $B^-$ , foi introduzida uma correção  $\alpha$  na definição de  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  com o intuito de manter a hipótese de que flutuações estatísticas são

modeladas por gaussianas. Utilizando o Monte Carlo do LHCb, a medida de significância com a correção  $\alpha$  comportou-se como esperado, permitindo separar efeitos de violação de CP dos efeitos de flutuação estatística. Neste sentido, as informações do detector obtidas dos dados reais serão fundamentais para modelar essa diferença na detecção de  $B^+$  e  $B^-$ . Só com essas informações é que poderemos gerar o Monte Carlo para uma medida precisa de violação de CP.

O experimento LHCb já está em operação, tendo alcançado no final de agosto de 2010 a marca de  $3 \text{ pb}^{-1}$  de luminosidade. A essa luminosidade, milhares de mésons  $D$  e algumas centenas de mésons  $B$ , ambos decaindo em três corpos, já foram coletados. Esses números ainda são pequenos para uma medida de significância, mas em breve a estatística será alta o suficiente para que os primeiros resultados com  $^{DP}\mathcal{S}_{CP}$  sejam obtidos. Com base em outros experimentos e nos vínculos impostos pelo modelo padrão, a expectativa é que até o final do primeiro run do LHCb, uma evidência de violação de CP em mésons  $B$  junto com uma manifestação de física nova além modelo padrão em mésons  $D$  seja identificada com o auxílio da medida de significância no Dalitz Plot.

# Capítulo 10

## Apêndice A

A geração de ntuplas, que são arquivos que contêm várias informações sobre a partícula mãe e as filhas e têm uma estrutura árvore, pode ser feita através de uma ferramenta fornecida pelo LHCb chamada *DecayTreeTupleTool*. O objetivo é iniciar um *DecayTreeTupleTool* e incluir as ferramentas responsáveis por determinadas medidas no detector como  $E_T$ ,  $p_T$ , massa e etc. Todas as ferramentas e algoritmos utilizados para produzir uma ntupla são "conectados" através da infraestrutura Gaudi. A seguir será descrito em detalhes um arquivo de opções escrito em *Python* que gera uma ntupla para o decaimento  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ .

Para começar, o usuário deve se conectar ao lxplus do CERN e ajustar as variáveis de ambiente para utilizar o *Davinci v25r5p1*, já que a ideia é analisar um determinado conjunto de dados. Por padrão, cada usuário se conecta a uma máquina com sistema operacional de 64-bits. Isso significa que quando os comandos de compilação forem executados, todas as dependências serão criadas para máquinas de 64-bits. Isso pode ser um problema se o usuário pretende submeter algum programa pra rodar na *Grid*. Neste caso, antes de ajustar o projeto *DaVinci* em sua área, deve-se mudar os compiladores para 32-bits com o seguinte comando:

```
[lxplus218] ~ $ setenv CMTCONFIG slc4_ia32_gcc34
```

Se é a primeira vez que o usuário irá utilizar uma determinada versão do *DaVinci*, deve-se seguir as seguintes linhas:

```
[lxplus218] ~ $ setenv DaVinci v25r5p1
[lxplus218] ~ /cmtuser/DaVinci_v25_r5_p1 $ getpack Phys/DaVinci v25r5p1
[lxplus218] ~ /cmtuser/DaVinci_v25_r5_p1/Phys/DaVinci/cmt $ cmt config
[lxplus218] ~ /cmtuser/DaVinci_v25_r5_p1/Phys/DaVinci/cmt $ source setup.csh
[lxplus218] ~ /cmtuser/DaVinci_v25_r5_p1/Phys/DaVinci/cmt $ cmt br make
```

Esses comandos servem para ajustar o projeto *DaVinci* na área do usuário. O primeiro comando (*setenv DaVinci*) prepara a área para ser utilizado o *DaVinci*, criando um diretório, dentro do diretório *cmtuser*, chamado *DaVinci\_v25\_r5\_p1*. Dentro deste diretório,

todos os pacotes básicos do projeto DaVinci precisam ser baixados através do comando *getpack Phys/DaVinci v25r5p1*. Feito isto e após entrar no diretório *Phys/DaVinci/cmt*, o usuário pode compilar os pacotes baixados com os três comandos subsequentes.

Pretendemos escrever um arquivo de opções que será utilizado no Gaudi. Assim, precisamos, antes de mais nada, criar um arquivo chamado *arquivo\_opção.py* e importar as configurações do Gaudi para utilizar o que for conveniente para as próximas linhas. Para definir o decaimento que pretendemos analisar, por exemplo o  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ , o algoritmo *CombineParticles* será utilizado. As linhas abaixo adicionam tudo que foi dito acima no nosso arquivo de opções, onde o *outputLevel = 5* indica o nível de texto do arquivo de saída. As opções são *DEBUG = 2*, *INFO = 3*, *WARNING = 4*, *ERROR = 5*, *FATAL = 6*.

```
from Gaudi.Configuration import *
from Configurables import ( DaVinci, CombineParticle )
outputLevel = 5
```

A próxima etapa é criar uma sequência no Gaudi para que todos os algoritmos que forem criados ao longo do arquivo sejam incluídos. As linhas são:

```
SeqPreselBu2Kpipi = GaudiSequencer("SeqPreselBu2Kpipi")
SeqPreselBu2Kpipi.IgnoreFilterPassed = False
SeqPreselBu2Kpipi.MeasureTime = True
```

A seguir, o decaimento de  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$  será definido com o algoritmo *CombineParticles* com as seguintes linhas:

```
PreselBu2Kpipi = CombineParticles("PreselBu2Kpipi")
PreselBu2Kpipi.InputLocations=[ "StdTightPions", "StdTightKaons" ]
PreselBu2Kpipi.DecayDescriptor = "[B+ -> K+ pi+ pi-]cc"
```

O *CombineParticles* combina as partículas incluídas na linha de *InputLocations* para formar o decaimento descrito na linha *DecayDescriptor*. O símbolo *cc* ao final da linha do *DecayDescriptor* serve para especificar que o *CombineParticles* deve formar o decaimento também do complexo conjugado (formar  $B^+$  e  $B^-$ ). O *CombineParticles* permite também aplicar cortes nos candidatos criados. As linhas para isso são:

```
jm= "(AM>5079*MeV) & (AM<5479*MeV)"
sumpt= "((APT1+APT2+APT3)>4500*MeV)"
combination1 = jm+"&" +sumpt
```

```
point = "(BPVTRGPOINTINGWPT<.29)"
svchi2 = "(VFASPF(VCHI2)<20)"
dira = "(BPVDIRA>0.99)"
mother1 = dira+"&" +svchi2+"&" +point
```

```

PreselBu2Kpipi.CombinationCut = combination1
PreselBu2Kpipi.MotherCut = mother1
PreselBu2Kpipi.DaughtersCuts = { "K+": "(MIPDV(PRIMARY)>0.005)",
"pi+": "(MIPDV(PRIMARY)>0.005)"}

SeqPreselBu2Kpipi.Members += [PreselBu2Kpipi]

```

Quando toda a definição do CombineParticles estiver concluída, o adicionamos na sequência do Gaudi com a linha `SeqPreselBu2Kpipi.Members += [PreselBu2Kpipi]`. Os cortes acima foram escritos em *LoKi* e todos as funções de cortes possíveis estão localizadas aqui [54, 55].

Com o decaimento definido pelo CombineParticles, podemos agora começar a escrever a ntupla. Primeiramente, todas as ferramentas que pretendemos utilizar devem ser incluídas com as seguintes linhas<sup>1</sup>:

```

from Configurables import DecayTreeTuple, TupleToolDecay
# ***Ferramentas da DecayTreeTuple
from Configurables import TupleToolMCTruth
from Configurables import MCTupleToolPrimaries
from Configurables import TupleToolGeometry
from Configurables import TupleToolKinematic
from Configurables import TupleToolPrimaries
from Configurables import TupleToolEventInfo
from Configurables import TupleToolPid
from Configurables import TupleToolTrackInfo
from Configurables import TupleToolTISTOS
from Configurables import LoKi_Hybrid_TupleTool

```

Antes de começar a preencher a ntupla, devemos configurar a `DecayTreeTuple` com o decaimento que nos interessa. As linhas são:

```

Tuple = DecayTreeTuple("Bu2KpipiTuple")
Tuple.ReFitPVs = True
Tuple.InputLocations = ['PreselBu2Kpipi']
Tuple.Decay = "[B+ -> ^K+ ^pi+ ^pi-]cc";
Tuple.Branches = {
"B": "[B+]cc : [B+ -> K+ pi+ pi-]cc",
"d1": "[B+ -> ^K+ pi+ pi-]cc",
"d2": "[B+ -> K+ ^pi+ pi-]cc",
"d3": "[B+ -> K+ pi+ ^pi-]cc",
}

```

---

<sup>1</sup>Em Python, o símbolo # é utilizando para comentar uma linha.

Até aqui incluímos a linha `Tuple.ReFitPVs = True` que garante que os vértices primários sejam reajustados antes de serem salvos na ntupla. Note que a linha `Tuple.Decay` traz para cada partícula filha o símbolo  $\hat{\phantom{a}}$  ao lado. Este símbolo marca quais são as partículas filhas que terão suas informações salvas em ntupla. As partículas mãe, por definição, são sempre salvas. Na linha `Tuple.Branches` definimos os ramos que compõem a ntupla que, neste exemplo, é o `"B"` para a partícula mãe, e `"d1"`, `"d2"` e `"d3"` respectivamente para as filhas. Cada linha que define um ramo traz um decaimento com o símbolo  $\hat{\phantom{a}}$  marcando a partícula que será salva naquele ramo. Mais uma vez incluímos também o símbolo `cc` para salvar os complexos conjugados.

Para utilizar as ferramentas do `DecayTreeTuple`, precisamos separar as que atuarão diretamente no candidato a `B` das que podem atuar em qualquer partícula. Por exemplo, a ferramenta `LoKi_Hybrid_TupleTool`, precisa atuar diretamente nos candidatos a `B`. As listas são definidas com as seguintes linhas:

```

Tuple.addTool(TupleToolDecay, name='B')
Tuple.B.ToolList = [
    "TupleToolTISTOS"]

LoKi_B=LoKi_Hybrid_TupleTool("LoKi_B")
LoKi_B.Variables={
    "LOKIPOINTING": "BPVTRGPOINTINGWPT",
    "DOCA1": "DOCA(1,2)",
    "DOCA2": "DOCA(2,3)",
    "DOCA3": "DOCA(3,1)",
}

Tuple.B.ToolList+=["LoKi::Hybrid::TupleTool/LoKi_B"]
Tuple.B.addTool(LoKi_B)

```

A ferramenta `LoKi_Tool` é importante para garantir que as mesmas variáveis definidas em `LoKi`, e que podem ser utilizadas nos `CombineParticles`, sejam salvas na ntupla. As outras ferramentas podem ser incluídas na lista abaixo:

```

Tuple.ToolList = [
    "TupleToolMCTruth",
    "MCTupleToolPrimaries",
    "TupleToolGeometry",
    "TupleToolKinematic",
    "TupleToolPrimaries",
    "TupleToolEventInfo",
    "TupleToolPid",
    "TupleToolTrackInfo",
]

```

Separadas as ferramentas, podemos agora começar a preencher a ntupla. Cada ferramenta é responsável por um conjunto de variáveis específico. Para preencher a ntupla, apenas duas linhas são necessárias na maioria dos casos:

```

# runNumber, eventNumber, BCID, BCType
Tuple.addTool(TupleToolEventInfo, name="TupleToolEventInfo")
Tuple.TupleToolEventInfo.OutputLevel = outputLevel

# IP, IPChi2, DIRA,
# Vertex: position, x, y, z, Chi2, nDoF
# Flight Distance: FD, FDChi2, FDPV, FDPVChi2
Tuple.addTool(TupleToolGeometry, name="TupleToolGeometry")
Tuple.TupleToolGeometry.OutputLevel = outputLevel

# p, pt, momentum, referencePoint, measuredMass, measuredMassErr
Tuple.addTool(TupleToolKinematic, name="TupleToolKinematic")
Tuple.TupleToolKinematic.OutputLevel = outputLevel

# (tuple->farray): PVX, PVY, PVZ, nPV
# PVXERR, PVYERR, PVZERR, nPV, PVCHI2, PVNDOF, PVNTRACKS
Tuple.addTool(TupleToolPrimaries, name="TupleToolPrimaries")
Tuple.TupleToolPrimaries.OutputLevel = outputLevel

# MCPVX, MCPVY, MCPVZ, MCPV's
Tuple.addTool(MCTupleToolPrimaries, name = "MCTupleToolPrimaries")
Tuple.MCTupleToolPrimaries.OutputLevel = outputLevel

# Pid: CombDLE, CombDLLmu, CombDLLk, CombDLLp
Tuple.addTool(TupleToolPid, name="TupleToolPid")
Tuple.TupleToolPid.OutputLevel = outputLevel

# Track: type, chi2, nDoF, probChi2, GhostProbability, CloneDist
Tuple.addTool(TupleToolTrackInfo, name="TupleToolTrackInfo")
Tuple.TupleToolTrackInfo.OutputLevel = outputLevel

```

A ferramenta *TupleToolTISTOS* precisa de um pouco mais de cuidado. Devido às várias configurações de trigger diferentes, não necessariamente um conjunto de dados que está sendo analisado tem exatamente as mesmas decisões de linhas de trigger que outro conjunto. Se cada análise não definir por onde quer que seu sinal seja selecionado (hádron simples e hádron duplo para  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ ), o programa de processamento de dados pode falhar. Para evitar que isto aconteça, é fundamental que o usuário forneça, através do arquivo de opções, quais linhas do trigger lhe são interessantes. Assim, a ferramenta

*TupleToolTISTOS* para as decisões do trigger é configurada da seguinte forma:

```

# L0 and Hlt1 and Hlt2: decisions, tis and tos
Tuple.B.addTool(TupleToolTISTOS, name="TupleToolTISTOS")
Tuple.B.TupleToolTISTOS.VerboseL0 = True
Tuple.B.TupleToolTISTOS.VerboseHlt1 = True
Tuple.B.TupleToolTISTOS.TriggerList=[
"LOCALDecision",
"LOHCALDecision",
"LOHadronDecision",
"Hlt1DiHadronDecision",
"Hlt1SingleHadronDecision",
]
Tuple.B.TupleToolTISTOS.OutputLevel = outputLevel

```

Nas linhas acima foram definidos os níveis de trigger que pretendemos analisar (verbose igual a True ou False) e depois passamos a lista com os nomes das decisões que nos interessam. Para cada uma dessas linhas de trigger, três variáveis serão incluídas na ntupla correspondentes a decisão total do trigger (Dec), candidatos selecionados pelo CombineParticles onde nenhum traço foi selecionado pelas linhas de trigger listadas (TIS) e candidatos selecionados pelo CombineParticles onde pelo menos um traço foi selecionado pelas linhas de trigger listadas (TOS). Outra importante ferramenta é a *TupleToolMCTruth*, que é configurada com as linhas abaixo:

```

# MC: PID, nbAss, P, originVertex, EndVertex, Tau(Lifetime)
MCTruth = TupleToolMCTruth()
MCTruth.ToolList = [
"MCTupleToolKinematic",
"MCTupleToolHierarchy",
]
Tuple.addTool(MCTruth)
Tuple.TupleToolMCTruth.OutputLevel = outputLevel
SeqPreselBu2Kpipi.Members += [Tuple]

```

A última linha finaliza a definição da DecayTreeTuple e a inclui na sequência do Gaudi. Finalmente, para analisar um conjunto de dados, precisamos configurar o DaVinci. As seguintes linhas são suficientes:

```

# Configuração do DaVinci
from DaVinci.Configuration import DaVinci
DaVinci().EvtMax = 200
DaVinci().PrintFreq = 2000

```

```

# Configuração do Datacard:
DaVinci().DataType = "2010"
DaVinci().Simulation = True
# Configuração do Trigger:
DaVinci().L0 = True
DaVinci().Hlt = True
DaVinci().HltThresholdSettings = "Physics_25Vis_25L0_2Hlt1_2Hlt2_Apr10"

```

As duas primeiras linhas definem a quantidade de eventos que o usuário pretende utilizar e a frequência com que esses eventos irão aparecer no arquivo de saída. A linha de configuração do *datacard* define qual o tipo de evento será analisado. O número 2010 refere-se a eventos produzidos no ano de 2010 enquanto que a linha *simulation* define se estamos analisando dados reais (*simulation* = False) ou eventos de Monte Carlo (*simulation* = True). As linhas de trigger definem em qual tipo de trigger pretendemos trabalhar (*HltThresholdSettings*) e se vamos analisar o L0 (*L0* = True) e o Hlt1 (*Hlt1* = True). Outras linhas importantes para o DaVinci são:

```

# Condition DataBase
DaVinci().DDDBtag = "head-20100407"
DaVinci().CondDBtag = "sim-20100429-vc-mu100"
# Nome da Ntupla
DaVinci().TupleFile = "mc2010_kpipi.root"
# Passar o algoritmo principal para o DaVinci
DaVinci().UserAlgorithms += [SeqPreselBu2Kpipi]
# Passar algum arquivo de dados para o DaVinci
DaVinci().Input = []

```

As linhas de *Condition DataBase* são fundamentais para a análise. Essas duas linhas precisam definir qual foi o banco de dados de condições do LHCb no qual os dados que estão sendo utilizados foram digitalizados. Como identificar o banco de dados de condições utilizados na digitalização pode ser visto aqui [56]. Todos os algoritmos utilizados nas linhas acima são então passadas para o DaVinci, que irá combinar os algoritmos com os dados passados como entrada. Este arquivo de opções pode então ser passado para o *script gaudirun.py*, como uma opção de execução, com o comando *gaudirun.py arquivo\_opção.py* dentro das máquinas do lxplus. Alternativamente, se a quantidade de dados for muito grande para serem processados, o usuário pode comentar a linha de entrada *DaVinci().Input = []* e passar ao script *gaudirun.py* um outro arquivo de opção contendo os endereços dos arquivos *dst* a serem processados. Neste caso, o comando será *gaudirun.py arquivo\_opção.py arquivo\_dst.py*. As linhas definidas neste apêndice deverão funcionar sem problemas para a versão do DaVinci v25r5p1, mas em princípio, podem também ser aplicadas sem grandes problemas às versões mais recentes do DaVinci.

# Referências Bibliográficas

- [1] A. D. Sakharov. Violation of cp invariance, c asymmetry and baryon asymmetry of the universe. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 5:24–27, 1967.
- [2] I.I. Bigi and A. Sanda. *CP Violation*. Cambridge University Press, 1999.
- [3] J.H. Christenson et al. *Phys.Rev.Lett.*, 13:138, 1964.
- [4] A. Abashian et al. *Phys.Rev.Lett.*, 13:243, 1964.
- [5] Y.Chao, Belle Collaboration, et al. *Phys.Rev.Lett.*, 93(13):191802, 2004.
- [6] B. Aubert, BaBar Collaboration, et al. *Phys.Rev.Lett.*, 93(13):131801, 2004.
- [7] A. Garmash, Belle Collaboration, et al. *Phys.Rev.Lett.*, 96:251803, 2006.
- [8] B. Aubert, BaBar Collaboration, et al. *Phys.Rev.D*, 78:012004, 2008.
- [9] I. Bediaga, I.I. Bigi, A. Gomes, G. Guerrer, J. Miranda, and A.C. dos Reis. On a cp anisotropy measurement in the dalitz plot. *Phys.Rev.D*, 80:096006, 2009.
- [10] B. Aubert, BaBar Collaboration, et al. *Phys.Rev.D*, 79:072006, 2009.
- [11] K. Abe, Belle Collaboration, et al. *Phys.Rev.Lett.*, 88:181803, 2002.
- [12] Whei-Shu Hou and A. Soni. *Phys.Lett.Rev.*, 86:4247, 2001.
- [13] I.I. Bigi. No pain, no gain – on the challenges and promises of charm studies. Technical Report UND-HEP-09-BIG05, July 2009.
- [14] B. Aubert, BaBar Collaboration, et al. *Phys.Rev.Lett.*, 99:221801, 2007.
- [15] B. Aubert, BaBar Collaboration, et al. *Phys.Rev.D*, 74:032003, 2006.
- [16] J. T. Wei, Belle Collaboration, et al. *Phys.Lett.B*, 659:80–86, 2008.
- [17] S. Fajfer et al. *Phys.Rev.D*, 74:034027, 2007.
- [18] B. Aubert, BaBar Collaboration, et al. *Phys.Rev.D*, 78:091102, 2008.

- [19] T.D. Lee and C.N. Yang. *Phys.Rev.*, 104:254, 1956.
- [20] C.S. Wu et al. *Phys.Rev.*, 105:1413, 1957.
- [21] M. Kobayashi and T. Maskawa. *Prog.Theor.Phys.*, 49:652, 1973.
- [22] L. Wolfenstein. *CP Violation*. North-Holland Publishing, 1989.
- [23] E. Byckling and K. Kajantie. *Particle Kinematics*. John Wiley & Sons Ltd., 1973.
- [24] I. Bediaga, C. Göbel, and R. Mendez-Galain. *Phys.Rev.Lett.*, 78:22, 1997.
- [25] K. Nakamura et al. The review of particle physics. *J. Phys. G*, 37:075021, 2010.
- [26] Belle Collaboration, A. Poluektov, A. Bondar, and B. D. Yabsley. Technical Report Belle preprint 2010-4, 2010.
- [27] BABAR Collaboration and P. del Amo Sanchez. Technical Report BABAR-PUB-10/005, SLAC-PUB-14090, May 2010.
- [28] M. Gronau and D. London. *Phys.Lett.B*, 253:483, 1991.
- [29] M. Gronau and D. Wyler. *Phys.Lett.B*, 265:172, 1991.
- [30] D. Atwood, I. Dunietz, and A. Soni. *Phys.Rev.Lett.*, 78:3257, 1997.
- [31] A. Giri, Yu. Grossman, A. Soffer, and J. Zuppan. *Phys.Rev.D*, 68:054018, 2003.
- [32] M. Kreps. B physics (experiment). A aparecer nos anais da conferência "Physics at LHC 2010", August 2010.
- [33] Ti-Pei Li and Yu-Qian Ma. *Astr. Jour*, 272:317, 1983.
- [34] Heavy Flavor Averaging Group. Averages of b-hadron properties at the end of 2006, April 2007.
- [35] G. Burdman and J. F. Donoghue. *Phys.Rev.*, 45:187, 1992.
- [36] I. Bediaga, G. Guerrer, and J. Miranda. Ckm  $\gamma$  phase from  $b \rightarrow k\pi\pi$ . *Phys.Rev.D*, 76:073011, 2007.
- [37] L. Evans and P. Bryant. Lhc machine. *JINST*, 3:S08001, 2008.
- [38] ATLAS Collaboration, G. Asd, et al. The atlas experiment at the cern large hadron collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.
- [39] CMS Collaboration, S. Chatrchyan, et al. The cms experiment at the cern lhc. *JINST*, 3:S08004, 2008.

- [40] ALICE Collaboration, K. Aamodt, et al. The alice experiment at the cern lhc. *JINST*, 3:S08002, 2008.
- [41] LHCb Collaboration, A. Augusto Alves Jr, et al. The lhcb detector at the lhc. *JINST*, 3:S08005, 2008.
- [42] TOTEM Collaboration, G. Anelli, et al. The totem experiment at the cern large hadron collider. *JINST*, 3:S08007, 2008.
- [43] LHCf Collaboration, O. Adriani, et al. The lhcf detector at the cern large hadron collider. *JINST*, 3:S08006, 2008.
- [44] LHCb Collaboration et al. Lhcb vertex locator. Technical report, European Organization for Nuclear Research - CERN, 2001.
- [45] LHCb Collaboration et al. Lhcb magnet. Technical report, European Organization for Nuclear Research - CERN, 2000.
- [46] LHCb Collaboration et al. Lhcb outer tracker. Technical report, European Organization for Nuclear Research - CERN, 2001.
- [47] LHCb Collaboration et al. Lhcb inner tracker. Technical report, European Organization for Nuclear Research - CERN, 2002.
- [48] LHCb Collaboration et al. Lhcb rich. Technical report, European Organization for Nuclear Research - CERN, 2000.
- [49] LHCb Collaboration et al. Lhcb calorimeters. Technical report, European Organization for Nuclear Research - CERN, 2000.
- [50] LHCb Collaboration et al. Lhcb muon system. Technical report, European Organization for Nuclear Research - CERN, 2001.
- [51] LHCb Collaboration et al. Lhcb trigger system. Technical report, European Organization for Nuclear Research - CERN, September 2003.
- [52] A. Gomes, G. Guerrer, J. A. Hernando, D. Martinez, X. Cid, and J. Albreacht. The hadron alley of lhcb high level trigger. Technical Report LHCb Note 2009-034, European Organization for Nuclear Research - CERN, 2009.
- [53] I. Bediaga, R. Coutinho, C. Göbel, A. Gomes, and J. Miranda. The study of  $b^\pm \rightarrow h^\pm h^+ h^-$  decays at lhcb. A ser aprovado pela Colaboração LHCb, 2010.
- [54] [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/lhcb/lokihybridfilters#vfaspf\\_vertex\\_function\\_as\\_partic](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/lhcb/lokihybridfilters#vfaspf_vertex_function_as_partic).
- [55] [http://lhcb-release-area.web.cern.ch/lhcb-release-area/doc/davinci/releases/latest/doxygen/d7/dae/namespace\\_lo\\_ki\\_1\\_1\\_cuts.html](http://lhcb-release-area.web.cern.ch/lhcb-release-area/doc/davinci/releases/latest/doxygen/d7/dae/namespace_lo_ki_1_1_cuts.html).

[56] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/lhcb/conddbhowto>.