

UFRJ

Estimativa da precisão de γ através do canal $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ e contribuição ao detector de vértices do LHCb.

Kazuyoshi Carvalho Akiba Orientadora: Miriam Mendes Gandelman

> Rio de Janeiro Janeiro de 2008



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO INSTITUTO DE FÍSICA

Tese de Doutorado

Estimativa da precisão de γ através do canal $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ e contribuição ao detector de vértices do LHCb.

Kazuyoshi Carvalho Akiba

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

Orientadora: Miriam Mendes Gandelman

Rio de Janeiro 19 de Fevereiro de 2008 A315 Akiba, Kazuyoshi Carvalho. Estimativa da precisão de γ através do canal $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ e contribuição ao detector de vértices do LHCb. Kazuyoshi Carvalho Akiba - Rio de Janeiro: IF-UFRJ, 2004. xvii, p. 214il. Tese (Doutorado) - UFRJ / Instituto de Física / Programa de Pós-Graduação em Física, 2004. Referências Bibliográficas: f:207-214. 1. Modelo Padrão. 2. Violação de CP 3. Experimentos do LHC I Mendes Gandelman, Miriam. II Universidade Federal do Rio de Janeiro, Instituto de Física, Programa de Pós-Graduação em Física. III Estimativa da precisão de γ através do canal $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ e contribuição ao detector de vértices do LHCb.

ESTIMATIVA DA PRECISÃO DE γ ATRAVÉS DO CANAL B° \rightarrow D°K*° E CONTRIBUIÇÃO AO DETECTOR DE VÉRTICES DO LHCb

KAZUYOSHI CARVALHO AKIBA

Miriam Mendes Gandelman

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

Aprovada por:

levelis And lmon Profa. Miriam Mendes Gandelman (Presidente e Orientadora) Prof. Jun Takahashi 104 Prof. Gustavo Alberto Burdman Prof. Sergio Ferraz Novaes Prof. André Sznajder Profa. Gilvan Augusto Alves

Rio de Janeiro, RJ – Brasil Fevereiro de 2008

Resumo

Estimativa da precisão de γ através do canal $\mathbf{B}^0 \to \mathbf{D}^0 \mathbf{K}^{*0}$ e contribuição ao detector de vértices do LHCb.

Kazuyoshi Carvalho Akiba Orientadora: Miriam Mendes Gandelman

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

A violação de CP, necessária para justificar o desaparecimento da anti-matéria no Universo atual, é descrita no modelo padrão através de alguns parâmetros, dentre os quais, a fase γ , que é atualmente medida com baixa precisão devido à raridade intrínseca dos processos envolvidos na sua observação.

Nesta tese é apresentado um estudo realístico da precisão estimada para uma medição de γ , no primeiro ano de tomada de dados do LHCb, um experimento dedicado a observação dos decaimentos de partículas com o quark-b, criadas nas colisões entre prótons acelerados pelo LHC. Este estudo é acompanhado pela descrição do modelo teórico utilizado para a extração de γ através dos decaimentos de B⁰ \rightarrow D⁰ K^{*0}.

A minha participação na fase final de desenvolvimento e montagem do detector de silício do LHCb, responsável pela reconstrução de vértices de produção e decaimento dos mésons-B, também é detalhada nesta tese, com ênfase no desempenho da eletrônica de leitura e no desenvolvimento dos sistemas de controle e aquisição de dados.

Palavras-chave: 1. Modelo Padrão; 2. Violação de CP; 3. Experimentos do LHC;

Abstract

Estimate of the precision on γ using the channel $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ and contributions to the LHCb's vertex detector. Kazuyoshi Carvalho Akiba

Orientadora: Miriam Mendes Gandelman

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

CP violation, required to explain the missing anti-matter in the present Universe, is described in the Standard Model by a few parameters. The weak phase γ , one of these parameters, is currently measured with large uncertainties, mainly due to the low rates of the processes involved in its observation.

The LHCb experiment is dedicated to the observation of the decay of particles containing b quarks, produced in high energy collisions at the LHC accelerator. In this thesis, a realistic study is performed to estimate the precision of the measurement of γ using one year LHCb data. A detailed des scription of the theoretical method is given

This thesis also describes my contribution to the final development, tests and assembly of LHCb's silicon detector, dedicated to the reconstruction of primary and B-meson vertices, in particular, the readout electronics and control systems are explained in detail.

Keywords: 1. Standard Model; 2. CP Violation; 3. LHC Experiments;

Agradecimentos

A minha família, por sempre me apoiar incondicionalmente.

A Miriam Gandelman, por ter me orientado com a paciência necessária para tal tarefa.

A Leandro de Paula, Bernard Maréchal, a Sandra Amato, João Torres de Mello Neto e José Helder, pelas conversas e discussões desde a época de iniciação centífica.

Aos amigos de turma, especialmente Jorge Noronha, Marcelo Guimarães e Filipe dos Santos, pelas discussões sobre física e outros. Ao Filipe, agradeço também por reduzir a minha eficiência a 20% sempre que ele pode.

Aos grandes amigos Franciole da Cunha Marinho e Bruno de Paula, por centenas de horas integradas de discussões, e diversão sempre que possível. Eles, juntamente com o Fernando L.F. Rodrigues, me aturaram com desenvoltura dividindo a mesma sala, durante variadas épocas.

A Tatiana da Silva e a Erica Policarpo Macedo, pelas conversas e amizade de tanto tempo já.

Aos meus professores, tanto da pós como da graduação, por todos ensinamentos. Especialmente aos professores do departamento de física nuclear com quem convivi durante os últimos anos.

Ao pessoal da computação do IF, Diego Carvalho, Curt Roloff, Cesar Chagas, Pedro Rausch e Frederico "Fred" de Oliveira, pelo suporte técnico ou não técnico.

A Rafael da Mota Moraes e a Sabrina de Castro, pelo apoio além do trabalho ligado à saude de excelente qualidade.

Esta tese foi parcialmente financiada pelo CNPq e FAPERJ.

Acknowledgements

To Paula Collins, for all the missions assigned to me, for the friendship and for the fun at work or not.

To Lars Eklund, for many hours of hard work together, for the companionship and all the knowledge about putting things to work even if they are not supposed to. Also for the random pizzas...

To Pawel Jalocha, for the fun in or outside the lab, and for knowing about absolutely everything, and sharing it.

To Doris Eckstein, Alison Bates, Tomas Lastovicka, Malcolm JJ John, Aras Papadelis, Mark Tobin, Jan Buytaert, and everyone else in the VELO group, for making it such a nice group to work in.

To every one that was involved in any of the beam tests... really thanks!

To the Online group, in particular to Suman Sai Cherukuwada, Artur Barczyk, Clara Gaspar, Richard Jacobsson, and Niko Neufeld, for solving all the Online problems always in an online way. To Niko I also thank for the friendship and for solving many problems in very unconventional hours.

To Hans Dijkstra for the many wise advices on physics, on biking, or anything else. Also for the occasional trip to the hospital...

To Guy Wilkinson for the help and discussions about physics.

To Olav Ullaland, Monica Pepe-Altareli and Philipe Gavillet, for all the support at CERN.

To my friends in Geneva, David Bouvier, Rick El-Darwish, Henriette Polak, Hugo Pereira, among many others for all the fun!

Finally to everyone else that deserves to be acknowledged and I forgot.

This Thesis was partially financed by CNPq, FAPERJ, HELEN Programme and CERN.

Capítulo 1

Introdução

If we knew what it was we were doing, it would not be called research. Albert Einstein

Um dos maiores mistérios na física contemporânea é a diferença na quantidade de matéria e antimatéria observada no Universo – aparentemente matéria e antimatéria devem portanto possuir comportamentos extremamente distintos em larga escala, o que até o momento não é comprovado pela física microscópica.

O estudo da diferença entre matéria e antimatéria reside principalmente na comparação entre seus comportamentos. Em termos físicos a operação que transforma matéria em antimatéria é a inversão simultânea de carga e paridade, abreviada por CP. Em princípio, matéria e antimatéria são indistinguíveis por três das quatro interações fundamentais. É dito, portanto, que as interações eletromagnética, gravitacional e nuclear forte são invariantes pela operação de CP, ou que obedecem à simetria de CP. Apenas a força nuclear fraca apresenta comportamentos distintos sob a operação de CP e tais fenômenos são estudados através das medidas e comparações entre os decaimentos de partículas e suas respectivas antipartículas. Quando são observadas diferenças relevantes é dito que o processo viola a simetria de CP.

Ao longo dos últimos anos, desde a sua descoberta em 1964 ([1]), a violação de CP tem sido o foco de vários estudos, tanto experimentais quanto teóricos. Conforme será descrito no Capítulo 2, a violação de CP é introduzida no Modelo Padrão das partículas elementares através da matriz de CKM, e é atualmente descrita por uma série de parâmetros, porém todos vinculados à essa matriz. Um dos melhores meios para a medida de violação de CP é o estudo dos decaimentos e oscilações dos mésons-B. Dentre os parâmetros utilizados para descrever a violação de CP observada no setor dos mésons-B encontra-se a fase γ , presente nas transições raras de $b \rightarrow u$. A fase γ é o

CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO

parâmetro de maior interesse para essa tese.

Para ser capaz de observar as diferenças nos decaimentos de mésons e anti-mésons-B são necessários detectores de partículas capazes de medir precisamente os decaimentos de interesse. O LHCb (*Large Hadron Collider Beauty Experiment*, descrito em detalhes no Capítulo 3) é um experimento construído com esse propósito, sendo um dos quatro grandes experimentos que irão observar colisões produzidas pelo acelerador LHC (*Large Hadron Collider*).

Entre as partes que constituem o detector LHCb, um destaque maior será dado ao VELO (*VErtex LOcator*), o detector dedicado às medidas de vértices e parâmetros de impacto com alta precisão, fundamental para a separação entre os eventos de sinal dos eventos de ruído especialmente para mésons-B, que possuem um tempo de vida relativamente longo. O VELO é descrito no Capítulo 4, assim como a minha contribuição à esse detector é detalhada, durante as etapas de testes da eletrônica de controle e de aquisição de dados, como também em dois períodos de testes com feixes de partículas.

Experimentos como o LHCb utilizam etapas recorrentes de simulação durante seu projeto e construção. As técnicas de simulação de dados ajudam a otimizar o detector e estimar sua capacidade para medir diversas quantidades. Em um contexto mais restrito, é possível simular as colisões de hádrons no LHC e avaliar a resposta do LHCb considerando a resolução e eficiência de cada subdetector. Com essas simulações, é possível estimar a eficiência do LHCb de reconstruir um determinado canal, e, subseqüentemente, é possível estimar também a precisão obtida na medida de um parâmetro físico específico. Dessa maneira as simulações de eventos são utilizadas para estimar a precisão do LHCb para a medir a fase γ , utilizando o modelo teórico apresentado no Capítulo 2. Os resultados desses estudos são descritos em detalhes no Capítulo 5.

Por fim, as conclusões sobre o trabalho apresentado nessa tese são discutidas no Capítulo 6.

Capítulo 2

Fenomenologia da Violação de CP

It doesn't matter how beautiful your theory is, it doesn't matter how smart you are. If it doesn't agree with the experiment, it's wrong. Richard P. Feynman

Embora raro, a violação de CP é um fenômeno físico muito bem estabelecido, tanto teórica quanto experimentalmente, tendo sido descoberta em 1964 no sistema de káons neutros¹. Desde então, foram construídos vários experimentos dedicados à quantificar a violação de CP. Atualmente, a violação de CP é descrita por diversos parâmetros, que são, em grande parte, bem medidos experimentalmente. Alguns desses parâmetros, contudo, permanecem desconhecidos ou medidos com pequena precisão, como por exemplo a fase γ , presente nas transições b \rightarrow u, e a diferença entre as massas dos auto-estados de massa do B_s^0 , Δm_s , que dita a freqüência de oscilações dos mésons B_s^0 .

O termo violação de CP representa a quebra simultânea das simetrias de Carga, C, e de Paridade, P. Tais simetrias, juntamente com uma terceira chamada simetria de reversão temporal (ou T), são preservadas na grande maioria dos processos em física microscópica, sendo apenas observadas violações nos processos da interação fraca. Essas três simetrias, C, P e T, formam o conjunto das simetrias discretas, para as quais não é possível obter o mesmo resultado a partir da aplicação de um operador infinitesimal, em oposição às simetrias contínuas. Conforme postulado pelo teorema de CPT ([2]), nenhum indício experimental da violação simultânea dessas três simetrias foi encontrado.

A violação de CP é introduzida no Modelo Padrão da física de partículas elementares através

¹James Cronin e Val Fitch receberam o premio Nobel de física em 1980 pela descoberta da violação de CP no sistema de káons neutros.

da matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (ou matriz de CKM, [3]), que realiza a mudança de base dos quarks em auto-estados de massa para a base dos auto-estados da interação fraca. Nessa matriz, a violação de CP é representada pela presença de uma fase, que só é diferente de zero com três ou mais famílias de quarks, fato que também contribuiu para a previsão dos quarks t e b, somado à descoberta da terceira família de léptons. Acredita-se que também possa haver violação de CP no setor leptônico, de forma completamente análoga, devido à recente observação da oscilação de neutrinos e da confirmação de que suas massas são diferentes de zero ([4]).

Neste capítulo é desenvolvido de maneira objetiva o embasamento teórico necessário para o estudo da violação de CP. É apresentado também o modelo utilizado para a extração da fase γ , através da interferência entre amplitudes de decaimentos do méson B⁰. Por fim, são discutidas as medidas mais recentes do ângulo γ , e outros métodos que podem ser aplicados para a sua medida.

2.1 Simetrias Discretas

São denominadas simetrias as transformações que possuem a propriedade de preservar um dado observável físico, quando aplicadas a um determinado sistema. As simetrias se dividem intrinsecamente em dois tipos distintos: simetrias contínuas, que podem ser descritas pela sucessão de transformações infinitesimais; e simetrias discretas, que, exatamente em oposição, só podem ser obtidas através de transformações descontínuas.

As transformações de Lorentz preservam as distâncias num espaço-tempo de Minkowski, gerando uma simetria contínua na teoria da relatividade especial. Já as transformações de conjugação de carga, paridade e inversão temporal preservam (individualmente) a energia de um dado sistema físico descrito pelas QED, dando origem às simetrias C, P e T, respectivamente.

As simetrias discretas são discutidas em maiores detalhes nas próximas seções.

2.1.1 Paridade

A transformação de paridade troca o sinal de todas as coordenadas espaciais:

$$\hat{P}: \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \to \begin{pmatrix} -x \\ -y \\ -z \end{pmatrix}$$
(2.1)

Na mecânica quântica, a transformação de paridade é obtida através de um operador unitário, \vec{P} que realiza a operação da equação 2.1. O valor esperado de \vec{r} é trocado por $-\vec{r}$, e de \vec{p} por $-\vec{p}$, onde \vec{r} é o vetor posição e \vec{p} é o vetor momento linear. Em contrapartida, produtos escalares e os pseudo-vetores como o momento angular, são invariantes pela transformação de paridade.

2.1.2 Conjugação de Carga

A conjugação completa de carga inverte todos os números quânticos associados a cargas de uma dada partícula. Ou seja, o operador \hat{C} inverte a carga elétrica, o número leptônico, o número bariônico e a cor. Como \hat{C} atua globalmente sobre todas as cargas, os campos também são invertidos. As interações eletromagnéticas, gravitacionais e fortes obedecem à simetria C, não sendo possível distinguir a situação anterior da posterior à transformação.

Embora aparentemente a conjugação de carga altere uma partícula para sua anti-partícula, a quiralidade se mantém inalterada. Assim, a conjugação de carga transforma um neutrino esquerdo em um anti-neutrino direito, e este último não possui interações no Modelo padrão. Essa propriedade é muitas vezes citada como a violação máxima da simetria C pelas interações fracas.

2.1.3 Reversão Temporal

A simetria de inversão temporal é a invariância de determinados processos sob a troca do sinal da coordenada temporal:

$$\hat{T}: t \to -t.$$

Na mecânica quântica, o operador de inversão temporal é, por construção, anti-hermitiano, de modo a manter a validade da equação de Schrödinger. Dessa maneira, se o operador T comuta com o Hamiltoniano, as probabilidades de transições quânticas se mantém idênticas sob a reversão temporal.

A transformação de reversão temporal não é intuitiva, e considera que a física microscópica descreve apenas interações locais, o que significa que uma dada reação física pode ocorrer no sentido inverso com a mesma seção de choque. Em sistemas macroscópicos, propriedades coletivas como a entropia claramente violam esta simetria.

2.1.4 As Transformações CP e CPT

As violações de C e de P isoladamente são bem conhecidas. Individualmente, ambas são totalmente violadas nas interações fracas: somente as partículas com helicidade esquerda interagem fracamente. Contudo, a combinação das simetrias C e P, formando a chamada simetria CP, se mostrava ainda como uma simetria preservada em todos os processos físicos.

No Modelo Padrão, a combinação dos operadores C e P transforma a partícula em sua antipartícula, mantendo todas as suas interações inalteradas. Portanto, o comportamento da matéria e antimatéria deveria ser idêntico, se CP fosse conservada.

Para demonstrar a conservação de CP, Cronin e Fitch [1] montaram um experimento dedicado à observação dos decaimentos de K_L^0 . Como os K_L^0 são auto-estados ímpares de CP, esperava-se que seu decaimento num estado final auto-estado de CP par, no caso $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, fosse proibido, de modo a conservar CP, sendo somente permitido o seu decaimento em três píons. A observação experimental do decaimento $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, demonstrou a então inesperada violação de CP, mais tarde confirmada por pela medição de diversas assimetrias de CP, como

$$\frac{\Gamma(\mathcal{K}_{\mathcal{L}}^{0} \to l^{-}\bar{\nu}\pi^{+}) - \Gamma(\mathcal{K}_{\mathcal{L}}^{0} \to l^{+}\nu\pi^{-})}{\Gamma(\mathcal{K}_{\mathcal{L}}^{0} \to l^{-}\bar{\nu}\pi^{+}) + \Gamma(\mathcal{K}_{\mathcal{L}}^{0} \to l^{+}\nu\pi^{-})} = 3.27 \pm 0.12 \times 10^{-3} [5].$$
(2.2)

A combinação de CP e T (CPT), postulada pela teoria quântica de campos, permanece conservada, não havendo indícios experimentais de sua violação. A conservação de CPT e a violação de CP implicam na violação implícita da simetria T. A procura experimental por violações de T se dedica principalmente à medição do momento de dipolo das partículas elementares, que seria identicamente nulo se T e P forem simultaneamente conservadas.

2.2 A matriz de CKM

A primeira tentativa de descrever os quarks auto-estados da interação fraca como o resultado de uma transformação da base dos quarks auto-estados de massa foi realizada por Cabibbo ([6]). No modelo proposto por Cabibbo, os quarks d' e s' que participam das interações fracas são dados por uma mistura dos auto-estados puros de sabor sendo obtidos através da transformação:

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_c) & \sin(\theta_c) \\ -\sin(\theta_c) & \cos(\theta_c) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \end{pmatrix}.$$
 (2.3)

Onde $sen(\theta_c) = 0.2257 \pm 0.0021$ ([7]).Essa transformação se mostrou suficiente para justificar a supressão de cerca de 1/4 nas amplitudes de decaimento com mudança de estranheza em relação às amplitudes sem mudança de estranheza.

O modelo de Cabibbo é, contudo, inconsistente com a hipótese de apenas 3 quarks. A troca de estranheza jamais foi observada experimentalmente através de processos de corrente neutra. O postulado de um quarto quark, que completa uma segunda geração de quarks associado ao quarks, cancela o termo de troca de estranheza por corrente neutra. Este quarto quark, o quark-c, foi finalmente observado em 1974 com a descoberta do J/ψ .

Para apenas duas famílias de quarks, essa matriz de mistura, apesar de complexa, pode ser representada com apenas um parâmetro, o ângulo de Cabibbo. Contudo, a evidência da violação de CP no sistema de káons neutros exige que pelo menos uma fase complexa não nula esteja presente nessa matriz de mistura. Esta fase atua como um fator de violação da simetria de inversão temporal já que a presença de uma fase, na função de onda, como por exemplo $e^{i\phi}$, interfere na evolução temporal da partícula livre, ou seja, o propagador da evolução temporal se torna $e^{i(\omega t+\phi)}$ que claramente a não é invariante sob inversão temporal, e se CPT se mantém, então CP precisa ser violada.

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGIA DA VIOLAÇÃO DE CP

A generalização da matriz de Cabibbo para as três famílias de quarks foi realizada por Kobayashi e Maskawa, em 1974. Efetivamente a interação dos quarks através da corrente carregada (ou seja, através dos $W\pm$) é dada por

$$\mathcal{L}_{W^{\pm}} = \frac{-g}{\sqrt{2}} (\overline{u_L}_i \gamma^{\mu} V_{CKM}_{ij} d_{Lj} W^+_{\mu} + \overline{d_L}_j \gamma^{\mu} V^\dagger_{CKM}_{ji} u_{Li} W^-_{\mu})$$
(2.4)

Onde $V_{CKM_{ij}}$ representa o elemento da matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), com i, j = 1, 2, 3 se referem às correspondentes gerações de quarks, em ordem de massa, (i = u, c, t; j = d, s, b). A matriz de CKM é obtida da combinação das matrizes de mudança da base de auto-estados de massa para a base de interação, ou seja $V_{CKM} = U_L^{\dagger} D_L$, onde

$$\begin{pmatrix} d'\\s'\\b' \end{pmatrix}_{L} = D_{L} \begin{pmatrix} d\\s\\b \end{pmatrix}, e$$
(2.5)

$$\begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}_{L} = U_{L} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}, \qquad (2.6)$$

que finalmente resulta na matriz efetiva Escrevendo os elementos em termos dos índices explicitamente ligados a cada respectivo quark, obtem-se:

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$
(2.7)

que é a tradicional representação da matriz de CKM.

A matriz de CKM é em princípio uma matriz 3×3 complexa, possuindo portanto 18 parâmetros reais. Contudo, a condição de unitariedade, necessária para conservar a probabilidade total, inclui 9 vínculos. A ortogonalidade dessa matriz permite que 3 parâmetros possam ser representados como ângulos de rotação, e, como existem 6 sabores de quarks diferentes, 5 fases relativas podem ser incorporadas aos campos dos quarks, sobrando apenas 1 fase independente. A matriz de CKM pode ser então parametrizada em termos dos ângulos de rotação e da fase:

$$[M_{CKM}] = \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}s_{13} & s_{13}e^{\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{13} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{13} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{\delta_{13}} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix} , \quad (2.8)$$

onde $c_{ij} = cos(\theta_{ij})$ e $s_{ij} = sen(\theta_{ij})$, e i, j seguem a convenção anterior. Nesta parametrização, a fase δ_{13} aparece explícita, demonstrando a presença da fase que viola CP.

A matriz de CKM pode ser também parametrizada através da expansão em potências de $\lambda \equiv \text{sen}\theta_c$. Proposta originalmente por Wolfenstein ([8]), a matriz expandida até a terceira potência de λ fica re-escrita dessa maneira:

$$\mathbf{V}_{CKM}^{(3)} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix},$$
(2.9)

onde A é um parâmetro real, $\rho \in \eta$ são utilizados para descrever a parte complexa da matriz, e λ é parâmetro utilizado para a expansão. Correções adicionais até a quinta ordem em λ são apresentadas na matriz abaixo:

$$\delta \mathbf{V}_{CKM} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -iA^2\lambda^5\eta & 0 & 0 \\ A(\rho + i\eta)\lambda^5/2 & (1/2 - \rho)A\lambda^4 - iA\lambda^4\eta & 0 \end{pmatrix},$$
(2.10)

ou seja,

$$\mathbf{V}_{CKM} = \mathbf{V}_{CKM}^{(3)} + \delta \mathbf{V}_{CKM} + \mathcal{O}(\lambda^6).$$
(2.11)

A condição de unitariedade da matriz de CKM leva a uma série de relações entre os elementos da matriz, como a chamada universalidade da interação fraca, obtida das relações que resultam na diagonal da matriz identidade:

$$\sum_{k} |V_{ik}|^2 = 1 \tag{2.12}$$

para quaisquer i = u, c, t. Isso implica que a soma dos acoplamentos de qualquer quark com isospin +1/2 (u, c, t) a todos os quarks de isospin -1/2(d, s, b) é o mesmo, para qualquer geração. Isso é uma conseqüência do fato de que todos os dubletos do SU(2) se acoplam igualmente aos bósons vetoriais da interação fraca.

2.2.1 Triângulos de Unitariedade

Os vínculos de unitariedade remanescentes formam as seguintes relações:

$$\sum_{k} V_{ki} V_{kj}^* = 0, (2.13)$$

para quaisquer *i* e *j* fixos, mas diferentes entre si. Há portanto 6 combinações possíveis de *i* e *j*, cada uma compondo uma soma de 3 números complexos. Estas equações podem ser usadas para a construção de triângulos no plano complexo, formando os chamados triângulos de unitariedade. As formas dos triângulos são variadas, dependendo da relação entre as magnitudes de cada termo. Contudo, a área de cada triângulo ($\approx \lambda^6 A^2 \eta$) está relacionada à fase violadora de CP, e portanto, como há uma fase apenas, todos os triângulos possuem a mesma área.



Figura 2.1: Os dois triângulos de unitariedade da matriz CKM relevantes na física do quark b. Estes triângulos são obtidos através das relações equação 2.14 e equação 2.15 na parametrização de Wolfenstein, com aproximação em λ até a quinta ordem.

Em especial, dois dos triângulos de unitariedade possuem a mesma ordem em λ , quando escritos em função dos parâmetros de Wolfenstein. Tais triângulos envolvem em particular os elementos relacionados às interações do quark-b.

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0, (2.14)$$

$$V_{td}V_{ud}^* + V_{ts}V_{us}^* + V_{tb}V_{ub}^* = 0.$$
(2.15)

Isso implica que os ângulos medidos através destes triângulos (mostrados na figura 2.1) serão naturalmente grandes, e comparáveis entre si, favorável para medidas experimentais. Estes ângulos, definidos por:

$$\alpha = \arg(-\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{ub}^* V_{ud}}),\tag{2.16}$$

$$\beta = \arg\left(-\frac{V_{cb}^* V_{cd}}{V_{tb}^* V_{td}}\right) \quad e \tag{2.17}$$

$$\gamma = \arg\left(-\frac{V_{ub}^* V_{ud}}{-V_{cb}^* V_{cd}}\right),\tag{2.18}$$

podem, em princípio, ser medidos independentemente através de assimetrias de CP ou interferências em decaimentos de mésons-B.

Outros observáveis podem ser correlacionados a esses triângulos, vinculando os parâmetros de violação de CP. De maneira geral, as medidas são combinadas de modo a restringir o espaço de fase possível para o vértice superior do triângulo. As medidas recentes demonstram uma pequena área com a probabilidade de até 68% para o ápice do triangulo. O conjunto das medidas atuais ajustadas segundo os vínculos da matriz de CKM pode ser vista na figura 2.2.



Figura 2.2: Conjunto dos vínculos das diversas medidas dos parâmetros relacionados à matriz de CKM. As regiões sombreadas indicam os contornos do nível de confiança superior a 95% (limite mais externo), ou 68% (no contorno mais interno). Este gráfico foi retirado de [19]

2.3 Formalismo

A fenomenologia da violação de CP é levemente diferente para os decaimentos de K, D, B e B_s , mas que fundamentalmente compartilham o mesmo mecanismo baseado em assimetrias entre razões de decaimento, oscilações e diferenças no tempo de vida.

Seja P um méson pseudo-escalar, representando um caso genérico de K, D, B ou B_s . A violação de CP pode ser observada através do estudo de P de algumas maneiras distintas.

- Através de oscilações de partículas neutras, que finalmente apresentam um determinado desequilíbrio em função do tempo.
- Através de assimetrias em decaimentos específicos, que apresentam taxas de decaimento para P diferentes de P.

2.3.1 Oscilações de mésons neutros

Supondo que o méson em questão seja neutro, ou seja, $P = P^0$, o estado inicial mais geral de uma partícula P^0 é dado por:

$$|\psi(0)\rangle = a(0)|\mathbf{P}^{0}\rangle + b(0)|\overline{\mathbf{P}^{0}}\rangle, \qquad (2.19)$$

que evolui no tempo, podendo adquirir componentes nos possíveis estados finais $\{f_1, f_2, ...\}$ decorrentes de decaimento, isto é,

$$|\psi(t)\rangle = a(t)|\mathbf{P}^{0}\rangle + b(t)|\overline{\mathbf{P}^{0}}\rangle + \sum c_{i}(t)|f_{i}\rangle.$$
(2.20)

Sejam H_F o Hamiltoniano da interação forte e H_f o Hamiltoniano da interação fraca. Supondo que as massas sejam obtidas dos auto-estados de H_F , e que a interação forte preserve CPT e CP, o que significa que:

$$[H_{\rm F}, CPT] = 0 \ e \ [H_{\rm F}, CP] = 0,$$
 (2.21)

a equação de Schrödinger para o estado $\psi(t)$ é dada por

$$|i\partial_t \psi(t)\rangle = (\mathbf{H}_{\mathbf{F}} + \mathbf{H}_{\mathbf{f}})|\psi(t)\rangle, \qquad (2.22)$$

Onde $H = H_F + H_f$ é hermitiano.

Se $H_f \ll H_F$, então a interação fraca pode ser adicionada perturbativamente. Usando a representação de Dirac com a notação

$$|\psi\rangle = e^{i\,\mathbf{H}_{\mathrm{F}}t}|\psi(t)\rangle, e\,\mathbf{H}_{\mathrm{f}}(t) = e^{i\,\mathbf{H}_{\mathrm{F}}t}\,\mathbf{H}_{\mathrm{f}}e^{-i\,\mathbf{H}_{\mathrm{F}}t},\tag{2.23}$$

tem-se

$$i\partial_t |\psi\rangle = H_f |\psi\rangle, \qquad (2.24)$$

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGIA DA VIOLAÇÃO DE CP

tomando a projeção nos possíveis estados de $|\psi(t)\rangle$

$$i\partial_t \langle k | \psi \rangle | k \rangle = \sum_j \langle k | H_f | j \rangle \langle j | \psi \rangle | k \rangle, \qquad (2.25)$$

válido para cada um dos estados $|k\rangle$. Em termos dos estados dados pela equação 2.20,

$$i\partial_t a = a \langle \mathbf{P}^0 | \mathbf{H}_{\mathbf{f}} | \mathbf{P}^0 \rangle + b \langle \mathbf{P}^0 | \mathbf{H}_{\mathbf{f}} | \overline{\mathbf{P}^0} \rangle + \sum c_i e^{i(m - E_{f_i})t} \langle \mathbf{P}^0 | \mathbf{H}_{\mathbf{f}} | f_i \rangle$$
(2.26)

$$i\partial_{t}b = a\langle \overline{\mathbf{P}^{0}} | \mathbf{H}_{f} | \mathbf{P}^{0} \rangle + b\langle \overline{\mathbf{P}^{0}} | \mathbf{H}_{f} | \overline{\mathbf{P}^{0}} \rangle + \sum_{i} c_{i}e^{i(m-E_{f_{i}})t} \langle \overline{\mathbf{P}^{0}} | \mathbf{H}_{f} | f_{i} \rangle$$

$$i\partial_{t}c_{i} = e^{i(m-E_{f_{j}})t}a\langle f_{i} | \mathbf{H}_{f} | \mathbf{P}^{0} \rangle + e^{i(m-E_{f_{j}})t}b\langle f_{i} | \mathbf{H}_{f} | \overline{\mathbf{P}^{0}} \rangle$$

$$(2.27)$$

$$\partial_t c_j = e^{\langle (H - L)_j \rangle^2} a \langle f_j | \mathcal{H}_f | \mathcal{P}^0 \rangle + e^{\langle (H - L)_j \rangle^2} b \langle f_j | \mathcal{H}_f | \mathcal{P}^0 \rangle$$

$$+ \sum c_i e^{i(E_{f_j} - E_{f_i})t} \langle f_j | \mathcal{H}_f | f_i \rangle$$
(2.28)
(2.29)

Desprezar as interações entre os estados finais (aproximação de Wigner-Weisskopf), implica que $\langle f_j | H_f | f_i \rangle = 0$, logo:

$$i\partial_t c_j = e^{i(m-E_{f_j})t} a\langle f_j | \mathcal{H}_{\mathbf{f}} | \mathcal{P}^0 \rangle + e^{i(m-E_{f_j})t} b\langle f_j | \mathcal{H}_{\mathbf{f}} | \overline{\mathcal{P}^0} \rangle,$$
(2.30)

que finalmente resulta em

•

$$c_{j} = \lim_{\epsilon \to +0} \frac{e^{i(m-E_{f_{j}})t}}{m-E_{f_{j}}+i\epsilon} [a\langle f_{j} | \mathbf{H}_{\mathbf{f}} | \mathbf{P}^{0} \rangle + b\langle f_{j} | \mathbf{H}_{\mathbf{f}} | \overline{\mathbf{P}^{0}} \rangle]$$
(2.31)

após a integração por partes. Como é conhecido que o limite

$$\lim_{\epsilon \to +0} \frac{1}{x - i\epsilon} = \mathcal{P} - i\pi\delta(x),$$

onde \mathcal{P} , denota a parte principal, as soluções para c_j possuem limite finito, que será usado mais adiante.

Construindo a matriz $\mathbf{H} = \mathbf{M} - \frac{\mathbf{i}}{2}\Gamma$ de modo que

$$i\partial_t \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \mathbf{H} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix}, \qquad (2.32)$$

permite a resolução do sistema P^{0} - $\overline{P^{0}}$ em termos elementos da matriz M dada por

$$M_{kl} = m\delta_{kl} + \langle k | H_{\rm f} | l \rangle + \sum_{i} \left(\frac{\langle k | H_{\rm f} | f_i \rangle \langle f_i | H_{\rm f} | l \rangle}{m - E_{f_i}} \right)$$
(2.33)

(onde k, l = 1, 2 representam respectivamente os estados $| P^0 \rangle$, $| \overline{P^0} \rangle$), e em termos da matriz Γ dada por

$$\Gamma_{kl} = 2\pi \sum_{i} \left(\langle k | \mathcal{H}_{f} | f_{i} \rangle \langle f_{i} | \mathcal{H}_{f} | l \rangle \delta(m - E_{f_{i}}) \right),$$
(2.34)

lembrando que os somatórios varrem os possíveis estados finais.

Note que, apesar de H_f ser por hipótese Hermitiano, a matriz H não é Hermitiana. No entanto, as matrizes auxiliares M e Γ o são, e portanto:

$$M_{ij} = M_{ij}^*; \Gamma_{ij} = \Gamma_{ij}^*, i \neq j$$

$$M_{ij}, \Gamma_{ij} : \text{reais}, i = j$$
(2.35)

Um breve estudo sobre CPT, CP e T

As transformações das simetrias CP, T, e CPT aplicadas sobre as partículas hipotéticas P^0 e $\overline{P^0}$, resultam nas seguintes relações:

$$CP|P^{0}\rangle = e^{(i\phi)}|\overline{P^{0}}\rangle, \qquad (2.36)$$

$$CP|\overline{P^{0}}\rangle = e^{(i\overline{\phi})}|\overline{P^{0}}\rangle, \qquad (2.37)$$

$$T|P^{0}\rangle = e^{(i\theta)}|\overline{P^{0}}\rangle, \qquad (2.38)$$

$$T|\overline{\mathbf{P}^{0}}\rangle = e^{(i\overline{\theta})}|\overline{\mathbf{P}^{0}}\rangle, \qquad (2.39)$$

$$CPT | P^{0} \rangle = e^{i(\theta + \phi)} | \overline{P^{0}} \rangle e$$
 (2.40)

$$CPT|\overline{\mathbf{P}^{0}}\rangle = e^{i(\overline{\theta} + \overline{\phi})}|\mathbf{P}^{0}\rangle, \qquad (2.41)$$

onde as fases θ e ϕ são arbitrárias. Como

$$CPT^2 | \mathbf{P}^0 \rangle = | \overline{\mathbf{P}^0} \rangle, \tag{2.42}$$

então,

$$(\phi) - (\overline{\phi}) = (\theta) - (\overline{\theta}) = 2\varphi.$$
(2.43)

Ao avaliar as condições das simetrias discretas sobre os elementos de matriz é possível obter as relações decorrentes da conservação ou quebra de cada uma delas. Lembrando que T é uma simetria anti-unitária, se T é conservada por H_f , então

$$[T, H_{\rm f}] = 0, \Rightarrow \tag{2.44}$$

$$\langle \mathbf{P}^{0} | \mathbf{H}_{\mathrm{f}} | \overline{\mathbf{P}^{0}} \rangle = \langle \mathbf{P}^{0} | (T^{-1}T) \mathbf{H}_{\mathrm{f}}(T^{-1}T) | \overline{\mathbf{P}^{0}} \rangle$$
(2.45)

$$= \left\{ \left(\left\langle \operatorname{P}^{0} | T^{-1} \right) \left(T \operatorname{H}_{\mathrm{f}}(T^{-1}) T | \overline{\operatorname{P}^{0}} \right) \right\}^{*}$$
(2.46)

$$= \{ \langle \mathbf{P}^0 | \mathbf{H}_{\mathbf{f}} | \overline{\mathbf{P}^0} \rangle \mathbf{e}^{-i(\theta-\theta)} \}^*$$
(2.47)

$$= \langle \overline{\mathbf{P}^{0}} | \mathbf{H}_{\mathbf{f}}^{\dagger} | \mathbf{P}^{0} \rangle \mathbf{e}^{i(\theta - \theta)}$$
(2.48)

$$= \langle \overline{\mathbf{P}^{0}} | \mathbf{H}_{\mathbf{f}} | \mathbf{P}^{0} \rangle e^{i(2\varphi)}$$
(2.49)

. O que implica que

$$H_{12} = e^{-i(2\varphi)} H_{21} \tag{2.50}$$

se T for conservada. Conseqüentemente, se $H_{12} \neq H_{21}$ implica na violação de CP e de CPT. Similarmente, para CP, obtem-se

$$[CP, H_f] = 0, \Rightarrow \tag{2.51}$$

$$\langle \mathbf{P}^{0} | \mathbf{H}_{\mathrm{f}} | \overline{\mathbf{P}^{0}} \rangle = \langle \mathbf{P}^{0} | (CP^{-1}CP) \mathbf{H}_{\mathrm{f}} (CP^{-1}CP) | \overline{\mathbf{P}^{0}} \rangle$$
(2.52)

$$= \{ \left(\langle \mathbf{P}^0 | CP^{-1} \right) \left(CP \operatorname{H}_{\mathbf{f}}(CP^{-1}) \right) CP | \overline{\mathbf{P}^0} \rangle \}$$
(2.53)

$$= \langle \overline{\mathbf{P}^{0}} | \mathbf{H}_{\mathrm{f}} | \mathbf{P}^{0} \rangle \mathrm{e}^{i(\overline{\phi} - \phi)}$$
(2.54)

$$= \langle \overline{\mathbf{P}^{0}} | \mathbf{H}_{\mathbf{f}} | \mathbf{P}^{0} \rangle \mathbf{e}^{i(2\varphi)}, \qquad (2.55)$$

somado ao fato de que

$$[CP, H_{\rm f}] = 0, \Rightarrow \tag{2.56}$$

$$\langle \mathbf{P}^{0} | \mathbf{H}_{\mathrm{f}} | \mathbf{P}^{0} \rangle = \langle \mathbf{P}^{0} | (CP^{-1}CP) \mathbf{H}_{\mathrm{f}} (CP^{-1}CP) | \mathbf{P}^{0} \rangle$$
(2.57)

$$= \{ \left(\langle \mathbf{P}^0 | CP^{-1} \right) \left(CP \, \mathrm{H}_{\mathrm{f}}(CP^{-1}) \right) CP | \, \mathbf{P}^0 \, \rangle \}$$
(2.58)

$$= \langle \overline{\mathbf{P}^{0}} | \mathbf{H}_{\mathbf{f}} | \overline{\mathbf{P}^{0}} \rangle e^{i(\phi-\phi)}$$
(2.59)

$$= \langle \overline{\mathbf{P}^{0}} | \mathbf{H}_{\mathrm{f}} | \overline{\mathbf{P}^{0}} \rangle, \qquad (2.60)$$

o que implica em

$$H_{12} = e^{-i(2\varphi)} H_{21} e \tag{2.61}$$

$$H_{11} = H_{22}, (2.62)$$

onde a expressão $H_{11} = H_{22}$ pode ser trivialmente obtida também se CPT for conservada.

Concluindo, se $|H_{12}| \neq |H_{21}|$ então CP e T são ambas violadas, e, contanto que $H_{11} = H_{22}$, CPT é conservada.

Soluções

Supondo que CPT seja uma simetria conservada, $H_{11} = H_{22} \equiv H_0 = m + \frac{i}{2}\Gamma$, é simples chegar às soluções:

$$a(t) = C_{+} e^{-i\lambda_{+}t} + C_{-} e^{-i\lambda_{-}t} e$$
 (2.63)

$$b(t) = C_0 (C_+ e^{-i\lambda_+ t} - C_- e^{-i\lambda_- t})$$
(2.64)

onde C_+ e C_- são dados pelas condições iniciais, $\lambda_{\pm} = H_0 \pm \sqrt{H_{21}H_{12}}$ e $C_0^2 = H_{12}^*/H_{12}$.

Note que essa solução apresenta uma oscilação entre os estados $|P^{0}\rangle e |\overline{P^{0}}\rangle$, cuja freqüência é dada pela parte real de λ_{\pm} . Além desse fato, os estados $|P^{0}\rangle e |\overline{P^{0}}\rangle$ não são auto-estados de massa, já que, supondo de maneira mais geral que ambos $\operatorname{Re}(\lambda_{\pm}) \equiv m_{\pm} e \operatorname{Im}(\lambda_{\pm}) \equiv \frac{\Gamma_{\pm}}{2}$ sejam diferentes de zero, um estado de $|P^{0}\rangle$ puro inicialmente é dado em função do tempo por

$$|\mathbf{P}^{0}(t)\rangle = a(t)|\mathbf{P}^{0}\rangle + b(t)|\mathbf{P}^{0}\rangle$$
(2.65)

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{(im_{+} - \frac{\Gamma_{+}}{2})t} (|P^{0}\rangle + C_{0}|\overline{P^{0}}\rangle) + e^{(im_{-} - \frac{\Gamma_{-}}{2})t} (|P^{0}\rangle - C_{0}|\overline{P^{0}}\rangle) \right) \quad (2.66)$$

que além de possuir probabilidade diferente de zero de ser medido como $|\overline{P^0}\rangle$, não possui valor de massa bem definido com a propagação temporal ($\partial_t \langle P^0(t) | \mathbf{H} | P^0(\mathbf{t}) \rangle \neq 0$).

É, portanto, mais interessante, obter as soluções na base que diagonaliza a matriz H. Supondo que os estados $|P_{+}^{0}\rangle \in |P_{-}^{0}\rangle$ sejam os auto estados de H, dados pelas combinações lineares:

$$\mathbf{P}^{0}_{+}\rangle = p_{1}|\mathbf{P}^{0}\rangle + q_{1}|\overline{\mathbf{P}^{0}}\rangle$$
(2.67)

$$|\mathbf{P}_{-}^{0}\rangle = p_{2}|\mathbf{P}_{-}^{0}\rangle - q_{2}|\overline{\mathbf{P}_{-}^{0}}\rangle, \qquad (2.68)$$

onde, p_1, p_2, q_1, q_2 embora sejam inicialmente constantes arbitrárias, possuem também significado físico, como demonstrado a seguir. A conservação de CPT implica que $p_1 = p_2 \equiv p$ e $q_1 =$ $q_2 \equiv q$ e a comparação com a solução anterior permite rapidamente identificar que $C_0 = \frac{q}{p} =$ $\pm \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}$. Note que se $\frac{q}{p} = \pm 1$ os auto-estados de massa tornam-se não só ortogonais, como também auto-estados de CP. Contudo, mesmo para $\frac{q}{p} \neq \pm 1$ os estados $|P^0_+\rangle \in |P^0_-\rangle$ descrevem os auto-vetores para H.. Os estados inicialmente puros de $|P_{+}^{0}\rangle$ e $|P_{-}^{0}\rangle$ se propagam no tempo com as seguintes expressões

$$|\mathbf{P}^{0}_{+}(t)\rangle = \mathrm{e}^{(im_{+}-\frac{\Gamma_{+}}{2})t}(p|\mathbf{P}\rangle + q|\overline{\mathbf{P}^{0}}\rangle) \mathrm{e}$$
(2.69)

$$|\mathbf{P}_{-}^{0}(t)\rangle = \mathrm{e}^{(im_{-}-\frac{r_{-}}{2})t}(p|\mathbf{P}\rangle - q|\overline{\mathbf{P}}^{0}\rangle), \qquad (2.70)$$

cujas massas e larguras são dadas pelos auto-valores:

$$M(\mathbf{P}^{0}_{+}) = \operatorname{Re}(H\mathbf{P}^{0}_{+}) = \operatorname{Re}(H_{0} + \sqrt{H_{21}H_{12}})$$
(2.71)

$$= \operatorname{Re}(M_{11} + \frac{i}{2}\Gamma_{11} + \frac{q}{p}(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}))$$
(2.72)

$$= m + \operatorname{Re}(\frac{q}{p}(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}))$$
 (2.73)

$$\equiv m_+ \tag{2.74}$$

$$\Gamma(\mathbf{P}^{0}_{+}) = 2\mathrm{Im}(H\mathbf{P}^{0}_{+}) = 2\mathrm{Im}(H_{0} + \sqrt{H_{21}H_{12}})$$
(2.75)

$$= 2 \operatorname{Im}(M_{11} + \frac{i}{2}\Gamma_{11} + \frac{q}{p}(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}))$$
 (2.76)

$$= \Gamma + 2 \operatorname{Im}(\frac{q}{p}(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}))$$
 (2.77)

$$\equiv \Gamma_+ \tag{2.78}$$

$$M(P_{-}^{0}) = \operatorname{Re}(HP_{-}^{0}) = m - \operatorname{Re}(\frac{q}{p}(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}))$$

$$\equiv m_{-}$$
(2.79)
(2.80)

$$m_{-}$$
 (2.80)

$$\Gamma(\mathbf{P}^{0}_{-}) = 2\mathrm{Im}(H\mathbf{P}^{0}_{-}) = \Gamma - 2\mathrm{Im}(\frac{q}{p}(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}))$$
(2.81)

$$\equiv \Gamma_{-}, \qquad (2.82)$$

onde cada uma das quantidades se resume àquela previamente definida utilizando λ_{\pm} .

=

A resolução de qual dos auto-estados é o mais leve e qual é o mais pesado depende de q e p eda sua fase, embora a diferença das massas seja bem definida, dada por:

$$\Delta m = -2 \operatorname{Re}\left[\frac{q}{p} (M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12}]\right), \qquad (2.83)$$

e para $|p| = |q| = \frac{1}{\sqrt{2}}, \Delta m = 2M_{12}$. Assim como a diferença entre as larguras:

$$\Delta \Gamma = 4 \operatorname{Im}[\frac{q}{p}(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})], \qquad (2.84)$$

novamente se reduzindo à expressão para $\Delta \Gamma = \frac{i}{2} \Gamma_{12}$]

As Fases para Δm e $\Delta \Gamma$

A conservação de CP implica que diferença de fase entre H_{12} e H_{21} seja igual a 2φ conforme demonstrado na equação 2.55. Isso implica que a diferença das fases entre M_{12} e M_{21} e entre Γ_{12} e Γ_{21} deve ser a mesma, exceto se CP não for conservada. A condição de hermiticidade implica que $M_{12} = M_{21}^*$, logo

$$M_{12} = m_{12} \mathrm{e}^{in\pi} \mathrm{e}^{i\varphi} \mathrm{e}^{i\theta} = M_{21}^*, \qquad (2.85)$$

$$\Gamma_{12} = g_{12} \mathrm{e}^{il\pi} \mathrm{e}^{i\varphi} \mathrm{e}^{i\theta'} = \Gamma_{12}^*, \qquad (2.86)$$

$$\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} = r e^{i(\theta - \theta')} e^{i\pi(n-l)} = \frac{\Gamma_{12}^*}{M_{12}^*}.$$
(2.87)

onde n, l são inteiros e definem a diferença de fase que conserva CP. As fases $\theta \in \theta'$ tornam explícita a diferença de fase que viola de CP.

A paridade de n define qual dos auto-estados de massa possui a maior massa e a de l define qual deles decai mais rapidamente. Apenas quatro combinações dos valores de n e l são fisicamente relevantes, sendo obtidos experimentalmente a partir do comportamento dos mésons auto-estados de massa.

A fase adicional, que demonstra violação de CP, pode ser observada experimentalmente através de processos de interferência ou da observação das taxas de decaimento em função do tempo.

Evolução Temporal

Os mésons, inicialmente criados num estado puro de P^0 ou $\overline{P^0}$, evoluem no tempo conforme a equação 2.66, resolvendo a equação de Schrödinger para a partícula livre é simples de se chegar a

$$|\mathbf{P}^{0}(t)\rangle = g_{+}(t)|\mathbf{P}^{0}\rangle + \frac{q}{p}g_{-}(t)|\overline{\mathbf{P}^{0}}\rangle$$
(2.88)

$$|\overline{\mathbf{P}^{0}}(t)\rangle = g_{+}(t)|\overline{\mathbf{P}^{0}}\rangle + \frac{p}{q}g_{-}(t)|\mathbf{P}^{0}\rangle, \qquad (2.89)$$

onde $g_{\pm} \equiv \frac{1}{2} e^{-iM_{-}t} e^{-\frac{1}{2}\Gamma_{-}t} \left[1 \pm e^{-i\Delta Mt} e^{\frac{1}{2}\Gamma t} \right]$, e a convenção adotada para ΔM é de $M_{+} - M_{-}$ (que também será usada de agora em diante). Na sua forma mais compacta, $g_{\pm} = \frac{1}{2} e^{-i\lambda_{+}t} \pm e^{-i\lambda_{-}t}$.

Usando a notação de que a amplitude de um decaimento de P^0 num determinado estado final f é escrita por A(f) e opostamente para $\overline{P^0}$, $\overline{A}(f)$, lembrando que essas amplitudes descrevem decaimentos fracos, contendo uma troca de sabor, temos:

$$A(f) \equiv \langle f | \mathbf{H}_{\mathbf{f}} | \mathbf{P}^0 \rangle. \tag{2.90}$$

As razões de ramificação observadas para um determinado estado final são dadas por

$$\Gamma(\mathbf{P}^0 \to f)(t) = N_f |\langle f | \mathbf{H}_f | \mathbf{P}^0(t) \rangle|^2$$
(2.91)

$$= N_f |g_+(t)\langle f | \mathcal{H}_f | \mathcal{P}^0 \rangle + \frac{q}{p} g_-(t)\langle f | \mathcal{H}_f | \overline{\mathcal{P}^0} \rangle|^2$$
(2.92)

$$= N_f(g_+(t)A(f) + \frac{q}{p}g_-(t)\overline{A}(f))(g_+(t)A(f) + \frac{q}{p}g_-(t)\overline{A}(f))^* \quad (2.93)$$

$$= N_f e^{-\Gamma t} \left\{ \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2}t\right) \left(|A(f)|^2 + |\frac{q}{p}\overline{A}(f)|^2\right) \right\}$$
(2.94)

+
$$sen(\Delta mt)(|A(f)|^2 - |\frac{q}{p}\overline{A}(f)|^2)$$
 (2.95)

+
$$2senh(\frac{\Delta\Gamma}{2}t)\operatorname{Re}(\frac{q}{p}A^*(f)\overline{A}(f))$$
 (2.96)

$$- 2sen(\Delta mt) \operatorname{Im}(\frac{q}{p} A^{*}(f)\overline{A}(f)) \}$$
(2.97)

$$\Gamma(\overline{\mathbf{P}^{0}} \to f)(t) = N_{f} |\langle f | \mathbf{H}_{f} | \overline{\mathbf{P}^{0}}(t) \rangle|^{2}$$

$$= N_{f} |g_{+}(t) \langle f | \mathbf{H}_{f} | \overline{\mathbf{P}^{0}} \rangle + \frac{p}{q} g_{-}(t) \langle f | \mathbf{H}_{f} | \mathbf{P}^{0} \rangle|^{2}$$
(2.98)

$$= N_f(g_+(t)\overline{A}(f) + \frac{p}{q}g_-(t)A(f))(g_+(t)\overline{A}(f) + \frac{p}{q}g_-(t)A(f))^* \quad (2.99)$$

$$= N_f e^{-\Gamma t} \{ \cosh(\frac{\Delta \Gamma}{2} t) (|\overline{A}(f)|^2 + |\frac{p}{q} A(f)|^2)$$
 (2.100)

+
$$sen(\Delta mt)(|\overline{A}(f)|^2 - |\frac{p}{q}A(f)|^2)$$
 (2.101)

+
$$2senh(\frac{\Delta\Gamma}{2}t)\operatorname{Re}(\frac{p}{q}A(f)\overline{A}^{*}(f))$$
 (2.102)

$$- 2sen(\Delta mt) \operatorname{Im}(\frac{p}{q}A(f)\overline{A}^{*}(f))\}, \qquad (2.103)$$

Onde N_f é um fator geral de normalização independente do tempo.

Analogamente, é possível obter as razões de ramificação em função do tempo para o estado final conjugado de CP. Seguindo a notação adotada, o resultado é o mesmo, trocando-se f por \overline{f} . Estas equações são a base para a observação da violação de CP em função do tempo, visto que de modo geral os experimentos têm acesso apenas ao estado final f ou \overline{f} . A seguir são apresentadas as diferentes classificações dos efeitos da violação de CP observados no decaimento de mésons.

Classificação dos Efeitos da Violação de CP

Há basicamente três maneiras distintas para se observar a violação de CP. Como a violação de CP é representada por uma fase na matriz de CKM, todas elas envolvem algum tipo de interferência entre processos de decaimentos fracos. A primeira maneira de se observar a violação de CP é direta, ou seja se:

$$|\langle f | \mathcal{H}_{\mathrm{f}} | \mathcal{P}^{0} \rangle| \neq |\langle f | CP^{-1} \mathcal{H}_{\mathrm{f}} CP | \mathcal{P}^{0} \rangle|.$$
(2.104)

que pode também ser entendida como:

$$\overline{A}(\overline{f})| \neq |A(f)|, \tag{2.105}$$

então CP é violada. Isso fica mais evidente nos decaimentos de mésons carregados, já que os efeitos de oscilações não estão presentes. Desse modo:

$$\mathcal{A}(f_{\pm}) \equiv \frac{\Gamma(P^- \to f^-) - \Gamma(P^+ \to f^+)}{\Gamma(P^- \to f^-) + \Gamma(P^+ \to f^+)} = \frac{|\overline{A}(f^-)/A(f^+)|^2 - 1}{|\overline{A}(f^-)/A(f^+)|^2 + 1},$$
(2.106)

onde $|\mathcal{A}(f_{\pm})|$ é denominada assimetria de CP, e se $|\mathcal{A}(f_{\pm})| \neq 1$, implica em violação de CP.

A segunda maneira é a chamada violação de CP na mistura, quando $|\frac{q}{p}| \neq 1$. A maneira mais limpa de se observar esse efeito é através dos decaimentos semi-leptônicos por corrente carregada, proibidos na primeira ordem de G_F . Supondo inicialmente que $A_{l+X} = \overline{A}_{l-X}$, e que as larguras totais $\Gamma(\mathbb{P}^0 \to l^-X)$ e $\Gamma(\overline{\mathbb{P}^0} \to l^+X)$ sejam aproximadamente nulas, A seguinte expressão é obtida considerando a assimetria observada nos decaimentos de sinal trocado $\mathbb{P}^0 \to l^-X$ e $\overline{\mathbb{P}^0} \to$ l^+X :

$$\mathcal{A}_{SL} \equiv \frac{\Gamma(t)[\overline{\mathbf{P}^0} \to l^+ X] - \Gamma(t)[\mathbf{P}^0 \to l^- X]}{\Gamma(t)[\mathbf{P}^0 \to l^- X] + \Gamma(t)[\overline{\mathbf{P}^0} \to l^+ X]} = \frac{1 - |\frac{q}{p}|^4}{1 + |\frac{q}{p}|^4}.$$
(2.107)

 A_{SL} é sensível à violação de CP na oscilação e, apesar de ser uma assimetria medida em função de t, o resultado final é independente do tempo.

A terceira maneira é através da interferência entre as amplitudes de decaimento com estados finais comuns a P⁰ e $\overline{P^0}$. A interferência surge entre os processos com decaimento direto de P⁰ $\rightarrow f$ e processos com oscilação de P⁰ para $\overline{P^0}$ de maneira que P⁰ $\rightarrow \overline{P^0} \rightarrow f$. Em especial, todos os estados finais auto-estados de CP se encaixam nessa categoria. A assimetria entre o decaimento de P⁰ $\rightarrow f_{CP}$ e $\overline{P^0} \rightarrow f_{CP}$ dada por

$$\mathcal{A}_{CP} \equiv \frac{\Gamma(t)[\overline{\mathbf{P}^0} \to f_{CP})] - \Gamma(t)[\mathbf{P}^0 \to f_{CP}]}{\Gamma(t)[\mathbf{P}^0 \to f_{CP})] + \Gamma(t)[\overline{\mathbf{P}^0} \to f_{CP}]}.$$
(2.108)

Uma série de processos satisfaz esse modelo para a observação da violação de CP. Em casos específicos, como o do méson B⁰, no qual as aproximações de $|\frac{q}{p}| = 1$ e $\Delta\Gamma = 0$ são razoavelmente aceitáveis, a assimetria de CP da equação 2.108 se torna bastante simplificada, e visivelmente sensível a fase que viola CP:

$$\mathcal{A}_{CP}(\mathbf{B}^0) = S_f sen(\Delta m t) - C_f cos(\Delta m t).$$
(2.109)

com:

$$S_f = \frac{2\text{Im}(R_f)}{1 - |R_f|^2}, C_f = \frac{1 - |R_f|^2}{1 - |R_f|^2} e R_f \equiv e^{-i\phi_{CP}} \frac{\overline{A}_f}{A_f},$$
(2.110)

Onde ϕ_{CP} se refere à fase discutida na seção seção 2.3.1. A conexão desse modelo com os parâmetros do Modelo Padrão seguem a seguir.



Figura 2.3: Diagramas de caixa que descrevem as oscilações $B^0-\overline{B}^0$.

2.4 Conexão com o Modelo Padrão

Enquanto os elementos da matriz de CKM aparecem diretamente nas amplitudes de decaimento dos quarks pela corrente carregada, aparentemente não há ligação entre as oscilações dos mésons neutros e a violação de CP. Contudo, experimentalmente, o decaimento $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, demonstra a violação de CP classificada no terceiro tipo, presente nas oscilações de $K^0 \rightarrow \overline{K^0}$.

As oscilações podem ser descritas perturbativamente perturbativamente como transições com dupla troca de sabor, que são representadas pelos diagramas de caixa, onde dois bósons vetoriais se encarregam pela troca de sabor (figura 2.3). Em particular, os quarks da componente oposta do dubleto de isospin participam do diagrama da oscilação, isto é, em um méson dado pela combinação de sd, bd ou bs, os quarks u, c e t, participam dentro do *loop* de caixa. Há ainda contribuições

Nesse ponto um tratamento geral para os mésons neutros se torna pouco prático, devido às diferentes aproximações válidas em cada caso. Como o sistema $K^0 - \overline{K^0}$ é bem descrito ([9]) e com bom acordo com as observações experimentais ([10]), ele não será discutido nessa tese. O sistema $D^0 - \overline{D}^0$ possui primeiras evidências de oscilações e será discutido mais adiante. O sistema $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ possui características peculiares e é bem descrito em [11]. Contudo, o foco central será dado às oscilações de $B^0 - \overline{B}^0$.

A observação das fases e e magnitudes dos elementos da matriz de CKM estão ligados aos decaimentos específicos dos mésons. Assim como o ângulo de Cabibbo é medido através dos decaimentos de káons, ou seja, de transições do tipo $s \rightarrow u$, que contém o elemento V_{us} , cada processo em específico trará informação ligada ao elemento participante, presentes no Lagrangeano da equação 2.4.

Devido às diferentes magnitudes associadas aos diferentes elementos da matiz de CKM e às diferentes massas dos quarks presentes nos *loops*, algumas aproximações são razoavelmente

aceitáveis. Na oscilação de mésons B, os termos ligados ao quark u são desprezíveis, permitindo a consideração dos termos ligados ao quark t como uma boa aproximação, e dos termos ligados ao quark c como correções adicionais.

Computando o termo não diagonal da matriz do Hamiltoniano efetivo, ligado às diferenças de massa e de largura dos auto-estados de massa, considerando a troca dupla de sabor presente no diagrama da figura 2.3, tem-se

$$\langle \mathbf{B}^0 | H_{\Delta F=2}^{\text{caixa}^{\dagger}} | \overline{\mathbf{B}}^0 \rangle = M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12}, \qquad (2.111)$$

onde ΔF se refere à transição com dupla troca de sabor. Sabendo que Γ_{12} , calculado da equação 2.84 vale

$$\Gamma_{12} = 2\pi \sum_{i} \left(\langle \mathbf{B}^0 | \mathbf{H}_{\mathbf{f}} | f_i \rangle \langle f_i | \mathbf{H}_{\mathbf{f}} | \overline{\mathbf{B}}^0 \rangle \delta(m - E_{f_i}) \right) \propto m_B^2,$$
(2.112)

onde os quarks $u \in c$ são mais expressivos (veja em [9] para maiores detalhes), e da equação equação 2.83,

$$M_{12} = \langle \mathbf{B}^0 | \mathbf{H}_{\mathbf{f}} | \overline{\mathbf{B}}^0 \rangle + \sum_{i} \left(\frac{\langle k | \mathbf{H}_{\mathbf{f}} | f_i \rangle \langle f_i | \mathbf{H}_{\mathbf{f}} | l \rangle}{m - E_{f_i}} \right) \propto m_t^2, \tag{2.113}$$

onde o quark t é o mais importante, a aproximação de que $\Gamma_{12} \ll M_{12}$ é válida e permite afirmar que

$$M_{12} \propto (V_{tb} V_{td}^*)^2,$$
 (2.114)

e logo,

$$\frac{q}{p} \approx \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*}.$$
(2.115)

O fato de $\frac{q}{p}$ ser proporcional a $\frac{V_{tb}^*V_{td}}{V_{tb}V_{td}^*}$ significa que a fase dessa combinação de parâmetros é acessível em fenômenos de interferência entre B⁰ e \overline{B}^0 , juntamente com as oscilações. A medição das taxas de decaimento em função do tempo permite a observação dessa fase na assimetria de CP, isto é:

$$\mathcal{A}_{CP} = \frac{\Gamma(t)[\overline{B}^0 \to f_{CP})] - \Gamma(t)[B^0 \to f_{CP}]}{\Gamma(t)[B^0 \to f_{CP}]] + \Gamma(t)[\overline{B}^0 \to f_{CP}]}.$$
(2.116)

$$= \frac{2\mathrm{Im}(\frac{q}{p}R_{CP})}{1+|\frac{q}{p}R_{CP}|^2}sen(\Delta mt) - \frac{1-|\frac{q}{p}R_{CP}|^2}{1+|\frac{q}{p}R_{CP}|^2}cos(\Delta mt),$$
(2.117)

onde R_{CP} é definida como $R_{CP} \equiv \frac{q}{p} \overline{A_{f_{CP}}}_{A_{f_{CP}}}$, sendo que é implicitamente suposto que $|\overline{A_{f_{CP}}}| = |A_{f_{CP}}|$. No modelo padrão, a fase de R_{CP} é igual a $2\beta + \delta_f$, onde β é um dos ângulos do triangulo de unitariedade do B⁰, e δ_f é uma possível fase adicional ligada ao decaimento do B⁰ no estado final em questão. Alguns decaimentos em auto-estados de CP são descritos com bastante sucesso pela assimetria da equação 2.117, um exemplo é o canal B⁰ $\rightarrow J/\psi K_S^0$, que permite a medida do $sen2\beta$.

De maneira semelhante, oscilações de B_s^0 podem ser usadas para medir a fase χ_s (a fase obtida dos diagramas de caixa que geram as osciliações dos mésons- B_s^0) e em alguns casos $\chi_s + \gamma$. Contudo, medidas envolvendo oscilações são em geral mais difíceis especialmente por dependerem da identificação do outro méson-B criado na colisão (chamada de *tagging*). Além disso, as medidas de γ possuem um fator de supressão mais elevado, devido ao fator de CKM envolvido nas transições necessárias para sua medida, o V_{ub} , que em módulo é proporcional a λ^3 , cuja média das medidas aponta para o valor de $(4.31 \pm 0.30)10^{-3}$ segundo a [12]. Esses dois fatores resultam na ausência de resultados para medidas de γ usando mésons- B_s^0

2.5 O Sistema $D^0 - \overline{D}^0$

Embora evidências experimentais da oscilação de D^0 para \overline{D}^0 tenham sido observadas ([13]), nenhum indício de violação de CP foi observado nesse sistema, o que é consistente com as previsões do modelo padrão. Por esse motivo, estudos da violação de CP no sistema de mésons-D tem papel importante na busca de física além do modelo padrão, porém este tópico não será abordado aqui (uma boa abordagem é feita em [14]).

Aplicando o resultado da equação 2.103 para o sistema de mésons-D e levando em consideração as observações experimentais de que $\frac{\Delta m}{\Gamma} = 0.0084 \pm 0.0033 \ll 1$ e $\frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma} = 0.0069 \pm 0.0021 \ll 1$ [12], a evolução temporal do decaimento de um méson-D no estado final dado por 2 hádrons (káons, ou píons) é aproximado pela expansão em termos de $\frac{\Delta m}{\Gamma}$ e $\frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}$:

$$\Gamma(\mathbf{D}^0 \to h^+ h^-) = \mathrm{e}^{-\Gamma t} |A_{hh}|^2 [1 - |\frac{q}{p}|\Gamma t(\frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma}\cos(\phi_D) - \frac{\Delta m}{\Gamma}\sin(\phi_D))] \qquad (2.118)$$

$$\Gamma(\overline{D}^{0} \to h^{+}h^{-}) = e^{-\Gamma t} |A_{hh}|^{2} [1 - |\frac{p}{q}|\Gamma t(\frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma}cos(\phi_{D}) + \frac{\Delta m}{\Gamma}sen(\phi_{D}))]$$
(2.119)

onde ϕ_D é definido como a fase de $\frac{q}{p}$. No limite em que CP é conservada, $\phi_D = 0$, os auto-estados de massa D^0_{\pm} são também os auto-estados de CP, sendo que o auto-estado ímpar, D^0_{-} tem seu decaimento em dois hádrons iguais proibido, já que o estado final é auto-estado par de CP. Para os desenvolvimentos subseqüentes supõe-se que os valores de $\frac{\Delta m}{\Gamma}$ e de $\frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma}$ são pequenos o suficiente para serem desprezados.

2.5.1 Interferência nos decaimentos

A observação do decaimento de ambos D^0 e \overline{D}^0 em um mesmo estado final,

$$\mathbf{D}^0 \to f \leftarrow \overline{\mathbf{D}}^0$$

ainda que com diferentes probabilidades, proíbe a identificação totalmente unívoca da partícula mãe. Logo, a melhor descrição para o estado inicial reconstruído por um dado estado final, f, é

dado pela combinação linear

$$\alpha | \mathbf{D}^0 \rangle + \beta | \overline{\mathbf{D}}^0 \rangle, \tag{2.120}$$

com α e β como constantes a serem determinadas. A combinação exata da mistura pode ser diferente devido à supressão ou favorecimento dado pelo diagrama do processo específico do decaimento.

Uma identificação específica do sabor do méson-D poderia ser realizada através da observação de $D^{*-} \rightarrow D^0 \pi^-$ que produz exclusivamente D^0 em seu estado final. Contudo, na ausência de tal identificação, a reconstrução de um estado final comum a D^0 e \overline{D}^0 será dada pela soma coerente das amplitudes dos dois mésons, nesse caso:

$$A(D_M(f)) = \alpha A(\mathbb{D}^0 \to f) + \beta A(\overline{\mathbb{D}}^0 \to f), \qquad (2.121)$$

onde $A(D_M(f))$ se refere à amplitude do estado final f observado através do estado intermediário de D^0 ou \overline{D}^0 . Como, de maneira geral, as amplitudes são dadas por números complexos, é possível inferir sobre a diferença de fase entre os dois processos através da observação das taxas de decaimento:

$$\Gamma(D_M(f)) = \Gamma(\mathbb{D}^0 \to f) + \Gamma(\overline{\mathbb{D}}^0 \to f) + 2\sqrt{\Gamma(\mathbb{D}^0 \to f)\Gamma(\overline{\mathbb{D}}^0 \to f)cos(\varphi)}, \qquad (2.122)$$

onde φ torna explícita a diferença de fase entre os processos $D^0 \to f \in \overline{D}^0 \to f$.

O resultado da equação 2.122 sugere que a diferença de fase pode ser observada, desde que a observação das taxas de decaimento dos processos $D^0_M \to f$, $\overline{D}^0 \to f$, $\overline{D}^0 \to f$, sejam independentemente mensuráveis, e que as constantes $\alpha \in \beta$ sejam também conhecidas ou fornecidas pelo modelo.

Esse fenômeno de interferência produzido pelos mésons-D pode ser utilizado para a observação de fases presentes no decaimento de mésons-B. Considerando primeiramente o caso em que o D^0 é observado em seu estado final dado por dois hádrons carregados ($h^+h^- = K^+K^-, \pi^+\pi^-$), ou seja no seu auto-estado par de CP, o estado de mistura $D^0_M = D_{CP}$ é dado pela combinação:

$$|\mathbf{D}_{\rm CP}\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}[|\mathbf{D}^0\rangle + |\overline{\mathbf{D}}^0\rangle], \qquad (2.123)$$

onde a fase relativa é desprezada, supondo a conservação de CP. A amplitude do decaimento de um méson B^0 em um estado final contendo o D_{CP} será dada por

$$A(B^{0} \to D_{CP}X) \equiv \langle D_{CP}X | H_{f} | B^{0} \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [\langle D^{0}X | H_{f} | B^{0} \rangle + \langle \overline{D}^{0}X | H_{f} | B^{0} \rangle] (2.124)$$
$$= \frac{1}{\sqrt{2}} [A(B^{0} \to D^{0}X) + A(B^{0} \to \overline{D}^{0}X)] (2.125)$$

onde X representa qualquer partícula no estado final. Uma expressão correspondente pode ser obtida para o auto-estado de CP ímpar, simplesmente trocando o sinal da combinação de $D^0\overline{D}^0$. A

fase relativa entre as amplitudes $A(B^0 \to D^0 X)$ e $A(B^0 \to \overline{D}^0 X)$ é acessível através das razões de ramificação de maneira análoga à equação 2.122 e da mesma maneira, é necessário que as 3 razões de ramificação sejam medidas independentemente.

Em primeira aproximação, o decaimento $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, fornece a identificação do sabor do D^0 , desprezando a contaminação pelo decaimento duplamente suprimido por Cabibbo, $\overline{D}^0 \rightarrow K^-\pi^+$, que ocorre em cerca de apenas 0.36% das combinações de $K^-\pi^+$. Dessa maneira é possível extrair a fase relativa, a menos de uma ambiguidade discreta, dada pela função coseno, ou seja:

$$\varphi_{\mathbf{B}^{0}\to(\mathbf{D}^{0},\overline{\mathbf{D}}^{0})} = \cos^{-1} \left[\frac{\sqrt{2}\Gamma((\mathbf{B}^{0}\to\mathbf{D}_{\mathbf{CP}}X)) - \Gamma(\mathbf{B}^{0}\to\mathbf{D}^{0}X) - \Gamma(\mathbf{B}^{0}\to\overline{\mathbf{D}}^{0}X)}{2\sqrt{\Gamma(\mathbf{B}^{0}\to\mathbf{D}^{0}X)\Gamma(\mathbf{B}^{0}\to\overline{\mathbf{D}}^{0}X)}} \right], \quad (2.126)$$

onde se supõe também que o sabor do B^0 é identificado. A fase relativa entre essas amplitudes é em geral composta pela componente fraca, proveniente da matriz de CKM e de interações entre as partículas de estado final compostas principalmente pela interação forte. Na próxima seção são discutidos os aspectos práticos da extração das fases, fraca e forte, principalmente no decaimento específico $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$.

2.6 Modelo teórico para extrair γ através do canal ${ m B}^0 ightarrow { m D}^0 { m K}^{*0}$

Na seção anterior foi apresentado um método geral para a extração de uma diferença de fase através da interferência entre duas amplitudes de decaimento. A diferença de fase envolvida no decaimento de partículas através da interação fraca é em geral composta por uma parte fraca e uma parte forte.

Em particular para o estudo apresentado nesta tese, o interesse na fase fraca γ , envolvida nas transições do quark-b para o quark-u ($\gamma = arg(V_{ub}^*)$), é destacado. Para a observação de γ são necessárias, pelo menos, duas condições:

- Um processo de decaimento contendo a transição $b \rightarrow u$.
- A interferência dessa amplitude de decaimento com uma outra amplitude de fase diferente.

Ambas as condições são satisfeitas pelos decaimentos $B^0 \to D^0 K^{*0} e B^0 \to \overline{D}{}^0 K^{*0}$. Como é possível ver nos diagramas de Feynman da figura 2.4, o decaimento $B^0 \to D^0 K^{*0}$ contém a transição $b \to u$, que irá interferir com a amplitude de transição do decaimento $B^0 \to \overline{D}{}^0 K^{*0}$ através de qualquer estado final comum ao D^0 e ao $\overline{D}{}^0$. Vários estados finais conhecidos podem ser utilizados, por exemplo:

$$D^{0} \to K^{+}\pi^{-}, K^{-}\pi^{+}, K^{+}K^{-}, \pi^{+}\pi^{-}, K^{0}_{S}\pi^{+}\pi^{-}, K^{0}_{S}K^{+}K^{-}, K^{+}\pi^{-}\pi^{+}\pi^{-} \leftarrow \overline{D}^{0}.$$
(2.127)



Figura 2.4: Diagramas que interferem no decaimento $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ e permitem a extração de γ . Na esquerda encontra-se o diagrama para o decaimento $B^0 \rightarrow \overline{D}^0 K^{*0}$ e, na direita, o diagrama para $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$.

Uma importância maior é dada aos estados finais mais simples para a reconstrução pelo detector, compostos por pares de hádrons carregados, ou seja, $K^+\pi^-$, $K^-\pi^+$, K^+K^- , $\pi^+\pi^-$.

Uma das vantagens da utilização do canal $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ é a identificação automática do sabor do B^0 , dispensando medidas dependentes do tempo ou a identificação do sabor do outro méson-B produzido na colisão inicial. A identificação do B^0 é realizada pelo sabor do K^{*0} , que, por ser uma ressonância, decai imediatamente e tem sua identificação dada diretamente pelo quark espectador, o d, que não muda durante todo o decaimento.

A segunda vantagem desse canal, em comparação com o canal análogo carregado, $B^+ \rightarrow D^0 K^+$, é a razão entre a amplitude de decaimento suprimida e a amplitude favorecida. Como será útil mais adiante, cabe definir o fator r_B como

$$\mathbf{r}_{\rm B} \equiv \frac{|A(\mathbf{B}^0 \to \mathbf{D}^0 \, \mathbf{K}^{*0})|}{|A(\mathbf{B}^0 \to \overline{\mathbf{D}}^0 \mathbf{K}^{*0}|} \approx 0.4, \tag{2.128}$$

onde o valor estimado de 0.4 é discutido na seção 5.5.1. Para o caso carregado esse fator é definido da mesma maneira, apenas com a troca de B^0 por B^+ e K^{*0} por K^+ , como pode ser visto no diagrama de Feynman da figura 2.5. Porém, para o modo carregado o fator r_B é aproximadamente 0.07, segundo as medidas mais recentes ([15]). Como será demonstrado, o fator r_B é diretamente proporcional à sensibilidade para a medição do coseno da fase, já que ele aparece multiplicado pelo fator de interferência. Ou seja, mesmo que o número total de eventos seja menor para o caso neutro, devido à supressão por cor em ambos os diagramas, a sensibilidade para fenômenos de interferência é amplificada.

Além do método usando os auto-estados de CP, a abordagem descrita a seguir leva em consideração a interferência gerada pelos decaimentos de sinal trocado ($D^0 \rightarrow K^-\pi^+$), duplamente suprimidos pelo fator de Cabibbo.



Figura 2.5: Diagramas de Feynman para os processos que interferem no modo carregado. Da esquerda para a direita encontram-se respectivamente os diagramas para $B^+ \rightarrow \overline{D}{}^0K^+e$ para $B^+ \rightarrow D^0K^+$. Como o diagrama do decaimento $B^+ \rightarrow \overline{D}{}^0K^+$ é favorecido por uma liberdade de cor para o K^+ , que não acontece para $B^+ \rightarrow D^0K^+$, logo, a razão r_B entre a magnitude das amplitudes desses dois processos se torna menor que para os processos $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$.

2.6.1 O método de Gronau, London e Wyler, GLW

Sejam A_1 e A_2 os respectivos módulos das amplitudes de decaimento de $B^0 \rightarrow \overline{D}^0 K^{*0}$ e $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$. É possível descrever as amplitudes na forma:

$$A(\mathbf{B}^0 \to \overline{\mathbf{D}}^0 \mathbf{K}^{*0}) = V_{cb}^* V_{us} e^{i\delta_1} |\mathcal{A}_1| = e^{i\delta_1} A_1$$
(2.129)

$$A(B^0 \to D^0 K^{*0}) = V_{ub}^* V_{cs} e^{i\delta_2} |\mathcal{A}_2| = e^{i\delta_2} e^{i\gamma} A_2,$$
 (2.130)

onde δ_1 e δ_2 denotam as fases fortes explicitamente. Considerando primeiramente o caso em que o estado final do D⁰ é dado pelo auto-estado par de CP, em uma combinação de hádrons iguais carregados (K⁺K⁻ ou $\pi^+\pi^-$), obtem-se a terceira amplitude de decaimento

$$A(B^0 \to D_{CP}K^{*0}) \equiv A_3 \propto \frac{1}{\sqrt{2}} [A(B^0 \to \overline{D}{}^0K^{*0}) + A(B^0 \to D^0K^{*0})]$$
 (2.131)

$$\propto \quad \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1 + A_2 e^{i\delta_B} e^{i\gamma}), \tag{2.132}$$

com $\delta_B = \delta_2 - \delta_1$, e D_{CP} denota o auto-estado par do D⁰. A razão de ramificação desse decaimento é dada por

$$\Gamma_3 \propto \Gamma_1 + \Gamma_2 + 2\sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2} \cos(\delta_{\rm B} + \gamma).$$
 (2.133)

onde Γ_1 e Γ_2 se referem às razões de ramificação de A_1 e A_2 , respectivamente. Aplicando a conjugação de CP à equação 2.132, a fase γ tem seu sinal trocado, já que os elementos da matriz de CKM associados ao decaimento são conjugados. A fase forte, δ_B , porém, não se altera, refletindo a invariância da interação forte pela transformação de CP. Dessa maneira a equação que relaciona



Figura 2.6: Triângulos construídos através das relações entre as amplitudes dos processos $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$.

o $\overline{\mathrm{B}}{}^{0}$ é obtida como:

$$A(\overline{B}^{0} \to D_{CP}\overline{K}^{*0}) \equiv A_{4} = \frac{1}{\sqrt{2}} [A(\overline{B}^{0} \to D^{0}\overline{K}^{*0}) + A(\overline{B}^{0} \to \overline{D}^{0}\overline{K}^{*0})]$$
$$= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_{1} + A_{2}e^{i\delta_{B}}e^{-i\gamma}), \qquad (2.134)$$

onde por suposição, as magnitudes de $A(\overline{B}^0 \to D^0 \overline{K}^{*0})$ e $A(\overline{B}^0 \to \overline{D}^0 \overline{K}^{*0})$ são iguais as de $A(B^0 \to \overline{D}^0 K^{*0})$ e $A(B^0 \to D^0 K^{*0})$, representando a conservação de CP nos decaimentos do D^0 . A quarta razão de ramificação é então dada por:

$$\Gamma_4 \propto \Gamma_1 + \Gamma_2 + 2\sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2} \cos{(\delta_{\rm B} - \gamma)}.$$
 (2.135)

As duas equações, equação 2.133 e equação 2.135, permitem o acesso à fase γ experimentalmente através das razões de ramificação. Esse método é também conhecido como o método de Gronau, London e Wyler (GLW), para a determinação da fase γ , inicialmente proposto para o caso carregado ([16]). A proposta de utilizar o método de GLW no decaimento de mésons neutros pode ser encontrada em [17].

Pictoricamente, a soma das amplitudes pode ser interpretada através de triângulos no plano complexo. Os triângulos ajudam a entender como as fases são tiradas dos dados, já que os seus lados são proporcionais aos módulos das amplitudes e as fases podem ser retiradas diretamente através de relações trigonométricas. Na figura 2.6 é mostrado um desenho dos triângulos, com as ligações dos lados e os ângulos às amplitudes correspondentes.

O método de GLW por si permite a extração de γ com precisão promissora, através apenas da medição de 4 razões de decaimento. Além disso, é possível extrair $\delta_{\rm B}$ separadamente de γ , exceto nos casos em que $\delta_{\rm B} = \pm \gamma$. Nestes casos as equações necessárias para a extração colapsam em apenas uma, e perde-se assim um grau de liberdade e tornando impossível a medida de $\gamma \ {\bf e} \ \delta_{\rm B}$. Dessa mesma maneira, quando $\delta_{\rm B} \approx \pm \gamma$, as incertezas na determinação de quaisquer das fases se torna naturalmente grande, sendo infinita quando a condição anterior é atingida.

Naturalmente a condição necessária para que este método forneça resultados totalmente confiáveis é a identificação dos mésons-D em seus estados de D^0 ou \overline{D}^0 . Mas, como já foi mencionado, decaimentos suprimidos com o mesmo estado final adicionam uma componente de \overline{D}^0 ao D^0 que além de realizar uma contaminação cruzada, inserem efeitos de interferência com uma fase adicional, a fase relativa δ_D , entre os processos $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, e $\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$.

É possível, contudo, aproveitar a interferência gerada no setor $K^+\pi^-$ para complementar a extração de γ , desde que sejam conhecidas as proporções entre os decaimentos suprimidos e favorecidos e a fase relativa.

As razões de ramificação de $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, e de $\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ são bem conhecidas experimentalmente ([12]), e a razão entre elas, r_D , dada por

$$r_{\rm D} \equiv \frac{|A({\rm D}^0 \to K^+ \pi^-)|}{|A({\rm \overline{D}}^0 \to K^+ \pi^-)|} \approx 0.06 \pm 0.003, \qquad (2.136)$$

definida como a razão entre o decaimento suprimido e o favorecido. Além disso, espera-se que a fase relativa entre esses dois decaimentos seja medida com boa precisão por experimentos como CLEO-c, ou BES III. Esses dois fatos tornam promissora uma abordagem para medir γ através da interferência gerada no setor K⁺ π^- , podendo até mesmo melhorar a precisão na medida final de γ quando combinada ao método GLW.

2.6.2 O método de Atwwod, Dunietz e Soni, ADS.

A utilização de decaimentos duplamente suprimidos pelo fator de Cabibbo para a determinação de γ foi inicialmente proposto em [18].

Já que ambos D^0 , e $\overline{D}{}^0$ podem decair no mesmo estado final $K^+\pi^-$, a amplitude do decaimento do B^0 no estado final dado por $(K^+\pi^-)_D K^{*0}$ é dado por:

$$A(B^{0} \to (K^{+}\pi^{-})_{D} K^{*0}) \propto A(B^{0} \to \overline{D}{}^{0}K^{*0})A(\overline{D}{}^{0} \to K^{+}\pi^{-})e^{i\delta_{D}} + A(B^{0} \to D^{0} K^{*0})A(D^{0} \to K^{+}\pi^{-}), \qquad (2.137)$$

onde δ_D é a fase forte entre o decaimento Favorecido por Cabibbo (FC) e o decaimento Duplamente Suprimido por Cabibbo (DCS). Dessa mesma maneira, é possível obter a relação entre as amplitudes de sinal trocado, ou seja:

$$A(\mathbf{B}^{0} \to (\mathbf{K}^{-}\pi^{+})_{\mathbf{D}} \ \mathbf{K}^{*0}) \propto A(\mathbf{B}^{0} \to \overline{\mathbf{D}}^{0}\mathbf{K}^{*0})A(\overline{\mathbf{D}}^{0} \to \mathbf{K}^{-}\pi^{+}) + A(\mathbf{B}^{0} \to \mathbf{D}^{0} \ \mathbf{K}^{*0})A(\mathbf{D}^{0} \to \mathbf{K}^{-}\pi^{+})e^{i\delta_{\mathbf{D}}}, \quad (2.138)$$

e da mesma maneira para as amplitudes dos decaimentos do \overline{B}^0 :

$$A(B^{0} \rightarrow (K^{+}\pi^{-})_{D} \overline{K}^{*0}) \propto A(\overline{B}^{0} \rightarrow \overline{D}^{0}\overline{K}^{*0})A(\overline{D}^{0} \rightarrow K^{+}\pi^{-})e^{i\delta_{D}} + A(\overline{B}^{0} \rightarrow D^{0}\overline{K}^{*0})A(D^{0} \rightarrow K^{+}\pi^{-}), \qquad (2.139)$$

$$A(B^{0} \rightarrow (K^{-}\pi^{+})_{D} \overline{K}^{*0}) \propto A(\overline{B}^{0} \rightarrow \overline{D}^{0}\overline{K}^{*0})A(\overline{D}^{0} \rightarrow K^{-}\pi^{+}) + A(\overline{B}^{0} \rightarrow D^{0}\overline{K}^{*0})A(D^{0} \rightarrow K^{-}\pi^{+})e^{i\delta_{D}}, \qquad (2.140)$$

Seguindo a notação em termos das razões, $r_B e r_D$, e prosseguindo da mesma maneira que foi feita para o método GLW, obtêm-se quatro relações entre os observáveis (as razões de ramificação) e os parâmetros de interesse (γ , δ_B , r_B , r_D e δ_D), dessa maneira:

$$\Gamma(B^0 \to (K^+\pi^-)_D K^{*0}) \propto 1 + (r_B r_D)^2 + 2r_B r_D \cos(\delta_B + \delta_D + \gamma),$$
 (2.141)

$$\Gamma(B^0 \to (K^- \pi^+)_D K^{*0}) \propto r_B^2 + r_D^2 + 2r_B r_D \cos(\delta_B - \delta_D + \gamma),$$
 (2.142)

$$\Gamma(\overline{B}^0 \to (K^- \pi^+)_D \overline{K}^{*0}) \propto 1 + (r_B r_D)^2 + 2r_B r_D \cos(\delta_B + \delta_D - \gamma), \qquad (2.143)$$

$$\Gamma(\overline{B}^0 \to (K^+ \pi^-)_D \overline{K}^{*0}) \propto r_B^2 + r_D^2 + 2r_B r_D \cos(\delta_B - \delta_D - \gamma), \qquad (2.144)$$

onde a constante de proporcionalidade é a mesma para cada uma das razões de ramificação. O resultado principal desse método é a presença de 4 equações relacionando 4 observáveis a, em princípio, 6 parâmetros. Explicitamente: r_B , δ_B , δ_D , r_D , γ e a constante de normalização.

Complementando o método ADS com as equações do método GLW, é possível adicionar mais duas equações e dois observáveis. Reescrevendo as equações do método de GLW usando a notação em termos de r_B , vem:

$$\Gamma(B^0 \to D_{CP} K^{*0}) \propto 1 + r_B^2 + 2r_B \cos(\delta_B + \gamma), \qquad (2.145)$$

$$\Gamma(\overline{B}^{0} \to D_{CP}\overline{K}^{*0}) \propto 1 + r_{B}^{2} + 2r_{B}\cos(\delta_{B} - \gamma), \qquad (2.146)$$

onde em princípio a constante de proporcionalidade é diferente das equações do método ADS, mas que pode ser conhecida através da razão entre as larguras de decaimento dos processos $D^0 \rightarrow K^+K^-$ (ou $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$) e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$.

Finalmente, são conhecidos 6 observáveis relacionados a 6 parâmetros dos quais 5 são desconhecidos, supondo que r_D seja medido por outros experimentos. O conjunto dessas 6 equações formam o método combinado de GLW e ADS, que é o método utilizado nos estudos do Capítulo 4, para a estimativa da sensibilidade em γ .

2.7 Outros métodos para medir γ e as medidas mais recentes

São conhecidos pelo menos três outros métodos para medir a fase γ , onde até o presente momento apenas um deles obteve resultado, observando decaimentos de B⁺ \rightarrow D⁰(K⁰_S \rightarrow $\pi^+\pi^-$)K⁺ nas fábricas de B ([15]). No LHCb, os outros métodos estudados para a medição de γ são:

- Medida da fase presente na oscilação de B_s^0 (B⁰), no decaimento $B_s^0 \rightarrow D_s^{\mp} K^{\pm}$ (B⁰ $\rightarrow D^{-} \pi^{+}$).
- Combinação das fases relativas em decaimentos de $B_{s,d} \rightarrow h^+h^ (h = K, \pi)$.
2.7.1 Medida de γ através da análise de Dalitz

Do mesmo modo que para o método de GLW e ADS, a observação do decaimento

 $B^+ \rightarrow D^0(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)K^+$, possui a interferência entre os estados $D^0 e \overline{D}{}^0$ no estado final auto-estado de CP (ímpar)

 $D_{CP}{}^0 \rightarrow K_S^0 \rho$, entre outras ressonâncias presentes no sistema $D^0 K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Enquanto vários experimentos fornecem medidas independentes das amplitudes de decaimento presentes no estado final do D^0 em $K_S^0 \pi^+ \pi^-$, descrevendo detalhadamente este espaço de fase, a medida do decaimento de B^+ (B^0) no estado final de ($K_S^0 \pi^+ \pi^-$)_{D^0} K^+ (($K_S^0 \pi^+ \pi^-$)_{D^0} K^{*0}), torna possível a observação de γ através das interferências entre as amplitudes intermediárias no decaimento do méson-D. Isso significa que as amplitudes de decaimento do méson-B possuem contribuições da mistura de D^0 - \overline{D}^0 , que fornecem informação sobre γ através da interferência. As amplitudes para esse estado final podem ser escritas na forma:

$$A^{-} \equiv f(m_{-}^{2}, m_{+}^{2}) + r_{\rm B} e^{i(-\gamma + \delta_{\rm B})} f(m_{+}^{2}, m_{-}^{2}), \qquad (2.147)$$

$$A^{+} \equiv f(m_{-}^{2}, m_{+}^{2}) + r_{\rm B} e^{i(\gamma + \delta_{\rm B})} f(m_{+}^{2}, m_{-}^{2}), \qquad (2.148)$$

onde, m_{\pm}^2 é o quadrado da massa invariante da combinação de ${\rm K}_{\rm S}^0\pi^\pm$ e $f(m_-^2,m_+^2)$ é dado por:

$$f(m_{-}^{2}, m_{+}^{2}) = \left[\sum_{j=1}^{N} a_{j} e^{i\alpha_{j}} A_{j}(m_{+}^{2}, m_{-}^{2})\right] + b e^{i\beta},$$
(2.149)

onde α_j , A_j e b, β são os parâmetros das amplitudes consideradas, obtidos pelos experimentos com alta estatística de D⁰, e $A_j(m_+^2, m_-^2)$ são as amplitudes, que dependem do modelo teórico utilizado. Finalmente a informação sobre γ pode ser obtida das larguras medidas em função de m_+ e m_- , ou seja:

$$\Gamma(m_{-}^{2}, m_{+}^{2}) = |f(m_{-}^{2}, m_{+}^{2})|^{2} + r_{B}|f(m_{+}^{2}, m_{-}^{2})|^{2} + 2r_{B}Re(f(m_{-}^{2}, m_{+}^{2})f^{*}(m_{+}^{2}, m_{-}^{2}))e^{i(\delta_{B}-\gamma)}$$
(2.150)

As únicas medidas de γ feitas até o momento são obtidas utilizando este método. Ambos os experimentos que tomam dados nas fábricas de B, Belle e BABAR, apresentam resultados, respectivamente iguais a $\gamma = 68^{+14}_{15} \pm 13 \pm 11$ e $\gamma = \pm 28 \pm 13 \pm 11$, tirados da [15].

As medidas feitas pelas colaborações Belle e BABAR podem ser combinadas para fornecer a função de densidade de probabilidade para γ . A comparação direta das medidas atuais com o ajuste dos outros parâmetros da matriz de CKM resulta num acordo muito bom conforme pode ser visto na figura 2.7.1, tirada da [19]. Contudo, os erros estatísticos continuam grandes o suficiente para que não seja possível a observação de fenômenos incompatíveis com o modelo padrão.



Figura 2.7: Este gráfico mostra a combinação de todas as medidas atuais contendo informação sobre γ . Embora o valor mais provável esteja acima da região esperada pelo ajuste das outras medidas, o erro obtido das medidas diretas combinadas é grande o suficiente para que estejam em acordo



Figura 2.8: Diagramas de Feynman que descrevem o decaimento de $B_s^0 \rightarrow D_s^{\mp}K^{\pm}$. Analogamente, o diagrama de $B^0 \rightarrow D^-\pi^+$ pode ser obtido pela troca dos quarks-s por quarks-d.

2.7.2 Método para medir γ através do decaimento $B_s^0 \rightarrow D_s^{\mp}K^{\pm}$

Um outro método teoricamente limpo ([20]), mas com algumas dificuldades na implementação experimental, se dá através da observação do estado final $D_s K^+$, possível tanto para B_s^0 , através do processo $\overline{b} \to \overline{c}(u\overline{s})$, quanto para \overline{B}_s^0 , através do processo $b \to u(\overline{c}s)$ (vide os diagramas na figura 2.8). Como o estado final é comum aos dois mésons, a medida do decaimento em função do tempo é capaz de revelar informações sobre a fase obtida na oscilação, $\phi_s = 2\chi_s$, e a diferença de fase adicionada no decaimento, γ .

Similarmente, mas com menor sensibilidade a γ , os decaimentos de $B^0 \rightarrow D^-\pi^+$ também podem ser usados para ter acesso ao valor de γ , simplesmente pela troca dos quarks *s* para *d*. A fase obtida pela oscilação é igual a 2β , que pode ser medida independentemente pelo decaimento $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. A fase presente no decaimento é igual a γ , mas como o fator de CKM, V_{cd} é razoavelmente menor que V_{cs} , e se encontra no mesmo processo com o fator V_{ub} , o decaimento sensível a γ , se torna mais suprimido que no caso de $B_s^0 \rightarrow D_s^{\mp} K^{\pm}$.

Na prática, as equações utilizadas para a extração de γ , dependem de quatro observáveis: as quatro razões de ramificação dependentes do tempo. São elas:

$$\Gamma(\overline{\mathbf{B}}^0_{\mathrm{s}} \to \mathbf{D}^+_{\mathrm{s}} \mathbf{K}^-) = |\mathbf{e}^{i\delta_-} V_{cb} V^*_{us} A_-|^2 \qquad (2.151)$$

$$\Gamma(\overline{B}^0_{s} \to D^-_{s}K^+) = |e^{i\delta_+}V_{ub}V^*_{cs}A_+|^2$$
(2.152)

$$\Gamma(B_{s}^{0} \rightarrow D_{s}^{-}K^{+}) = |e^{i\delta_{-}}V_{cb}^{*}V_{us}A_{-}|^{2}$$
(2.153)

$$\Gamma(B_{s}^{0} \rightarrow D_{s}^{+}K^{-}) = |e^{i\delta_{+}}V_{ub}^{*}V_{cs}A_{+}|^{2},$$
(2.154)

onde A_{\pm} guarda a dependência temporal e γ está implícito como o argumento de V_{ub}^* . Supondo que a violação de CP esteja somente presente nos elementos de CKM, os valores de A_- e $e^{i\delta_-}$ devem ser os mesmos nos decaimentos $\overline{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-$ e $B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+$, e o mesmo é válido para os valores de A_+ e $e^{i\delta_+}$. Supondo ainda que $\Gamma(\overline{B}^0_s \to D^+_s K^-) = \Gamma(B^0_s \to D^-_s K^+)$, o que significa que a violação de CP será somente observada através das assimetrias em função do tempo. Escrevendo explicitamente as equações para tais assimetrias para cada estado final, tem-se:

$$\mathcal{A}(D_s^+K^-) \equiv \frac{\Gamma(\mathbf{B}_s^0 \to \mathbf{D}_s^+\mathbf{K}^-) - \Gamma(\overline{\mathbf{B}}_s^0 \to \mathbf{D}_s^+\mathbf{K}^-)}{\Gamma(\mathbf{B}_s^0 \to \mathbf{D}_s^+\mathbf{K}^-) + \Gamma(\overline{\mathbf{B}}_s^0 \to \mathbf{D}_s^+\mathbf{K}^-)}$$
(2.155)

$$= \frac{C_s cos(\Delta m_s t) + S_s sen(\Delta m_s t)}{cosh(\Delta \Gamma_s t/2) - A_{\Delta \Gamma} senh(\Delta \Gamma_s t/2)}$$
(2.156)

$$\mathcal{A}(D_s^-K^+) \equiv \frac{\Gamma(\mathbf{B}_s^0 \to \mathbf{D}_s^-\mathbf{K}^+) - \Gamma(\overline{\mathbf{B}}_s^0 \to \mathbf{D}_s^-\mathbf{K}^+)}{\Gamma(\mathbf{B}_s^0 \to \mathbf{D}_s^-\mathbf{K}^+) + \Gamma(\overline{\mathbf{B}}_s^0 \to \mathbf{D}_s^-\mathbf{K}^+)},$$
(2.157)

$$= \frac{C_s cos(\Delta m_s t) + S_s sen(\Delta m_s t)}{cosh(\Delta \Gamma_s t/2) - \overline{A_{\Delta \Gamma}} senh(\Delta \Gamma_s t/2)}$$
(2.158)

lembrando que a identificação do sabor do B_s^0 é dada pelo *tagging*. Se $\Delta\Gamma \approx 0$ no sistema de B_s^0 - \overline{B}_s^0 , os denominadores das assimetrias são iguais a 1 o que torna mais simples a correspondência com os parâmetros e aumenta o número de graus de liberdade na rotina de ajuste. Se $\Delta\Gamma \neq 0$ os números $\overline{A_{\Delta\Gamma}}$ e $A_{\Delta\Gamma}$ podem ser tirados de amostras sem o uso da informação de *tagging*. Os demais parâmetros se relacionam com os observáveis físicos segundo as seguintes equações:

$$C_s = -\frac{1-r^2}{1+r^2} \qquad \overline{C_s} = +\frac{1-r^2}{1+r^2}$$
(2.160)

$$S_s = -\frac{2rsen(\phi_s + \gamma - \delta)}{1 + r^2} \qquad \overline{S_s} = -\frac{2rsen(\phi_s + \gamma - \delta)}{1 + r^2}$$
(2.161)

$$A_{\Delta\Gamma} = \frac{2rcos(\phi_s + \gamma + \delta)}{1 + r^2} \qquad \overline{A_{\Delta\Gamma}} = \frac{2rcos(\phi_s + \gamma - \delta)}{1 + r^2}, \tag{2.162}$$

onde r é igual a razão entre o módulo das amplitudes $B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^- e \overline{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-$, e δ é introduzido como $\delta_+ - \delta_-$.

As larguras medidas em função do tempo são ajustadas aos parâmetros das equação 2.162 para ter acesso aos três parâmetros, r, $\phi_s + \gamma$, δ , supondo que Δm_s e $\Delta \Gamma$ sejam conhecidos por outros canais. A informação de γ é acessível se ϕ_s for de fato medido independentemente por outro canal, como no $B_s^0 \rightarrow \phi \phi$.

O caso análogo para o B⁰ é obtido através da troca dos quarks-s por quarks-d, com o decaimento B⁰ \rightarrow D⁻ π^+ . Nesse caso os fatores Δm , $\Delta \Gamma$ e 2 β , possuem medidas mais sólidas, porém a sensibilidade para medir as assimetrias é reduzida, já que o fator $r(B^0)$ é bem menor.

2.7.3 Método para medir γ através de $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$

Por último, um método promissor, mas extremamente dependente do modelo teórico permite a extração de γ através da comparação entre as amplitudes de decaimento de $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$, e





Figura 2.9: Diagrama de Árvore (acima) e de Pingüim (abaixo) para os processos $B_s^0 \rightarrow K^+K^$ ou $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, supondo a simetria de U-spin, ou seja, na aproximação em que os quark s e d são indistinguíveis.

Nesse canal, a contribuição de diagramas de *pingüim* não pode ser desprezada, já que os diagramas de árvore permitidos no modelo padrão são naturalmente suprimidos. De um modo geral, as transições de $b \rightarrow u + W$ (diagrama de árvore, na figura 2.9) são contaminadas por processos como $b \rightarrow d + g$ ou ainda $b \rightarrow d + \gamma/Z^0$ (diagramas de pingüim, na figura 2.9). Em uma primeira abordagem, supondo que os diagramas de pingüim eletro fracos possam ser desprezados, a amplitude de decaimento para $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ pode ser escrita como:

$$A(B^{0} \to \pi^{+}\pi^{-}) = V_{cb}^{*}V_{cd}(P^{t} - P^{c}) - V_{ub}^{*}V_{ud}(T + P^{u} - P^{t}), \qquad (2.163)$$

onde as letras P indicam as contribuições por processos de pingüim e T, as contribuições por diagramas de árvore. A equação de universalidade, $V_{ub}^*V_{ud} + V_{cb}^*V_{cd} + V_{tb}^*V_{td} = 0$, foi utilizada para eliminar o termo com $V_{tb}^*V_{td}$. Analogamente, é possível obter a amplitude para $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$:

$$A(B_{s}^{0} \to K^{+}K^{-}) = V_{cb}^{*}V_{cs}(P'^{t} - P'^{c}) - V_{ub}^{*}V_{us}(T' + P'^{u} - P'^{t}).$$
(2.164)

Aplicando a parametrização de Wolfenstein para as duas amplitudes, tem-se:

$$A(\mathbf{B}^0 \to \pi^+ \pi^-) = A\lambda^3 R_b C(\mathbf{e}^{i\gamma} + d\mathbf{e}^{i\theta}), \qquad (2.165)$$

 $\operatorname{com} C = (-T - P^u + P^t), d = \frac{1}{R_b} \frac{P^t - P^c}{T + P^u - P^t}, \theta \text{ representando uma fase final forte e o fator } R_b = \frac{1}{\lambda} \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} = 0.37 \pm 0.04 \text{ ([21])}. \text{ Da mesma maneira, para o decaimento } B_s^0 \to K^+ K^-:$

$$A(\mathbf{B}^{0}_{\mathrm{s}} \to \mathbf{K}^{+}\mathbf{K}^{-}) = A\lambda^{3}R_{b}C'\frac{\lambda}{1-\lambda^{2}/2}(\mathbf{e}^{i\gamma} + \frac{1-\lambda^{2}}{\lambda^{2}}d'\mathbf{e}^{i\theta'}), \qquad (2.166)$$

 $\operatorname{com} C' = (-T' - P'^{u} + P'^{t}), \mathbf{e} d' = \frac{1}{R_b} \frac{P'^{t} - P'^{c}}{T' + P'^{u} - P'^{t}}.$

É fácil perceber a analogia entre os dois canais e que, se s = d, o que implica na perfeita conservação da simetria de U-spin, as constantes $C \in C'$, $d \in d'$, $e \theta \in \theta'$ se tornam iguais. A extração de γ , junto com os outros parâmetros envolvidos (θ, C, d), é feita através da medida das assimetrias em função do tempo, desse modo:

$$\mathcal{A}_{\mathbf{B}^{0} \to \pi^{+}\pi^{-}}(t) = \frac{\Gamma(\mathbf{B}^{0} \to \pi^{+}\pi^{-}) - \Gamma(\overline{\mathbf{B}}^{0} \to \pi^{+}\pi^{-})}{\Gamma(\mathbf{B}^{0} \to \pi^{+}\pi^{-}) + \Gamma(\overline{\mathbf{B}}^{0} \to \pi^{+}\pi^{-})}$$
(2.167)

$$= \frac{C_{\pi\pi}cos(\Delta mt)S_{\pi\pi}sen(\Delta mt)}{cosh(\frac{\Delta\Gamma}{2}t) - \mathcal{A}^{\Delta}_{\pi\pi}senh(\frac{\Delta\Gamma}{2}t)}$$
(2.168)

$$C_{\pi\pi} = \frac{2dsen(\theta)sen(\gamma)}{1 - 2dcos(\theta)cos(\gamma) + d^2}$$
(2.169)

$$S_{\pi\pi} = -\frac{sen(\phi_d + 2\gamma) - 2dcos(\theta)sen(\phi_d + \gamma)}{1 - 2dcos(\theta)cos(\gamma) + d^2},$$
(2.170)

e

$$\mathcal{A}_{\mathrm{B}^{0}_{\mathrm{s}} \to \mathrm{K}^{+}\mathrm{K}^{-}}(t) = \frac{\Gamma(\mathrm{B}^{0}_{\mathrm{s}} \to \mathrm{K}^{+}\mathrm{K}^{-}) - \Gamma(\overline{\mathrm{B}}^{0}_{\mathrm{s}} \to \mathrm{K}^{+}\mathrm{K}^{-})}{\Gamma(\mathrm{B}^{0}_{\mathrm{s}} \to \mathrm{K}^{+}\mathrm{K}^{-}) + \Gamma(\overline{\mathrm{B}}^{0}_{\mathrm{s}} \to \mathrm{K}^{+}\mathrm{K}^{-})}$$
(2.171)

$$= \frac{C_{KK}cos(\Delta mt)S_{KK}sen(\Delta mt)}{cosh(\frac{\Delta\Gamma}{2}t) - \mathcal{A}_{KK}^{\Delta}senh(\frac{\Delta\Gamma}{2}t)}$$
(2.172)

$$C_{KK} = \frac{2\tilde{d}sen(\theta)sen(\gamma)}{1 - 2\tilde{d}cos(\theta)cos(\gamma) + \tilde{d}^2},$$
(2.173)

$$S_{KK} = -\frac{sen(\phi_s + 2\gamma) - 2\tilde{d}cos(\theta')sen(\phi_s + \gamma)}{1 - 2\tilde{d}cos(\theta')cos(\gamma) + d^2},$$
(2.174)

$$\mathcal{A}_{KK}^{\Delta} = \frac{\cos(\phi_s + 2\gamma) + 2\tilde{d}\cos(\theta')\cos(\phi_s + \gamma) + \tilde{d}^2\cos(\phi_s)}{1 + 2\tilde{d}\cos(\gamma)\cos(\theta) + \tilde{d}^2}, \quad (2.175)$$

onde $\tilde{d} = \frac{1-\lambda^2}{\lambda^2} d'$.

Através das medidas das assimetrias, e com medidas externas das fases de oscilações, $\phi_d = 2\beta$ e $\phi_s = 2\chi$, o sistema permanece ainda insolúvel, com 4 equações, 4 observáveis e 5 incógnitas: $d, d', \gamma, \theta \in \theta'$. A suposição da simetria de U-spin, resolve esse problema reduzindo o número de quantidades desconhecidas para apenas 3. Vale lembrar que ainda assim as medidas são dependentes do tempo e da necessidade de identificação do outro méson-B através do *tagging*, o que diminui o poder estatístico na determinação de γ .

Além da medida de γ , um dos fatores de quebra da simetria de U-spin pode ser observado como $\Delta \theta \equiv \theta - \theta'$, ou $\Delta d \equiv d - d'$. Outros canais também podem comprovar a conservação, ou quantificar a quebra de U-spin, como por exemplo os canais com apenas uma troca de d por $s \text{ como } B^0 \rightarrow K^+\pi^-(b \rightarrow u + (us))$, e $B_s^0 \rightarrow \pi^+K^-(b \rightarrow u(ud))$, que também possuem contribuições similares por processos de pingüim.

Capítulo 3

Aparato Experimental

The technologies which have had the most profound effects on human life are usually simple. Freeman Dyson

Nesse capítulo são descritos os elementos experimentais ligados ao trabalho apresentado. São apresentados, portanto, o acelerador de partículas LHC e o detector LHCb, no qual trabalhei durante o período de tese.

3.1 O Acelerador LHC

O LHC ([22]) é um acelerador e colisor de hádrons, localizado na fronteira entre a Suíça e a França nos arredores de Genebra, no mesmo túnel do antigo LEP (*Large Electron Positron Collider*, [23]) a 100 metros de profundidade no subsolo. Composto por dois anéis concêntricos possibilitando acelerar hádrons de mesma carga em sentidos opostos, o LHC é constituído de 1232 segmentos de reta que aceleram prótons (ou íons) através de cavidades ressonantes intercalados por eletroímãs que mudam a direção das partículas de modo que elas fiquem aprisionadas no acelerador.

Projetado com a motivação de produzir fenômenos muito raros, que só acontecem em regimes de altíssimas energias, o LHC será capaz atingir uma energia de centro de massa extremamente elevada, cerca de 14 TeV, o que supera em uma ordem de grandeza a energia do Tevatron, o acelerador de mais alta energia atualmente ([24]). Além da energia do centro de massa, o LHC conta com uma freqüência de cruzamento de nuvens pouco maior do que 40 MHz, e luminosidade alta o suficiente para produzir cerca de 20 colisões por cruzamento de nuvens. Alguns dados técnicos sobre o acelerador são apresentados na tabela 3.1

Valor
26 659 m
14 TeV
8.33 T
$\sim 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
2835
$\sim \! 10^{11}$
3653
25 ns
200 μ rad
$16 \ \mu { m m}$
5.3 cm

Tabela 3.1: Principais parâmetros técnicos do LHC.

3.2 Os Quatro Grandes Experimentos

Quatro experimentos irão observar as colisões entre prótons de alta energia fornecidas pelo LHC. Dos quatro, dois, o ATLAS e o CMS, são aplicados a medidas de propósito geral e busca de física nova. Os outros dois experimentos têm cada um seu propósito específico: o ALICE é dedicado à colisão de íons pesados; e o LHCb é dedicado à física do quark-b. Na figura 3.1 é possível ver as respectivas posições de cada experimento no túnel do feixe, e na figura 3.2 pode-se ver uma fotografia aérea com o contorno do feixe delineado.

O CMS (The Compact Muon Solenoid)

O CMS ([25]) é um dos dois experimentos de propósito geral, localizado no ponto de interação 5 (IP5). Entre suas maiores qualidades está a excelente reconstrução e identificação de léptons, especialmente múons. O CMS possui ainda um calorímetro eletromagnético constituído de cristais de tungstenato de chumbo (PbWO₄) otimizado para a medição precisa de energia dos fótons, um dos principais possíveis estados finais criados pelo decaimento de um bóson de Higgs.

Curiosamente o eletroímã do CMS usa os filtros do sistema de múons como material de permeabilidade magnética que faz retorno das linhas de campo. O alto campo magnético gerado (4T) envolve não só o sistema de reconstrução de trajetórias, como também os calorímetros e ainda o sistema de múons, o que melhora as medidas do momento dos múons.

O ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)

O ATLAS ([26]) é o segundo experimento de propósito geral, sendo construído próximo ao



Figura 3.1: Figura ilustrativa da localização dos quatro grandes experimentos do LHC.



Figura 3.2: Fotografia aérea da região em que se encontra o LHC. O contorno do acelerador é delineado na figura. Na verdade o acelerador se localiza a 100 m abaixo da superfície.

sítio do CERN de Meyrin, no IP1. O ATLAS é o maior dos quatro grandes detectores e foi planejado para as mais diversas medidas, procurando pelo bóson de Higgs, partículas super-simétricas, outros bósons de interação e física dos quarks b e t.

Assim como o CMS, o ATLAS utiliza tecnologias interessantes, dentre elas se destaca o calorímetro eletromagnético que utiliza argônio líquido, mantido a -180° C, como material ativo, intercalado por paredes de chumbo e aço inoxidável.

O ALICE (A Large Ion Collider Experiment)

O ALICE ([27]) tem como principal objetivo a observação das colisões de íons pesados acelerados pelo LHC, mas a colisão de prótons e de prótons-íons também faz parte de seu plano de tomada de dados. O ALICE é um dos mais completos detectores dedicados à observação do plasma de quarks e glúons já construído.

O LHCb (The Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision measurements of CP Violation and rare Decays)

O LHCb ([28]) é o detector dedicado à física do quark-b, estudo de violação de CP e de decaimentos raros. Como será explicado em maiores detalhes na seção a seguir, o LHCb cobre uma pequena aceitação angular, onde há uma grande probabilidade de observar os pares $b\overline{b}$ criados nas colisões de prótons.

3.3 OLHCb

O LHCb é o experimento do LHC dedicado ao estudo da física envolvida nos decaimentos dos quarks-b, através da observação de decaimentos raros e da medida precisa dos parâmetros da violação de CP. Embora experimentos como o CDF e o D0 (no TeVatron/Fermilab) tenham já realizado a medida da oscilação dos mésons $B_s^0-\overline{B}_s^0$, e impostos limites superiores para decaimentos raros consistentes com o Modelo Padrão, e os experimentos colhendo dados nas fábricas de B, Belle e BABAR, possuírem alta estatística acumulada de mésons- B^0 observados com excelentes medidas de vários parâmetros de violação de CP, o LHCb não se propõe apenas à melhorar as medidas existentes.

O regime de alta energia de centro de massa atingido pelo LHC e a alta seção de choque para criação de pares $b\overline{b}$, estimada em cerca de 500µbarn, é capaz de gerar um alto número de mésons-B⁰, B⁺, B⁰_s, B⁺_c, e até mesmo Λ_b , oferecendo a oportunidade de se utilizar diversos métodos diferentes, muitos ainda impossíveis para os experimentos atuais, aplicados à medida de violação de CP e à procura de física nova.

Para a reconstrução de eventos contendo hádrons-b, o LHCb possui um desenho singular, que cobre uma região de alta pseudo-rapidez e apenas uma pequena abertura angular com relação à

direção do feixe. O LHCb conta com um avançado sistema de reconstrução de vértices e traços para obter alta precisão na medida dos parâmetros de impacto e na separação entre os vértices primários e secundários. Além disso, como a separação entre káons e píons (e prótons) é essencial para vários canais (como o $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$, $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $B^0_s \rightarrow K^+K^-$, $B^0_s \rightarrow D^{\mp}_s K^{\pm}$, entre outros), o LHCb possui 2 detectores RICH para realizar a identificação de partículas em uma larga faixa de momento. Para rejeitar a grande quantidade de eventos de ruído produzida nas colisões hadrônicas antes que sejam gravados no armazenamento permanente, o LHCb possui um sistema de *trigger* dedicado à seleção dos eventos com hádrons-b combinado a um sistema de leitura rápido e eficiente, capaz de reconstruir os eventos ainda durante a aquisição de dados.

Os vários aspectos do LHCb são discutidos nas próximas seções, juntamente com os detalhes técnicos dos vários subdetectores.

3.3.1 O formato do detector

O LHCb possui um formato semelhante a um experimento de alvo fixo, justificado pela produção de hádrons-b ser mais provável em ângulos pequenos em relação à direção do feixe: devido à baixa probabilidade estatística de que que os pártons envolvidos na colisão possuam o mesmo momento na direção longitudinal, o par $b\overline{b}$ é naturalmente criado com um empurrão em um dos sentidos, o que é obtido artificialmente pelos colisores assimétricos (PEP-II e KEK-B, [29] e [30] respectivamente), que cuidadosamente ajustam os momentos dos elétrons/pósitrons para que o momento do centro de massa resultante seja alto. A figura 3.4 mostra o número de pares $b\overline{b}$ em função dos ângulos com relação ao eixo de propagação dos prótons, resultado de simulações de colisões com a energia do LHC. Por esse motivo, o LHCb possui uma cobertura angular de 10 a 300 mrad, na direção em que as partículas carregadas são curvadas pelo campo magnético (o campo magnético é descrito na seção 3.3.4), e de 10 a 250 mrad na direção paralela ao campo magnético.

Definindo o final do detector como a última câmara de múons (veja na figura 3.3) e começando pela região de interação, os subdetectores se seguem nessa seqüência:

- O LOcalizador de VÉrtices (seção 3.3.5 e Capítulo 4), ou VELO, protegido por um compartimento especial, chamado de recipiente do VELO, ele realiza a primeira reconstrução de traços e é dedicado à determinação precisa da posição dos vértices primários e secundários.
- Na região anterior ao ponto de interação, também protegido pelo recipiente do VELO, fica situado o sistema de *Pile-Up* responsável pela contagem do número de vértice primários.
- O primeiro detector RICH, o RICH1 (seção 3.3.6), se situa diretamente adjacente ao recipiente do VELO. O RICH1 é responsável pela identificação das partículas numa faixa de momento relativamente baixo.



Figura 3.3: Visão geral do detector LHCb.



Figura 3.4: Gráfico do número de eventos em função do ângulo formado entre a direção do feixe e a propagação dos quarks b e \overline{b} criados em uma colisão no LHC.

- Logo após o RICH1 e antes do eletroímã, encontram-se as estações de traço do *trigger*, as TT (seção 3.3.7), compostas de detectores de micro tiras de silício.
- O eletroímã (seção 3.3.4) do LHCb composto por espiras de tecnologia convencional (não supercondutoras) gera um campo magnético na direção vertical.
- Após o eletroímã encontram-se as três estações de traço, com tecnologias diferentes para a região mais central (próxima ao feixe, seção 3.3.7) e para a região mais afastada que possui ocupação menor (seção 3.3.7).
- O segundo detector RICH, o RICH2 (seção 3.3.6), fica situado após as estações de traço, e é responsável pela identificação das partículas com momento mais alto.
- Entre o RICH2 e os calorímetros encontra-se a primeira estação do sistema de múons, M1, com tecnologia de câmaras multifilares.
- Após a M1, localiza-se o calorímetro eletromagnético, chamado de ECAL (seção 3.3.8), que possui um sistema de pré-chuveiro, como descrito a seguir.
- O calorímetro hadrônico, HCAL (seção 3.3.8), construído na arquitetura de telhas, participa ativamente do sistema de *trigger* além de fornecer a medida de energia dos hádrons.
- Por último, as 4 câmaras de múon restantes compõem o sistema de identificação de μ (seção 3.3.9), intercaladas por filtros de ferro.
- Embora não participe ativamente do detector, o tubo do feixe (seção 3.3.3), foi especialmente projetado para minimizar a interação com as partículas de interesse.

3.3.2 A Luminosidade

A luminosidade de operação do LHCb é reduzida, com relação à luminosidade total oferecida aos outros experimentos. Os feixes de prótons são propositalmente desfocalizados logo antes da região de colisão para reduzir a luminosidade para 2×10^{32} cm⁻²s⁻¹. Com essa luminosidade, atinge-se o máximo da porcentagem de eventos com apenas 1 colisão por cruzamento (veja a figura 3.5), que é a situação ideal para o estudo de mésons-B – o longo tempo vida dos mésons-B permite uma boa separação entre sinal e ruído através de cortes no parâmetro de impacto dos produtos do decaimento do B com relação ao vértice primário. A presença de vários vértices primários dificulta esse tipo de separação.



Figura 3.5: Probabilidade de haver $n_{pp} = 0, 1, 2, 3 \in 4$ colisões inelásticas por cruzamento de nuvens para diferentes luminosidades.

3.3.3 O tubo do feixe

O tubo do feixe contribui no orçamento de material a ser atravessado pelas partículas de interesse (em geral com altíssimas energias), adicionando uma incerteza devido ao espalhamento múltiplo ou criando partículas secundárias (ou pares e^+e^-) observadas pelos elementos detectores. Por esse motivo o material do tubo do feixe deve maximizar a transparência para as partículas de alta energia especialmente nas regiões mais próximas à região de interação.

A maior parte do tubo do feixe, 12 m do total de 19 m, que passa pelo LHCb é constituído de berílio, material que possui baixo comprimento de radiação, porém de custo elevado e difícil manipulação. O restante do tubo é composto de aço inoxidável, com as junções feitas de alumínio, já que este último possui também densidade baixa, boa disponibilidade e mais fácil manipulação. Em especial a janela de saída do VELO é também confeccionada em alumínio. Um desenho esquemático encontrado na figura 3.6 mostra em detalhes o material utilizado em cada uma das regiões do tubo do feixe.

3.3.4 O Eletroímã

De vital importância para as medidas de momento, mas também sem acrescentar material ativo para a detecção das partículas, o eletroímã do LHCb fornece um campo magnético de dipolo



Figura 3.6: Desenho esquemático do tubo do feixe.

na direção vertical (eixo y nas coordenadas do LHCb) de pouco mais que 1 T no pico e 4 Tm integrado sobre 10 m, com a corrente nominal.

Sendo um dos componentes já montados e devidamente posicionado no poço do LHCb, o eletroímã passou por diversos testes de operação e calibração do campo magnético obtido. O resultado dos testes pode ser visto na figura 3.7.

O eletroímã é construído com a tecnologia de espiras resistivas, feitas em formato de sela (veja na figura 3.8), dividas em dois grupos interligadas por um núcleo de ferro que passa por fora da aceitação angular do detector. A tecnologia não supercondutora foi escolhida por ser de mais baixo custo e construção mais rápida. Detalhes sobre a construção do eletroímã podem ser encontrados em [31].

3.3.5 O Localizador de vértices e o sistema de *Pile-Up*.

O detector de vértices do LHCb, chamado de LOcalizador de VÉrtices ou VELO, da contração do seu nome em inglês, *VErtex LOcator*, forma o primeiro sistema com material ativo utilizado para detectar as partículas produzidas nas colisões de prótons. O VELO está descrito em detalhes no Capítulo 4.

Em sinergia com o VELO, o sistema de veto de Pile-Up se encontra montado no mesmo



Figura 3.7: Mapeamento do campo magnético ao longo do eixo z do LHCb. As duas curvas representam os campos magnéticos obtidos com as diferentes polaridades da corrente aplicada.



Figura 3.8: Desenho esquemático das espiras do eletroímã e do núcleo de Ferro que faz o retorno das linhas de campo.



Figura 3.9: O desenho indica as posições no eixo z dos sensores do *Pile-Up* e do VELO. Abaixo são mostradas as diferentes configurações do VELO: retraído (dir.) ou preparado para a tomada de dados (esq.).

aparato retrátil dentro do vácuo secundário (mais detalhes no Capítulo 4) e é responsável pela medida preliminar da posição em *z* (mesma direção da propagação dos prótons antes da colisão) dos vértices primários, e repassar essa informação ao sistema de *trigger* em tempo real, antes da decisão da aquisição de cada evento.

Esses dois sistemas são constituídos de detectores de micro tiras de silício. Enquanto o VELO é composto por 42 módulos, cada um com dois sensores de silício que em conjunto fornecem a informação do ângulo polar e do raio com relação ao eixo *z*, o sistema do *Pile-Up* é composto por apenas 4 detectores que medem apenas a informação do raio reconstruindo traços no formato de partes de cilindros, já que cada segmento possui cerca de 45° de cobertura angular. A importância do sistema de *Pile-Up* será descrita juntamente com o sistema de *trigger* na seção 3.3.10.

A disposição dos sensores do VELO e do Pile-Up está diagramada na figura 3.9.

3.3.6 Os Detectores RICH

O LHCb conta com dois sistemas de detectores RICH, descritos em [32], para realizar a identificação de partículas numa faixa de momento de 1 GeV/c até pouco acima de 100 GeV/c. Os detectores

RICH utilizam o efeito Cherenkov para medir a velocidade das partículas que se propagam através de um determinado meio, também chamado de radiador. As partículas que atravessam o radiador com velocidade superior que a da luz naquele meio emitem uma luz coerente direcionada num mesmo ângulo com relação à direção de propagação da partícula, denominado ângulo de Cherenkov, ou θ_c . Essa luz é devidamente refletida e focalizada em um anel, cujo valor do raio fornece informação sobre a massa da partícula, quando combinado ao momento medido pelo sistema de trajetórias, daí o acrônimo *Ring Imaging CHerenkov* dado para esse tipo de detector.

Para efetuar a focalização dos fótons de Cherenkov os detectores RICH possuem espelhos esféricos de alta refletividade e baixa densidade para não oferecer resistência às partículas que atravessam o detector. Um conjunto adicional de espelhos planos conduzem os fótons para fora da região de aceitação angular do LHCb, onde se encontram os HPD (*Hybrid Photon Detectors*, [33]) que finalmente convertem os fótons em sinais eletrônicos para a leitura. Todo o sistema dos detectores RICH são protegidos por um material de alta permeabilidade magnética de modo a isolar o campo magnético produzido pelo eletroímã. Uma proteção adicional foi desenvolvida para o funcionamento ideal dos HPD, já que sua tecnologia se baseia na aceleração de fotoelétron que são defletidos por campos magnéticos.

Fotodetectores

Os detectores utilizados para a medição dos fótons gerados pelo efeito Cherenkov foram desenvolvidos pelo LHCb em colaboração com a indústria. O funcionamento básico dos HPD se baseia na medida da posição do fotoelétron, criado pelo fóton incidente, acelerado por uma diferença de potencial de cerca de 10 a 20 kV. A posição é determinada por um sensor de *pixels* de silício, que justifica o nome de foto detector híbrido por utilizar a geração de fotoelétron e a detecção com sensores de silício. Um desenho esquemático mostra um corte transversal de um HPD na figura 3.10, junto a uma foto de um dos HPD.

RICH1

O primeiro detector RICH é localizado adjacente ao VELO onde se encontra uma janela de alumínio para minimizar o material nessa junção. Logo após a janela, encontra-se o primeiro radiador do RICH1 composto de aerogel de sílica, situado na verdade dentro do segundo radiador preenchido com o gás fluorobutano (C_4F_{10}). O RICH1 cobre toda a aceitação angular do LHCb, sendo que seus limites na coordenada *z* são de 990 mm a 2140 mm, no referencial do LHCb. A figura 3.11 mostra um desenho esquemático e uma fotografia do RICH1.

Radiadores

O aerogel é uma forma coloidal do quartzo, sólido e com densidade baixa, sendo possível



Figura 3.10: Um desenho esquemático de um HPD (esq.) e uma foto de um protótipo de um HPD (dir.).



Figura 3.11: A figura (a) mostra o desenho esquemático do RICH1. A figura (b) mostra um desenho técnico indicando sua instalação junto ao VELO, e a figura (c) mostra uma fotografia do RICH1 instalado.

ajustar o seu índice de refração na faixa de 1.01-1.10 – ideal para a identificação de partículas com momento de poucos GeV/c. No LHCb, o radiador de aerogel possui 51 mm de espessura e índice de refração de 1.03 para fótons de 400 nm de comprimento de onda (λ). Para a espessura escolhida são estimados, através de simulações de Monte Carlo, em média 5 fotoelétron detectados pela eletrônica final de leitura. Testes com feixe mostraram não só que essa simulação é confiável, como também demonstraram que a degradação do aerogel não é significante ao longo da vida útil do LHCb e a deterioração por conta da radiação pode ser desprezada ([34]). O gás C₄F₁₀ possui um índice de refração menor que o do aerogel – cerca de 1.0014 para $\lambda = 400$ nm, que fornece boa identificação de partículas na faixa de 5 até o máximo de 60 GeV/c. O rendimento de fotoelétron é estimado em cerda de 15 para cada partícula incidente.

Sistema Ótico

O sistema de reflexão e recolhimento dos fótons gerados pelo efeito Cherenkov do RICH1 possui simetria vertical, ou seja, os espelhos esféricos são inclinados para fora da aceitação angular do detector para cima ou para baixo, dependendo do quadrante. O suporte para os espelhos esféricos são anexados às bordas (compostas de um quadro de fibra de carbono) de modo a sustentar a estrutura e permanecer fora da aceitação angular. Esse suporte é montado em trilhos, sobre uma estrutura de alinhamento ótico. Como os espelhos planos já se encontram fora da aceitação angular, estes são simplesmente montados sobre um sistema de alinhamento de 3 pontos fixado em uma placa rígida, que finalmente também é colocada sobre um sistema de trilhos. Ambas as estruturas dos espelhos planos e esféricos são ajustáveis mesmo após a vistoria do alinhamento. As constantes de alinhamento finais podem ser obtidas pela reconstrução dos anéis gerados por partículas provenientes de colisões ou do halo do LHC.

Os espelhos esféricos possuem raio focal de 2700 mm confeccionados com um substrato de fibra de carbono (ao invés de vidro), que contribui apenas com menos que 2% de X_0 (ao invés de 8% de X_0 com vidro). A superfície refletora dos espelhos esféricos é criada com a deposição de uma camada de alumínio (80nm) e fluoreto de magnésio (MgF₂, 160 nm), alcançando uma refletividade tão boa quanto à atingida quando se usa o substrato de vidro. Os espelhos planos são confeccionados com a deposição de alumínio e fluoreto de magnésio coberto por uma terceira camada de óxido de háfnio (HfO₂), que forneceu a melhor refletividade obtida durante o desenvolvimento dos espelhos ([35]).

Fotodetectores

Os HPD do RICH1 são posicionados em 2 planos (um em cada extremidade, acima ou abaixo, do RICH1), seguindo uma disposição hexagonal. Cada um dos HPD possui uma blindagem contra o campo magnético adicional à blindagem externa do RICH.O campo magnético obtido com a blindagem adicional é menor do que 2.4 mT, abaixo do máximo (3mT) permitido para o bom



Figura 3.12: A figura (a) mostra o desenho esquemático do RICH2. A figura (b) mostra um desenho técnico indicando sua instalação, e a figura (c) mostra uma fotografia do RICH2 instalado.

funcionamento dos HPD.

RICH2

O segundo detector RICH do LHCb se encontra após as estações do sistema de trajetórias, e é dedicado à identificação das partículas de alto momento, na faixa superior ao RICH1. O RICH2 não possui a mesma cobertura angular que o RICH1, cobrindo apenas a região de pequenos ângulos polares (abertura total de 120 mrad na horizontal e 100 mrad na vertical), onde se esperam as partículas de mais alto momento – o RICH2 deve ser capaz de separar káons de píons com momento na faixa dos 15 até pouco mais que 100 GeV/c. O RICH2 possui uma espessura total de 2332 mm, com sua face posicionada a z = 9500 mm do ponto de interação. A figura 3.12 mostra um desenho esquemático e uma fotografia do RICH2.

Radiador

O RICH2 possui um radiador preenchido com o gás fluormetano (CF_4), que possui índice de refração igual a 1.0005 para o comprimento de onda de 400 nm, nas condições nominais de operação. O número total de fótons criados pelo efeito Cherenkov é de cerca de 14. Assim como no RICH1, a pressão do gás é ligeiramente superior à pressão atmosférica, para a prevenção de contaminação externa, e a temperatura é ambiente, sob permanente monitoramento e arquivada pelo sistema de controles lentos.

Sistema Ótico

O sistema ótico do RICH2 possui muitas similaridades ao do RICH1, já que de fato os dois foram desenvolvidos em conjunto. Assim como no RICH1 os suportes dos espelhos esféricos foram

projetados de modo a ficar fora da aceitação angular do restante do detector. Para o RICH2, contudo, os espelhos planos também ficam dentro da aceitação angular e requerem também cuidados especiais quanto ao material de substrato e suporte.

Diferentemente do RICH1, a simetria da construção do RICH2 é horizontal – os fótons são refletidos para fora a direita ou esquerda até os fotodetectores posicionados fora da aceitação angular do LHCb.

Os espelhos planos e esféricos do RICH2 são compostos de um substrato de 6 mm de espessura de vidro Simax (o desenvolvimento dos espelhos é descrito em [36]), coberto pela camada tripla de Al+MgF₂+HfO₂, a mesma utilizada nos espelhos planos no RICH1. O raio de curvatura dos espelhos esféricos é de 8600 mm, e os espelhos planos são, na verdade, esféricos devido à dificuldade técnica de produzir substratos planos tão finos estáveis, com pequenas deformações. Apesar do raio de curvatura dos espelhos planos ser finito, o mesmo é muito grande e igual 80 m, o que afeta minimamente a reconstrução dos anéis.

Fotodetectores

Os fotodetectores do RICH2 são posicionados numa região de campo magnético mais baixo que a do RICH1, não sendo necessária a proteção individual adicionada a cada HPD. Uma caixa de material com alta permeabilidade magnética reduz o campo magnético de 15 mT para 0.2-0.6 mT.

Desempenho

Simulações e testes com feixe mostram resultados promissores para a identificação de partículas utilizando os sistemas RICH. Um algoritmo de reconhecimento de padrões realiza a busca dos anéis com informações obtidas do sistema de trajetórias para a extrapolação de cada centro. O diâmetro de cada anel é medido e conjuntamente com a informação do momento a identificação é fornecida como a melhor hipótese para o dado traço e a curva da diferença de verossimilhança com relação às outras hipóteses. As curvas da figura 3.13 mostram o resultado para a separação entre káons e píons obtida para a faixa de momento de operação dos dois sistemas RICH. Na figura os símbolos sólidos mostram a fração de káons corretamente identificados, e os símbolos abertos mostram a fração de píons incorretamente atribuídos com a melhor hipótese de ser um káon.

Considerando o número médio de partículas produzidas numa colisão de prótons no LHCb, cerca de 100 partículas, e que o LHCb possui dois sistemas RICH, a execução do algoritmo de identificação de partículas se torna extremamente dispendiosa em termos de tempo de processamento. No entanto, estudos estão sendo desenvolvidos para a inclusão da identificação de hádrons no sistema de *trigger* de nível superior.

A identificação final de partículas é realizada combinando as informações vindo dos calorímetros



Figura 3.13: Exemplo do poder de separação entre káons (símbolos sólidos) e píons (símbolos abertos), com a utilização do RICH. O gráfico compara a eficiência de identificação correta contra a eficiência de identificação falsa.

e das câmaras de múon, na chamada identificação global.

3.3.7 O Sistema de Reconstrução de Trajetórias

Além do VELO, o LHCb possui um sistema dedicado à reconstrução da trajetória e medição do momento das partículas carregadas. Este sistema por sua vez é subdividido em três partes: a estação de traços do *trigger* (TT); as três estações de traço (T1, T2 e T3), que são divididas em uma parte mais próxima ao tubo do feixe, o *Inner Tracker* (IT), e outra mais distante, o *Outer Tracker* (OT). As estações TT e IT possuem sensores de micro tiras de silício, compondo o grupo denominado ST (*Silicon Tracker*), já que foram desenvolvidos em conjunto. Já a parte mais externa das estações T, o OT, são compostas de detectores a gás com a tecnologia de *Straw Tubes*.

Para exemplificar o resultado da reconstrução dos traços (combinando resultados do VELO e das estações T e TT) a figura 3.14 mostra um evento típico, com as trajetórias reconstruídas pelos algoritimos em *software*. A seguir são apresentados mais detalhes sobre cada uma das partes do sistema de reconstrução de trajetórias do LHCb.

Sensores de Silício

A estação de traços para o *trigger* e a parte interna das estações T, o *Inner Tracker*, utilizam sensores muito parecidos, projetados em conjunto. Cada estação possui quatro planos de tiras seguindo a geometria *xuvx*, ou seja, o primeiro e o último planos possuem tiras na direção vertical



Figura 3.14: Exemplo dos traços reconstruídos num evento típico do LHCb.

(y) e portanto medem a posição em x, e o segundo e o terceiro planos possuem tiras que fazem um ângulo de -5° e $+5^{\circ}$ com a direção y. As três direções independentes são utilizadas de modo a resolver as ambiguidades inerentes à determinação das intersecções entre as tiras atingidas quando várias partículas cruzam os planos detectores¹.

Os sensores desenvolvidos pelo ST têm espessura variável para cada uma de suas aplicações, sendo a menor possível para fornecer uma razão sinal sobre ruído de no mínimo 12. Embora possuam espessura diferentes, os sensores da TT e da IT possuem vários aspectos em comum: são todos produzidos com silício do tipo *p-em-n*, possuem eletrônica de *front-end* semelhante, utilizando Beetles (cujo funcionamento será descrito no Capítulo 4) e um sistema de controle em comum. Todos são confeccionados com cerca de 200 μ m de largura entre as tiras, resultando em cerca de 50 μ m de resolução espacial.

A Estação de traços do Trigger

A estação de traços do *trigger* ([37]) são localizadas entre o RICH1 e o eletroímã. Ela possui pouco mais que 150 cm de largura e 130 cm de altura e cobre toda a aceitação angular do LHCb. Os quatro planos de detecção são organizados em dois pares separados por 27 cm na direção z. O primeiro par possui tiras nas direções x e u e o segundo, v e x. A figura 3.15 mostra o esquema da distribuição espacial dos sensores: eles são divididos em duas metades, uma acima e outra abaixo do feixe, cada uma com 18 colunas e 7 sensores em cada coluna. Os sensores possuem uma pequena superposição que evita a existência de regiões não ativas e auxilia os algoritmos de alinhamento sensor a sensor. Na região ao redor do tubo do feixe, como também pode ser visto na figura 3.15, a distribuição espacial tem de ser diferente e a superposição entre os sensores é um pouco maior.

Os sensores da TT possuem 500 μ m de espessura e cada um possui 512 tiras de espaçadas de

¹Mais explicações sobre as ambiguidades e como elas são resolvidas são dadas na seção 4.2.1.



Figura 3.15: Desenho da distribuição dos sensores no plano u da estação TT.

183 μ m entre si, que fornecem uma resolução pouco menor que os 50 μ m requeridos pelo projeto inicial. Os sinais eletrônicos são conduzidos por cabos de kapton até as bordas do detector, (na parte superior ou inferior) onde se encontram os híbridos que realizam a leitura e fornecem o suprimento de energia. As ligações de *bonds* são protegidas por pequenas placas de Kevlar, e para fornecer rigidez mecânica são utilizados quadros de fibra de carbono.

A estação TT é montada sobre um sistema de trilhos de alumínio que permite a retração para manutenção do detector ou para o acesso ao tubo do feixe. O sistema de suporte também incorpora tubos para o sistema de resfriamento, que mantém a temperatura dos sensores abaixo de 5°C. A caixa que veda os sensores à entrada de luz ou ar é preenchida com Nitrogênio, que é trocado constantemente.

As Estações Internas (IT)

As partes mais próximas do tubo do feixe das estações de traço são formadas por 4 camadas de planos detectores de micro tiras de silício. Cada uma das estações internas cobre uma largura de 120 cm e uma altura de 40 cm, em forma de uma cruz ao redor do tubo do feixe. Assim como na TT a orientação das tiras é organizada seguindo o esquema xuvx. Detalhes sobre o desenvolvimento dos módulos do IT são encontrados em [38].

Cada uma das estações internas possui quatro caixas que abrigam os sensores da luz e provêem arrefecimento ($\leq 5^{\circ}$ C). As caixas são posicionadas ao redor do feixe, conforme mostrado na figura 3.16 e são sustentadas por um quadro de apoio que pode ser retraído para fins de manutenção.



Figura 3.16: Distribuição das caixas do IT, que contém os quatro planos de detectores.

Como pode ser visto na figura 3.17, os sensores são distribuídos de modo que possuam uma pequena superposição, cerca de 3 mm, pelos mesmos motivos da estação TT.

Os módulos da parte interna das estações T são lidos a partir de sua extremidade inferior (ou superior apenas para os sensores situados acima do tubo do feixe) onde estão localizados os híbridos. Em muitos aspectos os módulos são idênticos aos da TT, excetuando-se por pequenas diferenças nos sensores de silício: eles possuem 384 tiras espaçadas de 198 μ m; a espessura varia entre os dois tipos de módulo, podendo ser de 320 μ m para os módulos de um único sensor, ou de 410 μ m para os módulos de 2 sensores. A resolução é também um pouco maior que os 50 μ m dos sensores da TT, devido ao espaçamento entre as tiras cerca de 10% maior. Os híbridos também são muito similares aos híbridos da TT, com a diferença no número de Beetles – são necessários apenas 3 para ler 384 tiras, no lugar de 4 para as 512 tiras dos sensores da TT.

As Estações Externas (OT)

As chamadas estações externas ou OT completam o sistema de reconstrução de trajetórias do LHCb e são descritas em detalhe em [39]. As estações do OT cobrem a aceitação angular de menor ocupação e são constituídas por módulos de detectores a gás. Cada módulo é composto por dois planos de micro tubos (ou canudos) desalinhados de tal maneira que os centros dos tubos do segundo plano ficam alinhados com o vão entre os tubos do primeiro plano (como pode ser claramente entendido observando a figura 3.18). Quatro planos de módulos, organizados seguindo a geometria xuvx compõem cada uma das estações do OT. O ângulo estéreo para os planos u e v é o mesmo utilizado nas estações TT e IT, respectivamente -5° e $+5^{\circ}$ com relação à direção



Figura 3.17: Desenho da disposição dos sensores de um dos planos da IT.



Figura 3.18: Desenho esquemático do posicionamento dos tubos em um plano do OT.

vertical.

A tecnologia de micro tubos foi escolhida por uma série de motivos: ela é robusta e mecanicamente estável; a contribuição com material a ser atravessado é pequena; a precisão obtida é satisfatória para a região estudada; o custo é reduzido para cobrir a área total de 5971×4850 mm² (figura 3.19) de cada estação do OT; em princípio essa tecnologia é também bastante resistente à radiação.

Os tubos são construídos através de duas folhas enroladas de modo a criar um cilindro – a folha interna é feita de uma fina camada (40 μ m) de Kapton dopada por carbono (Kapton-XC), e a folha externa é composta por uma camada de Kapton condutor (25 μ m) coberta por uma camada de alumínio (12.5 μ m). O diâmetro total de cada tubo é de 4.90 mm, e a distância entre os centros dos tubos é de 5.25 mm. Dentro de cada tubo existe um fio de tungstênio coberto por uma camada



Figura 3.19: Desenho de uma estação da OT à esquerda, e um desenho da instalação do OT à direita.

de ouro que funciona como anodo e possui 25 μ m de diâmetro. Para construir os módulos e fornecer a rigidez mecânica, os tubos são colados em uma folha de fibra de carbono. A leitura dos tubos é feita em cada uma das extremidades, havendo uma divisão na metade de cada tubo. Quando finalmente montados, as camadas são arranjadas de modo que haja uma superposição nas regiões de divisão para não haver regiões não detectoras.

Para a operação dos módulos, cada tubo é preenchido com uma mistura gasosa de 75% Ar, 15% CF₄, 10% CO₂, e portanto cada tubo funcionam como uma câmara de deriva monofilar, e a distância entre a passagem da partícula e o fio (anodo) pode ser medida através do tempo de deriva, que é menor que 50 ns e medido com uma resolução de 400ps. Testes com feixe de partículas demonstraram que precisões melhores que 150 μ m podem ser obtidas com essa técnica ([40]).

3.3.8 Calorímetros

Os calorímetros do LHCb (descritos em [41]) possuem principalmente duas funções: participam ativamente do *trigger* detectando rapidamente os hádrons, fótons e elétrons de alta energia. Fazem também parte do sistema de identificação de partículas e somente os múons devem atravessar todas as camadas de calorímetros. Há três partes distintas no calorímetro, primeiramente encontra-se um sistema de placas cintiladoras (SPD) e o pré-chuveiro (PS); logo após o pré-chuveiro se encontra o calorímetro eletromagnético (ECAL) seguido pelo calorímetro hadrônico (HCAL). Todos os sistemas que fazem parte do calorímetro são descritos nas seções a seguir.



Figura 3.20: Desenho indicando a segmentação dos detectores do SPD/PS e ECAL.

O SPD/PS

O detector de placas cintiladoras (*Scintilator Pad Detector*) é a primeira camada com material ativo do sistema de calorímetros. Sua principal função é detectar as partículas carregadas antes da formação de chuveiros ou produção de pares, efetuando portanto a primeira separação entre fótons e elétrons.

O projeto inicial do LHCb não incluía o SPD. A adição dessa primeira camada detectora diminui significativamente a contaminação ao *trigger* de elétrons criada por π^0 com grande energia transversa. O desenho do SPD é bastante simples, composto por placas cintiladoras de 15 mm de espessura, e a mesma segmentação do PS e ECAL (mostrada na figura 3.20.

Para ser capaz de diferenciar o sinal de píons carregados do sinal de elétrons é necessário adicionar uma camada extra anterior ao ECAL, com comprimento de radiação suficiente para iniciar os chuveiros eletromagnéticos mas não os hadrônicos. Por esse motivo foi instalada uma parede de 12 mm de espessura de chumbo $(2X_0)$ entre o SPD e o PS (*pre-shower*). O PS possui o mesmo tipo de detecção utilizada pelo SPD, e suas células são utilizadas para definir a posição inicial dos chuveiros. A espessura da parede de chumbo foi determinada em 12 mm de modo a não só otimizar a separação entre píons e elétrons mas também manter a precisão na medida de energia em níveis aceitáveis – um acréscimo de 1 X₀ (total de 3 X₀ no lugar de 2 X₀) na espessura da parede de chumbo melhora a separação π^--e^- em cerca de 20% mantendo o nível de rejeição de elétrons praticamente constante, porém degradando a precisão na medida de energia.

A tecnologia utilizada pelo SPD e PS é similar, baseada na medida da luz gerada pela passagem de partículas carregadas através das placas cintiladoras. A luz é capturada com a utilização de fibras óticas colocadas dentro das placas cintiladoras e guiada para fotomultiplicadoras que realizam a leitura de ambas extremidades das fibras. As fibras óticas utilizadas para a leitura são do tipo WLS (*Wave Length Shifter*) que alteram o comprimento de onda da luz lida conforme ela se propaga pela fibra e diminuem o tempo necessário para leitura, produzindo um pico mais estreito.



Figura 3.21: Desenho de um módulo do ECAL. É possível ver a pilha de cintiladores e placas de chumbo.

As fibras escolhidas foram as que apresentaram melhor resultado para a velocidade de leitura e boa resistência à radiação.

ECAL

O calorímetro eletromagnético do LHCb foi projetado com a tecnologia *Shashlik*, estruturada com camadas de 2 mm de espessura de chumbo alternadas por planos de placas de cintiladores de 4 mm de espessura. A segmentação é a mesma apresentada na figura 3.20 e a luz é coletada por fibras óticas do mesmo tipo escolhido para o SPD/PS.

O ECAL é composto por módulos. Cada módulo possui 66 camadas de cintiladores e placas de chumbo totalizando 25 X₀ ou 1.1 comprimentos de interação (λ_I) ou ainda cerca de 830 mm de profundidade (veja na figura 3.21). Os módulos possuem diferentes granularidades dependendo da região em que são montados, sendo denominadas células cada seção de área lida independentemente. Os módulos da região mais interna possuem 9 células com cerca de 40 mm de lado, os da região intermediária possuem 4 células de 60 mm de lado e os da região mais distante do tubo do feixe possuem uma única célula de 120 mm de lado. Os módulos da região mais externa são lidos por 64 fibras óticas e os módulos das regiões interna e intermediária são lidos por 144 fibras cada um.

A resolução na energia medida pelo ECAL é de

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 10\%\sqrt{E} \oplus 1.5\% \tag{3.1}$$

onde *E* representa a energia medida e os erros devem ser somados quadraticamente. Para obter essa precisão são utilizados cerca de 6 mil canais de leitura distribuídos numa área de $6.3 \times 7.8 \text{ m}^2$.



Figura 3.22: Desenho indicando a segmentação dos detectores do HCAL.

HCAL

O calorímetro hadrônico tem por função medir a energia depositada pelos hádrons, identificá-los e participar do sistema de *trigger* separando os hádrons de mais alta energia em cada evento.

O HCAL é construído com uma segmentação diferente da utilizada no SPD/PS ou no ECAL sendo um pouco menos granularizada (a distribuição das células pode ser vista na figura 3.22). A tecnologia do HCAL também é bastante diferente daquele utilizada no ECAL: o HCAL utiliza a organização no chamado esquema de telhas, onde as placas cintiladoras e o material absorvedor são colocados em paralelo com a direção z, no lugar de perpendicular. Essa tecnologia foi desenvolvida pelas colaborações RD34 e ATLAS ([42]).

Diferentemente do ECAL, os módulos do HCAL possuem diferentes tamanhos que correspondem aos tamanhos das células. Há dois tipos de módulos, ambos com seção reta quadrada, o primeiro com lado de 131mm e o segundo com lado duas vezes maior. Cada módulo possui uma profundidade de cerca de 1.65 m. As placas que formam os módulos são de 16 mm Ferro (como material absorvedor) e de 4 mm de placas cintiladoras (material ativo). Os cintiladores são lidos por fibras do tipo WLS pelos mesmos motivos citados anteriormente, na seção 3.3.8.

A precisão final obtida é dada pela energia total medida através da fórmula:

$$\sigma(E)/E = 80\%\sqrt{E} \oplus 10\%,\tag{3.2}$$

onde E representa a energia medida e as incertezas devem ser combinadas quadraticamente.

A principal tarefa do HCAL é integrar a medida de energia de cada grupo de células ativadas (também chamadas de *cluster*) e retornar o valor para o *trigger* de nível mais baixo. Detalhes sobre a atuação de cada subdetector na decisão de *trigger* são dados na seção 3.3.10.



Figura 3.23: Desenho das 5 câmaras de múon do LHCb.

3.3.9 As Câmaras de Múons

O LHCb conta com cinco câmaras de detectores a gás (M1-M5, figura 3.23) usadas para o *trigger* e para fazer a identificação dos múons. A primeira câmara (M1) fica situada antes dos calorímetros, para realizar a medida do sinal dos múons antes da modificação das trajetórias por espalhamento múltiplo e para melhorar a estimativa do momento realizada em tempo real. As quatro últimas câmaras são posicionadas após os calorímetros, intercaladas por paredes de 80 cm de espessura de Ferro. No total, considerando também os calorímetros, até a quinta estação de múons (M5) há 20 comprimentos de interação (λ_I). Apenas os múons com no mínimo 6 GeV/*c* de momento (ou neutrinos) devem ser capazes de chegar até essa profundidade do detector.

O sistema de múons é capaz de realizar a identificação de múons com boa pureza. Um dos desafios para a identificação correta dos múons é a contaminação por produtos de decaimento de píons. Os múons oriundos de píons interferem na decisão de *trigger* e contaminam as combinações de di-múons, utilizadas para a reconstrução de J/ψ , por exemplo.

Além de realizar a identificação dos múons, o sistema de múons fornece a informação necessária para participar da decisão do nível mais baixo de *trigger*, encontrando os múons com alto momento transverso através de um algoritmo implementado em eletrônica. O sistema de múons do LHCb está detalhado em [43].



Figura 3.24: Desenho especificando a segmentação nas diferentes regiões de uma mesma câmara de múons, neste caso a M1.

Tabela 3.2: Tipos de leitura realizados em cada uma das regiões das câmaras de múons.

Região	Tipo de detector	Tipo de Leitura
R4M1-5	MWPC	grupos de fios
R1-R2 nas M2-M3	MWPC	grupos de fios e pads catodos
R1-R2 nas M4-M5	MWPC	pads catodos
R3 nas M2-M5	MWPC	pads catodos
M1-R1	GEM	pads anodo

Tecnologia

Em sua grande maioria, as câmaras de múon utilizam a tecnologia de câmaras proporcionais multifilares (MWPC). Cada uma das câmaras de múons é subdividida em quatro regiões, a região mais interna partindo do tubo do feixe é denominada R1, e conforme a distância cresce são definidas as regiões R2, R3 e R4. O desenho esquemático da figura 3.24 exemplifica a divisão e mostra também como varia a granularidade para cada região.

A primeira câmara de múons possui uma ocupação muito mais alta que as demais. Além de se encontrar antes dos calorímetros, a estação M1 precisa ser mais precisa já que cobre uma área menor com a mesma aceitação angular. A tecnologia escolhida para a região de maior ocupação da M1, M1R1, é de câmaras GEM (*Gas Electron Multiplier*).

Em todas as outras câmaras e regiões a tecnologia de MWPC é adotada. A forma da leitura, seja através dos *pads* catodos ou através dos fios, varia conforme a precisão necessária para cada região de cada câmara. A tabela 3.2 contém o resumo de qual região/câmara efetua cada tipo de leitura.



Figura 3.25: Uma fotografia de uma MWPC em processo de construção e o desenho esquemático de um detector de vão duplo.

As MWPC

As câmaras de MWPC, bem descritas em [44], são construídas em tamanhos variáveis para popular todas as regiões com diferentes requerimentos das câmaras de múons. Cada MWPC possui um plano de fios de tungstênio coberto por Ouro com 30 μ m de diâmetro total e espaçados de 2 mm entre si. O plano de fios é disposto no centro de um vão preenchido com uma mistura gasosa de argônio, dióxido de carbono e fluormetano, na proporção de Ar:CO₂:CF₄ = 40:55:5. Uma das extremidades do vão é coberta pelo plano catodo segmentado, situado a 2.5 mm de distância do plano de fios, enquanto que a outra extremidade é aterrada. Quando dois vãos consecutivos são interligados, através de um OU lógico dos sinais de leitura, é formada uma estrutura denominada de **vão duplo**. A eficiência obtida por um vão duplo com o ganho nominal é maior que 95%, com um período de integração inferior a 20 ns. Excetuando-se a câmara M1, onde se utiliza apenas um vão duplo, as câmaras M2-M5 são constituídas de detectores com dois vãos duplos. A figura 3.25 mostra uma MWPC construída e um desenho esquemático detalhando suas camadas.

Os GEM

A região mais interna da câmara M1 utiliza a tecnologia de GEM triplo, devido aos requerimentos mais exigentes impostos pelo grande número de colisões no LHC. Em média, o fluxo de partículas deve ser superior a 180 mil partículas por segundo por cm². Cada um dos detectores de GEM triplo possui três camadas de folhas com os pequenos furos que caracterizam a tecnologia GEM intercaladas pelos planos anodo e catodo. As distâncias entre os planos GEM e os planos



Figura 3.26: Desenho das camadas de uma câmara GEM.

anodo-catodo foram escolhidas cuidadosamente durante o desenvolvimento do detector ([45]) e são mostradas na figura 3.26. Estudos com protótipos demonstraram eficiência superior a 96% com ganho de cerca de 6000 utilizando a mistura Ar:CO₂:CF₄ = 45:15:40. A precisão obtida pelos protótipos é de 70 μ m em xy e de 40 μ m na direção z.

3.3.10 O Sistema de *Trigger*

Apesar de não ser um dos sistemas detectores, o *Trigger* do LHCb possui uma das mais importantes funções dentro do experimento – devido à alta freqüência de cruzamento das nuvens de prótons e à limitada capacidade de gravar os dados de todos os detectores o *Trigger* precisa fazer a separação entre os eventos de interesse para as análises de dados *offline* e rejeitar os eventos irrelevantes. O sistema do *trigger* do LHCb é bem descrito em [46].

Desde a proposta técnica do experimento em 1998 ([47]) o sistema de *Trigger* perdeu dois níveis de decisão, sendo atualmente composto por apenas dois, o nível 0 e o *Trigger* de Nível Superior (ou HLT). O nível 0 é completamente construído em eletrônica e o HLT realiza sua decisão através do processamento dos dados adquiridos pelo detector por computadores comerciais. Apesar de extinto, o nível 1 continua sendo utilizado nas análises de eventos simulados anteriores à essa mudança. Esse novo desenho adiciona mais flexibilidade ao sistema para ajustes durante a tomada de dados e para melhorias futuras.

Requerimentos

O projeto do LHC, conforme descrito na seção 3.1, irá produzir cruzamentos entre as nuvens de prótons na freqüência de aproximadamente 40 MHz. Como a luminosidade utilizada pelo LHCb é reduzida, a probabilidade de ocorrer uma interação inelástica é diminuída para apenas cerca de um quarto dos cruzamentos. Além disso, somente os eventos que contém um par de quarks $b\overline{b}$ são
CAPÍTULO 3. APARATO EXPERIMENTAL

relevantes para o LHCb. Estima-se que pares de $b\overline{b}$ sejam produzidos em apenas 1% das colisões, o que reduz a freqüência de eventos relevantes para cerca de 100 kHz. Contudo, somente 15% desses eventos contém todos os produtos do decaimento do quark-*b* dentro da aceitação angular do detector. E, finalmente, as razões de ramificação dos eventos utilizados para estudos de violação de CP são geralmente menores que 0.1%. O *Trigger* foi planejado para selecionar com alta eficiência os canais de interesse para física rejeitando os eventos de ruído o máximo possível.

O trigger de nível 0

O *trigger* de nível 0 tem a meta reduzir a freqüência de eventos a serem lidos de inicialmente 40 MHz para 1.11 MHz, que é a velocidade de leitura dos dados dos subdetectores. Os critérios de seleção para o *trigger* de nível 0 são relativamente simples.

- Pile-Up: Os quatro sensores tipo-R que compõem o Pile-Up estimam a posição z (como é ilustrado na figura 3.27) dos possíveis vértices primários produzidos no cruzamento das nuvens. Para encontrar interações primárias empilhadas, o sistema de Pile-Up simplesmente mede a posição z de todas as partículas observadas pelos sensores do Pile-Up, monta um histograma com os valores e procura pela presença de picos. O número de picos é enviado para a L0DU que irá tomar a decisão de vetar ou não o evento de acordo com a configuração utilizada. Em geral os eventos serão descartados se há nenhuma, ou múltiplas colisões inelásticas.
- **Calorímetros:** A granularidade dos calorímetros é diminuída pela metade, criando células de tamanho 2×2 . A multiplicidade de partículas criadas na colisão é estimada através do número de pontos iluminados no SPD. Eventos muito populados são indesejáveis, devido à complexidade de reconstrução e análise e à grande probabilidade de mais do que uma colisão ter acontecido. Através da leitura das células são identificados o fóton, o elétron, o π^0 e o hádron com a maior E_T , e o evento em questão é aceito se pelo menos uma dessas partículas satisfizer o limiar imposto. O valor do limiar é programável.
- Sistema de múons: O sistema de múons é capaz de rapidamente reconstruir a trajetória dos múons. Os traços dos múons são procurados dentro de um **campo de interesse** (FOI) extrapolado a partir dos sinais lidos na M3 (chamados também de sementes). Se são encontrados sinais correspondentes nas outras câmaras dentro do FOI, um traço é ajustado. Cada traço é processado e seu P_T é estimado, com precisão de cerca de 20%, independente de informações de outros detectores. Os dois múons com maior momento transverso para cada quadrante são separados e se pelo menos uma entre duas condições for satisfeita o evento é mantido: se pelo menos um dos múons possui momento transverso acima de um limiar estipulado ou se a combinação dos dois maiores P_T for maior que um segundo limiar.



Figura 3.27: Ilustração de dois vértices reconstruídos e separados pelos detectores do Pile-Up.

Todas as informações são coletadas pela chamada unidade de decisão do nível 0 (L0DU), que define a resposta do *trigger* para cada cruzamento de nuvens. A decisão é enviada para todos os subdetectores cerca de 4 μ s após o dado cruzamento, e como esse tempo de latência é fixo, os detectores possuem filas de espera para fazer a leitura (ou não fazer, dependendo da resposta da L0DU) do mesmo evento. A decisão tomada pela L0DU é encaminhada para o Supervisor de Leitura (também conhecido como Odin) que distribui o comando para as placas de leitura (TELL1em grande maioria, exceto para o RICH), que convertem as informações dos detectores em dados compactados, encaminhando-os para os computadores que irão processar os algoritmos do HLT. Mais detalhes sobre a aquisição de dados são dados na seção 3.3.11, e o HLT é descrito a seguir.

O Trigger de Nível Superior (HLT)

O *Trigger* de nível superior possui ainda maior responsabilidade que a descrita em [37], quando o LHCb fora re-otimizado. A freqüência de entrada de eventos para o processamento aumentou para 1.1 MHz, que é a velocidade máxima de leitura de vários subdetectores, limitada pela eletrônica de *front-end*.

O HLT consiste em uma série de algoritmos escritos na linguagem C++, rodando em cada uma das CPU do conjunto de computadores dedicados à filtragem de eventos, a EFF (*Event Filter Farm*), que possui entre mil e dois mil computadores. O programa do HLT é capaz de coletar os dados de todos os subsistemas e executar tarefas tão complexas quanto as realizadas pelas análises *offline*. Devido ao grande fluxo de dados e os limitados recursos computacionais, o HLT realiza cortes simples para rapidamente reduzir a quantidade de eventos que serão reconstruídos mais detalhadamente. O HLT reduz o fluxo de eventos de 1 MHz para cerca de 2 kHz, que é a freqüência esperada para gravar os eventos em armazenamento permanente.

A arquitetura do HLT é baseada nas "alamedas", mostradas no diagrama da figura 3.28. Cada



Figura 3.28: Diagrama da seqüência lógica das alamedas do HLT.

alameda é responsável pela execução de um algoritmo baseado em qual detector gerou a resposta positiva no *trigger* de nível 0. A maioria dos eventos é selecionada por apenas um dos detectores, sendo processada por apenas um das alamedas. Contudo, em cerca de 15% dos casos, um evento é selecionado por mais que um dos algoritmos do nível 0, e, nesse caso, o evento é processado por todas as alamedas ativadas pelo *trigger* de nível 0. Se um evento é selecionado por pelo menos uma das alamedas ele é inteiramente reconstruído e algoritmos mais sofisticados procuram por um méson-B.

Os algoritmos das alamedas tentam confirmar a resposta do nível 0 adicionando condições de parâmetro de impacto, utilizando informações do VELO. A resposta do nível 0 é confirmada em cerca de 35% das vezes reduzindo o fluxo de eventos para 30 kHz, baixo o suficiente para incluir a reconstrução das trajetórias dos traços e as medidas de momento com precisão de $\delta p/p = 1 - 2\%$. Nesse estágio, eventos que contém partículas com alto momento transverso e parâmetro de impacto grande com relação ao vértice primário são mantidos. O resultado combinado da seleção das alamedas produz um fluxo de eventos de aproximadamente 10 kHz. A partir desse estágio todos os traços no evento são completamente reconstruídos e partículas intermediárias comuns em decaimentos de mésons-B são reconstruídas, tais como K^{*0} \rightarrow K⁺ π^- , D⁰ \rightarrow h⁺h⁻, D⁻_s \rightarrow K⁺K⁻ π^- , K⁰_S \rightarrow $\pi^+\pi^-$, J/ ψ \rightarrow $\mu^+\mu^-$ e ϕ \rightarrow K⁺K⁻. Dois algoritmos são finalmente aplicados, e os eventos selecionados por pelo menos um deles são mantidos. O primeiro realiza uma busca geral por eventos que possivelmente possuam produtos de um decaimento de um méson-B. O segundo aplica seleções de decaimentos exclusivos que apesar de acontecerem



Figura 3.29: Visão geral das tarefas do sistema Online do LHCb.

raramente são os de maior interesse para a física. A sucessão de todos os algoritmos reduz o fluxo de eventos para cerca de 2 kHz, que são escritos no armazenamento permanente.

Como o HLT é escrito completamente em software, a quantidade de eventos em cada etapa pode ser ajustada, e dependendo das condições do feixe, certos tipos de eventos podem ser favorecidos, mantendo um fluxo final constante. Além disso, melhorias computacionais podem sempre aumentar a qualidade e quantidade de dados armazenados. Por fim, uma seleção de eventos aleatórios pode ser adicionada para estudar a eficiência dos algoritmos e garantir que não haja desvios sistemáticos.

3.3.11 O Sistema Online

Além do *Trigger* um outro subsistema não detector do LHCb que também é de vital importância é o denominado sistema do *Online*. O *Online* engloba as tarefas de aquisição de dados (DAQ), sincronização e controle dos sinais rápidos (TFC), controle do experimento (ECS) e monitoramento. Apesar de cada subdetector possuir sua própria estrutura de DAQ/TFC/ECS e monitoramento, em um nível mais amplo, o *Online* realiza a coordenação dessas tarefas e finalmente a retenção dos eventos e as informações da tomada de dados para a reconstrução futura. O sistema do *Online* é descrito em detalhes em [48]. Uma visão geral sobre a intersecção das tarefas do *Online* é ilustrada pela figura 3.29.

Aquisição de Dados (DAQ)

O sistema de aquisição de dados tem por principal função coletar as informações dos circuitos de *front-end* e levar até ao armazenamento de dados final. Os requerimentos básicos desse sistema são a simplicidade e confiabilidade dos equipamentos, além da velocidade necessária para o processamento das informações. É desejável também que o sistema seja flexível, para lidar com eventuais mudanças no tamanho e fluxo de eventos, e que tenha capacidade de fazer processamento em paralelo. Além dessas condições, o sistema de DAQ deve utilizar o máximo possível de elementos comerciais, e protocolos bem estabelecidos para reduzir os custos de desenvolvimento e produção de equipamentos especiais.

De maneira básica, o sistema de DAQ utiliza as placas TELL1 (*Trigger ELectronics Level 1*), ou as placas UKL1 (United Kingdom Boards Level 1) no caso dos detectores RICH, para coletar os dados dos detectores, converter em informação digital e realizar um pré-processamento. Essas placas, que por motivos históricos ainda referidas como placas do *trigger* de nível 1, são bastante flexíveis e capazes de compactar os eventos e mandá-los, através do protocolo de IP, endereçados diretamente para os computadores da EFF (*Event Filter Farm*), transformando a leitura dos eventos em uma tarefa de um alto fluxo de dados em rede.

As placas de nível 1 são coordenadas pelo chamado Supervisor de Leitura, ou ODIN ([49]), que envia juntamente com o sinal de *trigger* a informação do tipo de *trigger* nível 0, e o endereço de IP do computador disponível para fazer a leitura. Para um dado evento, ou mais especificamente para um dado MEP (*Multi Event Package*), todas as placas de nível 1 envolvidas enviam os dados para um mesmo endereço de IP. Uma *switch* de alto desempenho² realiza o roteamento dos MEP para o computador da EFF correspondente que executa o aplicativo de construção do evento. Os eventos construídos são repassados para o processo do HLT, que geralmente é executado no mesmo computador. Quando o evento é finalmente selecionado pelo HLT ele é repassado para o armazenamento através da rede de aquisição de dados.

O Controle de Tempo e Sinais Rápidos (TFC)

O sistema de TFC é o responsável pelo controle e sincronismo da aquisição de dados. Ele fornece centralmente o sinal de relógio à todos os circuitos de *front-end* e às placas TELL1 e UKL1. O TFC recebe também o resultado da L0DU(*Level 0 Decision Unit*), e repassa o comando para a aquisição dos eventos às placas de nível 1. Além disso, o TFC conta com um sistema de retroalimentação que previne contra bloqueios acidentais em alguma parte da rede de leitura, e paralisa o envio do comando do *trigger* de nível 0.

Além de gerenciar o trigger de nível 0, o TFC coordena o endereçamento dos eventos aos

²Em funcionamento nominal a rede de DAQ é coordenada por uma *switch* Force10 com mais de 1000 portas de 1 Gb/s

CAPÍTULO 3. APARATO EXPERIMENTAL

respectivos computadores da EFF (*Event Filter Farm*). Os computadores que possuem menor carga de eventos sendo processados enviam um pedido de evento através da rede de DAQ, entrando assim numa fila de endereços disponíveis que mais tarde são enviados às placas de nível 1.

O tamanho do pacote MEP também é definido pelo TFC. Vários eventos (de 1 a 16) são agrupados num mesmo pacote de dados de modo a minimizar o envio de cabeçalhos desnecessários dentro da rede de DAQ, economizando assim largura de banda.

O Sistema de Controle do Experimento (ECS)

O ECS é responsável pelo controle, configuração e monitoramento de todos os elementos de eletrônica, além do suprimento de energia, controle de temperaturas e pressão, e, se necessário, o desligamento de emergência dos detectores. O ECS é responsável até mesmo pela configuração e controle do sistema de DAQ e TFC.

Como o ECS é destinado principalmente ao controle de elementos de *hardware*, principalmente equipamentos eletrônicos (ou equipamentos controlados através de uma interface eletrônica), é necessário empregar algum tipo comunicação digital. Para as diversas condições inóspitas e grandes distâncias entre a sala de controle e a posição dos equipamentos é preciso utilizar os chamados **barramentos de campo** (*field buses*), que são mais resistentes e confiáveis. No LHCb são utilizados três tipos de barramentos de campo: o Ethernet utilizado em comunicações de rede em geral; o CAN, *Control Area Network*, que é um barramento comercial bem estabelecido; e o SPECS, uma evolução do protocolo I^2C , desenvolvido pelo LHCb para o controle rápido de elementos localizados à longas distâncias.

O *software* escolhido para ser a interface entre os elementos controlados foi o PVSS ([50]). O PVSS é utilizado por todos os grandes experimentos do LHC para o controle dos equipamentos, e seu desenvolvimento é realizado em conjunto através do JCOP (*Joint Controls and Operations Project*), o que evita que elementos de *hardware* comuns entre os experimentos possuam *software* de controle desenvolvidos por diversos grupos. O JCOP auxilia também no desenvolvimento do PVSS em si, criando novas ferramentas que tornam a tarefa de escrever o *software* de controle mais simples.

A estrutura do *software* se baseia nas chamadas Máquinas de Estados Finitos (FSM), que indicam o estado de cada elemento controlado. Uma ordem de mudança de estado é seguida pela execução das ações necessárias e finalmente o novo estado do elemento é atualizado. As FSM são também arquitetadas em estrutura de árvores e as ações tomadas em um nível superior são conseqüentemente aplicadas aos níveis inferiores. Os estados dos níveis mais altos também são afetados pela mudança nos níveis mais baixos, e o aparecimento de alarmes ou erros são rapidamente visualizados nos níveis mais altos do controle. A figura 3.30 mostra um exemplo da estrutura baseada nas FSM e elementos controlados.



Figura 3.30: Exemplo da estrutura ramificada do ECS.

Além do controle dos elementos, o ECS conta ainda com o banco de dados de condições, que arquivam todas as informações relevantes de maneira indexada à tomada de dados (como temperaturas, intensidade do campo magnético, etc.), e com o banco de dados de configurações, que guarda quais configurações foram aplicadas a todos os elementos de *front-end* e placas de aquisição de dados.

3.3.12 Computação

Mesmo com o altamente seletivo sistema de *Trigger*, o LHCb deverá adquirir cerca de 3×10^{10} eventos por ano, considerando a velocidade média de 2 mil eventos escritos em disco por segundo e pelo menos 6 meses de operação estável do LHC. O processamento dessa quantidade de eventos demanda uma grande quantidade de recursos computacionais. Para efetuar esse processamento em uma escala de tempo razoável, o LHCb irá utilizar um modelo de computação distribuída, seguindo a estrutura do GRID.

Na prática, os eventos coletados pela EFF são transferidos para o chamado Tier-0, localizado no CERN, onde são processados e arquivados. Nesse estágio os eventos são salvos no formato "cru", que possui todas as informações coletadas dos detectores. O Tier-0 repassa esses eventos para os chamados Tier-1, onde é realizada a reconstrução dos eventos e o armazenamento no formato de DST (*Data Summary Tapes*). Os Tier-1 serão responsáveis também pela pré-seleção dos eventos de maior interesse para a física, baseada em versões menos severas dos algoritmos de seleção de eventos *offline*. Os Tier-1 podem ser distribuídos entre vários centros. No momento seis centros estão aptos para desempenhar o papel de Tier 1: CERN, CNAF (Itália), FZK (Alemanha),

72

IN2P3 (França), NIKHEF (Holanda), PIC (Espanha) e RAL (Inglaterra). Há ainda um número ainda mais numeroso dos denominados Tier-2, onde serão produzidas as amostras de eventos de Monte-Carlo, repassando os dados simulados para os Tier-1 e Tier-0 para que o armazenamento dos dados permaneça centralizado. Mais detalhes sobre o modelo computacional do LHCb podem ser encontrados em [51].

Capítulo 4

VELO

If I have the belief that I can do something, I shall surely acquire the capacity to do it even if I may not have it at the beginning. Mahatma Gandhi

O LOcalizador de VÉrtices, ou VELO, é o detector de silício do LHCb, cuja principal função é reconstruir a trajetória das partículas carregadas que foram produzidas diretamente nas colisões dos prótons ou nos decaimentos de partículas instáveis e de tempo de vida muito curto. De uma maneira geral, o detector pode ser descrito como um conjunto de 42 módulos, cada um formado por dois planos de detectores de micro-tiras de silício com dopagem do tipo- n^+ , num substrato tipo-n e plano posterior do tipo-p, anexado à sua eletrônica de leitura. As micro-tiras foram planejadas para fornecerem diretamente a medida do o ângulo polar (sensores- ϕ) ou da posição radial (sensores-R) com relação ao eixo do feixe.

O VELO foi planejado para cobrir uma região de pseudo-rapidez bastante ampla, de 1.6 a 4.9, e para reconstruir vértices primários distribuídos entre \pm 10 cm na direção do feixe do LHC ao redor da posição esperada de interação. Além disso, o VELO deve cobrir a aceitação angular nominal do LHCb, que vai de 15 a 300 mrad num ângulo aberto com relação ao feixe.

Para os resultados finais de medidas de física, a precisão na reconstrução dos vértices é fundamental, não só para a separar os eventos de sinal dos eventos de ruído, mas também para determinação do tempo próprio, necessário para as medidas de oscilação dos mésons-B. Essa precisão dita o espaçamento mínimo entre as tiras, assim como a quantidades de sensores necessários para o ajuste de um traço.

A precisão da medida do parâmetro de impacto, valiosa para a separação entre vértices primários

CAPÍTULO 4. VELO

e secundários, é significativamente melhorada quanto menor for a distância entre o vértice e o primeiro ponto medido pelo detector. Por esse motivo o VELO foi projetado para chegar tão próximo ao feixe do LHC quanto 8 mm, um ambiente altamente radioativo, e portanto os sensores de silício, assim como toda a eletrônica de *front-end* precisa ser altamente resistente à radiação. Além disso o VELO é um projeto desafiador em vários outros aspectos, dentre eles cabe citar a operação em vácuo, que permite a proximidade ao feixe, e a retratilidade mecânica do sistema, que permite aos sensores serem afastados durante o período em que o feixe do LHC ainda não está focalizado.

Trabalhei no grupo do VELO no CERN durante o período de estágio de doutorado no exterior, sendo responsável pelo desenvolvimento e testes da eletrônica de controle e aquisição de dados. Trabalhei ainda com os primeiros testes com os módulos finais, realizando as primeiras estimativas de razão sinal sobre ruído. Detalhes técnicos sobre a tecnologia utilizada pelo VELO, o planejamento e o desenho do detector, construção, operação, aquisição de dados e finalmente resultados de testes com feixes de partículas serão discutidos neste capítulo.

4.1 O Funcionamento de Detectores Semicondutores

Os detectores semicondutores aplicados à medidas de radiação são geralmente fabricados com silício ou germânio, e se baseiam na coleta dos transportadores de carga gerados pela passagem de uma partícula ionizante pelo material – quando uma partícula ionizante atravessa um material semicondutor, são gerados pares **elétron-buraco**¹, que normalmente se recombinam dentro do material. Contudo, se um campo elétrico for aplicado, cada tipo de carga pode ser coletada por eletrodos ligados ao detector, gerando assim um sinal elétrico.

Em termos práticos é necessário que haja uma **junção** de materiais com diferentes tipos de dopagens. As **dopagens** são impurezas adicionadas ao substrato semicondutor que aumentam a disponibilidade de um certo tipo de transportador de carga. Para substratos de silício, são utilizados em geral o boro, que aumenta a quantidade de buracos, gerando semicondutor do tipo-*p*, ou o fósforo, que aumenta a quantidade de elétrons, criando um semicondutor do tipo-*n*. Uma junção p-n é criada pelo posicionamento adjacente dos respectivos tipos de silício. Na fronteira da junção é gerada uma região denominada **zona de depleção**, criada pela doação de elétrons pelo material tipo-*n* para o material tipo-*p*. Essa região torna-se neutra, não havendo transportadores de carga livres, e um campo elétrico é gerado devido ao acúmulo de cargas nas bordas da junção. Pares elétron-buraco criados dentro da zona de depleção são naturalmente coletados pelas extremidades da junção: os elétrons caminham para a região p, denominado anodo, e os buracos para a região n, chamado então de catodo. A zona de depleção é portanto a região ativa de um detector semicondutor, e, quando criada naturalmente, é extremamente estreita. Para aumentar a região de

¹Um buraco é na verdade gerado pela falta de um elétron no átomo da rede cristalina. O movimento de um buraco acontece quando esse átomo captura um elétron de um átomo vizinho



Figura 4.1: Diagrama de um detector baseado em uma junção bipolar. Os e^- indicam elétrons e os h^+ , os buracos.

depleção pode ser adicionada uma diferença de potencial entre o anodo e o catodo na chamada configuração reversa: o anodo é ligado ao terminal negativo e o catodo ao terminal positivo. A figura 4.1 mostra um exemplo de um detector criado através de uma junção.

A carga total coletada por um detector semicondutor é proporcional ao número de pares criados, que por sua vez é proporcional à quantidade de material atravessado pela partícula. Para detectores de silício, a energia necessária para a criação de um par é de 3.6 eV, e a energia total depositada varia muito, seguindo uma distribuição de Landau [52].

4.2 A Tecnologia dos Sensores

A tecnologia escolhida para os sensores foi a de detectores de micro-tiras de silício constituídas de implantes do tipo- n^+ num substrato tipo-n e com plano posterior com dopagem do tipo-p. Sensores construídos dessa maneira são freqüentemente chamados de sensores n-em-n.

4.2.1 Micro-tiras

A opção por tira, e não por sensores baseados em *pixels*, foi feita devida à drástica redução do número de canais de leitura. Além desse motivo, sensores de *pixels* requerem que a eletrônica de leitura seja conectada diretamente aos pontos sensíveis, quase sempre dentro da aceitação angular das partículas incidentes, resultando no aumento do material atravessado pelas partículas medidas,

CAPÍTULO 4. VELO

cujas conseqüências são indesejáveis como espalhamento múltiplo ou interações inelásticas, por exemplo.

Em contrapartida à escolha tomada, é sabido que os sensores de *pixels* por possuírem áreas de leitura menores, e por conseqüência capacitâncias menores, têm menores níveis de ruído. Além desse fato, a tecnologia de *pixels* fornece melhor precisão na determinação do ponto atingido, e não sofre o problema de ambigüidades.

Em sensores construídos com 2 planos de tiras ortogonais, a passagem de mais do que uma partícula gera ambigüidades na determinação dos pontos atingidos. Para cada n partículas atravessando a área sensível, haverá n^2 pontos lidos e portanto n(n-1) pontos falsos, chamados de *fantasmas*. Este problema é solucionado com a adição de planos cujas tiras estão desalinhadas com os planos anteriores.

As tiras são criadas a partir da implantação de canais tipo- n^+ dentro do substrato. Sobre cada tira é depositada uma fina camada de metal que realiza o contato elétrico direto. Por sua vez, sobre essa camada de metal (alumínio) é colocada uma camada de um material isolante, e, por cima desta, uma segunda camada de metal que desenha as tiras de leitura. O contato entre as tiras de leitura e as tiras de silício é feito através de vias que furam a camada isolante. Esta técnica é chamada de **dupla camada de metal**. A dupla camada de metal permite que as tiras de leituras possuam desenho independente das tiras de detecção.

4.2.2 Dopagem e Características do Substrato

O aspecto mais importante levado em consideração para a escolha do tipo de sensor empregado foi a resistência à radiação, requerida para a operação próxima ao feixe durante um período relativamente longo.

Na estrutura sólida do silício, defeitos induzidos pela incidência de radiação hadrônica criam centros de geração e recombinação, o que leva à diminuição da difusão dos transportadores de carga minoritários (sejam elétrons ou buracos). Este efeito provoca um aumento na corrente de fuga proporcional à quantidade de radiação acumulada. Além disso, danos à estrutura cristalina alteram a resistividade efetiva do silício aumentando a voltagem necessária para depleção. A geração de tais defeitos culmina da alteração do silício do tipo-n para o tipo-p, como está ilustrado na figura 4.2. Na figura 4.2 pode se ver a diminuição gradual da voltagem de depleção (eixo y) em função do fluxo de radiação incidente (eixo x), até que o tipo do substrato se transforme de n para p, e, a partir desse momento a voltagem necessária para depleção apenas cresce com a maior incidência de radiação. Se o substrato utilizado fosse inicialmente do tipo-p, a parte da curva até a inversão de tipo seria perdida, e a voltagem de depleção apenas aumentaria com a dose acumulada.

Os estudos detalhados em [53] mostraram que sensores *n-em-n* possuem um tempo de vida útil mais prolongado, quando comparados com sensores usuais do tipo *n-em-p*, devido à inversão do



Figura 4.2: Gráfico da voltagem de depleção total em função do fluxo de radiação incidente (ϕ_{eq} , radiação hadrônica). A inversão de tipo de silício é ocorre pela criação de elementos dopantes no silício devido à transmutação por dano de radiação hadrônica. A quantidade de agentes de dopagem tipo-p se torna finalmente maior que quantidade de agentes tipo-n, invertendo o tipo do substrato.

tipo do substrato. Em sensores *n-em-n*, a região de depleção surge ao redor da tira para o substrato, permitindo a operação do detector abaixo da depleção total sem grandes perdas na resolução ou eficiência. A figura 4.3 ilustra o efeito da radiação atuando sobre diferentes tipos de configurações de detectores e mostra por que a opção *n-em-n* é a melhor.

Abaixo da voltagem de depleção total, a região inativa do detector surge da junção entre os tipos n e p. Nessa região (inativa) o campo elétrico se torna muito fraco (perto de 0), causando um tempo mais longo para a coleta da carga. Nos sensores n-em-p, a região não depletada é criada ao redor das tiras, os sinais se tornam menores e induzidos em mais tiras – isso reduz primeiramente a eficiência, devido ao corte mínimo do sinal em uma tira, e então a resolução, já que os sinais pequenos distribuídos por várias tiras são mais sensíveis ao ruído. A vantagem da tecnologia n-em-n se torna clara pois a zona de depleção é criada a partir das tiras, ainda que ocorra a inversão do tipo do substrato (de n para p).

Pela proximidade com a região de interação, são esperados comportamentos diferentes num mesmo sensor, causados por doses de radiação de intensidades distintas. Estima-se que a quantidade de radiação chegue até $1.3 \times 10^{14} n_{eq}/ano^2$ em média por sensor. A figura 4.4 ilustra esse efeito.

Os sensores do VELO são construídos com silício do tipo DOFZ (da sigla em inglês: *Diffusion Oxygenated Float Zone*, [54]), que é um processo de geração de cristais modificado do tipo *Float Zone*. O processo *Float Zone* tem por característica principal a alta pureza do cristal criado,

 $^{^2\}mathrm{n}_\mathrm{eq}$: nêutron equivalente; especificando radiação hadrônica.



Figura 4.3: Diferentes esquemas de tipos de silício antes e após serem danificados por radiação. Os pequenos retângulos sobre as tiras representam a amplitude do sinal medido. Na parte superior encontram-se as configurações *p-em-n* antes (esq.) e depois (dir.) do silício sofrer danos por radiação. Nas figuras inferiores, as configurações *n-em-n*. Como desenhado, na configuração *n-em-n* a distribuição de carga entre as tiras se mantém limitada à região do traço, com perda proporcional de sinal devido ao dano por radiação. Já a configuração *p-em-n* danificada possui uma distribuição de carga entre mais tiras, reduzindo a eficiência e a resolução.



Particle flux for one year of operation tracking station 7 (1 MeV neutron/cm 2 NIEL equivalent)

Figura 4.4: Variação do fluxo de radiação integrado em função do raio com relação ao centro da seção reta do feixe. Quanto mais próximo da região de interação, maior o dano acumulado, o que finalmente gera regiões do silício com diferentes voltagens de depleção.

em oposição ao método de Czochralski. A quantidade de impurezas é altamente controlada, o que permite a adição intencional de elementos como o Nitrogênio (aumentando a resistência mecânica) ou o Oxigênio (que aumenta a resistência à radiação). Através do processo DOFZ, quantidades de Oxigênio são adicionadas ao silício uniformemente.

4.3 Geometria

O VELO possui vários aspectos geométricos que foram levados em consideração em seu projeto, como por exemplo a escolha da orientação das tiras e também o número total de módulos ao todo e o espaçamento entre eles.

A geometria R- ϕ foi escolhida por alguns motivos. Provavelmente o mais importante e fácil de compreender é a diminuição da quantidade de cálculos necessários para a decisão de *trigger* – utilizando apenas o resultado dos sensores tipo- \mathbf{R} é possível reconstruir a posição no eixo z^3 dos vértices primários e separá-los com precisão de cerca de 100 μ m, já que essa determinação depende do número de partículas criadas na colisão. Idealmente, no LHCb, eventos com mais do que um vértice primário são suprimidos pelo *trigger* (como descrito na seção 3.3.10).

Ainda em processamento *online* é possível reconstruir o parâmetro de impacto, usando apenas traços bidimensionais⁴. O parâmetro de impacto, é uma das medidas mais relevantes na

³eixo do feixe do LHC, no sistema de coordenadas do LHCb

⁴os traços bidimensionais são formados por quartos de cilindro, já que o ângulo azimutal é um parâmetro livre e

separação entre partículas oriundas do vértice primário e partículas que são produtos de decaimento de partículas instáveis com tempo de meia-vida longo, como é o caso dos mésons-B.

Convenções

O sistema de coordenadas adotado para a descrição dos sensores tem origem no centro do tubo do feixe, por onde passa o eixo z. O eixo x tem orientação paralela à vertical e o eixo y possui orientação paralela à horizontal. O mesmo sistema é adotado para a descrição dos ângulos dos dois lados de um mesmo módulo: o eixo x é positivo para $\phi = 0^\circ$ e o eixo y positivo em $\phi = 90^\circ$.

Note que seguindo essas definições, quando um sensor é visto com suas tiras voltadas para o observador, os eixos x e y estão nas suas orientações usuais. Esse tipo de escolha de coordenadas é também chamado de referencial local. Na montagem final do VELO no entanto, os módulos se encontram em posições espelhadas com relação aos seus vizinhos, a fim de minimizar erros sistemáticos e para simplificar a construção dos sensores- ϕ , sendo necessário apenas um ângulo estéreo para a resolução de ambigüidades.

4.3.1 Disposição Espacial

O VELO é subdividido em 2 metades, designadas metade esquerda e direita. Cada uma das metades é composta por 21 módulos dupla-face, ou seja, com um sensor-R em um dos lados e um sensor- ϕ no outro lado, com as linhas de leitura voltadas para fora.

A aceitação angular do VELO deve ser ainda maior que a dos outros subdetectores do LHCb, de modo a cobrir as partículas relevantes para a medida do vértice primário. Os vínculos de construção do VELO obrigam que a distância mínima da região sensível ao feixe seja de 8 mm, somado a este fato a exigência de que uma partícula que se origine numa distancia de -10 cm no eixo z cruze pelo menos 3 módulos, definem a posição dos últimos módulos necessários para cobrir a aceitação de 15 mrad. Por outro lado como os sensores têm um raio máximo de 42 mm permitido pelo tamanho do *wafer* do construtor [55], os traços na fronteira da aceitação máxima de 300 mrad exigem que os módulos não tenham espaçamento maior que 5 cm na região central. Se o requerimento de 3 sensores for aumentado para 4, esse espaçamento cai para pouco menos que 3.5 cm. Na região mais central, o espaçamento entre os módulos é de cerca de 3 cm em z.

Na região final do detector (últimos módulos antes do RICH1) os módulos são mais espaçados, já que cobrem a aceitação angular onde se espera menor densidade de partículas incidentes.

As posições dos módulos de uma das metades é deslocada em z de 1.5 cm com relação a outra metade, para que as duas metades se sobreponham e cubram toda a aceitação angular. A cobertura azimutal total é necessária para o algoritmo de alinhamento, assim como a para a calibração de

as tiras do sensor tipo-R são arcos de 45°.



Figura 4.5: Desenho esquemático do recipiente do VELO com os módulos instalados.

uma metade em relação à outra. A disposição dos módulos dentro do recipiente que sustenta o VELO pode ser vista na figura 4.5

4.3.2 Os Sensores e a Orientação das Tiras

A geometria das micro-tiras dos sensores do VELO possui um desenho inovador. Os sensores de silício do VELO são divididos em dois tipos:

- tipo-*R*: Sensores medidores de raio. Possuem tiras concêntricas, sendo arcos de um círculo. As linhas de leitura são radiais, para trazer os sinais até a eletrônica de *front-end*.
- tipo-φ: Sensores medidores de ângulo azimutal. Possuem tiras radiais, com um pequeno desvio de origem, formando o ângulo estéreo. As linhas de leitura possuem um trajeto complicado, parte anelar, parte radial.

Sensores R

As tiras do sensor-R são arranjadas em quatro quadrantes de 512 tiras. As separações entre o primeiro e o segundo, e entre o terceiro e quarto quadrantes cortam o sensor respectivamente em ângulos de 45° e 135°, possuindo uma linha sem tiras de 40 μ m que marca a separação. Já entre



Figura 4.6: Desenho das tiras de leitura do sensor-R.

o segundo e o terceiro quadrante, a separação em 90°, tem uma faixa de 80 μ m com ausência de tiras.

As posição em coordenadas polares das tiras seguem a seguinte expressão:

$$R(n) = \frac{1}{b} \times [40e^{b(n-1)} - (40 - 8190b)], \tag{4.1}$$

onde b = 0.001823, e n descreve o número da tira começando com a tira número 1.

A largura da tira é dada pela diferença entre o raio da tira (n + 0.5) e o raio da tira (n - 0.5), sendo que a largura do implante n^+ é 40% da largura da tira.

Na figura 4.6 vê-se uma ilustração do posicionamento das tiras do sensor-R que esclarece eventuais dúvidas sobre o desenho do sensor. Na mesma figura os cortes do *wafer* do silício estão delineados.

As linhas de leitura ligam as tiras às bordas do sensor, de onde podem ser ligadas à eletrônica de leitura, fora da aceitação angular. A conexão entre o sensor e a eletrônica de *front-end* é feita através da técnica de *bonding*, com pequenas pontes de um fio fino condutor.

Como a eletrônica do micro chip de *front-end*, o Beetle [57], segue o padrão de *pads* da IBM, com quatro fileiras espaçadas de 40 μ m, é necessário um passo intermediário através do chamado de adaptador de espaçamentos. Este adaptador também é usado nos sensores- ϕ .

Sensores ϕ

Os sensores- ϕ seguem um desenho mais complicado do que os sensores-R. Como pode ser visto na figura 4.7, os sensores- ϕ são divididos em duas regiões com ângulos estéreo distintos: a mais interna possui apenas 683 tiras devido a largura mínima possível no processo de construção; e



PHI-MEASURING DETECTOR

Figura 4.7: Desenho das tiras de leitura do sensor- ϕ .

a outra mais externa é formada por 1365 tiras de maior comprimento. A figura mostra ainda o esquema de distribuição das tiras do sensor- ϕ .

As 683 tiras interiores são levemente inclinadas no sentido anti-horário, ou seja, a ponta mais interna e a ponta mais externa formam ângulos diferentes com a linha radial. No raio de 8170 μ m isso representa um ângulo de -20.0°. Os implantes seguem do raio de 8186 μ m até o raio de 17210.5 μ m. A cobertura angular de cada uma dessas tiras é de cerca de 2.63°. Como a largura da tira de silício é constante, essa faixa angular varia segundo a posição do raio. As 1365 tiras exteriores, possuem implantes que vão do raio de 17289.5 μ m até 41984 μ m. As suas inclinações são opostas às tiras internas, fazendo 10.35° com relação ao eixo *z*. A abertura angular das tiras externas é de cerca de 1.322°. Se a primeira tira interior e a primeira tira exterior fossem prolongadas elas se encontrariam no raio de 17250 μ m, com um ângulo relativo de cerca de 30°.

O arranjo para a leitura com a utilização dos *pads* de leitura é significativamente mais complicado para o caso dos sensores- ϕ . Como as tiras interiores e exteriores cobrem uma mesma região angular, os canais de leitura na extremidade do sensor serão misturados, e portanto um mesmo chip de *front-end* irá realizar a leitura de tiras, ou ângulos distintos. Conseqüentemente, canais de leitura adjacentes não lêem tiras adjacentes, o que exige o reordenamento dos canais de leitura para tiras adjacentes para que o compartilhamento da carga coletada por tiras vizinhas possa medir a posição mais precisamente.

4.4 Os Módulos

Os sensores de silício são montados em módulos, que reúnem a eletrônica de leitura e o suporte mecânico. Em cada módulo são encontrados um sensor-R e um sensor- ϕ , colocados em faces opostas – cada lado de um módulo possui portanto um circuito de *front-end* e todos os *micro-chips* necessários para a leitura.

Podemos então resumir as funções dos módulos. Primeiramente, os módulos devem posicionar corretamente os sensores com alta precisão, mantendo o alinhamento entre os dois sensores. Segundo, os módulos precisam receber os sinais eletrônicos e a alimentação, assim como realizar a leitura dos sinais das tiras. E finalmente, obedecer aos requisitos extremos impostos pelo LHC, como realizar a enorme dissipação térmica decorrente da operação dos *chips* de *front-end* dificultada pela operação em vácuo. Os módulos do VELO podem ser descritos então como sendo constituídos de três partes:

- **Pedestal**: construído de fibra de carbono, que oferece a fixação e posicionamento na placa basal.
- Híbrido: constituído de material leve e de alta condutibilidade térmica. É no híbrido que reside a eletrônica de *front-end* e é também por onde passam os sinais eletrônicos de leitura e de configuração,
- Sensor: o sensor de silício é o elemento detector. Na verdade cada módulo possui dois sensores um do tipo-*R* e um do tipo-φ.

Cada módulo do VELO é individualmente construído e testado, passando por uma série de processos desde a construção do pedestal até o teste final de funcionalidade eletrônica. A seqüência das camadas que constituem os módulos pode ser vista na figura 4.8.

O processo de construção dos módulos foi aperfeiçoado até se obter a precisão de 50 μ m de posicionamento dos sensores em z. O alinhamento dentro de um mesmo módulo é melhor que 20 μ m. O pedestal é composto de um trapezóide oco de fibra de carbono montado sobre uma base também de fibra de carbono, mas que contém dois "pés", confeccionados com altíssima precisão. Os testes com a base demonstraram que o posicionamento da base pode ser feito com precisão de 10 μ m.

Os híbridos são construídos de algumas camadas sobrepostas, como mostrado pela figura 4.8. O substrato central é composto de um núcleo de Grafite Termo Pirolítico (TPG). Sobre este substrato são laminados os dois circuitos, um para cada lado do módulo. Os circuitos foram fabricados pela Stevenage Ciruits Ltda. Para fornecer rigidez uma moldura de fibra de carbono é adicionada às extremidades do híbrido. A condutibilidade térmica do híbrido foi obtida com sucesso para potências de até 32 W.



Figura 4.8: Desenho mostrando detalhes da constituição de cada módulo do VELO.

Por possuírem dois sensores, os módulos são várias vezes chamados de dupla-face. Esse fato implica em uma dificuldade adicional ao processo de construção. Cada um dos sensores tem de ser colado ao híbrido e conectado através do processo de *bonding*. Como já foi mencionado, cada tira é conectada por um fio de 25 μ m de diâmetro de Alumínio ao adaptador de largura, e do adaptador ao *pad* dos Beetles. A conexão de alta voltagem também é feita através de *bonds*, todavia essa ligação é repetida em três locais no sensor, e em cada um dos locais ela é feita com mais de um *bond*.

Os módulos também passam por um processo chamado *burn-in*, que é bem descrito em [56]. No processo de *burn-in* os módulos são testados em condições extremas de vácuo, temperatura e voltagem de depleção aplicada. Ao final desse processo os módulos são rigorosamente testados e os que falharem nos requisitos mínimos são descartados. O *burn-in* simula portando as possíveis condições enfrentadas no LHC, e procura antecipar as falhas.

4.4.1 A Eletrônica de *front-end*

O *micro-chip* desenvolvido para a leitura dos sinais dos sensores é o chamado Beetle. Ele foi projetados pelo grupo de Heidelberg com o objetivo de ser um chip de leitura configurável e versátil, para ser usado em outros subdetectores do LHCb, como por exemplo o *Silicon Tracker*(seção 3.3.7). Todos os detalhes sobre o projeto e operação do Beetle chip podem ser encontrados na [57]. Uma foto tirada com grande magnificação que mostra um Beetle construído e montado pode ser vista na figura 4.9.

O projeto inicial do Beetle levou em consideração os requisitos necessários para a operação num ambiente compatível com o do VELO, e ao mesmo tempo fez uso da tecnologia mais avançada disponível para a construção de um ASIC (*Application Specific Integrated Circuit*). O Beetle é construído em tecnologia CMOS de transistores de 0.25 μ m, o que significa que as distâncias típicas entre base, emissor e coletor são de 0.25 μ m. Essa tecnologia se demonstra resistente a altas doses de radiação.

O circuito dos Beetles possui uma parte analógica e uma parte digital. Para o VELO a parte analógica é a mais importante, já que a leitura final é analógica e digitalizada somente pela TELL1, a placa de leitura (que será descrita mais adiante). Em contrapartida os parâmetros de configuração são recebidos pela parte digital do circuito através de uma interface I^2C (*Inter Integrated Circuit*). A parte digital também é capaz de fazer comparações dos sinais de entrada com um nível configurável, realizando leitura digital, importante para outros subdetectores.

O sinal proveniente de uma tira passa por um pré amplificador que integra a carga coletada. Esse sinal passa então para o *shaper* sendo formatado para a obtenção de uma resposta mais rápida. Depois do *shaper*, o sinal é recebido por um buffer que apenas o repete, sendo neste momento chaveado ou para o comparador e subsequente leitura digital, ou direcionado para a



Figura 4.9: Foto ampliada de um Beetle montado numa placa de testes. É possível visualizar as ligações de *bonding*.

pipeline. Nesse momento o sinal passa por uma amostragem e o nível de voltagem no momento da amostragem é guardado na *pipeline*. A partir de então, quando solicitado pelo *trigger*, o sinal da posição de *pipeline* pré-configurada é conduzido para o amplificador de saída que traduz os sinais para LVDS (*Low Voltage Differential Signal*). O diagrama da eletrônica do circuito do Beetle extraído da [57] está mostrado na figura 4.10

Os Beetles possuem ainda um circuito de retroalimentação que permite a injeção de um pulso de corrente em paralelo a entrada analógica, onde são conectadas as tiras. Essa característica permite que alguns testes sejam realizados sem a necessidade de gerar sinais externamente, seja por um detector ou um circuito de testes. Os assim chamados pulsos de testes são de fundamental importância para a otimização do sistema de leitura como está descrito na seção seção 4.8.4.

Cada Beetle possui 128 canais de entrada, cada um ligado a uma tira do sensor. Cada um dos canais por sua vez é ligado a uma *pipeline* de 187 posições. Isso permite que os sinais possam ser lidos com cerca de até 4.7 μ s de latência. A leitura do Beetle é multiplexada em uma, duas ou quatro saídas subdivididas em canais de 25 ns. O tempo total de leitura varia portanto com o número de saídas usadas indo de 900 ns até 3600 ns, o que implica que a velocidade máxima de leitura seja de 1.11 milhões de eventos por segundo.



Figura 4.10: Diagrama eletrônico do circuito interno dos Beetles.

4.5 Exigências Necessárias para a Operação no LHC

Como os módulos devem operar tão próximos ao feixe do LHC, eles devem operar em vácuo, para não contaminar o vácuo do interior do acelerador, já que a separação entre o feixe e os sensores é mais delicada na região do VELO. Em segundo lugar, é necessário isolar os sensores dos altos campos de radiofreqüência gerados pelo acelerador, assim como suprimir o campo gerado pelo movimento das cargas (prótons) conhecido como campo residual ou de rastro (em inglês, *wake field*). Além disso, o sistema tem de ser retrátil, para retirar os sensores da aceitação angular do feixe durante o processo de focalização e colimação, quando o feixe ainda é instável. As seguintes seções descrevem como essas exigências foram cumpridas.

4.5.1 O Sistema de Vácuo

Para minimizar a contaminação do vácuo ultra alto do LHC, que deve operar abaixo de 10^{-8} mbar, os módulos são operados num sistema de vácuo secundário, com pressão de cerca de 10^{-4} mbar. Por conseqüência, o sistema possui uma série de válvulas restritoras, e outras de segurança para evitar diferenças bruscas de pressão. Uma evacuação instantânea de 20 mbar é suficiente para deformar a caixa de vácuo e acima de 50 mbar chega a destruí-la. As medidas de segurança do sistema de vácuo (bem descrito na [53]) devem evitar ventilações maiores que 5 mbar. Na figura 4.11 pode-se ver a caixa que protege uma das metades do VELO.



Figura 4.11: Desenho da caixa do VELO.

4.5.2 O Escudo de Radiofreqüências

Os campos de radiofreqüência (RF) gerados pelo acelerador causam um ruído captado pelos sensores, principalmente o ruído de modo comum. Por esse motivo foi desenvolvido um sistema de folhas finas e corrugadas de alumínio, como pode ser visto na figura 4.12, que servem não só como escudo para a contaminação de rádio freqüência, mas também como isolamento entre o nível de vácuo do LHC e o o vácuo secundário na caixa do VELO.

O formato corrugado do escudo de RF foi proposto em [58]. Este formato minimiza o material entre os sensores antes do primeiro ponto de observação. A utilização do berílio, ao invés de alumínio, também poderia diminuir significativamente a quantidade de material antes de qualquer elemento ativo do detector. Contudo, devido a questões orçamentárias, o material escolhido foi uma liga de Alumínio com 3% de Magnésio, o AlMg3.

4.5.3 Supressão do campo residual

O campo residual é criado pela propagação das cargas do feixe que atravessa regiões de impedância variável do tubo do feixe, o que induz um sério ruído na eletrônica do VELO. Para minimizar o campo residual foram desenvolvidos adaptadores de impedância que são acoplados à certas regiões do feixe. Parte da supressão do campo residual do feixe já é obtida pelo escudo de RF: a condutibilidade das folhas do escudo conduzem as cargas espelhadas para as extremidades do recipiente do VELO.

Campos residuais são gerados também quando as dimensões dos tubos do feixe mudam de maneira brusca. Nas partes externas do recipiente do VELO supressores do campo residual feitos



Figura 4.12: Desenho técnico revelando a estrutura corrugada do Escudo de RF e sua montagem junto aos sensores na configuração fechada.

de uma liga de cobre-berílio com 50 μ m de espessura adaptam as dimensões do feixe, diminuindo a transição de impedância. Os supressores (como podem der vistos na figura 4.13) foram projetados de tal maneira que tanto nas posições aberta como fechada, as dimensões do tubo do feixe se adaptam bem.

4.5.4 Mecânica de Posicionamento

A mecânica para realizar os movimentos de retração e de posicionamento dos módulos deve ser confiável e reprodutível com alta precisão. Na posição fechada, posição de operação nominal, os sensores chegam a uma distância de 1 mm do escudo de RF. Já na posição aberta, esse espaçamento cresce para pouco mais que 20 mm e os sensores permanecem a 30 mm do centro do feixe, permitindo que possíveis desvios do feixe não atinjam diretamente os sensores.

Para efetuar tal movimento, um motor de passo controlado por um PLC (Controlador de Lógica Programável, ou *Programmable Logic Controller*) realiza pequenos movimentos de cerca de 10 μ m. Posições intermediárias são necessárias para a localização do feixe logo antes da injeção final, e determinar o posicionamento ideal para a tomada de dados. Esta posição não é precisamente conhecida de antemão, variando de até mesmo 5 mm nas direções *x* e *y*.

Para permitir que os sensores sejam movidos repetidas vezes, os cabos de conexão para os módulos são feitos de um material flexível, resistente à radiação e às condições de vácuo. Por todos esses motivos, os cabos que ligam os módulos até a saída exterior são feitos de *Kapton*.



Figura 4.13: À esquerda, foto de um dos supressores de campo residual. À direita uma foto de sua instalação.

4.6 Resfriamento

O sistema de resfriamento dos módulos é essencial para o funcionamento dos detectores não só em vácuo, mas também no ambiente de alto fluxo radioativo.

Estudos mostram [59] que a radiação danifica a rede de silício menos agressivamente em baixas temperaturas. Os sensores do VELO deverão ser irradiados somente com o sistema de resfriamento ativo, ajustando a temperatura no silício abaixo de -5°C, mas não menor que -30°C.

Durante o funcionamento um módulo chega a consumir cerca de 20 W de potência para a eletrônica de leitura. Em vácuo, essa potência teria de ser dissipada por irradiação, o que elevaria a temperatura dos módulos a níveis muito altos. Alguns testes foram realizados com resfriamento por ar e com apenas um quarto de módulo devidamente alimentado e configurado, os sensores alcançam temperaturas de até 50°C, mas que, a curto prazo, não danificaram nem influenciaram significativamente a tomada de dados – o ruído eletrônico não se mostrou dependente da temperatura.

Contudo, na situação de vácuo e extremo fluxo radioativo, um sistema de resfriamento ativo se faz necessário. O elemento refrigerador escolhido, foi o CO₂ devido à sua resistência à radiação, resfriado por um sistema externo baseado em freon. O CO₂ líquido é injetado em capilares ligados a pequenos blocos que por sua vez são aparafusados e colados aos módulos. Os blocos de resfriamento são anexados aos módulos com uma camada intermediária de um material de alta condutividade térmica chamado de Thermflow[®]. O Thermflow[®] possui a propriedade de se derreter quando aquecido a temperaturas de 45 °C, e voltar a sua forma sólida após o resfriamento, com isso a condutibilidade térmica aumenta devido ao aproveitamento de toda a superfície de contato do bloco de resfriamento e do módulo.

O sistema de controle da refrigeração é completamente regido por PLCs, sendo que vários

sistemas de interchaveamento conectam as leituras da operação de resfriamento aos sistemas de controle e configuração dos módulos.

4.7 Sistema de Controle

O sistema de controle e de configuração do VELO abrange todas as ações necessárias para configurar tanto a eletrônica de *front-end* quanto os elementos necessários para o funcionamento do detector. O sistema de controle de cada uma das partes do VELO deve se integrar ao sistema total de controle do VELO, usualmente chamado de DCS (*Detector Control System*). Por sua vez, o DCS do VELO tem de ser finalmente integrado ao sistema de controle do experimento (ECS, ou *Experiment Control System*) que irá gerir as condições do LHCb como um todo para a tomada de dados.

Cada item do ECS deve ser classificado de acordo com seu estado de operação, como por exemplo *configurando, em operação normal* ou mesmo *morto*. Os subitens do ECS, como o DCS do VELO, e por conseqüência as partes controladas por ele, também devem fornecer seus estados de operação formando uma arquitetura em árvore. Dessa maneira é possível saber se um dos subdetectores do LHCb não está em estado de operação imediatamente, e tomar a providência de recuperação necessária de acordo com qual subitem está falhando.

Note que o sistema de controle está intimamente conectado ao sistema de aquisição de dados. De fato, o sistema de controle também é responsável por controlar a atividade de aquisição de dados, e por alimentar um banco de dados adicionado as informações dos eventos adquiridos. Tal banco de dados contém todas as informações relevantes durante a tomada de dados, como as temperaturas nos sensores, a voltagem aplicada, e até mesmo as informações sobre a qualidade do feixe.

4.7.1 O Sistema de Controle e Configuração dos Módulos do VELO

Nesta seção é descrito o sistema de configuração e operação dos módulos do VELO.

De uma maneira geral cada módulo é tratado como sendo constituído por dois híbridos, ou seja, cada lado de um módulo é tratado como um híbrido independente ligado ao seu próprio sensor, já que essa estrutura é mais clara em termos de configurações. Como já foi mencionado, os híbridos trazem a alimentação elétrica da eletrônica de *front-end*, fornecem a alta voltagem necessária para a depleção dos sensores de silício, recebem os sinais de configuração da eletrônica de *front-end*, e também os sinais de *trigger*. Os sinais de dados são coletados das saídas dos híbridos, passando pelos cabos de *Kapton* finalmente sendo passados para a eletrônica imediatamente externa à câmara do VELO, fora de vácuo, através dos conectores chamados *feed-through*.

As placas de controle e de aquisição possuem elementos mais sofisticados e que não são qualificados para receber altas doses de radiação, devendo portanto estar em zonas protegidas, ou mais afastadas do feixe já que o ambiente ao redor do VELO é altamente radiativo. Por outro lado os sinais eletrônicos sofrem degradação em função da distância entre os módulos e as placas de aquisição ou de controle. Por essas razões, na parte externa à câmara de vácuo do VELO diretamente conectadas aos *feed-through*, encontram-se as placas de repetição.

4.7.2 Placas de Repetição

As placas de repetição apenas repetem os sinais vindos da placa de controle até o híbrido, ou os sinais do híbrido para a placa de aquisição. Basicamente a placa de repetição é constituída de:

- uma placa mãe que contém os conectores para os *feed-through*, para os cabos de longa distância, e para as placas mezanino que são anexadas a ela. A alta voltagem é conectada diretamente à placa mãe, passando sem interrupções para o conector do *feed-through*.
- 4 placas mezanino⁵ chamadas de *Drivers* que amplificam e fazem o uso de compensadores para enviar os sinais de dados.
- uma placa mezanino chamada de mezanino de baixa voltagem, que recebe as voltagens das fontes de baixa voltagem e regulam as saídas para as voltagens necessárias.
- uma placa mezanino chamada de mezanino de ECS, a qual recebe os sinais vindos da placa de controle e os adapta para serem enviados aos módulos.

As placas de repetição têm essa estrutura para que seu desenvolvimento pudesse ser feito por grupos independentes. Além desse motivo, o desenvolvimento dos protótipos torna-se mais barato, visto que não é necessário um protótipo completo para efetuar a maioria dos testes.

Os sinais de dados são enviados por cabos de cerca de 60 m, até a placa de leitura, como será discutido mais adiante na seção 4.8 sobre aquisição de dados.

As baixas voltagens são recebidas das fontes de baixa voltagem, localizadas num ambiente de radiação leve. Devido a perdas pelo caminho e pela adição de ruído através das linhas de transmissão, as voltagens passam por reguladores resistentes a radiação. São 6 voltagens fornecidas para cada mezanino de baixa voltagem (ou mezanino de LV): 4 vezes 2.5 V, um para cada quadrante de um híbrido; e \pm 5V utilizados pelos *Drivers* e pelo centro digital (regulado para 3.3V) do mezanino de ECS.

O mezanino de ECS possui receptores LVDS resistentes à radiação, especialmente desenvolvidos para o uso no LHC. Ela também possui algumas ações próprias como ativar as voltagens

⁵placas mezanino são pequenas placas acopladas à placa principal



Figura 4.14: Foto de uma placa de controle do VELO.

no mezanino de LV. O mezanino de ECS basicamente repete os sinais de configuração que são enviados pela placa de controle que é descrita a seguir.

4.7.3 Placa de Controle

A placa de Controle (vide figura 4.14), é a parte central do controle de cada híbrido, comportando até 6 deles. É nesta placa que moram as funcionalidades necessárias para otimizar o funcionamento e sincronismo do módulo. Ela recebe esse nome por controlar o fornecimento da baixa voltagem aos híbridos, configurar os Beetles e também sincronizá-los com o sinal de relógio central. A placa de controle realiza também o alinhamento temporal dos sinais denominados *sinais rápidos* (como o *trigger* por exemplo).

Os sinais rápidos são gerados pelo *Supervisor de Leitura*, também chamado de *Odin*. O Supervisor de Leitura tem por função enviar os comandos de *trigger*, relógio, *front-end Reset* e pulsos de teste. O funcionamento do Supervisor de Leitura é por si só bastante complexo e é descrito em [49]. Do ponto de vista do controle do VELO, basta mencionar que ele fornece os sinais rápidos por intermédio de um conversor eletro-ótico, que a partir de então são passados por uma fibra ótica. A fibra ótica carrega os sinais codificados dentro de dois canais num sinal de 160 MHz. Este sinal é recebido e decodificado numa pequena placa mezanino (chamada *TTC-rq*, [60]) alocada na placa de controle. Uma explicação um pouco mais detalhada sobre o funcionamento do

CAPÍTULO 4. VELO

Supervisor de Leitura pode ser encontrada na seção seção 4.8.2.

Sinais Rápidos

Os sinais rápidos são de vital importância para a tomada de dados. O sinal de *trigger* ordena que os Beetles comecem a enviar os dados lidos. Na verdade existe um tempo de latência entre o envio do sinal de *trigger* e o início da leitura dos dados. Os dados lidos por um sinal de *trigger* recém enviado são correspondentes ao evento ocorrido há 4 μ s, o tempo necessário para que a decisão de *trigger* tenha sido tomada.

O sinal de reset é enviado de tempos em tempos para garantir a sincronia entre todos os Beetles, assegurando que eles leiam sempre o mesmo evento. O sinal de relógio é enviado de maneira síncrona para todos os Beetles de modo a minimizar o ruído e o *cross-talk*.

Os pulsos de teste são utilizados para a calibração do detector fora da tomada de dados para testes de leitura e desempenho eletrônico como a calibração de ganho, ou mesmo durante o funcionamento do detector assegurando a estabilidade do sistema.

Interface

Para o controle e interface à placa de controle é utilizado um protocolo chamado SPECS. O SPECS foi desenvolvido com o propósito de ser uma comunicação digital rápida entre circuitos integrados a longas distâncias. Ele foi desenvolvido na colaboração LHCb pelo grupo de Orsay, Paris. Mais informações sobre o SPECS podem ser encontradas em [61].

Várias placas de controle podem ser encadeadas por um simples sistema de *daisy chain*⁶ ligadas entre si ao invés de todas ligadas a uma central. Em linhas gerais os comandos são enviados no mesmo barramento para todas as placas, mas somente a placa endereçada irá responder, ajustada por uma chave de 7 bits no receptor SPECS.

Os comandos são enviados para o barramento SPECS através de uma placa PCI instalada em um computador padrão. Tal placa é denominada SPECS Master. Esta placa por sua vez é controlada a partir de um aplicativo rodando localmente. Tal aplicativo é denominado de *servidor*. O servidor gerencia quais são os serviços disponíveis para execução e os executa quando são solicitados. O servidor também publica em rede quais são os serviços que ele gerencia e/ou executa. Para que isso ocorra de maneira correta e ordenada é necessário especificar o nome de um computador em rede no qual o aplicativo DNS (*Dynamic Name Server*) está sendo executado. Este computador por sua vez, centraliza os servidores e seus respectivos serviços e os torna disponíveis para a aplicação controladora, o *cliente*.

O protocolo utilizado para realizar essa coordenação entre clientes e servidores é chamado DIM, [62]. O DIM (*Distributed Information Management System*) foi originalmente desenvolvido

⁶Uma a uma.

CAPÍTULO 4. VELO

para os sistemas de controle do experimento Delphi, [63]. Nesse contexto o servidor SPECS pode ser entendido também como um servidor do tipo DIM.

Uma vez que a conexão entre o computador de controle e o computador que possui a placa SPECS Master é estabelecida, os serviços tais como ler ou escrever valores de dados em determinados registros podem ser requisitados e executados.

Na outra extremidade da conexão SPECS deve haver uma pequena placa chamada SPECS *slave*, cuja função é decodificar e implementar localmente os comandos recebidos na placa de controle. Essa placa é anexada na forma de uma mezanino à placa de controle. A SPECS *slave* possui 3 barramentos de protocolo I2C, que são redirecionados para as três principais funções da placa de controle: um destes barramentos envia informações de configuração a outra placa mezanino chamada TTC-rq; o segundo é responsável pela configuração dos 6 chips chamados *Delay25* (projetados no CERN, [64]); e o último é responsável por enviar a configuração dos chips de *front-end* para o híbrido.

Funções

A placa de controle foi projetada para assegurar que todos os sinais sinais rápidos cheguem com a sincronia desejada ao seu destino. Para tanto, os sinais podem ser atrasados centralmente pelo chip TTC-rq em passos largos (de 25 ns) ou em passos muito finos de até 104 ps. Para atrasar individualmente cada um dos 4 sinais são usados os *chips Delay25* cujo atraso adicional vai de 0.5 a 24.5 ns. Como o comprimento dos cabos e a posição dos detectores pode variar na ordem de 1m, existe 1 chip de atraso para cada um dos híbridos.

A configuração dos chips de *front-end* é primeiramente lida de um arquivo no computador de controle, enviada ao computador que controla o SPECS Master, enviada a SPECS slave, e reenviada aos drivers LVDS. Estes drivers repetem os sinais de maneira mais clara e limpa e com uma certa amplificação, para que os *chips* que recebem os sinais não sejam afetados por flutuações abruptas, indesejadas por causar erros durante a configuração.

Podemos resumir portanto as principais funções da placa de controle:

- Receber e decodificar os sinais vindos do Supervisor de Leitura.
- Atrasar cada um destes sinais rápidos em passos finos (de até 0.5 ns).
- Fornecer os comandos de configuração dos chips de *front-end*.
- Enviar todas estas informações na forma de sinais de tipo LVDS (*Low Voltage Differential Signal*) que serão recebidos pela placa mezanino de ECS na outra extremidade de um cabo de cerca de 20 m de comprimento.

Software da Placa de Controle

O aplicativo utilizado para configurar o sistema SPECS e a placa de controle é chamado PVSS [50]. Este software é utilizado para sistemas de controle em larga escala, que tenham como requerimento alta eficiência e confiabilidade. O PVSS possui a característica de integrar vários sistemas em rede, e também uma estrutura dedicada ao controle de dispositivos de *hardware*.

No CERN, o PVSS é desenvolvido em conjunto por todos os grandes experimentos com o chamado JCOP (*Joint Controls and Operations Project*) framework. Este framework fornece diversas ferramentas para facilitar o uso de elementos comuns em várias aplicações no CERN, já que vários elementos de hardware são também usados por mais de um experimento, especialmente os comerciais. Todavia, a implementação específica precisa ser desenvolvida por cada subdetector, verificando sempre o funcionamento correto do hardware.

4.8 Sistema de Aquisição de Dados

O sistema de aquisição de dados precisa trabalhar em conjunto com o sistema de controle. O sinais essenciais para a tomada de dados passam para os módulos através do sistema de controle. Além disso, a placa que coordena a aquisição, o Supervisor de Leitura envia os mesmos sinais tanto para os módulos quanto para as placas de aquisição. Os dois sistemas devem estar sincronizados para que a leitura do evento desejado seja coerente.

4.8.1 A TELL1

A placa de leitura de dados, a TELL1 [65], foi inicialmente projetada para adquirir os dados somente do VELO. Por ser tão versátil devido a presença de 5 FPGAs (*Field Programmable Gate Arrays*), e por ser controlada por um microcomputador embutido à ela, a TELL1 foi adotada pela maioria dos subdetectores do LHCb, com excessão dos RICH.

A placa TELL1 possui quatro portas de entrada onde são conectadas placas mezanino de conversão analógico para digital. Estas placas, chamadas de ARx (*Analogue Receiver* ou *ADC Receiver*), recebem os dados analógicos e transformam os sinais de cada tira do sensor em uma contagem proporcional à amplitude do sinal. A taxa de amostragem é síncrona ao relógio central e, por esse motivo, a maior parte do ruído síncrono é descartado. Uma foto da TELL1 pode ser vista na figura 4.15, que também mostra uma ARx.

Cada *ARx* é conectada a um dos 4 cabos de dados, e portando realiza a leitura de 1 quadrante de um sensor, o equivalente a 4 *chips* de *front-end*. Cada um dos *chips* é lido através de 4 saídas, ou *links*, e cada um desses links é estruturado em 36 canais (32 sinais de tiras somados a 4 sinais de cabeçalho). A separação entre cada um dos canais é dada através de um espaçamento temporal



Figura 4.15: Foto de uma TELL1. Na foto podem ser vistas a TELL1, uma *ARx* (*ADC Receiver*), um receptor ótico (não usado pelo VELO, mas pela maioria dos subdetectores), as FPGAs, o TTC-rq, o CCPC e a placa Gbit de leitura.

de 25 ns. A contabilização de todos os canais lidos por uma TELL1 resulta num total de 2048, ou seja, um híbrido completo.

Em linhas gerais a estrutura de funcionamento da TELL1 é baseada nas suas 4 FPGAs de pré-processamento (chamadas de PPFPGAs) e na FPGA de sincronização e ligação (chamada de SyncLink). As 4 FPGAs processam os dados em tempo real realizando algumas operações dedicadas ao VELO. As PPFGAs são responsáveis pela maioria dos algoritmos de otimização dos dados, como a subtração dos pedestais e do nível comum (mais detalhes na seção seção 4.8.1). Após o pré-processamento, os dados são finalmente ligados a uma das 4 entradas, e unidos em único um evento que é enviado por uma placa mezanino com 4 saídas de 1Gb/s.

Na aquisição de dados em alta velocidade necessária nas colisões próton-próton no LHC, serão lidos apenas os dados com supressão de zeros, ou seja, somente a informação de quais tiras forneceram sinais provenientes de partículas. A operação de supressão de zeros também é realizada pela TELL1 antes que o evento seja endereçado e enviado ao computador de aquisição.

Os dados enviados pela TELL1 são formatados em pacotes seguindo o protocolo padrão de comunicação da internet. A TELL1 recebe um endereço de IP (*Internet Protocol*) proveniente do Supervisor de Leitura correspondendo ao computador disponível para a reconstrução daquele evento. Os pacotes de dados são então endereçados a este computador que irá receber a informação de todas as outras TELL1 envolvidas na aquisição de dados daquele evento. O computador por



Figura 4.16: Diagrama de bloco mostrando a ordem dos algoritmos na TELL1.

sua vez roda permanentemente o programa de aquisição de dados que recebe os dados, decodifica, monta um evento com todas as fontes de dados disponíveis e a partir desse momento pode enviá-lo a um outro processo ou simplesmente gravá-lo em disco.

Processamento Online

A TELL1 é encarregada de desempenhar o processamento em tempo real de 2048 sinais. Para o VELO uma série de algoritmos específicos são executados, em uma determinada ordem. A seqüência básica de algoritmos específicos é respectivamente: sincronização, filtro FIR, subtração de pedestais (e aquisição de pedestais), reordenamento, subtração de nível comum, formação de *clusters* e supressão de zeros. Em seguida os dados são checados, reunidos e montados num evento. Quando o número pré-determinado de eventos é acumulado, um MEP (*Multi Event Package*) é formado e enviado para o computador requerente. A figura 4.16 mostra de maneira resumida os a algoritmos que estão descritos nos parágrafos a seguir.

Sincronização A sincronização ocorre na primeira etapa do processamento quando os dados podem estar ligeiramente atrasados devido a diferentes comprimentos de cabos. Pequenos atrasos podem ser adicionados a cada um dos *links*, independentemente, indo de 0 a 23.45 ns em passos de 1.56 ns. Atrasos globais também podem ser adicionados em passos de 25 ns.

CAPÍTULO 4. VELO

Filtro FIR O filtro FIR, ou filtro de resposta de impulso finito, é constituído por uma transformação linear sobre os canais com o intuito de corrigir a distorção ocorrida nos cabos. Modelando a distorção nos cabos por uma transformação linear que afeta apenas um número finito de canais é possível determinar os coeficientes dessa transformação supondo o conhecimento do sinal gerado (em teoria um pulso perfeito ocupa apenas um canal). É possível então inverter a matriz dessa transformação e encontrar os coeficientes que corrigem o sinal de entrada e recuperam o sinal original.

A necessidade do filtro FIR ainda está em discussão assim como sua real implementação, já que diferentes sensores e cabos de comprimentos diferentes podem gerar distorções diferentes necessitando a determinação e implementação de diferentes coeficientes. Sendo assim, a granularidade necessária para a implementação do filtro FIR ainda é desconhecida, ou seja se os mesmos links, quadrantes, sensores ou módulos, necessitam de coeficientes distintos. Além disso, medidas mais recentes do *cross-talk* no sistema final, com os cabos e a compensação instalada mostraram uma distorção bastante pequena, tornando desnecessária a correção FIR.

Pedestais A TELL1 tem a capacidade de não só subtrair o valor médio de cada canal, ou pedestal, gerado por cada uma das tiras, mas também medi-lo durante a aquisição de eventos, simplesmente fazendo a média aritmética do valor do sinal dos últimos 1024 eventos. Idealmente a aquisição de pedestais deve ser realizada na ausência de sinais, sejam eles pulsos de teste ou sinais de partículas.

Reordenamento Devido à complicada geometria das tiras do VELO, os canais eletrônicos não correspondem diretamente às tiras. Além disso, para o caso do sensor- ϕ , tiras adjacentes não são lidas por canais eletrônicos adjacentes, o que tem uma implicação direta no algoritmo de *clustering*: ao invés de criar um sinal de 1 cluster no qual duas tiras dividem a carga coletada, a leitura seria de duas tiras lidas separadamente; e no pior dos casos, dois sinais independentes seriam agrupados num mesmo *cluster*, mascarando o sinal de uma das partículas.

Portanto é necessário realizar o ordenamento dos sinais em termos de tiras ao invés de canais de leitura antes que o algoritmo de *clustering* seja realizado. A TELL1 realiza este reordenamento não trivial em tempo real. Vale mencionar que esse algoritmo foi testado à exaustão com sinais dos detectores ou sinais simulados, se mostrando confiável.

Nível comum Durante a operação, o nível médio da linha de base dos canais de leitura pode variar de um evento para o outro na ordem de algumas contagens de ADC ($3\sigma \approx 10$ contagens ADC). Essa variação gera uma espécie de ruído que pode ser simplesmente retirado subtraindo o nível comum evento por evento. No caso da TELL1, o algoritmo subtrai um ajuste de uma reta, ou seja, uma média e uma inclinação a cada 32 canais. No momento, a implementação é realizada
CAPÍTULO 4. VELO

após o reordenamento, mas está sendo discutido a implementação de uma versão simplificada desse algoritmo para ser inserido logo após a subtração de pedestais.

Formação de *clusters* **e Supressão de zeros** No final deste processamento é realizada a formação de *clusters*, que podem conter o sinal de 1 ou até 4 tiras. Basicamente, se um sinal, após a subtração de pedestais e do nível comum, for maior que um determinado limiar, essa tira é considerada como um sinal semente. As tiras ao redor da tira semente são lidas e se o sinal de uma das tiras adjacentes for maior que um segundo limiar ela é adicionada ao *cluster*. Outras tiras podem ser adicionadas em seguida da mesma maneira até que o limite de 4 tiras seja atingido. Finalmente se a soma dos sinais de todas as tiras for maior que um terceiro limiar, o *cluster* é aceito. O algoritmo de clustering é devidamente documentado em [66].

Com os *clusters* de um evento formado, ocorre a supressão de zeros. O número total de *clusters* obtidos é adicionado ao cabeçalho do bloco de dados com supressão de zeros, e, no banco de dados dos *clusters*, são escritas a posição média (baseada na média ponderada das contagens de ADC entre as tiras participantes), as tiras usadas e suas contagens de ADC. O formato do bloco de dados com supressão de zeros é detalhado em [67].

4.8.2 Odin (O Supervisor de Leitura)

A aquisição coerente de eventos é baseada na sincronia e ligação entre os elementos. O Supervisor de Leitura gerencia a aquisição de dados baseado na informação do *trigger* de nível 0, gerado por sistemas eletrônicos em até 4 μ s. Após o tempo de decisão, também chamado de latência do *trigger*, um sinal recebido pelo Supervisor de Leitura é então enviado para toda a eletrônica de *front-end*. Os Beetles e as TELL1 recebem esse comando e preparam a aquisição de dados: os Beetles começam a ler o evento criado há 4 μ s; as TELL1 começam a ler os dados vindos dos Beetles referente ao mesmo evento, sabendo previamente os atrasos devido ao comprimento dos cabos *etc.*.

O funcionamento detalhado do sistema de *trigger* segue da seguinte maneira: a placa Odin fornece constantemente um sinal de freqüência de 160 MHz que carrega dois canais codificados, denominados A e B; nestes dois canais são enviadas não só as informações mais básicas como o sinal de *trigger* e relógio, mas também alguns contadores utilizados para assegurar a coerência do sistema, como por exemplo o número do evento, e o número do cruzamento de prótons.

Este sinal elétrico é enviado a um conversor eletro-ótico, e deste momento em diante todos os sinais são enviados por fibras óticas. Este sinal pode ser agora repartido para várias placas TELL1 assim como para as placas de controle, mantendo um atraso relativo mínimo. Para mandar o mesmo sinal em diversas novas fibras é utilizado um fan-out ótico. Cada TELL1 e cada placa de controle possui um receptor TTC (TTC-rq). Estes receptores decodificam os sinais e os distribuem

conforme seja necessário (para os módulos ou para as PPFPGAs). O TTC-rq também possui a capacidade de atrasar os sinais por pequenas frações de ciclos de relógio de modo a compensar atrasos causados pelo uso de cabos ou fibras de diferentes comprimentos.

4.8.3 Controle do Odin e da TELL1

As placas TELL1 e Odin são controlados através da rede local por um microcomputador rodando Linux. Tal computador é chamado de PC de Cartão de Crédito (ou CCPC) por possuir um tamanho próximo ao de um cartão de crédito e ter o desempenho de um computador normal (com velocidade de 128MHz). Estes computadores recebem o sistema operacional centralmente tendo portanto o mesmo *software* entre si, e são controlados através do uso de servidores do tipo DIM, da mesma maneira que o SPECS.

No caso do Supervisor de Leitura, existe uma interface em PVSS desenvolvida para o controle total das funcionalidades da placa, bem como seu próprio servidor DIM. No caso da TELL1, este software ainda está sendo desenvolvido. Contudo, existe também um código C que é capaz de inicializar todas as funções da placa que sejam necessárias para a tomada de dados. Este software é utilizado atualmente e se mostra bastante confiável, sendo uma alternativa viável enquanto o sistema em PVSS ainda não está concluído.

4.8.4 Otimização da qualidade dos dados analógicos

Um estudo muito importante a ser realizado é a caracterização do desempenho do sistema final do VELO, incluindo toda a eletrônica de controle, aquisição de dados, configuração do híbrido e o desempenho dos sensores de silício. Para caracterizar o módulo é preciso realizar uma série de medidas para primeiro definir os parâmetros ideais de configuração e só então determinar a razão sinal sobre ruído, níveis de *cross-talk*, e uniformização de ganho para todos os módulos.

Primeiramente, quando as características do sistema são completamente desconhecidas e não se sabe ao certo as constantes de atraso mútuo entre o módulo a ser lido e o sistema de controle e leitura, uma maneira simples de obter as configurações básicas é realizar uma pequena tomada de dados. Para isso são utilizados pulsos de teste enviados pelo Odin e alguns *triggers* consecutivos, geralmente 7 com o limite máximo de 16. Sabendo a configuração prévia do tempo de latência dos Beetles é necessário apenas assegurar que o pulso de teste seja enviado anteriormente levando em conta o tempo de retardo. Sendo assim, o sinal do pulso de teste deve aparecer em uma ou mais das amostras de *trigger* enviadas. A posição na qual acontece o máximo de sinal é escolhida como a que possui a relação *trigger*/latência correta.

Uma vez realizada esta verificação do sistema, que exige também que todos os chips de *front*end sejam configurados e capazes de ler dados e gerar testes de pulso, é possível executar alguns testes para a otimização da leitura dos dados analógicos. No momento existem pelo menos 4 tipos de análise implementados varrendo sobre diferentes parâmetros do sistema:

- Varredura sobre o ajuste fino do relógio: Pode ser realizado tanto através dos chips *Delay25* que fornece o relógio aos Beetles, quanto no relógio de amostragem das *ARx*. Esta varredura mostra em detalhes a leitura analógica do sistema, como será mostrado mais adiante.
- Varredura sobre o parâmetro de ganho: Variando o parâmetro de ganho na placa TELL1 é possível determinar os valores para que todos os *links* para tenham o mesmo ganho final.
- Varredura sobre o tempo de injeção dos pulsos de teste: Ao atrasar a diferença entre o tempo da injeção do pulso de teste e o sinal de *trigger* é possível variar o tempo no qual os Beetles irão fazer a amostragem do sinal. Com isso, pode-se criar um gráfico do formato temporal do pulso gerado pela placa de *front-end*.

Varredura sobre o ajuste fino do relógio

Este tipo de varredura é um dos testes mais úteis para o sistema. O teste consiste em alterar em pequenos passos o atraso entre o sinal de relógio que é enviado aos chips de *front-end* e o relógio que realiza a digitalização dos dados na TELL1, que são em princípio independentes, mas síncronos. Desta maneira é possível alterar o momento no qual a placa ADC toma seus dados, adicionando uma precisão maior que 25 ns na escala de tempo.

Há duas formas de realizar este exame de varredura. A primeira, utilizando os chips de *De-lay25* para aumentar o atraso do sinal de relógio enviado aos módulos, com um passo mínimo de 0.5 ns. A segunda, usando a funcionalidade da *ARx*, comandada por sua PPFPGA correspondente, para incrementar o atraso entre a amostragem de digitalização e o sinal de leitura em passos múltiplos de 1.56 ns.

Uma série de otimizações pode ser realizada através dos dados tomados com este tipo de teste de varredura, tais como a medição de ruído e pedestais, *cross-talk* como função do ajuste fino de tempo. Os gráficos da figura 4.17 mostram alguns resultados deste tipo de teste.

Finalmente, a varredura sobre o tempo de amostragem fornece a configuração ideal em termos de razão sinal sobre ruído (S/N), e de *cross-talk*: existe uma posição ideal no pico do pulso onde a razão S/N varia muito pouco, mas o *cross-talk* pode ser minimizado.

Varredura de Ganho

A *ARx* possui um chip conversor de digital para analógico (DAC), que fornece voltagens individuais para o nível de referência de fundo de escala de cada um dos links de entrada. Logo, essa voltagem determina o nível de ganho (para cada link) já que o número de bits que codifica o sinal



Figura 4.17: Exemplo do gráfico que se obtém ao varrer sobre os valores de atraso do relógio, utilizando para isso o chip *Delay25*. no gráfico à direita encontra-se o pulso de teste em detalhe. A escala temporal do gráfico segue segundo canais de Beetles, onde cada unidade vale 25 ns. Na vertical, a unidade é contagem de ADC. Do lado esquerdo pode-se ver o gráfico obtido para um conjunto de 32 canais de Beetles, ou um link completo. O gráfico da direita mostra uma aproximação ao canal onde o sinal foi injetado, o que torna mais evidente o ruído síncrono de 80 MHz.

de cada tira é constante mas a diferença de voltagem entre o zero, ou terra, e o fundo de escala varia, variando o limiar de voltagem necessário para cada contagem ADC. Portanto este ajuste na TELL1 pode mudar o ganho de cada um dos links de maneira independente. Porém devido a existência de 5376 *links* ao todo no VELO é necessário criar uma maneira automatizada de tomar os dados e calibrar o ganho.

O gráfico mostrado na figura 4.18 mostra como a mudança deste fator afeta o número de contagens ADC. No gráfico são mostradas 3 valores diferentes para o ganho: o valor nominal a ser usado; o valor nominal menos 10%; e o valor nominal mais 10%.

Varredura sobre o tempo de injeção do pulso de teste

Para poder reconstruir o formato dos pulsos gerados no amplificador analógico dos Beetles é preciso atrasar o momento da injeção do envio do pulso de teste, alterando desta maneira a quantidade de carga que é integrada no pré-amplificador. Desta maneira, é possível ler qual é o valor da amplitude medida em diferentes momentos. Como os pulsos de teste possuem mais de 25 ns é necessário enviar seqüências de *triggers* consecutivos: cada um dos eventos numa amostra de *triggers* consecutivos traz os sinais da *front-end* espaçados por intervalos de 25 ns, que é o tempo de amostragem.

Os pulsos de teste são atrasados com o uso do chip Delay25, por praticidade. Eles podem



Figura 4.18: Neste gráfico podemos ver diferentes escalas de ganho para uma mesma amplitude de pulso de teste. Na escala vertical mostra contagens de ADC, e, na horizontal, cada número inteiro representa um intervalos de 25 ns, cada ponto é deslocado de 1 ns com relação ao ponto anterior.

também ser atrasados através do chip TTC-rq, localizado também na placa de controle. Este chip, apesar de ser possuir intervalos menores (mínimo de 104 ps) que o *Delay25*, não é capaz apenas de atrasar o sinal enviado a um híbrido em específico, pois o mesmo sinal é atrasado na placa de controle como um todo.

No gráfico da figura figura 4.19 pode-se ver um exemplo do pulso de teste lido por um Beetle em função do tempo. Através deste gráfico podemos inferir alguns detalhes sobre o tempo de subida e de descida do pulso e decidir qual é o melhor momento para realizar a leitura em função da amplitude. Caso a amplitude ou os tempos de subida e descida sejam muito longos, é possível re-otimizar os valores das configurações dos Beetles para fornecer o melhor resultado possível.

Como será discutido na seção 4.9.2, o uso de pulsos de teste é praticamente equivalente aos sinais das partículas exceto pela determinação real da amplitude de sinal para uma MIP (*Minimum Ionizing Particle*), que pode ser apenas determinada com partículas. Outra diferença é que a amplitude dos pulsos de teste se distribui como um gaussiana, enquanto que as partículas deixam um sinal que obedece a distribuição de Landau. Exceto por essas diferenças, os pulsos de teste fornecem ótimos resultados para os testes de funcionalidade da eletrônica de *front-end*.

4.9 O ACDC

ACDC é o acrônimo para Alignment Challenge and Detector Commissioning, e foi um esforço em conjunto dos grupos do VELO e do *Online*, para tomar dados utilizando o equipamento final do detector antes do fechamento de sua câmara e sua montagem na poço do LHCb. Com estes dados coletados, o objetivo principal era medir as constantes de alinhamento e demonstrar a melhora na



Figura 4.19: Neste gráfico pode-se ver o formato do pulso de teste produzido pelos chips de *front-end*. A escala do eixo horizontal encontra-se em ns, e a vertical em contagens de ADC

resolução de vértices e de traços após o alinhamento.

O ACDC foi realizado em 3 etapas: a primeira aconteceu em abril de 2006, demonstrando a capacidade de adquirir dados coerentemente com mais de uma TELL1 simultaneamente; a segunda ocorreu em agosto de 2006 realizando a aquisição de dados com 3 módulos parcialmente instrumentados no feixe do SPS (Super Proton Synchrotron), mas com grande parte dos equipamentos finais; e finalmente, a terceira, em novembro de 2006, com 10 módulos instalados na metade direita do VELO, 6 deles realizando leitura em vácuo e com refrigeração ativa.

Na primeira etapa do ACDC, o sistema de leitura foi testado com sucesso além de assegurar que os eventos adquiridos pudessem ser lidos e analisados. Já para os testes em agosto foi utilizado um feixe de mésons π carregados com momento médio de 140 GeV/*c*. Para os testes em novembro do mesmo ano, o feixe era caracterizado por uma mistura de prótons, mésons K ou mésons *píon*, com momento de até 450 GeV/*c*.

Nas próximas seções estão descritos em maiores detalhes a configuração dos sensores e do esquema das aquisições de dados para cada um dos períodos citados.

4.9.1 ACDC-1

A primeira fase do ACDC tinha por objetivo ensaiar uma tomada de dados para minimamente garantir a operação com o feixe de partículas. Para o ACDC-1 foram utilizadas de 1 até 8 placas TELL1, coordenadas por um Odin na versão final.

Somente um módulo estava disponível na época gerando dados com pulsos de teste. As outras TELL1 forneciam dados programados internamente, iguais para todos os eventos. O sistema de

CAPÍTULO 4. VELO

controle foi usado para configurar o módulo e controlar a leitura. A aquisição de dados em disco foi feita principalmente por um computador cedido pelo grupo do *Online*, idêntico aos computadores que serão usados na *Event Filter Farm*, a central de aquisição de dados do experimento.

A aquisição de dados foi possível com todas as TELL1 disponíveis, criando eventos completos e capazes de serem lidos pelo *software offline*. Finalmente, foi testado o envio do endereço de IP dos computadores de leitura – o Supervisor de Leitura coordena o envio dos endereços de destino para todas as TELL1 que então enviam os dados para o mesmo computador. Quatro computadores localizados na *farm* de testes do LHCb foram usados para receber os dados através de uma fibra ótica. Todos os quatro computadores foram capazes de montar os eventos e criar arquivos legíveis.

4.9.2 ACDC-2

Embora o plano inicial do ACDC contivesse apenas duas partes, na qual a segunda parte seria a tomada de dados com a metade direita do velo completamente montada, os atrasos na produção dos módulos levaram à mudança na estratégia dos testes. O ACDC-2 transformou-se num segundo ensaio geral do sistema, com muitos dos componentes finais de comissionamento, porém com protótipos dos módulos com sensores de 200 μ m de espessura.

Os principais objetivos dos testes de aquisição de dados em agosto foram:

- Testar o sistema de aquisição de dados com partículas reais e um sistema de trigger externo.
- Testar a cadeia de controle e leitura de dados com uma configuração muito próxima à configuração final do experimento.
- Analisar os limites do fluxo de dados.
- Obter os primeiros dados para a qualificação dos sensores.
- Testar o software de decodificação e reconstrução dos eventos.
- E, se possível, reconstruir traços com os dados tomados.

A Linha H8

Os dados foram tomados na linha de feixe H8 na área norte no sítio do CERN em Prevessin. A principal constituição do feixe era de píons, subprodutos de colisões do feixe inicial de prótons do SPS (Super Próton Síncroton) com o alvo T4, um dos alvos disponíveis.

A região para tomada de dados se situava entre os eletroímãs TRIM8 e QUAD17, com uma área livre de aproximadamente 25m. Detalhes sobre o posicionamento dos eletroímãs na linha do feixe podem ser vistos na figura 4.20. Os eletroímãs da região anterior a área de teste podiam ser controlados para maior ou menor foco do feixe, ou pequenos desvios verticais ou horizontais.



Figura 4.20: Diagrama esquemático das posições dos magnetos na linha de feixe H8. A área designada para os testes com os nossos detectores é descrita como zona 138 na figura.

Montagem

O sistema dos testes de agosto foi composto por 3 módulos completamente instrumentados, sendo formado portanto por 6 planos de 200 μ m de silício. A configuração dos detectores, segue a convenção de que o ordenamento era dado pelo percurso das partículas incidentes – o primeiro atingido era o módulo 19, em seguida o módulo 18 e depois módulo 20. Os planos de silício eram do tipo R- ϕ , R- ϕ e ϕ -R (seguindo a convenção de ordenamento). Os planos de sensores, bem como os híbridos podem ser vistos na figura 4.21.

Os sensores foram montados numa caixa de aço (denominada caixa de teste) com uma janela de Alumínio de espessura mais fina na região frontal dos sensores. A caixa de teste era composta por 2 partes essencialmente: a superior, que comportava os módulos e vedava a entrada de luz; e a inferior, que permitia a passagem dos cabos de kapton e conectava os módulos à eletrônica de repetição. A parte superior da caixa de teste recebia também um suprimento constante de ar seco filtrado, que servia também como resfriamento do sistema, já que não havia nenhum resfriamento ativo dos módulos. A montagem na caixa antes do seu fechamento pode ser vista na figura 4.22

Cada face de cada um dos módulos era ligada a sua respectiva placa de repetição. As placas de repetição recebiam os suprimentos de baixa e alta voltagens localmente, supridos por fontes individuais (de laboratório). Os sinais de controle (vindos da placa de controle) eram também ligados às placas de repetição e trazidos da área de teste por cabos de 20 m de comprimento (do mesmo comprimento que no experimento final). Já os sinais de leitura eram levados até as



Figura 4.21: Foto em detalhe dos sensores utilizados nos testes de agosto. O feixe incidia da esquerda para direita.



Figura 4.22: Foto dos módulos montados na caixa de teste, onde se vê também os cabos flexíveis de kapton para leitura dos sinais.

CAPÍTULO 4. VELO

TELL1s por cabos de cerca de 65 m de comprimento (também o comprimento que será utilizado finalmente no LHCb).

O set-up tinha portanto a intenção de reproduzir ao máximo as condições que serão enfrentadas na montagem final do LHCb e assim ajudar na detecção de possíveis problemas não evidentes em outras situações de teste.

Por falta de alguns componentes eletrônicos somente um quarto de cada módulo foi configurado. Isso teve boas implicações para a manutenção da temperatura em níveis aceitáveis (até cerca de 50° C). Também reduzindo significativamente a quantidade de cabos necessária para a leitura dos dados.

Para a realização da leitura foi montada uma pequena rede ethernet particular somente para os testes. Uma *switch* comercial (HP3400) foi utilizada em modo roteador para direcionar os pacotes a 3 computadores que faziam a aquisição construção dos eventos. Nesta configuração, utilizamos somente uma das 4 portas Gb/s de cada TELL1, sendo que o fluxo de dados estaria limitado pela velocidade do roteador (100Mb/s).

O esquema de leitura de cada evento seguiu os padrões do LHCb – os endereços de IP dos computadores que recebiam dados eram colocados na memória do Odin que destinava um evento completo a um dos computadores de cada vez. Velocidades típicas de aquisição de dados nesta configuração foram de 4000 eventos por segundo sem supressão de zeros (4kB por evento) e de até 160 mil eventos por segundo com supressão de zeros (tamanho variável, mas de poucos bytes por evento).

O *software* de controle foi instalado num servidor comercial rodando Windows 2003 como sistema operacional. A maior parte do controle foi realizado por ele exceto o controle das altas voltagens, controlado por outro computador através do *software* padrão do fornecedor.

Sistema de trigger

O sistema de *trigger* do ACDC-2 era basicamente constituído por uma coincidência entre os sinais dos cintiladores localizados antes dos módulos ou também com os cintiladores após. Duas configurações foram utilizadas: a coincidência entre dois ou mais cintiladores localizados antes dos módulos maximizando a coleta de partículas que cruzavam os detectores; ou a coincidência de um ou mais detectores na região anterior com um ou mais detectores da região posterior aos sensores de silício, procurando portanto somente por partículas que tenham cruzado totalmente a região de interesse, sem terem se desviado ou sido absorvidas pelo material no caminho.

A coincidência dos sinais foi feita utilizando-se uma lógica simples e módulos de eletrônica NIM, que se mostraram bastante satisfatórios. O sinal final de coincidência entre os cintiladores teve sua duração reduzida ao mínimo permitido pelo padrão NIM (3ns) e foi então colocado em coincidência com o sinal do relógio do Supervisor de Leitura, para assim simular uma leitura



Figura 4.23: Esquema do sistema de *trigger* utilizado na tomada de dados em agosto.

síncrona, como deve ser a estrutura do feixe do LHC, em pacotes espaçados por 25 ns. Esta coincidência implica que somente partículas que ativaram o sinal de trigger e estiveram numa janela de tempo muito curta (cerca de 2ns) fixa com relação ao ciclo do relógio do sistema serão aceitas. O resultado dessa coincidência é enviado para a entrada de *trigger* auxiliar do Odin, comandando a aquisição do determinado evento. Um diagrama do sistema de *trigger* pode ser visto na figura 4.23.

Como o tempo de atraso relativo entre o sinal de *trigger* e a passagem das partículas pelos sensores era mal conhecido, a valor correto do atraso entre o sinal recebido e o envio do sinal de *trigger* foi sistematicamente procurado sendo de 133 ciclos de relógio.

Um atraso adicional foi colocado entre o sinal do relógio e a coincidência com os cintiladores através de uma caixa de retardo para simular um ajuste fino no atraso entre o *trigger* e o sinal de leitura, sendo possível escolher o resultado que maximizava a contagem de ADC. Esse atraso adicional também foi usado para sistematicamente atrasar o instante da amostragem da aquisição de dados, o que permitiu a reconstrução do pulso com partículas do feixe, do mesmo modo feito com os pulsos de teste.

Resultados

Os pulsos do Beetle são montados a partir de um conjunto de dados tomados com 6 *triggers* consecutivos. Grupos de dados com diferentes atrasos adicionados na caixa de retardo foram

CAPÍTULO 4. VELO

tomados para varrer sobre instantes de amostragem diferentes. Como o sinal de relógio é cíclico atrasos maiores que 25 ns repetem o mesmo sinal de mesma fase relativa, ou seja, se o sinal de relógio for atrasado por 26 ns, ele é idêntico ao sinal atrasado por 1 ns. Como o instante exato onde isso acontece é em princípio desconhecido, o limite entre os períodos de relógio é identificado através da ambigüidade de amplitudes de sinal presente nos dados, onde pode-se que ver há dois valores médios distintos para essa determinada configuração de atraso (uma delas equivalente ao momento 25 ns mais tarde).

Os dados são então reordenados e os pulsos reconstruídos. Um ajuste de uma Landau convoluída a uma Gaussiana fornece os resultados para os valores mais prováveis e para as estimativas de ruído. O ruído por sua vez é obtido como a média dos valores sobre todas as tiras e sobre todas os atrasos, na ausência de sinal.

Os resultados são descritos em detalhes no apêndice A anexado à essa tese, onde encontra-se um estudo detalhado sobre os parâmetros dos Beetles e uma análise dos resultados. Comparando diretamente o formato dos pulsos obtidos com feixe e com pulsos de teste os valores mais prováveis são equivalentes e a única diferença relevante é que os dados com partículas possuem uma distribuição de Landau enquanto que os pulsos de teste são distribuídos simplesmente como Gaussianas, como era esperado. A figura 4.24 mostra um exemplo de um pulso reconstruído.

4.9.3 ACDC-3

A terceira etapa do ACDC foi realizada em novembro de 2006, na mesma linha de feixe utilizada em agosto, e com muitos componentes usados na segunda fase presentes. Os objetivos, no entanto, eram diferentes: no ACDC-3 o objetivo principal era provar a capacidade de obter as constantes de alinhamento e estimar a precisão na reconstrução de vértices.

Algumas diferenças podem ser listadas entre as duas tomadas de dados:

- A própria montagem com um sistema completamente distinto e vários planos de silício;
- Os sistemas de trigger e aquisição de dados;
- O sistema de resfriamento, desta vez utilizando o sistema de CO₂ líquido;
- Alguns alvos foram instalados na região onde se esperam colisões dos feixes no experimento final;
- Os módulos foram operados em vácuo, simulando as condições finais de tomada de dados;
- A natureza do feixe, que era escolhida entre prótons de 450 GeV/c ou píons de 120-180 GeV/c dependendo do objetivo dos dados sendo tomados.



Figura 4.24: Exemplo de formato de pulso obtido com uma das configurações testadas, obtido com partículas cruzando os sensores de 200 μ m. O gráfico de cima mostra os valores mais prováveis, resultado de um ajuste de uma função de Landau convoluída à uma Gaussiana aplicado ao gráfico de baixo.

As diferenças e detalhes da configuração deste segundo teste com feixe assim como alguns resultados preliminares são mostrados nas seções seguintes.

Montagem

Na montagem dos testes de novembro foi utilizado o suporte final da metade direita do VELO. Os componentes mecânicos são os mesmos que serão usados no experimento final, com excessão do tanque de vácuo, que foi improvisado para estes testes. Os detectores foram colocados em uma condição semelhante às que estarão submetidos no início da tomada de dados no LHC (pressões menores que 10^{-3} mbar).

Os suprimentos de baixa e alta voltagem foram feitos utilizando as fontes escolhidas para o experimento. Para as baixas tensões foram utilizados os módulos CAEN A3009 (2 fontes de 12 canais cada). Já para as altas tensões foram usados módulos ISEG EHQ F007n-F (máximo de 16 canais). Os cabos de baixa e alta voltagem usados foram os escolhidos para o comissionamento do detector, bem como seus respectivos conectores. A fonte de de baixa tensão foi operada utilizando seu próprio software, através de uma interface *telnet* com a sua controladora (SY2527 CAEN HV-controller). Já a fonte ISEG foi controlada utilizando-se sua interface CAN, e o software fornecido pela própria companhia.

Como o fluxo de dados era 2 vezes maior do que no ACDC-2, a estrutura da a rede de aquisição de dados teve de ser mudada. Utilizando somente uma *switch* HP 3400 em modo roteador limitava a velocidade de aquisição para menos que 200 eventos por segundo. O maior problema era a falta de fragmentos de um mesmo evento, ou seja, os dados vindos de uma das TELL1 ficavam perdidos ou eram largados pela *switch*, por não haver tempo suficiente para roteá-lo ao seu destino. A solução encontrada foi o uso de uma *switch* HP 5412, com poder de processamento de pacotes muito superior ao da HP 3400. A velocidade máxima de aquisição passou a ser então de pouco mais que 4 mil eventos por segundo. Porém, a limitação do tamanho de cache da HP 5412 limitou o tamanho dos MEP ao máximo de 5 eventos, sem que houvesse a ocorrência de erros, visto que o tamanho do evento por TELL1 é de cerca de 4 kB e 12 TELL1 eram lidas concomitantemente.

Trigger

O sistema de *trigger* da montagem em novembro foi o mesmo empregado em agosto com pequenas modificações. Como o objetivo de alguns períodos da tomada de dados era a reconstrução de vértices, uma nova lógica de coincidências foi empregada. Para encontrar vértices, os cintiladores encontrados na região posterior aos detectores de silício possuíam um buraco para que as partículas de incidência frontal não deixassem sinal, e portanto era exigida uma coincidência entre pelo menos dois dos cintiladores antes dos detectores e pelo menos um dos cintiladores após a passagem pelos sensores de silício. Para adquirir dados de partículas que passassem diretamente pelos sensores, os cintiladores eram movidos de forma que o buraco fosse coberto, e a coincidência poderia ser exigida como nos testes de agosto, sendo que a coincidência entre os cintiladores antes "E" os cintiladores após os sensores tinha sempre maior pureza, porém eficiência reduzida.

Resfriamento

O sistema de resfriamento usado manteve temperaturas de tipicamente de $-2^{\circ}C$ na região do silício durante operação. O sistema utilizado foi muito parecido ao sistema a ser empregado na operação final, exceto pelo controle das válvulas de pressão que era manual, e por não haver o sistema de reaproveitamento do CO₂. Ao todo foram utilizadas cerca de 4 toneladas de CO₂ durante a tomada de dados que durou cerca de 2 semanas.

Controles

O controle dos módulos foi realizado com 2 placas de controle da série da produção para operação no experimento. Foi também utilizada uma placa de controle de temperatura. Todos os elementos de controle eram de versão final, incluindo as placas de repetição, e suas placas mezanino. Os cabos de dados usados foram os mesmos do ACDC-2, cortados em 4 partes de cerca de 16 m, o que implicou na necessidade da retirada da compensação presente nos *Drivers*. Mesmo assim parte do *cross-talk* permaneceu, sendo tratado posteriormente em *software offline*.

O *cross-talk* surge na transmissão de sinais quadrados de alta freqüência através de cabos longos, já que cada freqüência é atenuadas com um coeficiente diferente. Na prática, os sinais são distorcidos e alargados para os canais vizinhos, adicionando sinais espúrios.

Para a tomada de dados de novembro, foram lidos 6 módulos completamente de cada vez (diferentemente do caso de agosto em que somente um quadrante de cada sensor foi realmente lido) embora 10 módulos estivessem montados no suporte do detector. Foram feitas 4 configurações usando diferentes combinações de módulos. A figura 4.25 mostra as diferentes configurações usadas na tomada de dados.

Resultados Preliminares

A análise de eventos e o monitoramento estavam bem preparados para a tomada de dados, e mesmo durante o período de aquisição, os vértices reconstruídos podiam ser vistos, assim como o mapa de *hits* e de traços. Isso foi de fundamental importância durante a aquisição de dados visto que para colocar o feixe na direção dos alvos foi usada a posição dos vértices criados na parede da câmara de vácuo.

As constantes de alinhamento foram também calculadas com sucesso, pode-se ver na figura 4.26 o resultado da posição em Z dos dois alvos reconstruídos utilizando dados antes e depois de da aplicação das constantes de alinhamento.



Figura 4.25: O conjunto das diferentes configurações utilizadas para a tomada dos dados durante os testes de novembro. Foram tomados dados com partículas incidindo frontalmente, incidindo com um ângulo relativo, com vértices produzidos nos sensores ou na caixa de vácuo, ou ainda com colisões nos alvos.



Figura 4.26: Posição em z dos vértices reconstruídos. É possível notar a melhora em resolução após a aplicação do algoritmo de alinhamento, reconstruindo os vértices com as constantes de alinhamento obtidas.



Figura 4.27: As resoluções obtidas em função do espaçamento entre as tiras, medidas com dados tomados com o feixe. Na esquerda, o gráfico para o sensor-R e na direita o gráfico para o sensor- ϕ . A linha pontilhada mostra a resolução obtida para a leitura binária dos sinais. Essas resoluções foram obtidas antes da correção do *cross-talk*.

A resolução na determinação dos pontos medidos pelos sensores também foi medida com os dados com o feixe de partículas. A figura 4.27 mostra o resultado da resolução medida tanto para os sensores-R quanto para os sensores- ϕ , e uma comparação com a leitura binária é feita, ou seja, sem o cálculo da média ponderada da carga coletada por mais do que uma tira – a resolução obtida com a leitura binária seria dada pela reta pontilhada. A resolução de posição varia de 7 a cerca de 25 μ m.

Conclusões do ACDC

O ACDC foi considerada um grande sucesso pelo grupo do VELO. Durante os períodos de testes com feixe, foram adquiridos dados importantes e também um conhecimento vital sobre a operação dos módulos.

Na segunda etapa do ACDC, os testes de aquisição de dados permitiram conhecer as velocidades limite de aquisição e mostraram possíveis problemas para aquisição final. Os dados da segunda etapa também possuem as características mais similares aos dados que serão obtidos na futura operação do VELO no LHCb em termos de *cross-talk* devido ao comprimento dos cabos usados.

Na terceira etapa do ACDC foram tomados mais de 60 milhões de eventos, cerca de 3.5 TB de dados. A quantidade de dados e a velocidade era semelhante a do LHCb como um todo, tendo em vista que foram tomados os dados com supressão de zeros juntamente com a informação completa. Todo o esquema de controle e aquisição final foi empregado, embora o *software* ainda não estivesse em sua versão final. Foi possível demonstrar que com partículas de incidência frontal cobrindo todo o sensor é possível determinar as constantes de alinhamento, configuração que será

parecida com a obtida durante a injeção de prótons do LHC, porém com o VELO em sua posição ainda aberta. E apesar da limitada quantidade de módulos em operação foi possível determinar a posição dos vértices com boa precisão – estudos preliminares indicam que a resolução espacial dos vértices seja de cerca de 10 μ m nas direções transversais ao feixe e de 60 μ m na direção paralela ao feixe. A incerteza obtida na determinação do parâmetro de impacto em função do momento transverso pode ser descrita por $\sigma_{IP} = 14 \oplus 35 \frac{\text{GeV}\mu\text{m}}{\text{P}_{\text{T}}}$. Finalmente, a resolução esperada nas medidas de tempo próprio pode ser obtida utilizando-se os resultados dos testes com feixe e simulações, a qual aponta para 40 fs.

Capítulo 5

Análise do Canal $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$

If in physics there's something you don't understand, you can always hide behind the uncharted depths of nature. You can always blame God. You didn't make it so complex yourself. But if your program doesn't work, there is no one to hide behind. You cannot hide behind an obstinate nature. If it doesn't work, you've messed up. Edsger Dijkstra

O estudo do canal $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ foi realizado com o objetivo de se obter a precisão do LHCb em medir a fase γ . Para isso, foram simulados eventos de sinal correspondentes a mais que 7 meses de tomada de dados (para o canal mais favorecido, como discutido no Capítulo 2) e cerca de 34 milhões de eventos o que corresponde a cerca de 15 minutos de tomada de dados para o provável ruído.

Com simulações detalhadas dos processos físicos e dos detectores, é possível estudar a eficiência de grandes experimentos, como o LHCb, antes da sua construção. Possíveis falhas de projeto podem ser corrigidas, com base nos resultados das simulações e assim, iterações sucessivas de simulação e re-otimização do detector são realizadas, a fim de se obter o melhor desempenho possível com as colisões reais.

Os eventos simulados permitem o desenvolvimento dos algoritmos de reconstrução e das ferramentas de *software*, usadas posteriormente com os dados reais acrescentando rapidez na árdua tarefa de analisar os 2000 eventos que serão produzidos por segundo pelo LHCb, durante sua tomada de dados em condições ideais do feixe.

Finalmente, a análise de dados simulados pode inferir a capacidade do experimento para medir

os parâmetros interessantes do ponto de vista da física, em especial, durante a etapa final de construção do detector, quando o experimento como um todo é bem descrito pela simulação.

Neste capítulo é apresentada a análise de dados simulados do canal de decaimento $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$, assim como os resultados do estudo da precisão estimada da medida de γ .

5.1 A Simulação de Eventos

A simulação dos eventos no LHCb é bastante complexa e segmentada em alguns passos intermediários. Primeiramente, as colisões entre prótons são criadas com a energia do centro de massa do LHC e com a luminosidade nominal de operação no LHCb. Os resultados dessa colisão são gerados segundo as seções de choque obtidas através de extrapolações – como nenhum acelerador jamais atingiu a energia disponível no LHC, as seções de choque dos processos inelásticos são extrapolações dos resultados com energias mais baixas, como os obtidos em aceleradores como o TeVatron e o SPS. As partículas criadas passam então a se propagar pelo detector, podendo decair (se forem partículas instáveis) ou interagir com os elementos do detector (se forem partículas com tempo de meia vida mais longo). Nesse momento, os sinais deixados pelas partículas nos detectores são simulados, e a resposta de cada um deles é obtida de acordo com a eficiência e precisão obtidas em testes com protótipos em feixes no CERN. A partir desse momento é possível obter a informação do evento como será lida pelo LHCb, e os algoritmos de reconstrução podem ser executados como se os dados fossem reais. O evento reconstruído é salvo no formato de DST (*Data Summary Tape*) e pode ser usado para a análise dos canais específicos. As tarefas a serem realizadas pelo *software* de simulação podem, portanto, ser subdivididas nas seguintes etapas:

- Geração dos eventos;
- Interação das partículas com o detector;
- Simulação da resposta do detector e digitalização das informações.

Todas elas são detalhadas nas próximas seções.

5.1.1 Software

O desenvolvimento de ferramentas de *software* e o uso de uma linguagem específica em comum é imprescindível para que o desenvolvimento dos algoritmos seja coerente e distribuído entre vários colaboradores. A colaboração do LHCb escolheu escrever seus algoritmos na linguagem C++, desenvolvendo um *framework* (uma estrutura padrão) chamado **Gaudi**, em homenagem ao arquiteto espanhol Antoni Gaudi. O Gaudi oferece as ferramentas mais básicas para a construção dos algoritmos e permite uma estrutura seqüencial de execução, compartilhando um espaço de memória chamado TES, ou *Transient Event Store*, onde a informação pode ser passada de um algoritmo para o outro durante o processamento de um dado evento. Além disso, o Gaudi fornece a funcionalidade de configuração do executável através de um arquivo de opções, dispensando a recompilação. Dessa maneira todos os elementos de *software* descritos a seguir são escritos conforme as regras e facilidades do Gaudi. Requerimentos e notas sobre as versões são descritas no endereço web encontrado em [68].

5.1.2 Geração de Eventos

A geração dos eventos é realizada pelo pacote **Gauss** [69]. O Gauss é uma compilação de duas ferramentas de *software*, o PYTHIA e o GEANT4, dentro da estrutura do Gaudi. Todos os eventos analisados para o trabalho desta tese foram centralmente gerados pela colaboração do LHCb. As versões dos *softwares* utilizadas para essa geração de eventos foram:

- Gaudi v15r7
- Pythia 6.226.2
- Photos 209.2
- Geant4 v61r0
- Geant4Files v52r0

Os detalhes dos processos físicos utilizados na produção de eventos podem ser encontrados em [71].

A primeira fase do Gauss simula a colisão entre os prótons e os decaimentos das partículas mais instáveis, que ocorrem sem que haja qualquer interação com a matéria.

De maneira geral o algoritmo de geração segue a seguinte seqüência:

- Primeiramente ele computa qual será o número de interações que serão simuladas no cruzamento das nuvens de prótons, baseado na seção de choque e na luminosidade do feixe;
- Gera todos os produtos da colisão, e mantém apenas os eventos de interesse segundo um arquivo de requerimentos;
- Cria os decaimentos de todas as partículas instáveis, de acordo com a lista de decaimentos possíveis, ou em alguns casos, um determinado decaimento exigido;
- Realiza os cortes nos eventos indesejáveis, como os que possuem produtos fora da aceitação geométrica;

• Por fim, é adicionada uma imprecisão ao vértice primário.

A segunda etapa da execução do Gauss realiza a simulação da interação das partículas geradas na primeira etapa com a matéria do detector, detalhadamente descrita. As interações com os detectores são realizadas utilizando o pacote GEANT4 [70], que desempenha a simulação do espalhamento múltiplo e o decaimento das partículas de tempo de vida mais longo.

Digitalização

A digitalização dos eventos é realizada pelo pacote **Boole** [72]. O Boole simula a resposta dos detectores aos sinais previamente gerados pelo GEANT4. Sinais espúrios devido ao ruído do detector ou efeitos de *Spillover*¹ são adicionados de acordo com os resultados obtidos nos testes dos protótipos com feixes de partículas. A digitalização inclui os efeitos da eletrônica de leitura, eficiência quântica e o desempenho da eletrônica do nível 0 do *trigger*. A saída imita o formato de leitura dos eventos contendo os bancos de dados com supressão de zeros.

Em princípio, os dados produzidos pelo Boole são indistinguíveis dos dados reais, exceto pela presença da tabela verdade de Monte Carlo. Esses dados são usados pelos algoritmos subseqüentes que realizam a reconstrução.

5.2 A Reconstrução dos Eventos

A tarefa de reconstruir os eventos é realizada pelo pacote **Brunel** [73]. O projeto do Brunel tem por objetivo não só a reconstrução dos dados criados pelo Boole, mas também dos eventos obtidos pelo sistema de aquisição de dados do LHCb.

A informação nos bancos de dados crus do detector é composta apenas das posições dos *hits*, de quais células foram ativadas nos calorímetros e de que pontos foram iluminados no RICH. O Brunel reúne todas essas informações do evento e reconstrói as trajetórias das partículas, baseado em algoritmos de reconhecimento de padrão e ajustes, levando em consideração o campo magnético gerado pelo *eletro-ímã*. Os traços reconstruídos são usados para criar as proto-partículas, com a trajetória e o momento associados.

A identificação de partículas é parcialmente realizada no Brunel, com o cálculo das Variações do Logaritmo da Verossimilhança, ou DLL (de *Delta Log Likelyhood*), seguindo as hipóteses de cada um dos tipos básicos de partícula: e, μ, p, K, π . As DLL são finalmente guardados junto às informações das partículas.

Ao final do processamento do Brunel, os dados são salvos no formato de DST (que historicamente se refere a *Data Storage Tape*). Conjuntos de dados em DSTs estão prontos para serem

¹Denomina-se *Spillover* os sinais obtidos em um determinado evento causados pelos sinais remanescentes do evento imediatamente anterior.

analisados pelo *software* que realiza a reconstituição de eventos específicos, isto é, reconstrói as partículas instáveis que são de relevância para a física.

5.3 O Software para a Análise dos Dados, o Da Vinci

O aplicativo utilizado para analisar os dados reconstruídos é chamado de Da Vinci [74], em referência ao pintor, escultor e cientista italiano Leonardo da Vinci.

O Da Vinci reúne as ferramentas necessárias para o ajuste de vértices, combinação de partículas e reconstrução das partículas instáveis, e possui a capacidade de filtrar eventos baseado nas características calculadas, tais como momento (P), momento transverso (P_T), parâmetro de impacto (IP), entre outras. O ato da filtragem de um dado evento segundo alguma dessas qualidades é denominado **corte**, e as características são chamadas portanto de **variáveis de corte**.

A análise de dados apresentada a seguir foi realizada utilizando o Da Vinci versão v12r18 como *software* padrão. De maneira resumida, as variáveis de corte são calculadas e guardadas em ntuplas que são posteriormente analisadas com o programa ROOT [75]. O diagrama da figura 5.1 representa a estrutura do *software* do LHCb, mostrando o percurso dos eventos desde a sua geração (ou, futuramente, aquisição) até o estágio final quando são finalmente selecionados.

5.3.1 Amostras de Eventos

Os canais específicos de interesse para física no LHCb são de maneira geral bastante suprimidos. Em contrapartida, eventos considerados como ruído são muito freqüentes. Enquanto os canais de sinal (relevantes para a física) possuem razões de ramificação visíveis de 10^{-5} a 10^{-9} , estimam-se que cerca de 10^{12} eventos contendo um par $b\overline{b}$ sejam produzidos em um ano de operação nominal do LHC, levando em consideração a luminosidade do LHCb (2 fb⁻¹ por ano).

Devido a desproporcionalidade entre o número de eventos de sinal e ruído, e também ao fato de que a geração de eventos simulados é uma tarefa custosa em termos de tempo computacional, amostras de sinal e de ruído são geradas separadamente. Na realidade, as amostras podem ser separadas em três tipos:

- **Sinal:** Amostras individuais contendo decaimentos específicos dos mésons B⁰, B⁰_s, B⁺, entre outros. Em geral, de 50 a 200 mil eventos são criados para cada canal, que equivalem a alguns meses, ou até anos, de tomada de dados, dependendo do canal.
- **b**b**Inclusivo:** A amostra de b<u>b</u> inclusivo contém eventos com pelo menos um par de quarks b<u>b</u> produzido dentro da aceitação angular do LHCb. O par b<u>b</u> pode hadronizar em qualquer modo possível, seja na forma de mésons-B, neutros ou carregados, ou na forma de bárions



Figura 5.1: Diagrama de blocos mostrando a estrutura de software do LHCb

como o Λ_b por exemplo. Todos os decaimentos conhecidos são possíveis de acordo com as probabilidades medidas e divulgadas.

Minimum Bias: A amostra de *minimum bias* contém os eventos resultados das colisões pp sem restrições em nível de geração, representando o tipo de evento que seriam adquiridos no LHCb sem o filtro do *trigger*.

A amostra de $b\overline{b}$ inclusivo é usada como o ruído para as seleções de eventos específicos, já que a probabilidade de se encontrar algum evento de sinal nessa amostra é razoavelmente pequena. Além disso, como o *trigger* deve idealmente selecionar apenas eventos com quarks b ou \overline{b} , os eventos de $b\overline{b}$ inclusivo representam uma amostra mais relevante para os estudos de seleção *offline*.

Eventos do tipo *minimum bias* são usados para a otimização dos algoritmos de *trigger*. Embora a quantidade desses eventos seja maior que a da amostra de $b\overline{b}$ inclusivo ela representa um tempo real de tomada de dados muito menor. Na configuração de geração de eventos apresentada nessa tese (chamada *Data Challenge 2004* (DC04)) foram gerados cerca de 150 milhões de eventos tipo *minimum bias*, que equivalem a aproximadamente 10 segundos de tomada de dados. Fazendo a mesma comparação para a amostra de $b\overline{b}$ inclusivo, temos 34 milhões de eventos, correspondendo a cerca de 15 minutos de aquisição de dados. A produção de um número grande de eventos com esse grau de detalhamento é uma tarefa dispendiosa em termos computacionais. A colaboração do LHCb reúne milhares de computadores dedicados à geração de dados durante alguns meses para finalmente produzir uma quantidade de dados suficiente para as análises dos canais. Para obter um resultado significativamente melhor, a amostra de eventos de ruído deveria ser aumentada em pelo menos uma ordem de grandeza, tornando impraticável a tarefa não só de geração como também a de análise.

Pela limitação estatística demonstrada, as análises de canais específicos procuram minimizar a seleção de eventos de $b\overline{b}$ inclusivo, algumas vezes obtendo propositalmente eficiência nula para esse tipo de evento. Separadamente, o mesmo algoritmo de seleção é usado para maximizar a eficiência nas amostras de sinal desejadas. É dessa maneira que foi realizada a seleção de eventos descrita a seguir.

5.4 Seleção de eventos $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$

A procura por eventos com o decaimento $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ é realizada em algumas etapas. Primeiramente foi desenvolvida uma pré-seleção, cujos critérios escolhem apenas cerca de um em cada 2000 eventos de $b\overline{b}$ inclusivo. O mesmo algoritmo de pré-seleção é utilizado para selecionar os eventos das amostras de sinal. Em posse das DSTs com os eventos pré-selecionados, um algoritmo escreve ntuplas contendo as variáveis de corte para cada evento. Finalmente, as ntuplas são processadas e os valores dos cortes são estipulados para simultaneamente maximizar a eficiência e minimizar o ruído – A otimização dos cortes é feita dessa maneira devido à limitada estatística de eventos de ruído, que finalmente com os cortes finais se reduz a números muito pequenos, senão zero. Dessa maneira, os métodos usuais de se obter a melhor significância estatística tornamse impraticáveis, como por exemplo a maximização da razão $\frac{S}{\sqrt{B}}$ (onde S se refere ao número de eventos de sinal e B se refere ao número de eventos de ruído), que frequentemente se torna infinita.

O algoritmo que seleciona os eventos é uma seqüência de três algoritmos. O primeiro procura eventos com candidatos a D^0 , e os salva na TES (memória temporária). O segundo reconstrói candidatos a K^{*0} , sendo somente executado quando algum D^0 foi previamente encontrado no algoritmo anterior. O último algoritmo combina os D^0 com os K^{*0} para finalmente reconstruir o B^0 .

A lógica geral de separação entre os eventos de sinal e de ruído se baseia na topologia típica do decaimento do $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$. Por possuírem tempo de vida relativamente longo ($c\tau \approx 459 \ \mu m$), os mésons B^0 se apresentam como vértices secundários deslocados do ponto de interação, também chamado de vértice primário (PV). Portanto, os produtos finais de decaimentos do B^0 devem possuir grandes parâmetros de impacto com relação ao vértice primário. Além do IP, o momento transverso (P_T) é uma boa variável de corte. Como inicialmente não há momento na direção transversal², o momento transverso é uma assinatura típica do decaimento de partículas pesadas. Em outras palavras, apesar da probabilidade de produção de B^0 ser mais alta para pequenos ângulos polares (como dito na seção 3.3.1), e portanto, os B^0 possuírem em geral pequeno momento transverso, as partículas de estado final devem possuir grande momento transverso, devido a grande massa de repouso do B^0 .

Outras variáveis de corte são necessárias já que a principal fonte de ruído são eventos que contém quarks b ou \overline{b} . As variáveis de corte específicas são discutidas em detalhe a seguir e, quando apropriado, uma figura mostra a distribuição para a dada variável diferenciando o sinal do ruído.

Importante Em todas as figuras a seguir a mesma convenção é adotada: a linha tracejada (em azul) indica a distribuição do sinal e a linha contínua (em vermelho) indica a distribuição para o ruído. Como a quantidade de eventos para a amostra de sinal não é equivalente à amostra de ruído, ambas as distribuições são normalizadas com para possuírem integral igual a 1.

É preciso dizer também que as distribuições apresentadas são construídas com o mínimo de cortes requeridos para a reconstrução de um B^0 com o intuito de mostrar o poder de separação, entre sinal e ruído, para cada uma das variáveis, independentemente de outras condições. De maneira geral, uma reta vertical indica o valor do corte final aplicado àquela variável.

É importante ressaltar também que as distribuições mostradas para o sinal possuem apenas os

²No LHCb, a direção transversal se refere a qualquer eixo perpendicular ao eixo z (direção do feixe de prótons)

eventos com associação à tabela verdade de Monte Carlo. As amostras de ruído são obtidas dos eventos reconstruídos da amostra de $b\overline{b}$ inclusivo. Em ambos os casos, as distribuições mostram apenas as partículas utilizadas para criar um candidato a B⁰ com seu decaimento completo: os 4 hádrons do estado final são usados para que reconstruírem um D⁰ e um K^{*0} e que finalmente são combinados para a reconstrução do B⁰. As distribuições mostram portanto as características destas partículas, e, quando não há a associação com a tabela verdade de Monte Carlo, as variáveis em questão para esse determinado decaimento são adicionadas às distribuições de ruído.

5.4.1 Reconstrução de D^0

O primeiro algoritmo da seqüência de execução realiza a procura dos D^0 . A ordem de reconstrução dos mésons intermediários (D^0 , K^{*0}) é arbitrária, contudo, devido a presença mais freqüente de K^{*0} do que de D^0 nos eventos, realizar a procura de K^{*0} somente após um D^0 ter sido encontrado num dado evento economiza tempo de processamento.

Os D⁰ são reconstruídos em quatro possíveis estados finais: o estado K⁻ π^+ , mais favorecido; o K⁺ π^- , duplamente suprimido pelo fator de Cabibbo; e os auto-estados pares de CP K⁺K⁻, ou $\pi^+\pi^-$. Qualquer uma destas combinações é usada para se ajustar um vértice, desde que os hádrons (K e/ou π) satisfaçam os requerimentos de parâmetro de impacto mínimo com relação ao vértice primário e momento transverso mínimo. Os vértices considerados bons pelo critério do χ^2 do ajuste são usados para criar um candidato a D⁰.

Para separar os diferentes estados finais dos eventos de $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$, a classificação dos tipos de D^0 é realizada levando em conta a informação dada pela identificação de partículas. Como não há uma amostra separada para o decaimento suprimido $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, é suposto que ele tenha o mesmo desempenho de reconstrução obtido para o $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$.

Inicialmente os D^0 são reconstruídos com cortes menos severos para serem utilizados no algoritmo de pré-seleção (seção 5.4.3). Os valores descritos a seguir correspondem aos cortes aplicados no nível de pré-seleção enquanto que os valores indicados pelas retas nas figuras correspondem aos valores aplicados na seleção final. As variáveis utilizadas nessa primeira etapa são:

- Momento transverso de cada hádron ($P_T(h)$): Cada um dos hádrons do estado final deve ter momento transverso de no mínimo 300 MeV/*c* (figura 5.2).
- Momento de cada hádron (P(h)): Os hádrons do estado final devem ter o momento mínimo de 2 GeV/c. Necessário para que o RICH realize boa separação entre K e π (figura 5.3).
- Significância do Parâmetro de Impacto dos hádrons $(\frac{IP}{\sigma}(h))$ com relação ao PV: O valor do parâmetro de impacto dividido pelo seu erro deve ser maior que 2 (figura 5.4).
- Momento transverso do D^0 ($P_T D^0$): O D^0 reconstruído deve ter o momento transverso maior que 1 GeV/*c* (figura 5.5).



Figura 5.2: Distribuições do momento transverso dos hádrons do estado final.



Figura 5.3: Distribuições do momento dos hádrons do estado final.



Figura 5.4: Distribuições do $\frac{IP}{\sigma}$ dos hádrons do estado final com relação ao vértice primário.



Figura 5.5: Distribuições do momento transverso do D^0 .



Figura 5.6: Distribuições de $\frac{IP}{\sigma}$ do D^0 com relação ao vértice primário.

- Significância do Parâmetro de Impacto do D⁰ ($\frac{\text{IP}}{\sigma}$ (D⁰)) com relação ao PV: O D⁰ reconstruído não deve ser originado no vértice primário, logo o $\frac{\text{IP}}{\sigma}$ deve ser maior que 1 (figura 5.6).
- $\frac{\chi^2}{Ngl}$ do ajuste do vértice do D⁰: O ajuste do vértice do D⁰ deve ter o χ^2 dividido pelo número de graus de liberdade menor que 25.
- $\frac{\chi^2}{Ngl}$ do ajuste do vértice do D⁰ com vínculo na massa: O ajuste de vértice com o vínculo na massa do D⁰ fornece resultados melhores para a resolução na massa do B⁰ (como mostrado em [76]). Este ajuste deve ter o χ^2/Ngl menor que 25 (figura 5.7).
- **Janela em volta da massa do D⁰** ($\Delta_m(D^0)$): A diferença entra a massa do D⁰ reconstruído e a massa do D⁰ tabelada em [12] deve ser menor que 20 MeV/ c^2 (figura 5.8).

Os valores dos cortes para cada variável estão especificados na tabela 5.1.

5.4.2 Reconstrução de K^{*0}

A seleção dos K^{*0} segue a mesma idéia da seleção dos D^0 . Os K^{*0} são reconstruídos apenas no seu modo carregado de decaimento (em $K^+\pi^-$). Como o K^{*0} é uma ressonância razoavelmente larga ($\Gamma \approx 50 \text{ MeV}/c^2$) a janela de massa do K^{*0} é proporcionalmente maior que a do D^0 ; e, por esse mesmo motivo, o ajuste com vínculo na massa não é utilizado.

A lista com as condições exigidas na reconstrução de um K^{*0} é encontrada na tabela 5.2.



Figura 5.7: Distribuições do $\chi^2/Ngl/$ do ajuste de vértice com vínculo na massa do D^0 .



Figura 5.8: Distribuições de massa do D^0 antes do ajuste com o vínculo na massa.

$P_{T}(h)$	>	300 MeV/c
P(h)	>	$2000~{\rm MeV}/c$
$\frac{\mathrm{IP}}{\sigma}(h)$ relativo ao PV	>	2.0
$P_{T}(D^{0})$	>	1000 MeV/ c
$\frac{\mathrm{IP}}{\sigma}(\mathrm{D}^0)$ relativo ao PV	>	2.0
$\Delta_{ m m}({ m D}^0)$	<	$\pm 20 \text{ MeV}/c^2$
$\frac{\chi^2}{Ngl}(\mathrm{D}^0)$ do ajuste de vértice	<	25
$\frac{\chi^2}{Ngl}(\mathrm{D}^0)$ do ajuste com vínculo na massa	<	25

Tabela 5.1: Lista dos cortes aplicados na pré-seleção dos D^0 ; *h* se refere a káons ou píons.

>	200 MeV/c
>	$2000 \ {\rm MeV}/c$
>	2.0
>	1000 MeV/ c
>	2.0
<	$\pm 150 \text{ MeV}/c^2$
<	25
	> > > > > > > > > > > > > > > > > > > >

Tabela 5.2: Lista dos cortes aplicados na pré-seleção dos K^{*0} ; *h* se refere káons ou píons.



Figura 5.9: Distribuições do momento transverso do K^{*0}.

As distribuições para o momento transverso e para a $\frac{IP}{\sigma}$ são as mesmas já mostradas nas Figuras 5.2 e 5.4, respectivamente. As distribuições para o momento transverso e para a $\frac{IP}{\sigma}$ do K^{*0} estão, respectivamente, nas Figuras 5.9 e 5.10. Finalmente a distribuição do χ^2 do vértice do K^{*0} e a distribuição de massa do K^{*0} são mostradas nessa ordem nas Figuras 5.11 e 5.12.

5.4.3 Pré-Seleção de B^0

Com o intuito de economizar tempo de processamento, a pré-seleção foi coordenada em conjunto com várias outras análises, cada qual procurando por um canal em específico, filtrando a grande quantidade de eventos irrelevantes dos arquivos da amostra de $b\overline{b}$ inclusivo. Cada uma dessas análises forneceu seus próprios critérios de seleção para cada canal específico. Foi exigido um fator de redução mínimo de 1:1000 para cada análise. Os eventos selecionados nas pré-seleções foram salvos em novas DSTs com uma variável especificando em qual das pré-seleções o evento foi selecionado.

No terceiro algoritmo da seqüência, são usados os eventos contendo ambos D^0 e K^{*0}. Os D^0 e K^{*0} reconstruídos anteriormente são recuperados da TES e combinados num ajuste de um vértice, recriando um B⁰. Condições são impostas para que o B⁰ reconstruído tenha se originado no vértice primário, em oposição às partículas do estado final. As condições exigidas são:

Janela em volta da massa do B⁰ ($\Delta_m(B^0)$): A massa resultante da combinação de D⁰ e K^{*0} deve estar entre ±500 MeV/ c^2 da massa tabelada para o B⁰ (figura 5.13). Essa janela de



Figura 5.10: Distribuições do $\frac{\mathrm{IP}}{\sigma}$ do K^{*0} com relação ao vértice primário.



Figura 5.11: Distribuições do $\chi^2/Ngl/$ do ajuste de vértice do K*0.



Figura 5.12: Distribuições de massa do K^{*0}.

massa possui tal largura para a subseqüente estimativa de ruído.

- $\frac{\chi^2}{Ngl}$ do ajuste do vértice do B⁰: A combinação de D⁰ e K^{*0} deve criar um bom vértice, com o χ^2 do ajuste menor que 25. (figura 5.14)
- $\frac{\mathrm{IP}}{\sigma}(\mathrm{D}^{0})$ com relação ao vértice do K^{*0}: O D⁰ deve se originar do mesmo vértice que K^{*0}, porém como o K^{*0} decai imediatamente, o vértice do K^{*0} possui, em princípio, a mesma posição do vértice do B⁰. Portanto, o D⁰ deve possuir pequeno $\frac{\mathrm{IP}}{\sigma}$ com relação ao vértice do K^{*0}. É exigido que $\frac{\mathrm{IP}}{\sigma}$ seja menor que 5 (figura 5.15).
- $\frac{\text{IP}}{\sigma}(\mathbf{B}^0)$ com relação ao vértice primário: Como hipótese fundamental, o B⁰ é criado no vértice primário. Logo, o parâmetro de impacto com relação a algum dos vértices primários reconstruídos deve ser pequeno. Caso haja mais do que um vértice primário, o algoritmo procura o vértice para o qual o B⁰ possua a menor $\frac{\text{IP}}{\sigma}$, e o seleciona. A $\frac{\text{IP}}{\sigma}$ com relação a esse vértice deve ser menor que 5 (figura 5.16).
- **Coseno do ângulo entre a direção de vôo e o momento do** B^0 ($\theta(P \cdot R)$): Para testar a consistência do B^0 ter se originado no PV escolhido, é criado o vetor **R** que liga o vértice primário ao ponto de decaimento do B^0 . O produto escalar entre esse vetor e o momento dividido pela magnitude dos dois vetores fornece o coseno do ângulo entre eles. É exigido que esses vetores sejam praticamente colineares, ou seja, o coseno do ângulo entre eles deve ser maior do que 0.999 (figura 5.17).



Figura 5.13: Distribuição de massa do B^0 antes dos cortes.



Figura 5.14: Distribuições do χ^2 do ajuste de vértice to B^0 .


Figura 5.15: Distribuições dos valores de $\frac{IP}{\sigma}$ do D^0 com relação ao vértice do K^{*0} .



Figura 5.16: Distribuições de $\frac{IP}{\sigma}$ do B^0 com relação ao vértice primário.



Figura 5.17: Distribuição do coseno do ângulo entre o vetor de vôo do B^0 e o momento do B^0 . O gráfico de cima mostra a distribuição angular completa, de -1 a 1. Já o gráfico de baixo mostra a distribuição dos cossenos superiores a 0.9. A barra vertical mostra nesse caso, o corte aplicado na pré-seleção, já que o corte final é muito restringente e de difícil visualização no gráfico.



Figura 5.18: Gráfico bidimensional mostrando a distribuição da soma dos logaritmos de $\frac{IP}{\sigma}$ das quatro partículas do estado final (eixo x) contra a soma dos logaritmos dos P_T . O tamanho das caixas é proporcional ao número de eventos naquele bin. As caixas em vermelho mostram a distribuição dos eventos de ruído e as caixas em azul mostram a distribuição dos eventos de sinal.

- Somatório do log dos P_T das partículas do estado final ($\Sigma \log(P_T(h_i))$): O somatório do logaritmo do P_T das partículas do estado final correlaciona o momento transverso dos produtos do D^0 aos do K^{*0} , exigindo que em média todos possuam grande momento transverso, permitindo que as flutuações se cancelem, isto é, caso um deles seja menor que os demais e um seja muito maior a soma ainda será aceita. Na pré-seleção, essa quantidade deve ser maior que 25 (figura 5.18).
- Somatório do log dos $\frac{IP}{\sigma}$ das partículas do estado final ($\Sigma \log(\frac{IP}{\sigma}((h_i)))$: Da mesma maneira que o somatório do log dos P_T , a soma do log das $\frac{IP}{\sigma}$, fornece uma quantidade que correlaciona todos os produtos finais (figura 5.18). Na etapa de pré-seleção, os eventos com essa quantidade maior que 6 são mantidos.

Um gráfico que ajuda a perceber o poder de separação dessas duas variáveis é mostrado na figura 5.19. Nesse gráfico a eficiência do sinal de do ruído são avaliadas para valores gradualmente acrescidos das variáveis $\Sigma \log(P_T(h_i)) \in \Sigma \log(\frac{IP}{\sigma}((h_i)))$. Essas eficiências são comparadas às obtidas com os valores também gradualmente incrementados da combinação das variáveis $\frac{IP}{\sigma} \in P_T$ dos hádrons do estado final, e também comparadas à combinação das 4 variáveis com incrementos mais suaves. Pode-se perceber pela forma das curvas que a combinação de $\frac{IP}{\sigma}$ e P_T separa bem o ruído do sinal para os valores mais baixos dos cortes, mas atinge rapidamente seu poder máximo de separação eliminando grandes quantidades de sinal para uma rejeição relativamente pequena de ruído. Na região mais relevante, a de baixas eficiências de ruído (próximas de 0), a comparação das eficiências obtidas para os eventos de sinal revela que a combinação dos somatórios dos logaritmos é capaz de rejeitar grandes quantidades de ruído mantendo mais sinal. Contudo, a melhor relação de eficiências é obtida quando os quatro cortes são combinados. Os valores utilizados na seleção final não estão nos extremos desse gráfico, já que a combinação de todos os cortes fornece a melhor eficiência.

- Identificação de partículas (DLL): Durante o processamento dos eventos para a criação de ntuplas, uma identificação de partículas mais severa foi exigida. Ao invés dos valores padrão DLL(K - π) > -5 para seleção de káons, e nenhuma exigência para a DLL(π - K) na seleção de píons, são usadas: DLL(K - π) > 0 para a seleção de káons e DLL(π - K) > - 5, para os píons.
- **Critério de isolamento do vértice** Por último, uma condição discreta, chamada critério de isolamento do vértice, é imposta. Basicamente um algoritmo realiza a procura por outras partículas que apontem para o vértice do B⁰ e totaliza o número de partículas que possuam o $\frac{IP}{\sigma}$ menor que o critério estipulado. Duas configurações foram testadas para o uso desse critério. A primeira exigia que não houvesse 4 ou mais partículas que apontassem para o vértice do B⁰ com $\frac{IP}{\sigma}$ menor que 2. A segunda rejeitava qualquer evento que possuísse pelo menos 1 partícula apontando para o vértice do B⁰ com $\frac{IP}{\sigma}$ menor do que 1. A segunda opção se mostrou mais eficiente ao manter eventos de sinal, rejeitando os eventos da amostra de bb inclusivo em quantidade similar à primeira. A segunda alternativa é também a mais eficaz para a supressão de ruído originado por fontes específicas tais como eventos contendo D*+ \rightarrow D⁰ π^+ ou D_s \rightarrow D⁰K.

A seguir, a tabela 5.3 lista dos valores dos cortes.

5.4.4 Seleção Final de B^0

Para suprimir o ruído a um nível aceitável é necessário aplicar cortes mais severos aos eventos pré-selecionados. Como já foi mencionado, a pré-seleção é utilizada para a criação de ntuplas, que são nesse momento processadas para a obtenção dos valores finais para os cortes já existentes e se necessário, novos cortes são introduzidos. Devido a natureza distinta dos estados finais do D^0 , quantidades diferentes de eventos de ruído de origem aleatória são reconstruídas para cada um dos canais, e, logo, conjuntos de cortes específicos se mostraram necessários para cada canal. A lista de todos os cortes finalmente aplicados a cada canal encontra-se na tabela 5.4.



Figura 5.19: Gráficos mostrando a eficiência obtida com o incremento gradual dos valores dos cortes dos somatórios de logaritmos, comparada à combinação de $\frac{IP}{\sigma}$ e P_T e à combinação de todas as 4 variáveis. O gráfico do topo mostra a eficiência para os eventos de sinal; o gráfico seguinte, logo abaixo, mostra a eficiência para os eventos de bb inclusivo, em escala logarítmica para o eixo vertical; o terceiro gráfico, localizado na parte inferior, mostra a razão entre a eficiência para o sinal e a eficiência para o ruído, quantificando a rejeição proporcional de eventos de sinal e ruído (também em escala logarítmica). Nota-se que para a combinação de $\frac{IP}{\sigma}$ e P_T a curva possui ligeira inclinação, revelando pequena melhora com o acréscimo do valor do corte. Em todos estes gráficos, uma linha vertical, com a cor respectiva a cor do símbolo utilizado para cada variável, mostra o ponto no qual o corte final é realizado.

$\frac{\mathrm{IP}}{\sigma}(\mathrm{D}^0)$ relativo ao K^{*0}	<	5.0
$\frac{\mathrm{IP}}{\sigma}(\mathrm{B}^0)$ relativo ao PV	<	5.0
$\Delta_{\rm m}({\rm B}^0)$	<	$\pm 500 \text{ MeV}/c^2$
$\frac{\chi^2}{Ngl}(\mathrm{B}^0)$ do ajuste de vértice	<	25
$\Sigma \log(\mathbf{P}_{\mathrm{T}}(h_i))$	>	25.0
$\Sigma \log(\frac{\mathrm{IP}}{\sigma}(h_i))$	>	5.5
$\frac{\mathbf{P}(\mathrm{B}^0) \cdot \mathbf{R}(\mathrm{B}^0)}{ \mathbf{P}(\mathrm{B}^0) \mathbf{R}(\mathrm{B}^0) }$	>	0.999

Tabela 5.3: Lista dos cortes e seus valores aplicados à pré-seleção dos B^0 . Além destes cortes, o critério de isolamento do vértice do B^0 é aplicado.

Entre os cortes adicionais encontram-se:

- Diferença em z entre a posição do vértice do D⁰ e do B⁰ $(\frac{D^0 vtx(z) B^0 vtx(z)}{\sigma})$: Como o D⁰ possui um tempo de vida diferente de zero, e a propagação das partículas no LHCb é na direção de z positivo, a diferença entre a posição do vértice do D⁰ e do B⁰ deve ser maior que zero. O corte é definido em proporção à incerteza dessa quantidade, que é diferente de evento para evento (figura 5.20).
- Momento do K (produto do K^{*0}): A maior fonte de ruído, como está discutido na seção 5.4.7, é devida a reconstrução de D⁰ verdadeiros (segundo a tabela verdade de MC) combinados aleatoriamente com partículas do evento. Muitas vezes, um π é mal identificado como um K e um ρ é reconstruído como um K^{*0}. A adição do corte no limite superior de momento em 90 GeV/c corrige o fato de que o RICH não separa bem K de π com altos momentos.

5.4.5 Desempenho da Seleção

A seleção final de eventos $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ visa maximizar o número de eventos reconstruídos para se obter a maior significância estatística possível, mantendo simultâneamente o ruído em um nível baixo o suficiente para finalmente realizar a medida de γ .

A tabela 5.5 mostra em resumo a quantidade de eventos selecionados pelo algoritmo, e o número final de eventos resultantes quando a resposta do *trigger* é efetuada. Consta também nessa tabela uma referência a duas janelas de massa distintas, denominadas estreita e larga. O número de eventos encontrados dentro da janela de massa estreita corresponde ao número de eventos finalmente reconstruídos no LHCb, enquanto que o número de eventos selecionados na janela de massa larga é utilizado para as estimativas de ruído, como explicado a seguir, na seção 5.4.6.



Figura 5.20: Distribuições da diferença entre a posição no eixo z do vértice do D^0 e do vértice do B^0 .

		$\mathrm{D}^{0} \rightarrow \mathrm{K}^{+}\pi^{-}$	$D^0 \rightarrow K^+K^-$	$D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$
$\frac{\chi^2}{Nql}$ (D ⁰) do ajuste vinculado à massa	<	20	12	20
$rac{\chi^2}{Nql}(\mathrm{K}^{*0})$ do ajuste de vértice	<	20	20	20
$rac{\chi^2}{Nql}(\mathrm{B}^0)$ do ajuste de vértice	<	20	20	20
$\frac{\mathrm{IP}}{\sigma}(\mathrm{D}^0)$ relativo ao K^{*0}	<	5	5	3
$\mathrm{P_{T}}$ do $\mathrm{D^{0}}$ e do $\mathrm{K^{*0}}$ (em MeV/c)	>	1000	1000	1000
$\frac{\mathrm{IP}}{\sigma}$ do D ⁰ e do K ^{*0}	>	2.0	2.0	2.0
$\frac{\mathrm{IP}}{\sigma}(\mathrm{B}^0)$ relativo ao PV	<	3.0	3.0	3.0
$P_T(h_i)$ (em MeV/c)	>	300	300	300
$\frac{\mathbf{P}(\mathrm{B}^{0}) \cdot \mathbf{R}(\mathrm{B}^{0})}{ \mathbf{P}(\mathrm{B}^{0}) \mathbf{R}(\mathrm{B}^{0}) }$	>	0.9990	0.9990	0.9999
$\Sigma \log(\mathrm{P}_{\mathrm{T}}(h_i))$	>	29.0	27.5	29.0
$\Sigma \log(\frac{\mathrm{IP}}{\sigma}(h_i))$	>	6.0	6.0	6.0
$rac{\mathrm{D}^{0}{}_{vtx}(z)\mathrm{-B}^{0}{}_{vtx}(z)}{\sigma}$	>	0.0	0.0	0.6
Momento do K (produto do K^{*0})	<	90 GeV/ c	_	_

Tabela 5.4: Lista dos cortes finais aplicados a cada canal analisado.

Canal	Analisados	Selecionados	Associados	Resposta do trigger
		($\Delta_{\rm m}$ larga/estr.)	(estr. $\Delta_{\rm m}$)	(L0& L1)
$\overline{\mathrm{B}^0 \rightarrow \overline{\mathrm{D}}^0(\mathrm{K}^+\pi^-)\mathrm{K}^{*0}}$	100k	2135/1923	1897	938
$\mathrm{B}^{0} \rightarrow \mathrm{D}_{\mathrm{CP}}(\mathrm{K}^{+}\mathrm{K}^{-})\mathrm{K}^{*0}$	100k	3349/3003	2960	1313
$\mathrm{B}^0 \rightarrow \mathrm{D_{CP}}(\pi^+\pi^-)\mathrm{K}^{*0}$	83.5k	1940/1717	1690	872

Tabela 5.5: Tabela mostrando o resultado geral do algoritmo de seleção aplicado às amostras de sinal. A primeira coluna mostra o número de eventos contidos nas DSTs utilizadas. A segunda coluna contém os números de eventos selecionados na janela de 500 MeV/ c^2 (larga) e na janela de 25 MeV/ c^2 (estreita, abreviada por estr.). O número de eventos dentro da janela estreita que foram associados a um genuíno decaimento B⁰ \rightarrow D⁰ K^{*0} é listado na terceira coluna. A quarta coluna corresponde à fração dos eventos selecionados na janela estreita que passaram pelos critérios de *trigger* de nível 0 (L0), e o, obsoleto (como descrito na seção 3.3.10), *trigger* de nível 1 (L1).

Na figura 5.21 são mostradas as distribuições de massa obtidas para cada um dos canais após todo os cortes. Como pode ser visto na figura, o ruído originado por combinações aleatórias é bastante pequeno, sendo desprezado para as subseqüentes estimativas de ruído. A pureza (razão entre os eventos genuínos e total de selecionados) é superior a 98%.

Eficiência

A eficiência total é computada como o número final de eventos de B^0 que são reconstruídos, passam pelo *trigger* e são selecionados, dividido pelo número total de eventos gerados pela simulação. Ela corresponde a

$$\varepsilon_{\rm tot} = \varepsilon_{\rm det} \times \varepsilon_{\rm rec/det} \times \varepsilon_{\rm sel/rec} \times \varepsilon_{\rm trg/sel} \,, \tag{5.1}$$

onde ε_{det} é a eficiência de detecção, incluindo a aceitação geométrica; $\varepsilon_{rec/det}$ é a eficiência de reconstrução dos eventos detectados; $\varepsilon_{sel/rec}$ é o desempenho da seleção *offline* agindo apenas sobre os eventos reconstruídos; e $\varepsilon_{trg/sel}$ é a eficiência de ambos os algoritmos do *trigger* (nível 0 e nível 1) aplicados consecutivamente. O resultado das eficiências para cada canal pode ser encontrado na tabela 5.6.

5.4.6 Número estimado de eventos por ano

O número estimado de eventos reconstruídos em um ano de tomada de dados corresponde ao produto da eficiência total obtida multiplicada pela luminosidade integrada em um ano de operação nominal do LHCb, pela seção de choque de criação de um par $b\overline{b}$, pela probabilidade de pelo menos um deles se hadronizar gerando um B^0 e pela razão de ramificação visível do canal de



Figura 5.21: Distribuições de massa para os canais $B^0 \rightarrow D^0(K^+\pi^-)K^{*0}$, $B^0 \rightarrow D_{CP}(K^+K^-)K^{*0} \in B^0 \rightarrow D_{CP}(\pi^+\pi^-)K^{*0}$, do topo para baixo, respectivamente. O histograma em amarelo (ou claro) contém todos os eventos selecionados que foram associados à tabela verdade de Monte Carlo. O histograma em azul (escuro) corresponde aos eventos selecionados na amostra de sinal que não tiveram associação às partículas geradas pela simulação.

interesse, ou seja, o produto das razões de ramificação dos decaimentos envolvidos. Em ordem respectiva à descrição acima, o número de eventos é dado pela equação:

$$N = \varepsilon_{tot} \cdot \mathcal{L}_{int} \cdot \sigma_{b\bar{b}} \cdot 2 \cdot P(b \to B_d) \cdot BR_{vis}(B^0 \to D^0 K^{*0}),$$
(5.2)

146

onde N indica o número de eventos.

Os números obtidos para cada um dos três canais analisados é encontrado na tabela 5.6. Os números para os canais $B^0 \rightarrow D_{CP}(K^+K^-)K^{*0} e B^0 \rightarrow D_{CP}(\pi^+\pi^-)K^{*0}$ são obtidos sem considerar quaisquer efeitos de interferência, sendo diretamente calculados através da razão de ramificação visível.

Razão B/S (Ruído/Sinal)

A razão de ruído sobre sinal (B/S) é obtida através dos limites estatísticos de eventos selecionados na amostra de 34 milhões eventos de ruído, $b\overline{b}$ inclusivo. Como detalhado na seção 5.4.7, um número muito pequeno de eventos foi encontrado pelo algoritmo de seleção do canal $B^0 \rightarrow D^0(K^+\pi^-)K^{*0}$, e nenhum evento foi encontrado pelos outros algoritmos, $B^0 \rightarrow D_{CP}(K^+K^-)K^{*0}$ ou $B^0 \rightarrow D_{CP}(\pi^+\pi^-)K^{*0}$. Os limites apresentados na tabela 5.6 correspondem aos limites de 90% de nível de confiança dados pela distribuição de Poisson.

O número esperado de eventos de ruído (na região em que se espera observar o sinal), é estimado através da densidade de eventos encontrada na janela de massa larga, ou seja, o número de eventos dividido pela largura total da janela, multiplicada pela largura da janela de massa estreita. Supondo que os eventos de ruído se distribuam linearmente, essa densidade de eventos é multiplicada pela largura total da janela de massa estreita. Em outras palavras, se N eventos são encontrados na janela de massa larga, espera-se que sejam encontrados $N \times \frac{1}{\mathcal{L}}$, onde \uparrow é a largura da janela de massa larga. Em termos práticos, é obtido um fator 20 de diminuição na estimativa de ruído.

Um fator importante na razão sinal sobre ruído pode ainda ser obtido, quando esta é avaliada antes do *trigger*. Como a quantidade de eventos selecionada na amostra de $b\overline{b}$ inclusivo é praticamente nula (ou de fato nula como para os canais $B^0 \rightarrow D_{CP}(K^+K^-)K^{*0}, B^0 \rightarrow D_{CP}(\pi^+\pi^-)K^{*0})$, a inclusão da resposta do *trigger* apenas diminui o número de eventos de sinal, reduzindo artificialmente a razão B/S. Uma suposição mais razoável é de que a eficiência do algoritmo do *trigger* seja a mesma para o sinal e para o ruído, já que os eventos devem ser muito parecidos devido as cortes severos nas diversas variáveis. De fato, realizando uma comparação entre a eficiência do *trigger* para os eventos de ruído e de sinal, utilizando-se valores menos severos para os cortes, obtém-se que a eficiência do *trigger* é até mesmo inferior para o ruído em relação ao sinal. Com isso é possível afirmar que a resposta do *trigger* não deve aumentar a razão B/S e, logo, as razões podem ser apresentadas usando o número de eventos de sinal antes da aplicação do *trigger*.

Canal	$\varepsilon_{\mathrm{tot}}$ (%)	Eventos	B/S (90%CL)	B/S (90%CL)
		1 ano (2 fb $^{-1}$)	(antes do <i>trigger</i>)	(depois do trigger)
$B^0 \rightarrow \overline{D}^0(K^+\pi^-)K^{*0}$	0.326(11)	3350(11)	[0.35, 1.15]	[0.35, 2.04]
$\mathrm{B}^{0} \rightarrow \mathrm{D}_{\mathrm{CP}}(\mathrm{K}^{+}\mathrm{K}^{-})\mathrm{K}^{*0}$	0.456(13)	474(13)	[0, 1.79]	[0,4.09]
$\mathrm{B}^0 \rightarrow \mathrm{D_{CP}}(\pi^+\pi^-)\mathrm{K}^{*0}$	0.362(12)	134(5)	[0, 7.34]	[0,14]

Tabela 5.6: Tabela contendo a eficiência total de reconstrução, número de eventos estimado por ano e limites de ruído para cada canal analisado. O número de evento foi calculado usando as razões de ramificação mais recentes obtidas nas [12] e [77]. Os erros e os limites são obtidos da incerteza estatística das amostras de Monte Carlo. Os efeitos de interferência, devidos às fases γ e $\delta_{\rm B}$, são desprezados para o cálculo dos números apresentados nesta tabela.

5.4.7 Ruído

Como foi mencionado na seção 5.4.6, nenhum evento da amostra de $b\overline{b}$ inclusivo foi selecionado pelos algoritmos de seleção dos canais $B^0 \rightarrow D_{CP}(K^+K^-)K^{*0}$ ou $B^0 \rightarrow D_{CP}(\pi^+\pi^-)K^{*0}$.

Para o canal $B^0 \rightarrow D^0(K^+\pi^-)K^{*0}$, no entanto, 17 eventos foram encontrados na janela de massa larga quando nenhuma restrição era imposta ao momento dos káons do candidato a K^{*0} . Todos esses eventos continham um D^0 genuíno, reconstruído corretamente por um par $K^+\pi^-$ (ou o conjugado de carga, cc em abreviação, $K^-\pi^+$), vindo diretamente de um méson-B (B^0 , B^0_s ou B^+ , +cc), ou de estados intermediários excitados do méson-D (D^{*-} , D^*) que também são produtos de mésons-B.

Uma fração significativa dos eventos restantes era formada por falsos candidatos a K^{*0}, criados com píons mal identificados como káons. Em sua maioria, os K^{*0} incorretamente reconstruídos eram de fato decaimentos de $\rho \rightarrow \pi \pi$. A inclusão do corte no momento superior dos káons do K^{*0} restringe a região cinemática para a qual os sistemas RICH fornecem uma boa discriminação entre π e K. A adição desse corte reduz o número de eventos de ruído para 8, com mínima perda de sinal.

Dos 8 eventos remanescentes, 3 foram classificados como decaimentos $B_s^0 \rightarrow D^{0*}(D^0)K^{*0}$, onde o fóton ou π^0 provenientes dos decaimentos do D* não são identificados ou não são reconstruídos. Como esses eventos possuem uma massa reconstruída sempre menor que o limite inferior da janela de massa estreita, eles não são considerados como eventos de ruído oriundo de combinações aleatórias nessa análise. Os outros 5 candidatos, são considerados como genuínos eventos de ruído, sendo uniformemente distribuídos pela janela de massa de 1 GeV/ c^2 , e conseqüentemente fornecendo o resultado mostrado na tabela 5.6.

Alguma contaminação adicional, e não considerada pela análise apresentada, pode surgir de eventos de $c\overline{c}$ inclusivo. Com as amostras de Monte Carlo atuais não é possível fazer um estudo

significativo para essa fonte de ruído.

5.5 Precisão na medida de γ

Nesta seção são apresentadas as estimativas para a incerteza obtida na medida de γ utilizando um método de Monte Carlo rápido. Para isso são simulados centenas de resultados do LHCb baseados nas estimativas de eficiência e dos números de eventos de sinal e de ruído obtidos na seção anterior. O método é descrito em detalhes nas subseções a seguir.

Como descrito na seção 2.6, a combinação dos métodos ADS e GLW nos fornece 6 observáveis, que se relacionam aos parâmetros através das equações equação 2.141 a equação 2.146. Em resumo, há 5 parâmetros relevantes γ , $\delta_{\rm B}$, $\delta_{\rm D}$, $r_{\rm B}$ e $r_{\rm D}$, além de um fator de normalização geral, proporcional ao número de eventos gerados.

Para os dados reais, medidos pelo experimento, um ajuste irá finalmente estabelecer os valores mais prováveis para cada parâmetro. As incertezas podem então ser obtidas diretamente através do ajuste, a partir do erro propagado das incertezas associadas aos observáveis, calculado pela rotina de ajuste. Contudo, uma simulação idêntica à apresentada aqui também pode ser aplicada aos dados reais, fornecendo não só as incertezas dos parâmetros, mas também as distribuições de de probabilidade.

5.5.1 Suposições Iniciais

Para os estudos apresentados aqui algumas suposições são feitas:

- Em princípio, o fator de normalização N_B é diferente para cada modo de decaimento envolvendo um estado final diferente do D⁰. Contudo, conhecendo a proporção entre as razões de ramificação para cada um dos canais e as relativas eficiências de reconstrução, é possível encontrar um fator de normalização multiplicativo comum.
- A incerteza da constante r_D é desprezada. O valor de r_D é tomado como conhecido e igual a 0.06. Como conseqüência direta dessa suposição, este parâmetro é excluído do conjunto a ser ajustado aos dados. A incerteza real de r_D é tabelada em [12] sendo igual a ± 0.003 .
- Supõe-se que o valor para δ_D será bem conhecido no futuro, após o LHCb ter tomado 2 fb⁻¹ integrados, sendo medido pelo CLEO-c, como proposto pela [78]. Espera-se que a incerteza seja cerca de ±10%, e o valor central é tomado como a melhor medida atual, δ_D= 3°, como apresentado em [79].
- De maneira geral, a não ser quando especificado de outra forma, os valores supostos para os parâmetros r_B, γ e δ_B são 0.4, 60° e 10°, respectivamente, e o ruído é estimado como

a metade do limite superior. O valor de 0.4 para r_B é justificado a seguir, de acordo com os indícios experimentais mais recentes. O valor para γ é compatível com o valor mais provável obtido com ajustes vinculando as medidas dos parâmetros de CKM [80]. O valor de δ_B é razoavelmente arbitrário, não havendo medidas diretas.

 O nível de ruído utilizado procura expressar uma quantidade realista de eventos, por isso nenhum dos extremos é tomado como caso típico. Em geral, o valor utilizado é a metade do limite superior tomado antes da decisão de *trigger* (citado na tabela 5.6), conforme justificado na seção 5.4.6.

$\mathbf{r}_{\mathbf{B}}$

O valor de r_B não possui nenhuma medida direta até o presente momento, por exigir a identificação do canal suprimido por CKM que também não foi medido. Contudo, o canal $B^0 \rightarrow \overline{D}^0 K^{*0}$ já foi medido ([81] e [82]) permitindo a imposição de um limite superior para a razão r_B . Conforme os argumentos a seguir, r_B é estimado em 0.4:

- Primeiramente, conforme afirmado em [80], a medida existente da razão entre os canais suprimido e favorecido nos decaimentos carregados $(\frac{\Gamma(B^+ \rightarrow D^0 K^{*+})}{\Gamma(B^+ \rightarrow \overline{D}^0 K^{*+})})$ é de 0.15 ± 0.09. Esse valor é consistente com o valor esperado, devido ao canal B⁺ $\rightarrow \overline{D}^0 K^{*+}$ ser também favorecido pela liberdade de cor na criação do K^{*0}. No caso neutro, os dois canais sofrem de supressão por cor, levando ao valor esperado de r_B ser cerca de 3 vezes maior, ~ 0.45.
- Calculando diretamente dos elementos da matriz de CKM, é possível obter

$$r_{\rm B} = \frac{V_{ub}V_{cs}}{V_{cb}V_{us}} \times \text{(fator de cor)}.$$
(5.3)

Utilizando os valores mais recentes para as magnitudes dos elementos de CKM publicados em [12], e considerando que a razão entre os fatores de cor seja aproximadamente 1, a computação desse cálculo resulta em $r_B = 0.434$, ignorando as incertezas associadas.

• As medidas mais recentes não contradizem o valor em questão. A observação do canal mais favorecido, com o valor de $(4.0 \pm 0.7) \times 10^{-5}$, encontrado em [77], impõe que a razão de ramificação do canal suprimido não seja maior que 1.1×10^{-5} (90%CL). Isso implica que a razão r_B seja inferior a 0.5.

5.5.2 Simulação Rápida

Um método chamado de simulação rápida, ou Monte Carlo rápido é utilizado para obter as incertezas dos parâmetros a serem medidos, em especial γ , ao qual será dedicada maior atenção. O método de Monte Carlo rápido se baseia no princípio básico de que é possível se obter resultados diferentes de maneira aleatória, mas com probabilidades bem definidas. No estudo apresentado supõe-se que os observáveis possuam distribuições Gaussianas. Estatisticamente, a probabilidade de um observável ser medido com um determinado valor é dada pela sua distribuição. Para se obter a forma analítica da distribuição no caso particular de uma distribuição Gaussiana com a probabilidade total normalizada, é necessário conhecer somente o valor central e a largura (ou σ), que, para os observáveis em questão, são calculados através dos números esperados de eventos de sinal e de ruído. Um valor de entrada para cada um dos parâmetros deve ser incluído para o cálculo dos observáveis que não podem ser tirados diretamente da análise dos dados simulados. Em seguida, valores alternativos são simulados para cada observável através do sorteio de um número com o peso dado pela distribuição correspondente. Os parâmetros são então ajustados aos observáveis, fornecendo um novo resultado. O processo fica mais claro quando descrito em detalhes:

- Utilizando as equação 2.141 a equação 2.146, as razões de ramificação, que são os observáveis físicos em questão, são calculados de acordo com um valor de entrada dos parâmetros, já que nem todos os observáveis são obtidos da análise dos dados da simulação do LHCb. Exemplos dos resultados podem ser encontrados na tabela 5.7.Os erros também são calculados nesta etapa.
- Um valor é sorteado para cada um dos 6 observáveis. O peso para esse sorteio é dado pela respectiva distribuição Gaussiana.
- Como não é possível inverter as equações para obter os parâmetros em função dos observáveis, é realizado um ajuste de minimização de χ^2 com os novos valores obtidos.
- Os resultados do ajuste são depositados em um histograma para cada parâmetro extraído.
- O procedimento descrito até aqui é repetido 5000 vezes, cada repetição é chamada de um evento. Os histogramas contendo os resultados dos ajustes são finalmente analisados e, quando as distribuições observadas são consistentes com uma Gaussiana, um ajuste é realizado.
- Enfim, a incerteza de cada parâmetro, γ em particular, é estimada como a largura da Gaussiana ajustada. A consistência do valor médio dos parâmetros é testada com relação ao valor de entrada.

Tipicamente o ajuste que re-extrai os parâmetros tem boa convergência. Se o ajuste não converge, o resultado é avaliado como uma falha, e os histogramas não são preenchidos. A taxa de falha pode ser obtida, portanto, como o número de entradas faltantes para completar as 5000

$\delta_{ m B}$	0°	10°	20°	30°	40°
$B^0 \to D^0(K^+\pi^-)K^{*0}$	1712	1724	1735	1743	1750
$B^0 \rightarrow D^0(K^-\pi^+)K^{*0}$	318	329	338	346	351
$\overline{\mathrm{B}}{}^{0} \rightarrow \mathrm{D}{}^{0}(\mathrm{K}{}^{-}\pi^{+})\overline{\mathrm{K}}{}^{*0}$	1719	1707	1694	1680	1666
$\overline{\mathrm{B}}{}^{0} \rightarrow \mathrm{D}{}^{0}(\mathrm{K}^{+}\pi^{-})\overline{\mathrm{K}}{}^{*0}$	310	298	284	270	256
$\mathrm{B}^0 \ ightarrow \ \mathrm{D}_{\mathrm{CP}}(\mathrm{hh})\mathrm{K}^{*0}$	474	435	394	352	310
$\overline{\mathrm{B}}{}^0 \rightarrow \mathrm{D}_{\mathrm{CP}}(\mathrm{hh})\overline{\mathrm{K}}{}^{*0}$	474	508	538	562	580

Tabela 5.7: Números estimados de eventos reconstruídos em cada um dos canais em um ano nominal de tomada de dados para diferentes valores da fase forte δ_B . $D_{CP}(hh)$ consiste da soma das contribuições de ambos $D_{CP}(K^+K^-)$ e $D_{CP}(\pi^+\pi^-)$.

entradas de cada histograma. De maneira geral, a determinação dos valores centrais tem boa convergência, o que mostra que a estatística é suficiente. A incerteza estatística varia pouco ao redor de $\pm 0.4^{\circ}$ para os valores centrais das fases (γ , $\delta_{\rm B}$, $\delta_{\rm D}$) e 0.1% para $r_{\rm B}$. A incerteza na determinação das larguras se comporta de maneira semelhante, sendo em média igual a 0.3° para a largura das fases e 0.05% para $r_{\rm B}$. Quando uma Gaussiana não é apropriada para descrever a distribuição o RMS é usado em lugar do resultado do ajuste. Se a distribuição não exibe um comportamento regular, ou seja, sem um valor médio bem definido, o resultado final para a incerteza em γ é desconsiderado (sendo encontrado um "–" nas tabelas mostrando o resultado).

Obviamente, o numero de eventos reconstruídos varia bastante de acordo com os valores das fases, forte ou fraca, utilizadas como valores de entrada. A tabela 5.7 ilustra tal variação, quando simplesmente o valor da fase forte $\delta_{\rm B}$ é variada, mantendo $\delta_{\rm D}$ e γ constantes conforme a seção 5.5.1.

Exemplos das distribuições obtidas podem ser encontradas nas Figuras 5.22 e 5.23. Nos gráficos mostrados na figura 5.22, as distribuições encontradas representam um cenário bem comportado, às quais ajustes de Gaussianas são possíveis, e o valor obtido é próximo ao valor de entrada. A distribuição para δ_D tem uma forma peculiar, devido à condição imposta na precisão do seu coseno, medido externamente. Já para o caso apresentado na figura 5.23, as distribuições mostram um cenário patológico, em que o resultado não condiz com os valores de entrada.

Os valores iniciais usados na rotina de ajuste são os próprios valores de entrada usados no início para calcular os valores dos observáveis. Isso poderia inserir um desvio na direção correta para os valor dos parâmetros ajustados, mas como geralmente os valores dos erros envolvidos são grandes e o nível de ruído é provavelmente superestimado, as flutuações geradas são em geral grandes o suficiente para se descorrelacionarem dos valores de entrada, permitindo até mesmo que soluções erradas apareçam como resultado. Além disso, certas escolhas particulares para

a combinação das fases podem gerar problemas no ajuste dos parâmetros, já que o número de graus de liberdade é relativamente pequeno e em alguns casos, determinadas fases fazem com que algumas das equações se tornem linearmente dependentes. Esse tipo de combinação de fases gera distribuições não Gaussianas, na maioria dos casos, gerando também uma maior incidência de falhas no processo de ajuste. A condição imposta ao coseno de δ_D também pode adicionar desvios em direções incorretas, já que a flutuação pode ser grande o suficiente para estar fora da região permitida pelo valor de δ_D .

Outro fator que introduz desvios no ajuste é a ambigüidade inerente à função coseno presente nas equações. Essa ambigüidade para possíveis soluções produz algumas vezes uma solução possível porém inconsistente com os valores de entrada. A presença de mínimos locais durante o processo de ajuste também pode imitar o efeito de uma ambigüidade, fornecendo um valor errado para a extração de γ , que é o parâmetro de maior interesse.

No caso de dados reais, informações externas sobre as fases fortes envolvendo outros canais como o canal carregado (com $K^{*\pm}$ invés do K^{*0}) ou outros decaimentos do D^0 , podem ajudar a resolver ambigüidades observadas. Contornos de verossimilhança também podem ser usados para limitar a região possível para alguns dos parâmetros.

Nas próximas seções são apresentados os resultados das varreduras realizadas sobre os diferentes parâmetros. As varreduras são feitas individualmente, mantendo os outros parâmetros constantes e iguais aos valores supostos na seção 5.5.1.

Varredura sobre $\delta_{ m B}$

O parâmetro menos conhecido atualmente na física envolvida na extração de γ é provavelmente $\delta_{\rm B}$. Um exame realizado varrendo uma ampla região de valores de $\delta_{\rm B}$ é apresentado na tabela 5.8. Embora não haja valores proibidos para $\delta_{\rm B}$, alguns valores tornam impossível a extração de γ , devido à natureza da correlação entre esses dois parâmetros. Além disso, $\delta_{\rm B}$ é um parâmetro completamente equivalente a γ , como pode ser visto no conjunto das equação 2.141 a equação 2.146. Isso significa que há uma simetria na troca de γ por $\delta_{\rm B}$ que aparece em alguns dos resultados, quando as flutuações dos observáveis são grandes o suficiente para que o mínimo esteja longe o bastante dos valores iniciais.

Varredura sobre $\delta_{\rm D}$

Alguns valores diferentes para δ_D foram estudados para testar a dependência da precisão em γ nesse parâmetro. Para esse teste apenas valores em torno da medida apresentada em [79] foram usados. Os resultados são apresentados na tabela 5.9.

Nessa região estudada, dificilmente se percebe alguma diferença na precisão de γ . Isso indica que o efeito introduzido pela constante r_D , uma ordem de grandeza menor que r_B , é pouco signi-



Figura 5.22: Distribuições obtidas utilizando uma combinação de parâmetros típica: $r_B = 0.4$, $\delta_D = 3^\circ$, $\delta_B = 10^\circ$ e $\gamma = 60^\circ$. A distribuição de γ é bem comportada e a precisão é estimada como a largura da Gaussiana ajustada.



Figura 5.23: Distribuições obtidas num caso irregular no qual o ajuste retorna valores errados ou uma solução ambígua. Os parâmetros que geram estas distribuições são $r_B = 0.4$, $\delta_D = 3^\circ$, $\delta_B = 30^\circ$ e $\gamma = 60^\circ$.

$\delta_{\rm B}$	$\sigma(\gamma)$	Valor ajustado de γ
-180°	5.0°	60.0°
-120°	_	-52.8°
-90°	_	-93.3°
-60°	_	-3771°
-30°	8.9°	61.8°
-20°	7.0°	62.1°
-10°	7.4°	60.0°
0°	7.4°	59.7°
10°	7.5°	60.0°
20°	7.4°	61.2°
30°	8.3°	61.3°
60°	_	-104.2°
90°	_	-93.5°
120°	_	-67.1°
180°	5.0°	60.0°

Tabela 5.8: Valores para a precisão de γ obtidos quando a fase $\delta_{\rm B}$ é variada. O hífen (–) indica os casos nos quais a distribuição de γ não permite a determinação de um valor mais provável de forma consistente. Os valores utilizados para a construção dessa tabela são $\delta_{\rm D} = 3^{\circ}$, $\gamma = 60^{\circ}$ e $r_{\rm B} = 0.4$.

$\delta_{ m D}$	$\sigma(\gamma)$	Valor ajustado de γ
-30°	7.4°	59.8°
-18°	7.5°	60.0°
-12°	7.5°	60.0°
-5°	7.5°	60.0°
0°	7.5°	60.1°
5°	7.4°	60.1°
12°	7.4°	60.2°
18°	7.3°	60.2°
30°	7.1°	60.1°

Tabela 5.9: Valores para a precisão de γ obtidos para uma pequena região de valores de $\delta_{\rm D}$. Para estes resultados os valores de entrada são $\delta_{\rm B} = 10^{\circ}$, $\gamma = 60^{\circ}$ e $r_{\rm B} = 0.4$.

ficativo, mesmo sendo multiplicada pelos termos de interferência. Testes com valores mais altos de r_D comprovam essa hipótese, melhorando a precisão na determinação de γ .

Varredura sobre γ

Embora o valor mais indicado pelos ajustes do Modelo Padrão e pelas presentes medidas para o valor de γ aponte para cerca de 60°, uma pequena variação ao redor desse valor foi realizada indicando como a precisão é afetada. Os resultados podem ser encontrados na tabela 5.10.

Os valores centrais obtidos com o ajuste às equações equação 2.141 a equação 2.146, são comparados aos valores diretamente calculados pela inversão das equação 2.145 e equação 2.146, ou seja, a abordagem utilizando somente o método de GLW, conforme marcado na coluna correspondente na tabela 5.10. A abordagem simplificada mostra um desvio aparente na determinação do valor central de γ que também depende do valor inicial de γ , sendo mais pronunciado para os valores pequenos (ou mais precisamente, quando o valor de γ é mais próximo ao valor de $\delta_{\rm B}$).

Varredura sobre r_B

Como o valor de r_B não foi medido diretamente, alguns valores diferentes foram estudados. Como esperado, a precisão em γ melhora para valores maiores da razão r_B , já que esse fator multiplica o termo de interferência. Os resultados são encontrados na tabela 5.11

γ	$\sigma(\gamma)$	Valor ajustado de γ (ADS+GLW)	γ calculado apenas com GLW
40°	10.2°	39.9°	53.8°
50°	8.7°	50.3°	59.6°
60°	7.5°	60.1°	66.4°
70°	6.5°	70.0°	73.7°
80°	5.9°	80.0°	81.7°
90°	5.4°	90.0°	90.2°
100°	5.2°	100.0°	99.2°

Tabela 5.10: Tabela mostrando a incerteza de γ em função de γ e a comparação com o método de GLW sozinho. Pode ser observado um desvio sistemático para o valor de γ obtido através do cálculo direto utilizando somente o método de GLW. Os parâmetros para estes resultados são $\delta_{\rm B} = 10^{\circ}, \delta_{\rm D} = 3^{\circ}$ e r_B = 0.4.

$r_{\rm B}$	$\sigma(\gamma)$	Valor ajustado de γ
0.1	23.4°	59.6°
0.2	13.0°	60.2°
0.3	9.4°	60.2°
0.4	7.5°	60.1°
0.5	6.2°	60.2°
0.6	5.3°	60.2°

Tabela 5.11: Tabela mostrando a precisão de γ em função de r_B , a razão entre o canal suprimido e o canal favorecido por CKM. Para estes resultados, os valores de entrada para a simulação são $\delta_B = 10^\circ$, $\delta_D = 3^\circ$ e $\gamma = 60^\circ$.

Varredura sobre o nível de ruído

O nível de ruído estimado nas simulações é geralmente igual a metade do limite superior para cada um dos canais antes do *trigger*, conforme indicado pela tabela 5.6. Para ver a dependência da precisão de γ com a quantidade de ruído, a simulação foi repetida variando o ruído utilizado em passos de 10% da fração do limite superior, começando em 0 até o valor total. O resultado é mostrado através do gráfico da figura 5.24. A precisão estatística degrada significativamente conforme a contaminação de ruído aumenta.



Figura 5.24: Resultado para a precisão de γ em função do ruído estimado. O eixo horizontal mostra a fração do limite superior de ruído (antes do *trigger*), variando de 0 a 100%. O eixo vertical mostra a precisão em γ . Os valores de entrada para a simulação foram $r_B = 0.4$, $\delta_D = 3^\circ$, $\delta_B = 10^\circ$ e $\gamma = 60^\circ$.

5.6 Conclusões

A análise dos dados simulados no DC04 demonstra que o LHCb possui um potencial muito promissor para realizar as primeiras medidas das razões de ramificação para os canais mais suprimidos, como a do decaimento $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$. Além disso, o número de eventos reconstruídos em um ano nominal de tomada de dados é superior ao total observado pelas fábricas de B, Babar e Belle, como esperado considerando as [81] e [82].

Através dos resultados da análise dos dados simulados, um estudo sobre a precisão na determinação de γ , baseado num método de Monte Carlo rápido revela resultados significativamente melhores que os atualmente obtidos com métodos de análise de Dalitz no decaimento B⁺ \rightarrow D⁰(K⁰_S $\pi^+\pi^-$)K⁺ [83]. O método proposto considera os diversos parâmetros desconhecidos e obtém um resultado de cerca de **7.5**° para a incerteza em γ com 2 fb⁻¹ de luminosidade integrada (1 ano nominal) adquirida pelo LHCb.

Como demonstrado na tabela 5.10, um possível desvio sistemático é evitado quando a abordagem utilizando o método de ADS combinado ao GLW é escolhida, ao invés da abordagem que utiliza apenas o método de GLW.

Outras amplitudes de decaimento podem contribuir com interferências adicionais no setor $D^0K^+\pi^-$, fornecendo novas fontes de erro sistemático. Essas amplitudes devem ser consideradas para um tratamento mais completo, como proposto em [84].

Por fim, outras fontes de ruído devem ser consideradas. A contribuição de eventos do tipo $c\overline{c}$

inclusivo, que não foram produzidos no DC04, podem gerar estados finais muito similares aos obtidos com o decaimento $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$, apesar do *trigger* ter sido otimizado para eliminar tal contaminação.

Capítulo 6

Conclusão

There are two possible outcomes: if the result confirms the hypothesis, then you've made a measurement. If the result is contrary to the hypothesis, then you've made a discovery. Enrico Fermi

Neste tese foi apresentada a precisão estimada do LHCb em medir a fase fraca γ , um dos parâmetros utilizados para quantificar a violação de CP. Além desse estudo, o experimento LHCb foi descrito com ênfase no subdetector VELO, ao qual contribuí no desenvolvimento dos sistemas de aquisição de dados e controle, e participei de alguns testes com os detectores finais no feixe de partículas do SPS.

Durante o ACDC foi adquirido um conhecimento valioso não só sobre a operação dos detectores e do equipamento de leitura, como também sobre o monitoramento dos dados. As razões de sinal sobre ruído dos sensores finais foi pela primeira vez medida com partículas e em um ambiente próximo ao encontrado no LHCb. Além disso os algoritmos de reconstrução de traços e vértices foram aplicados com sucesso. Os principais objetivos do ACDC foram atingidos: o algoritmo de alinhamento foi aplicado aos primeiros dados e as constantes foram medidas e utilizadas com sucesso ainda durante a aquisição dos dados; a reconstrução de vértices utilizando apenas alguns planos detectores foi bem sucedida, lembrando que o *software* de reconstrução foi inteiramente parte do *software* oficial de reconstrução no LHCb; a integração dos equipamentos tanto de controle quanto de aquisição de dados, que em sua grande maioria são os mesmos que serão utilizados no LHCb, foi também bem sucedida, demonstrando a funcionalidade dos elementos escolhidos ou projetados.

Atualmente o VELO está em fase final de comissionamento. Grande parte dos elementos de

controle e leitura já se encontram disponíveis em seus locais finais. As duas metades, completas e montadas em seus recipientes de vácuo, já se encontram instaladas junto ao feixe do LHC.

Como foi mostrado no Capítulo 2, a violação de CP possui uma boa descrição teórica que está de acordo com as medidas atuais – as oscilações de káons neutros, mésons-D⁰, mésons-B⁰ e mésons-B⁰_s, já foram observadas com sucesso, e a violação de CP no setor do quark-b também foi comprovada experimentalmente nas fábricas de B. Existe, contudo, um espaço para novas medidas, para o ângulo γ , em especial, devido aos limites estatísticos das fábricas de B. O método apresentado utilizando B⁰ \rightarrow D⁰ K^{*0} é confiável e o LHCb é um local ideal para a sua aplicação de vido ao grande número de mésons-B⁰ que serão produzidos e observados em um curto período de tempo. A utilização da combinação dos métodos de GLW e ADS, considerada bastante clara e limpa do ponto de vista teórico, se mostra robusta como método para extração de γ , como foi mostrado no Capítulo 5.

Para realizar a estimativa da precisão em γ , foram analisados eventos com a completa simulação do LHCb, com uma detalhada descrição do material e da resposta de cada um dos detectores. Foram analisados cerca de 100 mil eventos de sinal para cada um dos seguintes canais: $B^0 \rightarrow D^0(K^+\pi^-)K^{*0}, B^0 \rightarrow D_{CP}(K^+K^-)K^{*0} e B^0 \rightarrow D_{CP}(\pi^+\pi^-)K^{*0}$. Os respectivos números de eventos reconstruídos esperados para um ano de tomada de dados são aproximadamente 3350, 474 e 134, com os valores dos erros apresentados na tabela 5.6 no Capítulo 5, onde também são apresentadas as eficiências obtidas e os conjuntos de condições estipulados para cada um dos canais.

Com os resultados obtidos para cada um dos canais, foi proposto um método, baseado em uma simulação rápida de Monte Carlo e no modelo apresentado na seção 2.6, para finalmente estimar a incerteza em γ . Como foi mostrado, a incerteza varia significativamente dependendo dos valores dos parâmetros. Como alguns desses parâmetros são atualmente desconhecidos, uma série de variações foi realizada para cada um deles. Em média, estimo que a incerteza em γ seja em torno de 7° a 9 °, medida após um ano de tomada de dados do LHCb em condições nominais de detector e feixe.

Por fim, a comparação das medidas de γ por todos os métodos abordados no LHCb irá fornecer os indícios da presença (ou da ausência) de violação de CP fora do modelo de CKM. A combinação dos métodos que utilizam a interferência no setor do D⁰, deverá apontar para um valor de γ com grande precisão, mesmo no primeiro ano de tomada de dados. Outros métodos podem indicar valores diferentes e/ou incompatíveis, já que a precisão estimada em γ , por exemplo para o método com $B_s^0 \rightarrow K^+K^- e B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, pode chegar até abaixo de 5°, dependendo da magnitude quebra da simetria de U-spin. Tais questões serão apenas respondidas após a análise dos dados tomados com as colisões no LHC.

Apêndice A

Notas sobre o ACDC-2

LHCb Collaboration



LHCb 2008-007 22 February 2008

ACDC VELO phase-2 Testbeam Setup

Akiba, K; Artuso, M; Van Beuzekom, M; Borel, J; Bowcock, TJV; Buytaert, J; Collins, P; Dumps, R; Dwyer, L; Eckstein, D; Eklund, L; Ferro-Luzzi, M; Frei, R; Gersabek M; Haefeli, G; Hennessy, K; Huse, T; Jans, E; John, M; Ketel, TJ; Keune, A; Lastovicka, T; Mountain, R; Neufeld, N; Papadelis, A; Parkes, C; Stone, S; Szumlak, T; Tobin, M; Van Lysebetten, A; Versloot, TW; Viret, S; De Vries, H; Wang, J;

Resumo

This note describes the hardware setup used in the 2006 August testbeam as part of the VELO ACDC (Alignment Challenge and Detector Commissioning). The trigger, readout, and control systems are described.

A.1 Introduction

This note describes a beam test which took place in August 2006 in the SPS H8 beam line [88], as part of the LHCb-VELO ACDC (Alignment Challenge and Detector Commissioning). The control and readout systems were set up using as much of the final LHCb electronics systems as possible.

A.2 General Description

Three VELO modules mounted on a mockup baseplate and protected by an aluminium box were brought to the beam test facility at the CERN Prevessin site. The H8 beam line was used as the source of 140 GeV/c pions that were used to test the DAQ and tracking. The complete description of the setup is outlined in the following sections.

A.3 The Modules

In this setup three double-sided VELO pre-production modules were used. These modules are in all respects identical to the final modules, apart from the fact that the silicon sensors used were 200 μ m thick instead of the 300 μ m chosen for the final system. The sensors are n-on-n silicon microstrip sensors, which were manufactured by MICRON as part of the PR04 series. The hybrid electronics as well as the carbon fibre pedestals are final production components. The module serial numbers were M18, M19, and M20. More details on the LHCb-VELO sensors can be found in [96].

A.4 Mechanics and Cooling

The modules were mounted into a so called "*test box*" specially made for this purpose. It consists of a base plate, a light tight upper section, and a cable duct. The base plate was made to mimic the one used in the final experiment, so the module mounting slots have dimensions identical to the fine pitch region of the final VELO. This was done to provide as realistic as possible for practicing the mounting procedures and the module cable clamp attachments. The only difference was that the dowel pins, which ensure the precise relative positioning of the modules in the final experiment, were not installed; this does not affect the mounting procedure. The cable duct was an empty space below the modules reserved for the connection of the short kapton cables to the long ones. In this lower part, two small openings on opposite sides of the box allowed the long kapton cables to come out, permitting the output connectors to be accessed.



Figura A.1: The VELO modules mounted on the base plate of the *test box*. In the first plane of the photograph one can see the the last sensor hit by the incoming particles: Module 20 R-type sensor (M20-R). The order of the sensors from left to right (which is the same order seen by an incoming particle) is M19-R, M19- ϕ , M18-R, M18- ϕ , M20- ϕ and M20-R.

The total assembly was made light tight, and chicanes were incorporated to allow the flow of dry air from the bottom to the top of the box. It was attempted as far as possible to force the air to flow past the hybrid faces, in order to cool the modules, as there was no active cooling in the box. The box is equipped with handles for transport, the front and back faces can be completely removed and the upper part can be slid away, for easy access. Aluminium coated mylar windows were installed in front of and behind the silicon sensors. The order of the modules, from the first one to be hit by in incident particle to the last, was M19, M18, and M20. Therefore the type of sensor ordering was $R-\phi$, $R-\phi$, ϕ -R. A picture of the modules mounted on the *test box* can be seen in Fig. A.1, and the completely closed box can be seen in the upper part of Fig. A.2.

The *test box* was installed on a jack-like table, which allowed for fine control of the height by lifting or lowering the entire assembly, and also allowed small rotations. The low voltage power supplies were simply put on additional tables or on the ground. An additional mechanical support was created to accommodate the repeater electronics, and screwed to the lifting table. Strain relief bars were installed around the assembly for the cables.

A.5 Cabling

The communication from the modules to the outside world starts with the connection of the long kapton cables to the repeater mother boards. The long kapton cables have female connectors made to be connected to the vacuum feed through in the VELO tank. Since the connector type to the repeater mother boards is also female, gender translators (made with a small PCB and the connectors) were used.



Figura A.2: In the photograph, the jack-like table can be seen as well as the supports for the repeater electronics and the low voltage power supplies placed on the auxiliary tables. The *test box* is located in the center of the picture.

APÊNDICE A. NOTAS SOBRE O ACDC-2

The analogue data were transmitted from the repeater mother boards up to the counting barrack through approximately 65 m long cables (cat 7, 32 twisted pairs). The control signals coming from the VELO control board made the same path going through a small passage in the concrete wall down to the beamline. The cable type used for the control signals was the same as of the data cables, but with the length of 20 m.

A.6 Data acquisition

The data acquisition system composes of several inter-connected devices. It starts in the readout chip, the Beetle [57], and ends in the permanent storage of the digitized data on CASTOR. In the Fig. A.3, an overview diagram is given.

Due to the lack of sufficient ADC receiver (ARx) cards and cables at the time of the beam test, only one quarter of each module was readout. From the modules down to the repeater boards all the connections were present, i. e., long and short sets of kapton cables and four inter-connect PCBs for each side of each module. The electric power to the hybrids circuits and the high voltage were also present to the complete module. Although each quarter of a hybrid can be individually powered, it is necessary to have all four LV supply lines enabled to be able to configure the Beetle chips.

Only in the last end of the DAQ system, as the repeater amplifier mezzanines, analogue cables and ARx cards were missing, the available equipment was not enought to readout a complete module. Due to that limitation and also the lack of active cooling, the modules had only 4 Beetles [57] on each side powered during data acquisition.

The digitization of the data was performed by final TELL1 boards[65]. One TELL1 board is sufficient to readout one VELO sensor, which means 2048 channels. It is equipped with 4 *ARx*cards, each one of them has 16 ADC input channels – one ADC input digitizes the data of one, so-called, analogue link. An analogue link carries the data of 4 Beetle headers plus 32 channels (strips), multiplexed in time as 36 signals 25 ns wide. To summarize, one *ARx* card takes the data coming from 1 analogue cable, 4 Beetles, 16 analogue links.

Six TELL1s were readout simultaneously and synchronously, building up the same event. The synchronous readout was performed using a readout supervisor, or Odin board [49], which also broadcasted the fast signals (trigger, reset, clock and calibration pulses) to the TELL1s and to the control board (and eventually to the modules). These two board types (TELL1s and Odin) are configured by the use of a Credit Card PC (CCPC) which is located on each board itself. The CCPCs of the boards used on the beam test booted and were accessed via the CERN network.

The data readout was finally performed by 2 rack PCs, via their Giga Bit Ethernet (GBE) port. The TELL1s have the capability of reading out the data through 4 GBE ports. During the test beam only one port of each TELL1 was used. The Odin had also its data bank readout and



Figura A.3: Schematic overview of the combined data acquisition and controls systems.

written to the final storage together with the sensor data. All the participating boards sent their data to a router (HP3410 switch) which redirected the data to the corresponding PC. Two types of addressing were tested: the same static IP address given to all the boards and hence only 1 PC could write the data to disk; or the IP address was assigned from a predefined table with the list of available IP addresses of the destinated PC, and this way many PCs could build events concomitantly. Over the beam test period mostly 2 PCs were acquiring data.

Although the TELL1s are capable of reading out events at a rate up to 1 MHz, the limiting factor in our case was the amount of data readout at the same time since most of the events aquired were not zero suppressed. The full event information, including the sectors that were not even powered, adds up to approximately 3.5 kB of data, plus IP headers. This gives an event size of about 24 kB, by summing up the six TELL1s altogether and including the data bank from Odin. Typically the event rate during the data taking was around 2kHz, and not bigger than 6kHz. Attempts to use high (bigger than 4) multi-event packing factors were unsuccessful.

The events were build by a program written in plain C that used the libebuild library [90]. This program also wrote a *fake* MDF header to each event, necessary for the data to be immediately analysed by the offline applications. The function of this program was only to write to disk the information coming from all the participating boards into binary files. The acquired data were temporarily stored in the local disks of the DAQ PCs and automatically copied to CASTOR [91] every 5 minutes.

A.7 Trigger

The trigger system was based on a trigger signal coming from a coincidence set on the signals of three scintillators positioned upstream of the silicon detectors. The analogue signals of the photo-multipliers were discriminated using NIM electronics and the desired coincidence was taken, which would finally provide the trigger signal.

The configuration using the three upstream scintillators is optimal for straight tracks only. Another set of scintillators, located downstream the detectors, could also be used in an attempt to acquire events that had interacting particles or simply to increase the purity of usable events.

The result of the coincidences had its time length reduced to the minimum width allowed by the NIM standard, 3 ns, and was then put in a coincidence with a discriminated pulse (also with 3 ns width) of the falling edge of the clock coming from the Odin. This coincidence is made to mimic a 25 ns bunched structure and to make the sampling of the signals synchronous to the trigger (or in fact only accepting particles that were synchronous to the clock).

The result of the coincidences, the actual trigger signal, was converted to a 25 ns wide pulse and returned to the readout supervisor's auxiliary trigger input. This length is arbitrary, as the readout supervisor will detect the edge of the incoming pulse and send the trigger signal to the



Figura A.4: This diagram shows a schematic overview of the trigger system used in the beam test. The coincidences are made with 3 ns wide NIM signals. Only the scintillator signals that are synchronous to the 25 ns clock are accepted, which is ensured by the final coincidence with the discriminated clock (3 ns wide every 25 ns). The resulting signal is sent to ODIN's auxiliary trigger input.

TELL1s and hybrids after the pre-defined latency time. A diagram describing the trigger logic can be seen in figure Fig. A.4.

The readout supervisor broadcasts the decision to the DAQ boards and to the Beetles to start sending data. The latency set on the Beetles was 160 clock cycles, the standard setting for LHCb operation: $4\mu s$. The exact setting that matched the pipeline position containing the particle signal was then searched by changing the delay of the trigger signal on Odin. A delay module was introduced to give a finer step, rather then clock cycles, to this latency delay on the trigger decision.

A.8 Controls

One rack mounted PC running Windows was the main control station, running the PVSS [97] application that configured the VELO control board and the VELO temperature board. Another rack mounted PC was used to access the CCPCs and give the configuration manually to the TELL1s boards and to the Odin. This second PC was running Scientific Linux and was also used to access the remaining 2 rack mounted PCs used to build the events.

The VELO control board functionality was used to switch on the low voltages, allow the fast signals to arrive at the Beetles and to set the fine delays in the various modules: one VELO control board can operate up to 6 hybrids, three modules. The VELO control board receives its commands via a SPECS bus, which is designed to operate over long distances. The SPECS master (a PCI card) was installed in the Windows controls PC.

The configuration of the Beetles is sent by the VELO control board via I^2C protocol [92]. The exact Beetle configuration can be found in Table A.1. This configuration was used during most of the data taking, except for specific runs where the Beetle parameters were varied to study different performances of the front-end chips.

A VELO temperature board was successfully used to monitor and archive the temperatures in 4 positions of each module and close to 2 voltage regulators of each LV mezzanine. The VELO temperature board readout is based on an ELMB [93] and had to be configured and read via a CAN [94] bus. The CAN master card used was a PCI board installed on the Windows server.

The controls software provided for the readout supervisor was the standard version of the TFC PVSS framework component (version 2r2) [95].

The TELL1s boards were controlled via shell scripts that ran the C-code programs on the CCPC of the boards themselves. The configuration of each board was stored in separate so-called configuration files (simple ASCII text files).

The modules power was supplied by of the shelf power supplies connected directly to the LV mezzanine, located on the repeater mother board. The LV mezzanine has voltage regulators and provides the stabilized voltages to the module and to the repeater amplifiers. The low voltage power supplies were left at the predefined voltages and current limits, manually.

The HV power supply was controlled via a CAN-USB interface, provided by the company. The High Voltage supply for the sensor biasing was provided by the ISEG power supply model EHQ F007n-F. This 8 channel power supply was sufficient for all the sensors with the exception of one (M19-R, which had a crack), which was biased using two 2410 Keithley sourcemeters, due to a very high leakage current.

The HV software was also provided by the manufacturer. Its functionality allowed to recover from current trips and set different voltage levels or current limits.
Register number	Register name	Value (in hex)	Value
1	itp	0x15	164 μA
2	ipre	0x4B	585 μA
3	isha	0x0A	80 μA
4	ibuf	0x0A	80 μA
5	vfp	0x1F	304 mV
6	vfs	0x66	1000 mV
7	icomp	0x00	$0 \ \mu A$
8	ithdelta	0x00	$0 \ \mu A$
9	ithmain	0x00	$0 \ \mu A$
10	vrc	0x00	0 mV
11	ipipe	0x0D	$100 \ \mu A$
12	vd	0x8C	1372 mV
13	vdcl	0x6B	1049 mV
14	ivoltbuf	0x1D	226 μA
15	isf	0x1D	226 μA
16	icurrbuf	0x72	889 μA
17	latency	0xA0	160 (×25ns)
18	roctrl	0x1C	refer to [57]
19	rclkdiv	0x00	refer to [57]
20	compctrl	0x09	refer to [57]
22*	TpSelect for link 0	0x00800010	channels 4 and 23
22*	TpSelect for link 1	0x00800010	channels 36 and 55
22*	TpSelect for link 2	0x00800010	channels 68 and 87
22*	TpSelect for link 3	0x00800010	channels 100 and 119

Tabela A.1: List of the Beetle registers and the default configuration. Register 21, used for the comparator thresholds, is not used. Register 22 is a shift register that holds a bit mask to select the channels with a test pulse. It is marked with an asterisk since it appears 4 times.



Figura A.5: Schematic overview of the bending and focusing magnets in the H8 line. The VELO setup described here was placed in the Zone 138 (marked as VELO test).

A.9 Beam specifications

The beam basically constituted of pions with 140 GeV/c momentum obtained from the collisions of the primary protons with a target. The beam was partially controlled using a HP workstation running the beam control software provided by the accelerator team. Our setup was between the magnets TRIM8 and quad17 as it can be seen in Fig. A.5. Focusing parameters could be changed using the quadrupoles 15 and 16, and the beam direction could be slightly changed using the TRIM magnets 7 and 8, in the horizontal and vertical directions respectively.

A.10 Pulse shape reference

The pulse shape reconstruction and analysis is described elsewhere [99]. For the completeness of this note, the pulse shape obtained with the standard configurations (the settings listed in Table A.1) is shown in Fig. A.6. which contains two plots: (a) the raw ADC spectrum after pedestal correction and the selection of the signals above a minimum threshold cut; and (b), the result of a Landau convoluted with a Gaussian function fitted to each time sample of the previous plot.

The noise for this particular sensor can be estimated taking the average Gaussian width from the fit of a Landau + Gaussian of the first 4 time samples, where there is no signal. This estimate of the noise is probably overestimated, since there is no distinction of strip lengths, and hence strips with different length are added to the same plot, although the beam aimed for the short strip



Figura A.6: On the top plot, (a), the two-dimensional histogram showing the collected charge as a function of time: each time bin has a distribution. On the bottom, (b), the most probable value from the Landau convoluted with a Gaussian fit to each time slice of the previous plot. Both plots are obtained with the standard Beetle settings which have been used during most of the data taking runs.



Figura A.7: In this picture is shown the pulse shape from Fig. A.6 divided by the average noise obtained from the Gaussian width of the first four time samples. This way the vertical axis is proportional to the signal to noise ratio.

area of the sensor. The resulting signal to noise as a function of the time is shown in the plot of Fig. A.7.

A.11 Concluding Remarks

During the VELO ACDC-2 around 2 TB of data were acquired, which are still being analysed. It is important to remark that in a few aspects this setup is the closest to the final LHCb configuration, such as cable length and the compensation present in the repeater drivers. Details on how to operate and acquire data with VELO modules were learned. Table A.2 summarizes the equipment and corresponding control software when applicable that was used in this testbeam setup, where it is also specified which parts were final and which were custom made, or prototypes.

An estimated of signal to noise ratio of about 12 for a 200 μm thick R-sensor is obtained for the optimal time setting.

Component	Hardware status	Control software
sensors	final layout/PR04/200 $\mu { m m}$	-
hybrids	final/K05/pre-production	prototype PVSS
modules	final/pre-production	_
short kapton cables	final	_
long kapton cables	final	_
feed-through	PCB inter-connects	-
Repeater Mother boards	final/pre-production	_
Repeater Driver cards	final/pre-production	_
LV Mezzanine	pre-production+prototypes	prototype PVSS
ECS Mezzanine	pre-production+prototypes	prototype PVSS
Analogue cables	final/ 65 m CAT7	_
Control cables	final/ 20 m CAT7	_
ARx	pre-production	TELL1 Control
VELO Control Board	prototype	prototype PVSS
VELO Temperature Board	prototype	prototype PVSS
LV power supply	table-top	-
HV power Supply	final/ISEG EHQ F007n-F	commercial software
TELL1	pre-production	Script based
ODIN	final	Online PVSS
DAQ PCs	rack mounted/DELL	Script Based
DAQ switch	HP3410	commercial software
Vacuum	no	_
Cooling	dry air flow	_

Tabela A.2: List of the components utilized in the testbeam setup.

LHCb Collaboration



LHCb 2008-xxx 28 February 2008

Measurement of Beetle pulse shapes in the 2006 August VELO testbeam

K. Akiba on behalf of the velo group IF-UFRJ/Brazil

Resumo

This note describes the measurement of the Beetle pulseshapes during the 2006 VELO testbeam, carried out in phase 2 of the VELO ACDC (Alignment Challenge and Detector Commissioning). The time alignment of the system is described, followed by a description of the pulse shape measurement. The Beetle settings, in particular the shaper feedback voltage (Vfs) and the pre-amplifier feedback voltage (Vfp) are scanned to find the optimal regions for VELO operation.

A.12 Introduction

The testbeam setup which took place in August 2006 in the North Area of CERN Prevessin site is described in [98]. In this note the comparison of the pulse shapes with several different configurations is performed. The time alignment and optimization process is also described.

A.13 Time Synchronization

To optimize the synchronicity of the digitization and to maximize the signal to noise ratio on the readout two delay parameters are relevant: the time of the sampling of the pulse inside the front end electronics and the time of the digitization of the output pulse relative to the clock of the front end electronics.

During the data taking period these two parameters were quickly adjusted to give the highest possiblt signal to noise ratio. The digitization time was scanned by changing the input clock of the Beetle chips by steps of 1 ns. The resulting of such scan can be rearranged to plot the output signal of the Beetles as a function of the readout time, as the readout is multiplexed into 32 channels (plus 4 header bits), 25 ns wide (for further details, see [57]). A typical result of such scan is shown in Figure A.8. A test pulse signal injected on few channels helps to identify the channel boundaries and to adjust the sampling point. The large oscillations that can be seen are due to 80 MHz ripple present in the Beetle chip. As it can be noted in the Figure A.8 this oscillation is synchronous to the system and as the TELL1 board[65] will also sample every 25 ns, this noise is practically totally removed by the pedestal following algorithm.

The TELL1 board can set independent sampling clock settings to the digitization of each input link. The sampling point is chosen based on the delay scan and translated to a TELL1 setting. The main time difference lies in the different length of the cables, so the setting adjusted for one link of the cable is usually good for the other links in the same cable.

To study the pulse shape of the front end electronics it is necessary to change either the time each particle crosses the detectors or the time of the electronic readout with respect to the time of the incident particle (that means delay the clock of all the TELL1 boards and the front-end electronics by the same amount and direction). The solution found was to delay the time of the discriminated clock that makes coincidence with the scintillator signals. Since only the particles that coincide to have a synchronous readout are chosen, it is also possible to chose the particles that cross the detectors a little bit earlier or later in time. The disadvantage of this method is that delays bigger that 25 ns are not possible as they will wrap around to the next clock cycle.

Since the pulse shape of the Beetle is longer than one clock cycle, the solution found is to have consecutive triggers read out. In this setup, it was chosen to send 6 consecutive triggers, which readout 6 consecutive pipeline memory positions, containing the integrated charge of each 25 ns



hSamplingPhaseProfileEven for card =0, Beetle = 1, Link 0

Figura A.8: This plot shows one of the delay scans made for the optimization of the sampling point of the ADC. Each bin on the horizontal axis corresponds to 1 ns in time. The peak signal on one of the channels corresponds to an injected test pulse equivalent to 1.5 MIP, which can be seen in detail in the zoomed plot.

sample. This way the charge measured at several consecutive clock cycles can be obtained, and by changing the delay inside each clock cycle by small steps, the pulse shape can be reconstructed.

To recreate the pulse shape using MIPs, a signal peaking on the second consecutive trigger (the expected pipeline position for the peak) is searched on all the strips of the given sensor. A pedestal is individually calculated for each separate channel for every independent time sample. If the pedestal subtracted ADC count is found to be larger than a certain threshold, the ADC information of all the consecutive samples of that strip is taken and arranged, properly separated by 25 ns intervals. Using several events and different delay settings the pulse shape can be recreated. In the Figure A.9 a plot contaning an example of a reconstructed pulseshape can be found: first, the raw two-dimensional plot in which every time sample (in the horizontal axis) has a ADC count distribution (in the vertical axis) proportional to the collected charge; secondly, with the previous plot a Landau convoluted to a Gaussian function is fitted to each time slice, resulting on the second plot of Figure A.9.

In Figure A.10 all reconstructed pulse shapes with the different settings are superimposed. On the plots the points represent the most probable value coming from a fit of a Landau function convoluted to a Gaussian, divided by the obtained uncertainty, coming from the Gaussian width.

A crude estimate of the noise can be taken from the Gaussian width obtained from the Landau+Gaussian fit, in the abscence of signal. This condition is satisfied for the first time samples when the charge collected due to incident particles can be neglected. Hence, a noise is estimated for each configuration as an averabe among the Gaussian width of first four time samples, equivalent to the 0, 3, 4 and 7 ns time bins. If the fitted plot of the Figure A.9 is scaled by the inverse of this noise estimate, one gets the signal to noise pulse shape, shown in Figure A.11.

Since for the shape reconstruction all the strips are taken into account with no select criteria, the noise estimate performed here takes strips with different length in to account, and therefore is probably overestimated. Although the noise may be overestimated, all the shapes are compared under the same assumptions, and for this matter the following conclusions are still valid.

A.14 Comparison between the different Beetle settings

The main purpose of this study is to objectively compare different Beetle settings, mainly the feedback pre-amplifier voltage (Vfp) and the shaper feedback voltage (Vfs). The Vfp voltage sets the pre-amplifier feedback resistance and hence defines the integration time constant. The Vfs voltage changes the shaper feedback resistance, which menas that increasing the Vfp voltage enlarges the peaking, rise and fall times, and therefore, increasing spillover effects. More details on the Beetle behaviour under these settings can be found in [57]

Using only the data samples that have the complete 6 consecutive trigged samples and the reconstructed shape as described in the section A.13, We attempt to determine the best settings



Figura A.9: An example of a reconstructed pulse shape, together with its raw 2D pulse, before the Landau convoluted with a Gaussian. In this plot the results for Vfp = 0V and Vfs = 700 mV is shown. These were the standard settings used throughout the test beam, unless if stated otherwise. The horizontal axis shows the time in ns. In the raw plot the vertical axis shows ADC counts.



Figura A.10: In this plot the results for different pulse shapes are shown. The points represent the equivalent signal to noise ratio obtained dividing the most probable value by the Gaussian width coming from a Landau convoluted to a Gaussian fit. The horizontal axis shows the time in ns.



Figura A.11: The same pulse shape shown in Figure A.9 now divided by the average noise obtained from the Gaussian width of the first four time samples. Again, the horizontal scale is in ns, but the vertical one is proportional to the signal to noise ratio.

that optimize the efficiency, spillover, pre-spill and the value of the base line after 2 events (50 ns). These parameters will be specifically defined for this study, which aims to compare the different settings, not to quote the best possible efficiency, nor signal to noise.

All the results shown here were obtained using Module 20 R-sensor.

A.14.1 Efficiency

Using the Landau convoluted to Gaussian fit, the peak of the pulse is identified by simply finding the maximum most probable value. The corresponding ADC counts histogram of the peak is taken, and based on the evaluated noise for the combination of settings under consideration the threshold is defined as the closest integer to the desired ratio. The efficiency is then calculated by taking the ratio of events that pass a given signal to noise threshold divided by the total events.

In practice the efficiency defined here is overestimated due to the fact that only the sccessfully reconstructed pulses are used for this study, and therefore it is of no suprise that efficiencies of 100% are reached if the threshold cut is set to zero. But again, the main objective is to be able to compare the effects of the different settings.

A.14.2 Spillover

The definition of spill over used in this note is the amount of events that have a signal still above the threshold 25 ns later than the chosen sampling point, divided by the amount of events that have a signal larger than the same threshold in the chosen sampling point. The chosen point may be the one that gives the peak signal, for example. According to this definition, it is not impossible to have a spillover ratio larger than 1, although it is not likely to happen unless the sampling point or the threshold are badly set, as it will be illustrated.

A.14.3 Pre-Spill

The pre-spill is defined similarly to the spillover. It is the ratio of the amount of events that pass the signal to noise threshold 25 ns before the chosen sampling point for the front-end. It reflects how many hit signals will be generated by a artifact of the pulse shape and the time chosen to sample.

A.14.4 Undershoot

The undershoot parameter is taken as the residual charge 50 ns after the desired sampling point. It is simply the most probable value coming from the fit of the convolution of a Landau and a Gaussian functions. This quantity is used to estimate the behaviour of the base line, and how long does it take to reach back the pedestal level. Its desired value is close to 0, after the pedestal subtraction.

A.14.5 Results

A scan over the thresholds is performed and one example is presented in Figure A.12. The threshold varies from 0 to 30 times the noise and it is presented in the horizontal scale. The vertical axis show the results for the efficiency, spillover and pre-spill. Obviously, the efficiency drops as the threshold increase, but there is some dependence on the spillover curve. This is due to the definition of the denominator used here, since less events cross the threshold in the chosen point.

In case the sampling point was late, or deliberately chosen to be some time after the peak, the spillover ratio significantly decreases, and the pre-spill rises. In Figure A.13 the same plots shown in Figure A.12, but the chosen sampling time was delayed by 6ns.

If the threshold is fixed at a given value, for instance at the signal to noise ratio of 10, the efficiency can be studied as a function of the time. In Figure A.14, the results of the scan over the neighbouring time samples is shown, where the 0 in the X-axis is defined as the peak time.

Based on these characteristics the sampling time and the respective beetle setting can be chosen for best performance. In the following plots, the summary results are shown combining all the



Figura A.12: The efficiency, spillover and prespill ratios are plotted as a function of the signal to noise threshold. The plot is shown in linear and logarithmic scales.



Figura A.13: The efficiency, spillover and prespill ratios are plotted as a function of the signal to noise threshold. The plot is shown in linear and logarithmic scales.



Figura A.14: The efficiency, spillover and prespill ratios plotted for the different phases around the peaking time. The efficiency is reasonably flat in that region, but the timing allows a best spillover versus pre-spill point to be chosen. In this plot the hit threshold was 10 times the noise. The plot is shown in linear and logarithmic scales.

different configurations analysed. In Figures A.15, A.16 and A.17 the efficiencies, spillover and pre-spill ratios are shown, respectively. The black points stand for the standard setting, sampling on the peak of the pulse and the red ones give the result if we were sampling later. In some cases that is a very good way of trading a small efficiency loss and gaining much lower spillover effects.

For the undershoot, the resulting values of the pedestal subtracted signal 50 ns after the peak and 50 ns after the selected sampling point, 6 ns after the peak, are measured and plotted against the different configurations. The results can be seen in Figure A.18.

All the separate plots for each single configuration are attached to this note in the Appendix (section .1).

A.14.6 Comments on the results

The first comparison is among the 5 configurations using the same Vfp and Vfs settings. The standard settings (which also can be found on [98]) are Ipre = 585 μA , Isha = 80 μA , Ibuf = 80 μA and Icurrbuf = 890 μA unless it is stated otherwise.

In Table A.3 the values of efficiency, spillover, pre-spill and the undershoot can be compared for the different configurations using the same Vfp and Vfs values. The change of Ibuf from 80 to 86 μ A does not change much in the overall results. The increase of the Ipre current improves efficiency and spillover fractions, but also gives a larger undershoot, opposed to the decrease of



Figura A.15: The efficiencies for each different setting analysed. The black points indicate the standard approach, sampling on the peak of the pulse, while the red ones show the result if the sampling time was 6 ns after the peak. In these plots the hit threshold was 10 times the noise.



Figura A.16: The fraction of spillover events shown for each different setting analysed. The black points indicate the standard approach, sampling on the peak of the pulse, while the red ones show the result if the sampling time was 6 ns after the peak. In these plots the hit threshold was 10 times the noise. The plot is shown in linear and logarithmic scales.



Figura A.17: The fraction of pre-spill events shown for each different setting analysed. The black points indicate the standard approach, sampling on the peak of the pulse, while the red ones show the result if the sampling time was 6 ns after the peak. In these plots the hit threshold was 10 times the noise. The plot is shown in linear and logarithmic scales.



Figura A.18: The residual charge (50 ns after the chosen sampling position) divided by the measured noise. The black points indicate the result if the front-end was sampling on the peak of the pulse, while the red ones show the result if the sampling time was 6 ns after the peak.

Efficiency	Spillover	Pre-spill	Undershoot
92.5%	22.8%	0.1%	-2.00
92.7%	3.8%	2.7%	-2.56
92.3%	24.7%	0.2%	-1.99
92.4%	4.1%	3.3%	-2.55
92.4%	25.7%	0.04%	-1.67
91.9%	5.0%	3.0%	-2.29
93.0%	21.7%	0.05%	-2.20
92.9%	3.4%	3.4%	-5.13
91.2%	15.8%	0.1%	-1.06
90.3%	3.0%	3.5%	-1.30
	Efficiency 92.5% 92.7% 92.3% 92.4% 92.4% 91.9% 93.0% 92.9% 91.2% 90.3%	EfficiencySpillover92.5%22.8%92.7%3.8%92.3%24.7%92.4%4.1%92.4%25.7%91.9%5.0%93.0%21.7%92.9%3.4%91.2%15.8%90.3%3.0%	EfficiencySpilloverPre-spill92.5%22.8%0.1%92.7%3.8%2.7%92.3%24.7%0.2%92.4%4.1%3.3%92.4%25.7%0.04%91.9%5.0%3.0%93.0%21.7%0.05%92.9%3.4%3.4%91.2%15.8%0.1%90.3%3.0%3.5%

Tabela A.3: The comparison of the different settings using the same Vfp and Vfs parameters.

Vfs = 550 mV	Efficiency	Spillover	Pre-spill	Undershoot
Vfp = 0 mV	90.8%	10.8%	0.2%	-2.59
Vfp = 0 mV, + 6 ns	90.0%	1.0%	2.3%	-2.81
Vfp = 150 mV	95.2%	22.4%	0.4%	-1.06
Vfp = 150 mV, + 6 ns	94.6%	3.5%	4.2%	-1.38
Vfp = 200 mV	94.8%	21.4%	0.2%	-0.94
Vfp = 200 mV, + 6 ns	95.1%	3.5%	4.8%	-1.24
Vfp = 300 mV	91.7%	17.8%	0.3%	-0.88
Vfp = 300 mV, + 6 ns	91.9%	2.8%	3.1%	-1.20

Tabela A.4: The comparison of the different Vfp settings using the same Vfs parameter.

Ipre from 585 to 520 μA . The reduction of the Icurrbuf makes the signal and the noise go lower, but keeping the signal to noise ratio almost constant (with a small loss). This implies in a bit lower efficiency, but also lower spillover and undershoot values.

Among all the different configurations used to reconstruct the pulse shapes, we can study the dependence of the Vfp parameter, while keeping the Vfs constant. We take the example of the constant Vfs parameter of 550 mV in the Table A.4.

The increase of the Vfp value makes the pulse rise and fall slower and also makes the undershoot effects smaller. From Table A.4 we can conclude that the optimal setting for Vfp is around 150, 200 mV. That improves efficiency with the cost of some spillover increase.

The last comaprison brought here compares the effects of different Vfs values, while taking the same Vfp. In Table A.5 the different Vfs values are compared. It is possible to see that the increase of Vfs values makes the pulse broader in time, which increases the spillover probability. Large Vfs settings also increase the signal to noise ratio on the peak of the pulse, which directly improves the efficiency.

From Table A.5 we can conclude that the best setting for the Vfs should be around 500 tp 700

Vfp = 200 mV	Efficiency	Spillover	Pre-spill	Undershoot
Vfs = 400 mV	94.3%	10.3%	0.3%	-1.32
Vfs = 400 mV, + 6 ns	93.0%	1.0%	3.0%	-1.29
Vfs = 550 mV	94.8%	21.4%	1.5%	-0.94
Vfs = 550 mV, + 6 ns	95.1%	3.5%	4.8%	-1.24
Vfs = 700 mV	94.0%	33.8%	0.3%	-0.07
Vfs = 700 mV, + 6 ns	93.4%	8.4%	3.0%	-0.74
Vfs = 1000 mV	96.5%	44.3%	19.0%	1.45
Vfs = 1000 mV, + 6 ns	96.7%	16.8%	69.3%	0.76

Tabela A.5: The comparison of the different Vfs settings using the same Vfp parameter.

mV. With a bit of time adjustment, sampling from 3 to 5 ns after the peak can set the spillover and pre-spill levels to acceptale limits and maximize the efficiency.

A.15 Conclusion

Based on the results using particle hits in the same sensor we are able to conclude that best range for the Beetle settings are Vfs = 500 to 700mV, Vfp = 150 to 200mV and Ipre = 640 μ A. It is also possible to set lower values of Icurrbuf without losing efficiency and possibly improving the spillover effects. The best position to adjust the sampling time of the front-end is between 0 and 6 ns after the signal to noise peak, minimizing the spillover events. Higher delays introduce too high pre-spill contamination.

For future reference, all the plots supporting these conclusions are attached in the Appendix section.



25 30 Signal/Noise Cut

.1 Appendix

0

10

15

20



hSpillOverVsSNCut




































Bibliografia

- [1] J. H. Christensen et al., Phys. Rev. Lett. 13 138 (1964)
- [2] O Teorema de CPT, também conhecido como Teorema de Schwinger-Lüders-Pauli pode ser encontrado em:Niels Bohr and the Development of Physics, W. Pauli, ed. McGraw-Hill, 1955
- [3] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973).
- [4] Um bom texto de revisão sobre oscilação de neutrinos e possível quebra da simetria CP foi escrito por B. Kayser (Fermilab), e faz parte da edição atual da "Review of Particle Physics", Seção 13: Neutrino Mass Mixing and Flavor Exchange, encontrada na web (http://pdg.lbl.gov/). A citação oficial desse relatório anual é W.-M. Yao et al., J. Phys. G 33, 1 (2006 e 2007)
- [5] J. Schechter, J. Valle Phys. Rev. D23, 1666 (1981);
 J. Nieves, P. Pal Phys. Rev. D64 07600 (2001)
- [6] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10, 531 (1963).
- [7] N. Cabibbo et al., Ann. Rev. Nucl and PArt. Sci. 53, 39 (2003).
- [8] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 51, 1945 (1983).
- [9] "CP Violation" I. Bigi, A. Sanda, Cambridge Press, 2000.
- [10] Atuais medidas da violação de CP no sitema de káons: E. Barberio et al., HFAG Collab., arXiv:0704.3575 (hep-ex), e atualização na rede em http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag.
- [11] Seção 12 da "Review of Particles and Fields", CP Violation in Meson Decays. Revisado por D. Kirkby (UC Irvine) e Y. Nir (Weizmann Institute). W.-M. Yao et al., J. Phys. G 33, 1 (2006) e 2007
- [12] Particle Data Group, W.-M. Yao et al, Journal of physics G 33. 1 (2006).

- [13] Medidas recentes da oscilação D⁰-D⁰ foram divulgadas pelas colaborações dos experimentos Belle e BABAR.
 B. Aubert et al., [BABAR Collab.], Phys. Rev. Lett. 98, 211802 (2007).
 M. Staric et al., [Belle Collab.], Phys. Rev. Lett. 98, 211803 (2007).
- [14] Parte integrante da versão atual da "Review of Particle Physics" Seção 12.5 de CP Violation in Meson Decays Revisado por D. Kirkby (UC Irvine) e Y. Nir (Weizmann Institute). W.-M. Yao et al., J. Phys. G 33, 1 (2006) e 2007
- [15] Os experimentos Belle e BABAR realizaram medidas semelhantes de γ utilizando uma análise de Dalitz aplicada ao decaimento de mésons-B carregados em D⁰(K⁰_Sππ)K:
 K. Abe et al., Belle Collaboration, hep-ex/0411049; hep-ex/0504013. B. Aubert et al., BABAR Collaboration, hep-ex/0507101.
- [16] M.Gronau and D.Wyler, Phys. Lett. B 265 (1991) 172.
- [17] I. Dunietz, Phys. Lett. B 270 (1991) 75.
- [18] Atwood, Dunietz, Soni, Phys. Rev. Lett. 78 3257 (1997).
- [19] J. Charles et al., [CKMfitter Group], Eur. Phys. J. C41, 1 (2005) hep-ph/0406184.
- [20] Extraction of gamma at LHCb with a Combined $B_s \to D_s^{\pm} K^{\mp}$ and $B_d \to D^{\pm} \pi^{\mp}$ Analysis G. Wilkinson. LHCb note: CERN-LHCb-2005-036
- [21] Weak phase γ and SU(3) breaking from $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B^0_s \rightarrow K^+K^-$ and $B^0_s \rightarrow K^0_S K^0_S$ decays at LHCb G. Balbi et al.. LHCb note: CERN-LHCb/2003-164.
- [22] "LHC, The Large Hadron Collider", http://lhc-new-homepage.web.cern.ch/lhc-new-homepage/
- [23] "LEP, The Large Electron Positron Collider", http://sl-div.web.cern.ch/sl-div/lep2page.html
- [24] "Fermilab Tevatron Home Page", http://adcon.fnal.gov/userb/www/tevatron/
- [25] "Compact Muon Solenoid", http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html/
- [26] "ATLAS A Toroidal LHC AparatuS", http://atlas.web.cern.ch/Atlas/Welcome.html

BIBLIOGRAFIA

- [27] "A Large Ion Collider Experiment", http://alice.web.cern.ch/Alice/
- [28] "The Large Hadron Collider beauty Experiment", http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/
- [29] Stanford Linear Accelerator Center http://www.slac.stanford.edu/
- [30] High Energy Accelerator Research Organization http://www.kek.jp/intra.html
- [31] LHCb Technical Design Report: Magnet, CERN-LHCC-2000-007.
- [32] LHCb Technical Design Report: RICH, CERN-LHCC-2000-037.
- [33] M. Alemi et al., Nucl. Instrum. Meth. A449, 49-59 (2000).
- [34] T. Bellunato et al., Nucl. Instr. and Meth. A519 (2004) 493.T. Bellunato et al., Nucl. Instr. and Meth. A527 (2004) 319.
- [35] A. Braem et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 553 (2005) 182-186
- [36] Development of the Photon Detection, Acquisition and Optical Systems of Modern Ring Imaging Cherenkov Detectors G. Aglieri Rinella PhD Thesis, Universita' degli Studi di Palermo, Palermo 2006
- [37] LHCb Collaboration. *LHCb Techncal Design Report: Reoptimized detector design and performance*. **CERN-LHCC 2003-030**.
- [38] LHCb Collaboration. LHCb Inner Tracker Technical Design Report. CERN-LHCC 2002-029.
- [39] LHCb Collaboration. LHCb Outer Tracker Technical Design Report. CERN-LHCC 2001-024.
- [40] *Beam Tests of Final Modules and Electronics of the LHCb Outer Tracker in 2005*, G.W. van Apeldoorn et al. LHCb-2005-076, Oct 2005.
- [41] LHCb Collaboration. LHCb Calorimeters Technical Design Report. CERN-LHCC 2000-036.
- [42] ATLAS Tile Calorimeter CERN/LHCC/96-42 ATLAS TDR 3.

- [43] LHCb Collaboration. LHCb Muon System Technical Design Report. CERN-LHCC 2001-029.
- [44] As MWPC do LHCb são descritas em diversas notas: B. Bochin et al. Note LHCB-Muon 2000-102 (2000). D. Hutchcroft et al. Note LHCB-Muon 2001-024 (2001). B. Marechal et al. Note LHCb-Muon 2001-150 (2001). M. Anelli et al., Note LHCb-Muon 2004-074 (2004).
- [45] M. Anelli et al., Extensive aging test of two prototypes of four-gap MWPC for the LHCb Muon System, Note LHCb-Muon 2004-029 (2004)
- [46] LHCb Technical Design Report: Trigger, CERN-LHCC-2003-031.
- [47] LHCb Technical Proposal, CERN/LHCC 98-4.
- [48] LHCb Collaboration. LHCb Online System Technical Design Report. CERN-LHCC-2001-040.
- [49] LHCb Readout Supervisor 'ODIN' Technical reference,Z. Guzik and R. Jacobsson, CERN EDMS 704081
- [50] ETM Professional Control Software, www.pvss.com.
- [51] LHCb Collaboration. LHCb Computing Technical Design Report. CERN-LHCC-2005-019.
- [52] L. Landau, J. Physics (USSR) 8 (1944) 201. Também em: Collected Papers, D. ter Haar ed., Pergamon Press, Oxford, 1965.
- [53] *LHCb Vertex Locator Technical Report*, LHCb Collaboration, CERN/LHCC/2001-011 (2001).
- [54] The Effect of Oxygenation on the Radiation Hardness of Silicon Studied by Surface Photovoltage Method – Harkonen, J. et al.. IEEE Trans on Nuclear Science - Vol 49, Issue 6, Dec. 2002, 2910 - 2913
- [55] Micron Technology http://www.micron.com/
- [56] A facility for long term evaluation and quality assurance of LHCb Vertex Detector modules F. Marinho et al.. LHCb Note 2007-102
- [57] Beetle Reference Manual http://wwwasic.kip.uni-heidelberg.de/lhcb/Publications/BeetleRefMan_v1_3.pdf
- [58] Further Optimization of the VELO Material H.Dijksta, T.Ruf LHCb note 2001-099

- [59] Charge collection efficiency and resolution of an irradiated double-sided silicon microstrip detector operated at cryogenic temperatures, K. Borer et al., Nucl. Instr. and Meth. A440 (2000) 17.
- [60] TTCrq Reference Manual, proj-qpll.web.cern.ch/proj-qpll/images/manualTTCrq.pdf.
- [61] *SPECS, The serial protocol for the experiment control system of LHCb, –* D. Breton *et al.,* LHCb note 2003-004.
- [62] Distributed Information Management System http://dim.web.cern.ch/dim/, C.Gaspar, CERN EP Division.
- [63] The Delphi Experiment, http://delphiwww.cern.ch/. Delphi collaboration.
- [64] The Delay25 chip reference manual ,http://proj-delay25.web.cern.ch/proj-delay25/. CERN Micro Electronics Group.
- [65] The LHCb DAQ interface board TELL1, G. Haefeli et al.. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 560 (2006) 494–502
- [66] LHCb VELO and ST clusterization on TELL1, CERN EDMS 690585 G. Haefeli, A. Gong.
- [67] VELO raw data format and strip numbering, CERN EDMS 637676 D. Eckstein.
- [68] The Gaudi Project, http://proj-gaudi.web.cern.ch/proj-gaudi/.
- [69] The Gauss Project, http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/gauss/.
- [70] GEANT4, http://geant4.web.cern.ch/geant4/ .
- [71] Os detalhes dos parâmetros e processos utilizados para a geração de eventos podem ser encontrados em:

https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/SettingsDc04.

- [72] BOOLE Project Digitization package, http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/boole/ .
- [73] Brunel Project Event Reconstruction package, http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/davinci/.

- [74] Da Vinci: The LHCb Analysis Program, http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/davinci/ .
- [75] ROOT An object oriented data analysis framework. http://root.cern.ch/
- [76] Sensibilidade do Experimento LHCb à medida de γ através do decaimento $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ – K. Akiba - Dissertação de Mestrado - IF-UFRJ.
- [77] Measurement of $\overline{B}^0 \to D^{0^{(*)}}\overline{K}^{*0}$ Branching Fractions. BABAR-PUB-06002. SLAC-PUB-11806.
- [78] O erro estimado para o coseno de δ_D é de ± 0.05 , cotado por David Asner na conferência "CKM 2005 Workshop", San Diego, USA. Veja-o em "Asner, Experimental Input from CLEO-C", 18 de Março WG5, Sessão 5.
- [79] Para as últimas medidas de δ_D veja a palestra de S.Blusk na conferência ICHEP 2006, sessão 8, 27.07.2006 "D⁰ \rightarrow K⁺ π^- , Cabibbo-allowed and Cabibbo-doubly-suppressed (S. Blusk for the CLEO-c collaboration)".
- [80] Resultados para γ usando os canais $B^+ \rightarrow D^0 K^{*+}$ ajustados pelo grupo UTFit http://utfit.romal.infn.it/gamma/ckm-gamma.html
- [81] Measurement of Branching Fractions and Ressonance Contributions for $B^0 \rightarrow \overline{D}{}^0K^+\pi^$ and Search for $B^0 \rightarrow D^0K^+\pi^-$ Decays, B. Aubert *et al.* - Phys. Rev. Lett. 96, 011803 (2006).
- [82] Observation of $B^0 \to \overline{D}{}^0 K^0_S$ and $B^0 \to \overline{D}{}^0 K^{*0}$ Decays P.Krokovny et al. Phys. Rev. Lett. 90 - 14, 141802 (2003).
- [83] Os experimentos Belle e Babar realizaram análises similares sobre o decaimento $B^+ \rightarrow D^0(K_S^0\pi^+\pi^-)K^+$. Os resultados mais recentes podem ser encontrados em: The Belle Collaboration: A. Poluektov, et al - arXiv:hep-ex/0604054v1, e The BABAR Collaboration, B. Aubert, et al - arXiv:hep-ex/0607104v1.
- [84] *Measuring* γ *with* $B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}$ *at BABAR*, S. Pruvot, M.H. Shune, V. Sordini, A. Stocchi hep-ph/0703292
- [85] V. Abazov et al. DØ Collaboration, hep-ex/0603029.A. Abulencia et al. CDF Collaboration, hep-ex/0606027.
- [86] The D0 Experiment http://www-d0.fnal.gov/

BIBLIOGRAFIA

- [87] The Collider Detector at Fermilab http://www-cdf.fnal.gov/
- [88] Information about the beam line in H8 can be found in http://nahandbook.web.cern.ch/nahandbook/default/h8/H8usermanual.pdf
- [89] The complete information about the velo sensors can be found in http://hep.ph.liv.ac.uk/lhcb/html/hardware.html
- [90] Details about the event builder library and how to use it can be found in http://lhcb-daq.web.cern.ch/lhcb-daq/libebuild/ the credits go to Benjamin Gaidioz
- [91] CASTOR: Cern Advanced STORage manager http://www.cern.ch/castor/
- [92] The I²C protocol
 http://www.nxp.com/acrobat_download/literature/9398/39340011.pdf
- [93] Informações a respeito da ELMB: http://elmb.web.cern.ch/ELMB/elmb.html
- [94] CAN protocol http://en.wikipedia.org/wiki/Controller_Area_Network
- [96] VELO Module Production Sensor Testing, LHCb Note LHCb-2007-072.
- [97] PVSS ETM Professional Control Software, www.pvss.com.
- [98] ACDC VELO phase-2 Testbeam Setup, K. Akiba et al., LHCb Note 2008-007
- [99] Measurement of Beetle pulse shapes in the 2006 August VELO testbeam, K. Akiba et al., LHCb Note 2008-008