Tese de DOUTORADO

A Medida de $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ com um Detetor de Vértices no DELPHI

Miriam Gandelman

Orientador: Ronald Shellard

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, Junho de 1996

Aos meus pais

e

a Yves

en memoire

Agradecimentos

A Ronald Shellard pela orientação e pela oportunidade de trabalhar no DELPHI e também pelo grande estímulo e confiança que sempre depositou no meu trabalho.

To Hans Dijkstra for all the patient teaching and support but also for turning this set of such different people into a wonderful group to work with.

A Massimo Caccia per il grande aiuto nei miei primi tempi al CERN e per dire sempre delle belle parole di stimolo.

A Leandro de Paula pelas milhões de discussões sobre meus programas e capítulos e também pela possibilidade de usar os computadores do IF/UFRJ.

A María Elena Pol por várias discussões sobre o DELPHI e pela paciência de manter as DELPHI notes sempre em dia.

A Alberto Santoro por ter me iniciado na Física de Partículas e por estar sempre lutando para termos ótimas condições de trabalho no LAFEX.

To Chiara Mariotti and Klaus Mönig for answering my questions even being 10000 km away.

To William Trischuk for some rare oportunities of working in the DELPHI pit and for being always so nice.

A Andrei Nomerotski e Igor Stavitski, i russi di Padova, per avermi aiutato a capire i rivelatori doppia faccia.

A Paolo Biffi per avermi insegnato tutto sulle misure alla POLI e anche l'italiano e per la grande amicizia di sempre.

A Vincent Chabaud pour les leçons d'alignement et aussi de français.

A Guido Vegni e Chiara Meroni per la opportunità di lavorare nel gruppo e di visitare l'instituto a Milano.

A Adriano Branco pelas aulas de circuitos e UNIX e pela boa companhia nos tempos de St. Genis.

A Yves Dufour pour sa courage de toujours montrer et realiser ses idées.

To Paula Collins (my friend at first sight) for being so special.

A Franco & Leo e Wojtek Kucewicz per rendere il lavoro alla POLI sempre molto divertente e interessante.

Aos amigos Carla Göbel, Alexandre Leoni, Monique Srivastava, Hendly Carvalho, Koki Yoshioka e Denison de Souza Santos por várias discussões interessantes de física ou não.

Ao grupo de engenharia do LAFEX pela ajuda com os computadores e em especial ao Roberto Alves Jr. pela ajuda com o scanner.

A Sônia Mendes Costa pela paciência de corrigir todos os meus capítulos.

Ao CNPq, ao CBPF e ao DELPHI/CERN pelo apoio financeiro.

Resumo

Nesse trabalho discute-se a montagem e a resolução de detetores de silício com dois lados sensíveis. A resolução final obtida em função do momento dos traços foi (em μm) $\sigma_{R\phi}^2 = (65/Psen^{3/2}\theta)^2 + (20)^2$ para $R\phi$ e $\sigma_Z^2 = (71/Psen^{5/2}\theta)^2 + (39/sen^2\theta)$ para a coordenada Z a 90^0. A partir dos dados coletados no DELPHI com esse detetor faz-se a medida de R_b. O valor encontrado foi:

$$R_b = 0,2164 \pm 0,0019(estat) \pm 0,0020(sist) \pm 0,0017(R_c\ sist)$$

Esse valor é compatível com o Modelo Padrão e também com medidas anteriores.

Abstract

In this work the tests and construction of a double sided double metal silicon detector are discussed as well as the analysis of its data. The final impact parameter resolution was found to be $\sigma_{R\phi}^2 = (65/Psen^{3/2}\theta)^2 + (20)^2$ for $R\phi$ and $\sigma_Z^2 = (71/Psen^{5/2}\theta)^2 + (39/sen^2\theta)$ for Z (90^o tracks). From the DELPHI data collected with this detector R_b is measured and the obtained value is:

$$R_b = 0,2164 \pm 0,0019(estat) \pm 0,0020(sist) \pm 0,0017(R_c\ sist)$$

This value is compatible with the Standard Model values and with previous measurements.

Índice

Lista de Figuras

Capítulo 1

Introdução

O Modelo Padrão tem sido testado exaustivamente pelas experiências do LEP 1 com precisão sensível às correções quânticas do modelo. Essa grande precisão permitiu prever a massa do quark top, por exemplo, e pode ainda ser sensível à massa do bóson de Higgs [1]. As únicas possíveis discrepâncias com as previsões do Modelo Padrão até o momento indicadas por medidas do LEP se referem às medidas de $R_{b,c} \equiv \Gamma(Z^o \to b\bar{b}, c\bar{c})/\Gamma(Z^o \to hadrons)$. O valor de R_b tem sido medido sistematicamente acima do valor previsto e o valor de R_c, abaixo. A discrepância é de 3,7 e 2,5 desvios padrão, respectivamente, quando se combinam os resultados dos quatro experimentos do LEP. Essas medidas são, assim, testes importantes do modelo e as discrepâncias, se confirmadas, abrem espaço para diversas possíveis interpretações envolvendo novos modelos [2].

Uma vez que a identificação de um evento onde há produção de quark b se dá pela evidência do decaimento de um méson B, o detetor mais importante para a identificação desses eventos é o detetor de vértices que tem resolução suficiente para separar os vértices de produção e decaimento desses mésons. Os primeiros detetores desse tipo usados em colisores mediam apenas duas coordenadas no espaço [15]. Com o intuito de melhorar ainda mais a identificação de quarks b, foi desenvolvida uma primeira geração de detetores tridimensionais, constituídos por duas placas de detetores com apenas um lado sensível, coladas uma de encontro à outra, o que dobra a quantidade de material a ser atravessada pelas partículas detetadas. Recentemente, foi desenvolvida uma nova tecnologia que permite construir detetores tridimensionais com a mesma quantidade de material que os bidimensionais [16]. Esses novos detetores têm duas camadas de *strips* perpendiculares entre si implantadas na mesma placa de silício e também duas camadas metálicas, o que permite que a leitura seja feita na mesma extremidade do detetor. A colaboração DELPHI foi a primeira a construir e instalar um detetor que usa essa tecnologia, em 1994.

Nesse trabalho são descritos, em uma primeira etapa, os testes, a montagem e a análise de dados do detetor de vértices do DELPHI. Essa análise de dados visa obter e também otimizar a resolução do detetor para que as medidas de vértice e do parâmetro de impacto dos traços em relação aos vértices seja a melhor possível. Em uma segunda fase é descrita a análise de dados feita para obter a medida de R_b. Com o novo detetor de vértices e com a estatística coletada pelo DELPHI em 1994, a medida de R_b obtida com esses dados pode contribuir significativamente para a discussão sobre a possível discrepância entre essa medida e as previsões do Modelo Padrão.

No capítulo 2 são descritos o LEP e o DELPHI; no capítulo 3, o detetor de silício do DELPHI. No capítulo 4 o Modelo Padrão é descrito abreviadamente e são apresentadas as medidas anteriores de R_b comparadas aos valores esperados. No capítulo 5 são apresentados os resultados da análise feita para os dados de 1994 e no capítulo 6, as conclusões.

Capítulo 2

O Aparato Experimental

2.1 LEP

O anel de colisões LEP [3] (Large Eletron Positron Collider), situado no CERN, tem 27 km de circunferência podendo acelerar um feixe de elétrons até a energia de 60 GeV. Ele funciona atualmente numa energia de centro de massa de 91,16 GeV, pico de ressonância do Z^o. Sendo assim, é hoje em dia a máquina mais adequada para o estudo das propriedades eletrofracas e hadrônicas dos decaimentos dessa partícula. O anel do LEP tem quatro pontos de interação (DELPHI, ALEPH, L3 e OPAL), como pode ser visto na figura 2.1. A figura mostra ainda os pré-aceleradores PS e SPS. Os elétrons e pósitrons são formados num injetor linear onde são acelerados até a energia de 600 MeV/c sendo então injetados no PS (Proton Synchrotron) e acelerados até 3,5 GeV/c. Ao atingirem essa energia, eles são injetados no SPS (Super Proton Synchrotron) e acelerados até 22,2 GeV/c. Após essa fase eles são finalmente injetados no anel do LEP para atingirem a energia final. O tempo de vida do feixe é em geral de 4 a 8 horas e a luminosidade, de 1,7 x $10^{31} cm^{-2} s^{-1}$.

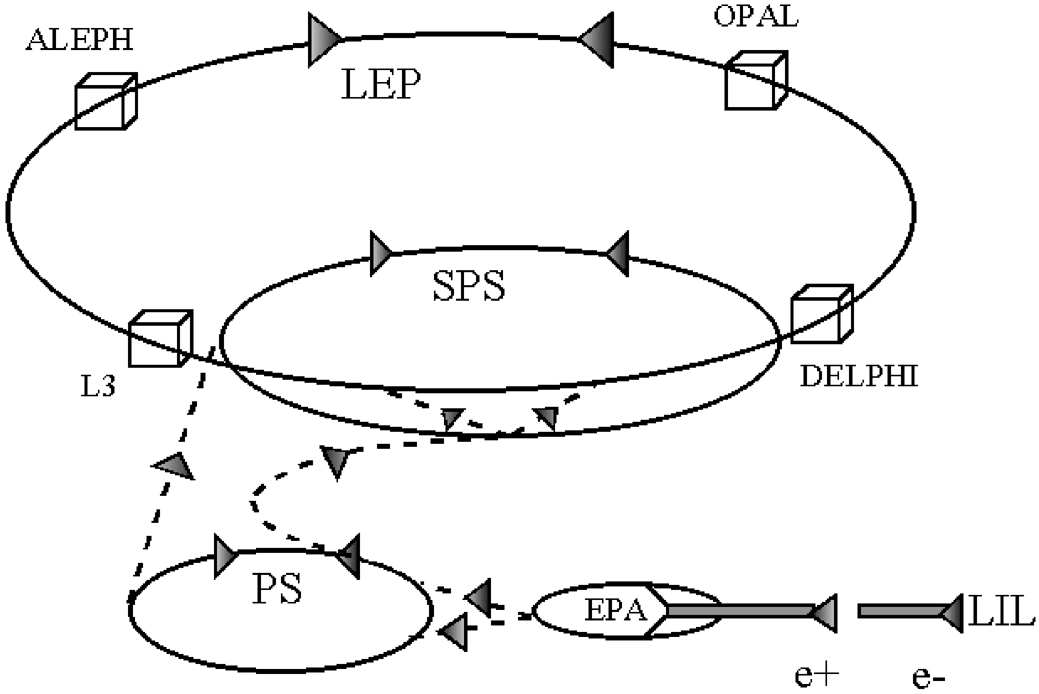

Figura 2.1: Esquema do acelerador LEP e os pré-aceleradores.

2.2 O experimento DELPHI

O DELPHI [4] (DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification) é um detetor com capacidade de reconstruir trajetórias, medir energia e identificar partículas. Ele é dividido em três partes, cada uma subdividida em alguns detetores: o barril, que possui 10 detetores e um solenóide supercondutor e as duas tampas que são formadas cada uma por 8 detetores. A figura 2.2 esquematiza o DELPHI e suas partições. Uma descrição breve de cada uma dessas partes será dada a seguir.

2.2.1 A medida de trajetórias

Para medir trajetórias é necessário definir um sistema de referência. No DELPHI, convencionou-se tomar o eixo Z na direção dos elétrons, o eixo X no plano horizontal e o Y, no vertical. No barril os detetores podem reconstruir traços para $43^o < \theta < 137^o$, onde θ é o ângulo polar e em toda a região do ângulo azimutal ϕ. Nas tampas a reconstrução é feita no intervalo: $11^o < \theta < 35^o$ e também para todos os valores de ϕ.

Os detetores do barril são descritos a seguir:

- **Detetor de Vértices (VD)**: será descrito em detalhe no próximo capítulo;
- **ID (Inner Detector)**: é composto por duas camadas cilíndricas concêntricas. A mais interna é uma *drift chamber* que mede 24 pontos por traço e é segmentada em 24 setores em $R\phi$. A externa é composta por cinco camadas de MWPC (*Multi-Wire Proportional Chamber*) com 192 fios sensores. Essa camada mais externa é usada no *trigger* e também para resolver a ambigüidade da camada mais interna: determinar

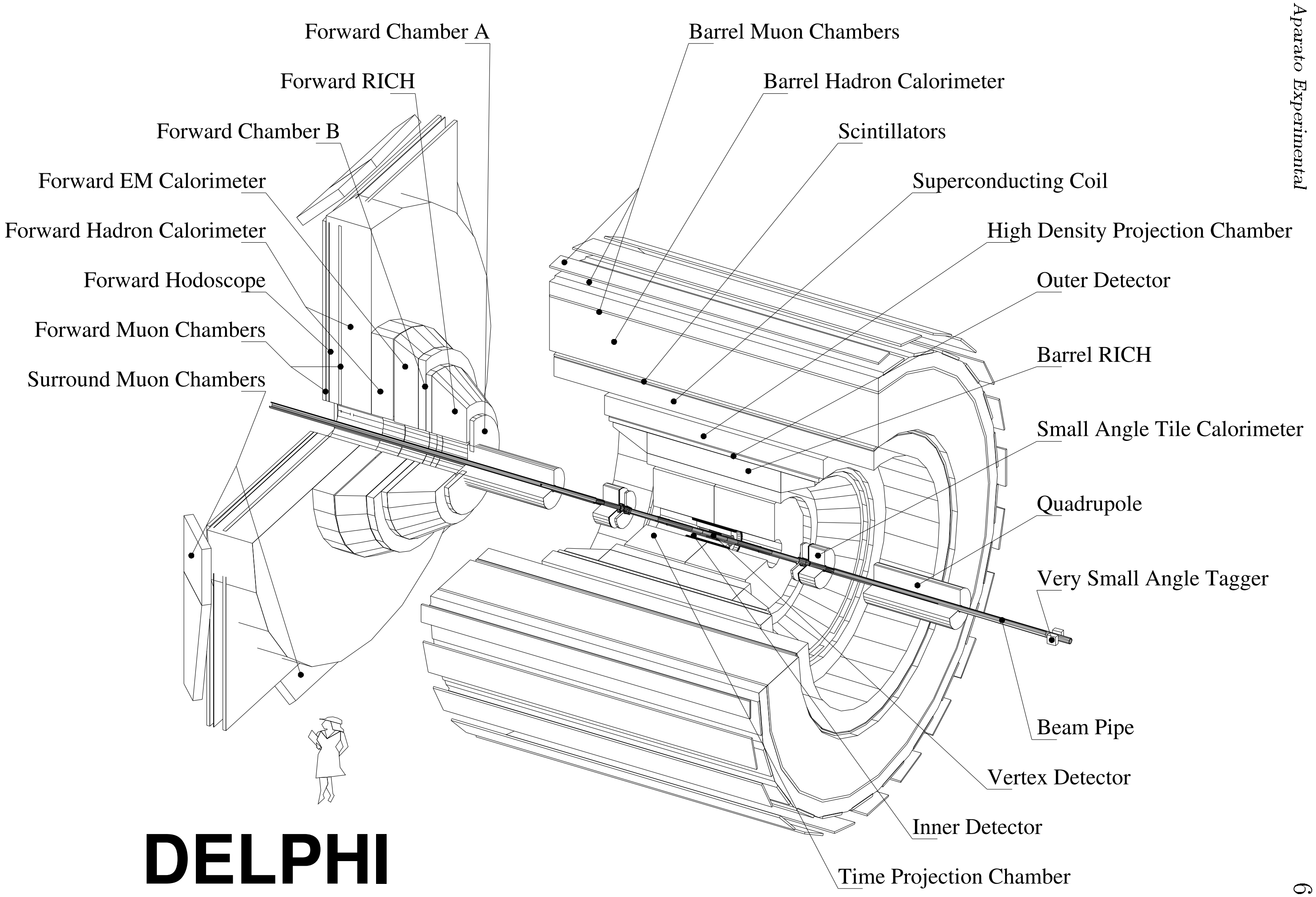

Figura 2.2: O DELPHI e seus vários detetores

se a partícula passou à esquerda ou à direita dos fios. A resolução espacial do detetor é de $50 \mu m$. Uma descrição detalhada deste detetor se encontra em [5];

- **TPC (Time projection Chamber)** [6]: é o principal detetor de trajetórias do DELPHI. Ela mede até 16 pontos tridimensionais por traço indo de um raio de 23 cm à 120 cm. A leitura dos sinais é feita nas tampas. Cada uma delas é dividida em seis setores, cada setor com 192 fios sensores e 16 linhas de *pads* circulares. Esse detetor é capaz de distingüir dois traços separados por pelo menos 1,5 cm de distância em $R\phi$ e em Z. Além da medida de trajetória, a partir da perda de energia das partículas que a atravessam (dE/dX), a TPC auxilia na identificação dessas partículas;

- **OD (Outer Detector)** [7]: é composto por 24 módulos cada um com 145 tubos de deriva em 5 camadas. Ele é essencial para se obter um *trigger* rápido em $R\phi$ e em Z e para melhorar significativamente a medida do momento das partículas dado também pela TPC, sendo essa última de dimensões restritas para fornecer a precisão desejada. A resolução espacial desse detetor é de $110 \mu m$;

- **MUB (Barrel Muon Chambers)**: são compostas por 2 camadas. Uma colocada atrás de 90cm de ferro e a outra mais para o exterior, depois de 20cm de aço. Cada camada é composta por setores que se superpõem e cada setor tem dois planos de *drift chambers*.

Os detetores localizados nas tampas são descritos a seguir:

- **FCA (Forward Chamber A)**: é uma câmara de fios montada nos lados da TPC que mede as três coordenadas espaciais;
- **FCB (Forward Chamber B)**: similar à FCA, tem mais planos de fios, aumentando assim a redundância e a resolução na medida de momento nessa região;
- **MUF (Forward Muon Chambers) e SMU (Surround Muon Chambers)** [8]: são formadas por dois planos, o primeiro localizado atrás de 85cm de aço e o segundo, depois de mais 20cm de aço. Cada plano tem 4 quadrantes, cada um com duas camadas de *drift chambers* ortogonais. Nos planos mais externos das FMU são acoplados 4 setores móveis (SMU) de *drift chambers* com o objetivo de ampliar a região angular de cobertura do detetor.

O Solenóide Supercondutor

O Solenóide Supercondutor [9] produz um campo magnético de 1,2T com uma corrente de 5000A. A homogeneidade do campo requerida pelos detetores foi otimizada, sendo a variação longitudinal de $12334G + 1/-10G$, a azimutal negligível e a radial $< 5G$.

Cintiladores

Para obter um *trigger* rápido o DELPHI tem dois conjuntos de cintiladores. O primeiro está localizado no barril (TOF-Time of Flight) e é composto por 172 cintiladores montados logo após o solenóide que tem também a função de rejeitar raios cósmicos. O segundo, localizado nas tampas (HOF-Forward Hodoscope), é composto por cintiladores plásticos.

2.3 Calorimetria

No barril:

- **HPC (High Density projection chamber)** [10]: mede a distribuição de cargas em três dimensões induzida por chuveiros eletromagnéticos e por hádrons e múons que a atravessam com grande granularidade. O detetor é composto por 144 módulos dispostos em 6 anéis ao longo da direção Z, cada um composto por 24 segmentos. A coordenada Z é determinada pelo tempo de arrasto da carga ionizada pelos chuveiros ou por traços carregados. Essa carga é extraída no plano de fios localizado em uma das paredes de cada módulo. As coordenadas azimutal e radial são determinadas pela granularidade dos *pads* de leitura;

- **Hcal (Hadron Calorimeter)** [11]: é composto por 24 setores com 20 camadas de câmaras de fios inseridas entre 5cm de ferro. As placas de leitura são segmentadas em *pads* com formato de torres que apontam para o ponto de interação. Cada torre cobre tipicamente $\Delta\theta = 2,96^o$ e $\Delta\phi = 3,75^o$.

Nas tampas:

- **FHcal (Forward Hadron Calorimeter)**: funciona exatamente como o Hcal do barril, mas tem 19 camadas;

- **FEMC (Forward Eletromagnetic Calorimeter)**: é formardo por dois discos de 5mm de diâmetro, cada um dividido em blocos de vidro dopado com chumbo, 4.352 blocos por disco, garantindo uma granularidade de 1^o;

- **VSAT (very Small Angle Tagger)**: foi montado para permitir um controle rápido da luminosidade e do funcionamento do LEP, cobrindo a região angular $5 < \theta < 7\ mrad$. É um calorímetro de tungstênio e silício que mede também o ruído de fundo dos eventos do tipo Bhabha;

- **STIC (Small Angle Tile Calorimeter)** [12]: é um calorímetro montado para monitorar a luminosidade através da medida de eventos do tipo Bhabha no intervalo $29 < \theta < 185\ mrad$. Ele será usado também numa próxima etapa do LEP (LEP II) para a identificação dos principais ruídos na procura de eventos contendo o bóson de Higgs, que aparecem a pequenos ângulos. Ele é formado por dois cilindros, um em cada tampa. Os cilíndros são compostos por camadas de cintiladores e chumbo. A luz produzida pelos chuveiros é carregada aos fotodetetores por fibras plásticas.

2.4 A identificação de partículas

Para a identificação de hádrons, o DELPHI possui contadores Cherenkov no barril e nas tampas. Eles separam π/K até 18(30) GeV/c e K/p até 33(50) GeV/c no barril (nas tampas).

- **BRICH (Barrel Ring Imaging Cherenkov Counters)** [13]: utiliza dois radiadores, um líquido e um gasoso que cobrem domínios complementares de velocidade. Os fótons Cherenkov produzidos nos radiadores são coletados em *drift tubes*;

- **FRICH (Forward RICH)** [14]: utiliza também radiadores gasosos e líquidos. Os fótons emitidos ionizam o gás de uma *drift box* e a carga ionizada é coletada em MWPC (Multi-Wire Proportional Chambers).

2.5 Os sistemas de *Trigger* e de Aquisição de Dados

O sistema de *trigger* do DELPHI é dividido em quatro etapas. Quando o sinal chega anunciando um cruzamento dos feixes (BCO - Beam Cross Over), a informação dos detetores mais rápidos (com tempo de resposta da ordem de centenas de nanossegundos) é usada para o primeiro nível de *trigger* (T1). Nesse nível são testadas quantidades como ter ou não ter energia acima de um limiar, a existência ou não de um traço, etc... O tempo de processamento nessa etapa é limitado em $3,5\ \mu s$. Se a resposta após T1 é positiva, o sistema leva mais $39\mu s$ para tomar a decisão no segundo nível de *trigger* (T2). Nesse caso, são usadas informações mais sofisticadas de detetores como a TPC e a HPC para a tomada de decisão. No caso de decisão negativa, um BCO é perdido, no caso de positiva, são necessários $500\mu s$ para o processamento dos dados e aproximadamente 300 BCO's são perdidos. Os níveis seguintes (T3 e T4) são *triggers* de *software*. No T3 algumas quantidades são calculadas para a tomada de decisão que se dá em 30 ms. No T4, uma reconstrução simplificada é feita no tempo de aproximadamente 500 ms, quando é feita uma primeira identificação dos eventos. Os eventos aceitos após essas quatro etapas, são transferidos para os computadores centrais e armazenados em fitas magnéticas. As figuras 2.3 e 2.4 mostram dois eventos hadrônicos coletados pelo DELPHI e já armazenados em fita e reconstruídos.

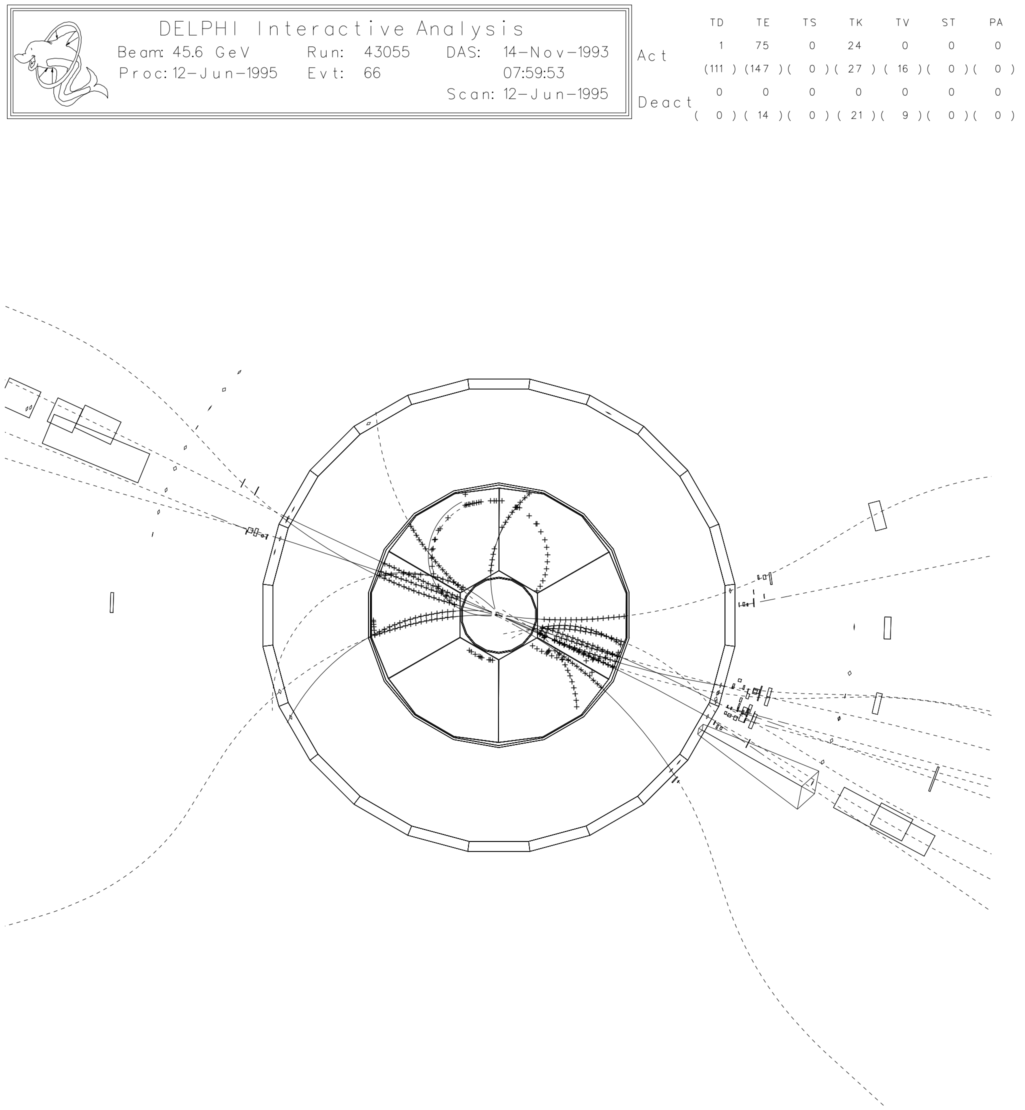

Figura 2.3: Evento Hadrônico coletado pelo DELPHI. Projeção XY.

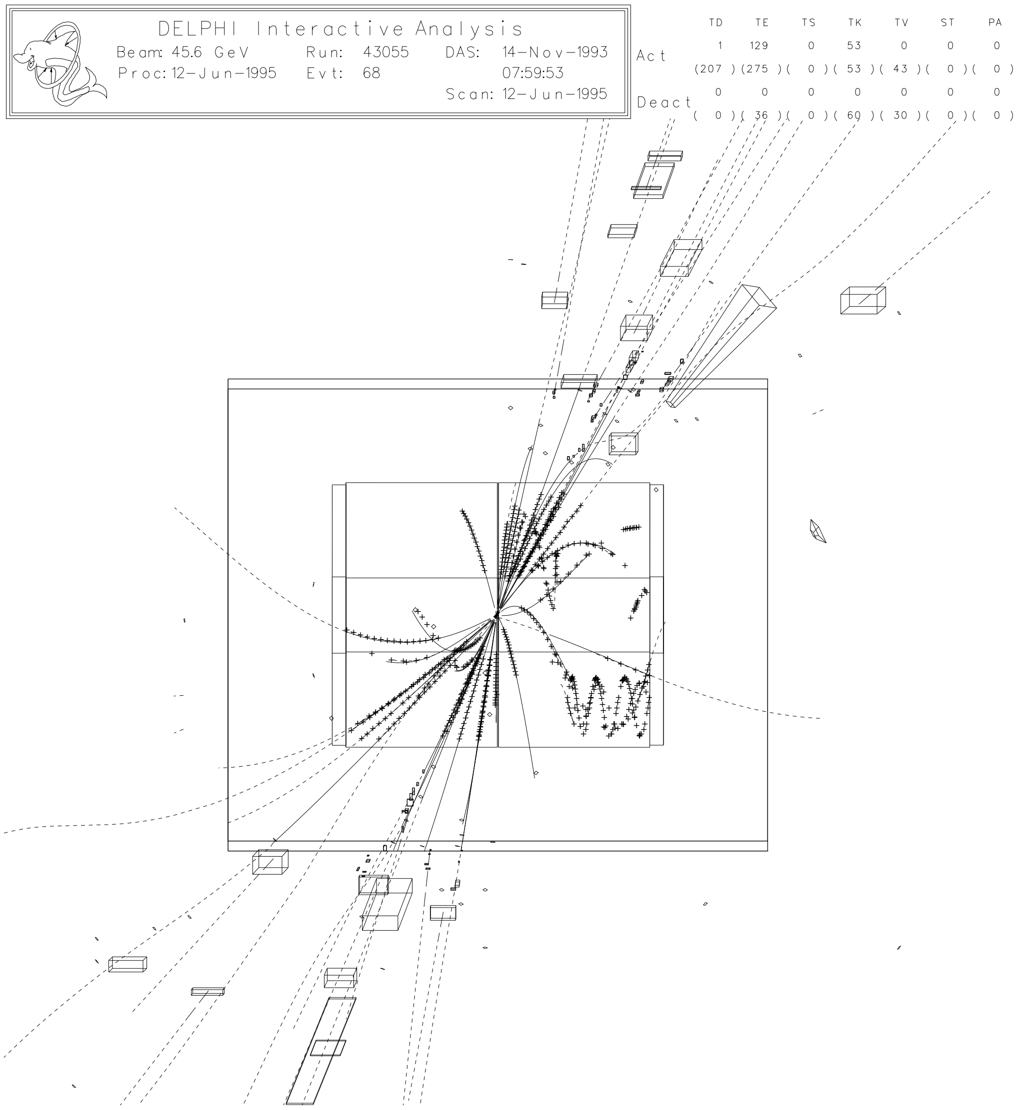

Figura 2.4: Evento Hadrônico coletado pelo DELPHI. Projeção YZ.

Capítulo 3

O Detetor de Vértices

Para o estudo da física de partículas é importante uma determinação precisa de trajetórias. Desde os anos 80, os detetores de sílicio vêm sendo usados com êxito para atingir esse objetivo. A alta densidade do sílicio permite que uma fina camada desse material (da ordem de $300\mu m$) seja suficiente para gerar um sinal detetável quando atravessado por partículas carregadas. A possibilidade de construir detetores precisos e com geometria complicada permitiu sua utilização em experimentos em anéis colisores onde o pouco espaço disponível torna fundamental uma estrutura pequena e uma mecânica leve.

O DELPHI vem operando com detetores de silício desde 1989. Foram construídas, então, duas camadas concêntricas de placas de silício com o objetivo de medir a trajetória das partículas carregadas no plano tranversal à direção do feixe. Em 1991 mais uma camada foi acrescentada. Uma descrição detalhada do funcionamento deste detetor se encontra em [15].

Para melhorar a identificação e as mediadas de meia-vida de quarks pesados, é necessário obter medidas tridimensionais. No DELPHI, um detetor com essa característica foi instalado em 1994 [16] e vem coletando dados eficientemente desde então. A figura 3.1 mostra um evento típico medido por esse detetor nesse ano. No alto vemos as duas projeções: XY e Z e abaixo uma ampliação das regiões centrais mostrando a reconstrução dos vértices nesse evento.

Nas seções seguintes será apresentada uma descrição do funcionamento geral das placas de silício assim como do detetor tridimensional do DELPHI.

3.1 Detetores de silício

Os detetores de silício são uma aplicação específica de uma junção p-n [17]. Quando o silício do tipo n (com grande quantidade de elétrons como portadores de carga) é colocado em contato com silício do tipo p (com grande quantidade de buracos como portadores de carga), é criado um fluxo de elétrons para o lado p e buracos para o lado n até o sistema atingir o equilíbrio quando é criada uma região chamada de região de depleção localizada em torno do contato entre os dois materiais. Nessa região não há praticamente mais nenhuma carga livre portadora. As cargas geradas pela passagem de uma partícula ionizante podem então rapidamente (em tempos da ordem de 10 ns) ser conduzidas para fora dessa região e coletadas pelos eletrodos. O número de elétrons gerados nesse processo depende da largura da região de depleção , que pode ser ampliada com a aplicação de um campo elétrico. Para se depletar completamente uma placa de silício de $300\mu m$ de espessura, é necessário aplicar uma voltagem da ordem de 70V.

Para medir posição, devemos segmentar o diodo p-n em várias junções , como pode ser visto na figura 3.2. Essa figura mostra um corte transversal de um detetor projetado para medir uma coordenada no espaço. Tiras de silício do tipo p são implantadas numa

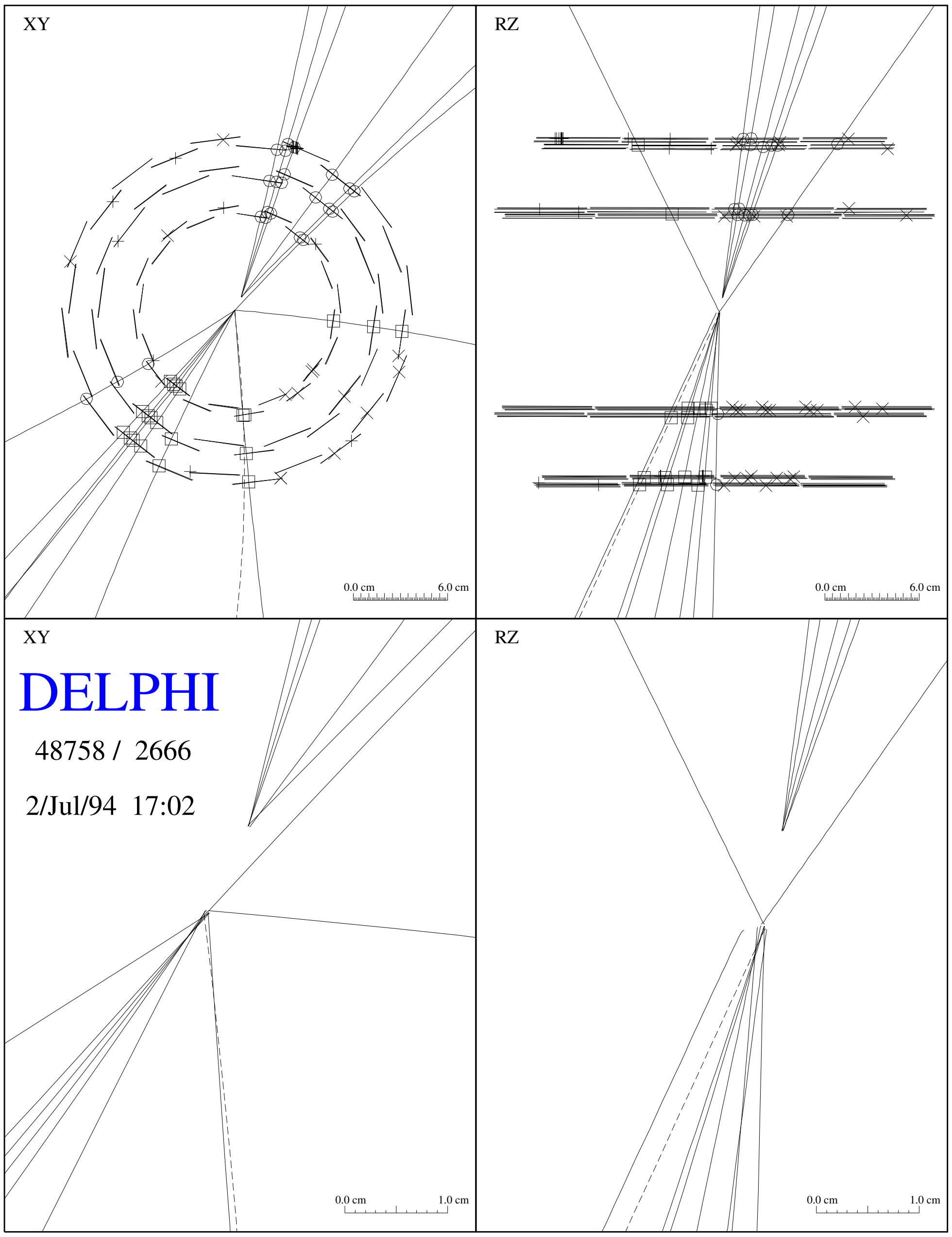

Figura 3.1: Evento visto pelo detetor de vértices. No alto: projeções XY e Z. Abaixo: ampliação da região central, onde podemos ver os vértices reconstruídos nesse evento.

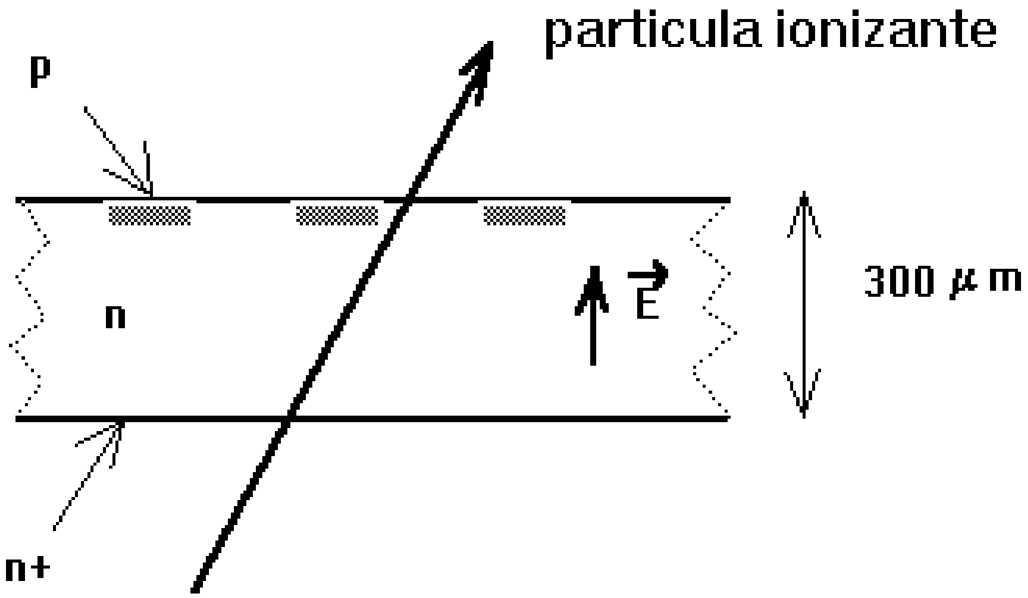

Figura 3.2: Esquema de um detetor de silício com um lado sensível. O campo elétrico no silício é indicado por uma seta.

placa de silício do tipo n. Uma camada de silício altamente dopado (n^+) é colocada no fundo do detetor para garantir um bom contato ôhmico, já que a resistividade do silício depende fortemente do nível de dopagem.

Para fazer a leitura dos sinais gerados em um detetor desse tipo, coloca-se uma camada de alumínio sobre os implantes de silício do tipo p. Cada uma das trilhas será então conectada a um amplificador.

3.2 Os detetores de silício usados no DELPHI

No DELPHI foram usados dois tipos de detetores de silício. Um deles possui apenas um lado sensível que possibilita a medida de uma coordenada espacial; o outro possui dois lados sensíveis, permitindo, portanto, a determinação de duas coordenadas.

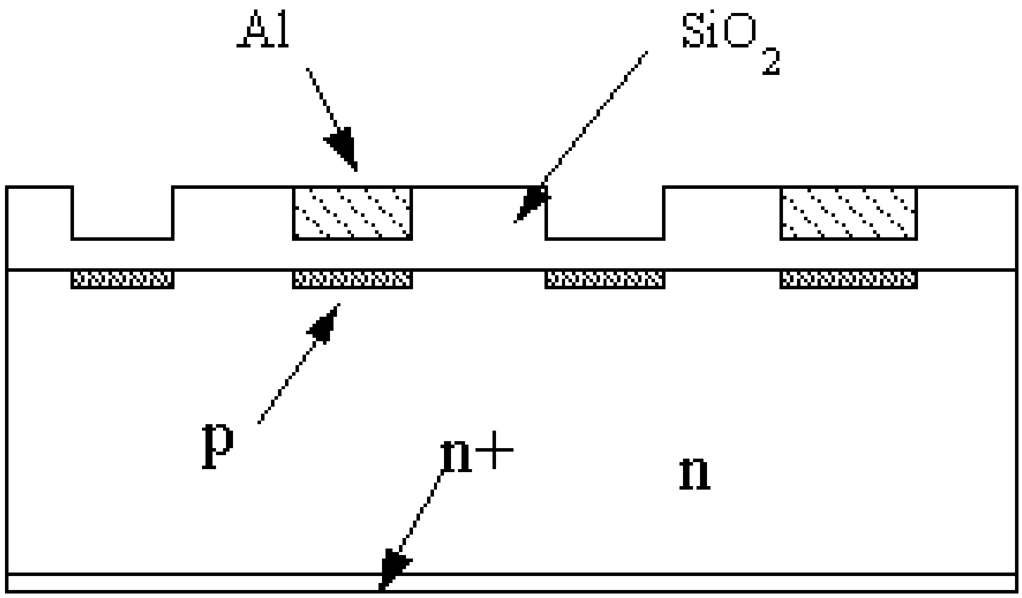

Figura 3.3: Esquema de um detetor de silício com capacitores acoplados.

3.2.1 Detetores com um lado sensível

Detetores com um lado sensível são placas de silício como as descritas anteriormente com capacitores acoplados às trilhas, cujo esquema pode ser visto na figura 3.3. Para isolar a eletrônica de leitura das correntes de fuga de cada diodo, uma camada de dióxido de silício é colocada entre o implante do tipo p e a camada de alumínio de leitura, formando assim um capacitor. A idéia de acoplar capacitores ao detetor veio da necessidade de se ocupar o mínimo espaço possível.

Cada implante é ligado a uma resistência de poli-silício que os conecta a uma linha de alimentação comum, como pode ser visto na figura 3.4. A figura é uma foto tirada com o auxílio de um microscópio de uma seção de um dos detetores do DELPHI. Pode-se ver os implantes que são alternadamente cobertos por uma camada de alumínio e conectados através de uma resistência à linha de alimentação. Apenas um implante a cada dois é lido para reduzir o número de canais na eletrônica. Essa opção não degrada a resolução , pois a carga coletada pelos implantes não conectados é quase toda repartida entre os dois implantes vizinhos. Isso ocorre porque a capacitância entre duas trilhas adjacentes (aproximadamente 10pF) é muito maior do que a capacitância entre as trilhas e o plano n^+, que é da ordem de 0,003pF.

Nesses detetores, os implantes têm $7\mu m$ de largura e estão espaçados de $25\mu m$. A leitura é feita a cada $50\mu m$. As placas de silício foram produzidas em dois tamanhos: 2,56 X 5,9 cm (512 canais de leitura) e 3,2 X 5,9 cm (640 canais de leitura). Essas placas foram usadas para montar a camada central do detetor do DELPHI.

3.2.2 Detetores com dois lados sensíveis

Ainda para satisfazer as condições de espaço exíguo e pouca quantidade de material a ser atravessado pelas partículas produzidas, optou-se por utilizar detetores com dois lados sensíveis para se medir duas coordenadas espaciais. Esses detetores têm implantes orientados ortogonalmente entre si nas duas faces da placa de silício. Assim, com placas de mesma espessura das que têm apenas um lado sensível, o objetivo foi alcançado.

Um dos lados da placa funciona exatamente como descrito na seção anterior, fazendo medidas da coordenada no plano tranversal à direção do feixe. Do outro lado, porém, é necessário segmentar o eletrodo n^+ em trilhas. O processo não é tão simples como no caso de implantes do tipo p porque uma camada de cargas positivas aparece entre o silício e o dióxido de silício, causando o surgimento de uma camada de elétrons no silício

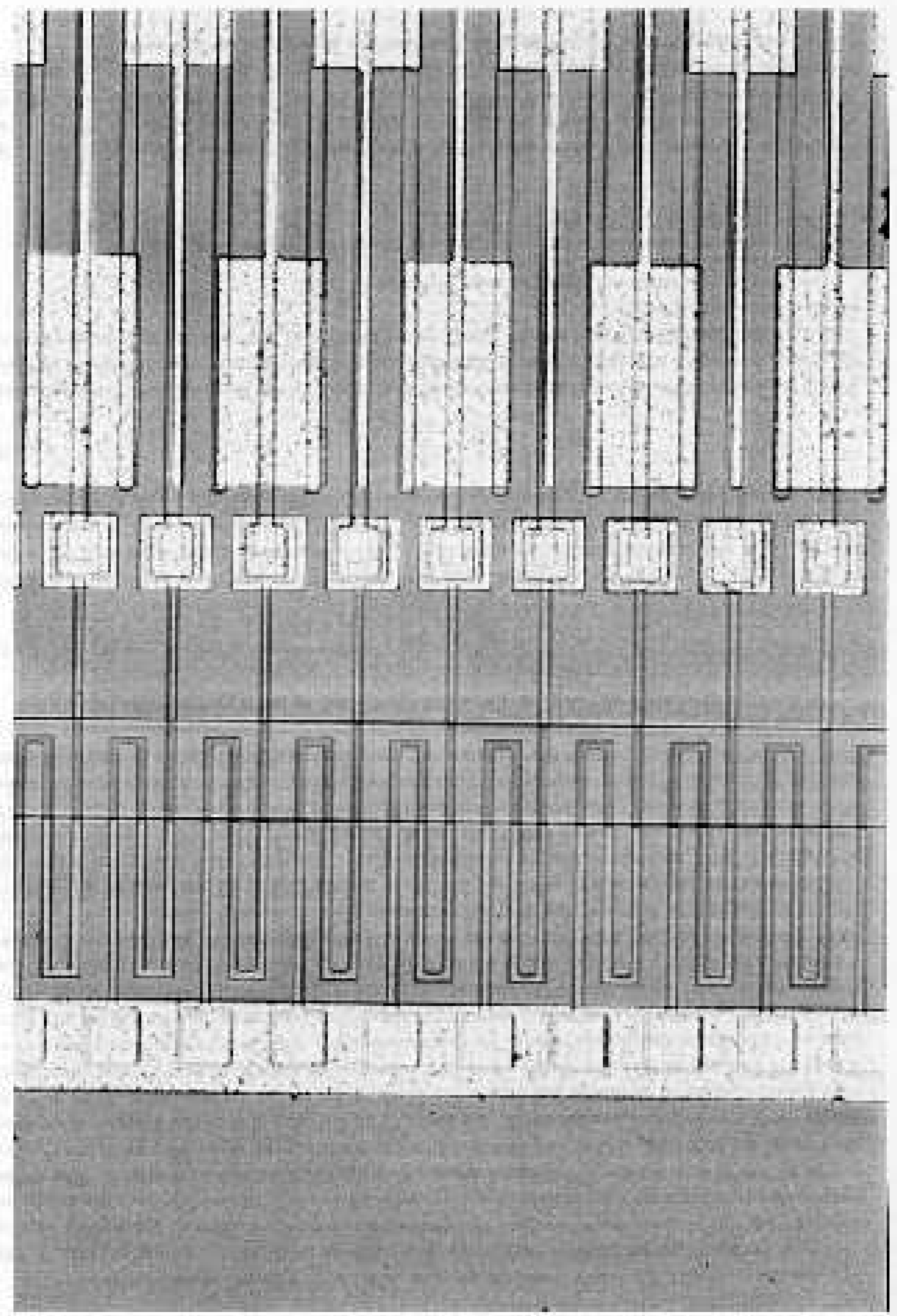

Figura 3.4: Seção de uma placa de silício do DELPHI.

suficiente para provocar um curto-circuito entre os implantes n^+, o que torna impossível sua utilização para a medida de posição .

Duas técnicas foram desenvolvidas para solucionar este problema. No DELPHI, foram utilizados detetores produzidos com ambas. A primeira consiste em implantar trilhas de silício do tipo p entre os implantes do tipo n^+ para quebrar a camada de elétrons. A segunda consiste em estender a camada de alumínio que cobre os implantes e repelir os elétrons, aplicando uma voltagem nesses contatos. A figura 3.5 ilustra a execução das duas técnicas.

Outro problema do lado n é como fazer a leitura dos sinais. Não seria possível fazer a leitura seguindo a direção das trilhas n^+ como no caso dos implantes p porque a geometria dos módulos construídos com esses detetores no DELPHI não permitiria, como será visto mais tarde. A única solução possível é fazer a leitura na mesma direção da leitura dos implantes p. Para se fazer isso foi desenvolvida uma tecnologia para superpor uma segunda camada de alumínio, ortogonal à que cobre os implantes n^+ para levar o sinal aos amplificadores. Essa segunda camada de metal foi isolada da primeira com uma fina camada de *Poliamida* ou uma deposição de óxido a baixa temperatura. O contato entre as duas camadas é feito em um ponto por implante, abrindo-se um buraco na camada isolante. A figura 3.6 esquematiza esse detetor com dois lados sensíveis, com duas camadas de alumínio para a leitura.

As placas produzidas para o DELPHI são de quatro tipos:

- 2,1 X 7,9 cm com 384 canais de leitura no lado p (com $50\mu m$ de distância entre eles) e o mesmo número de canais no lado n. A distância entre os canais para esse

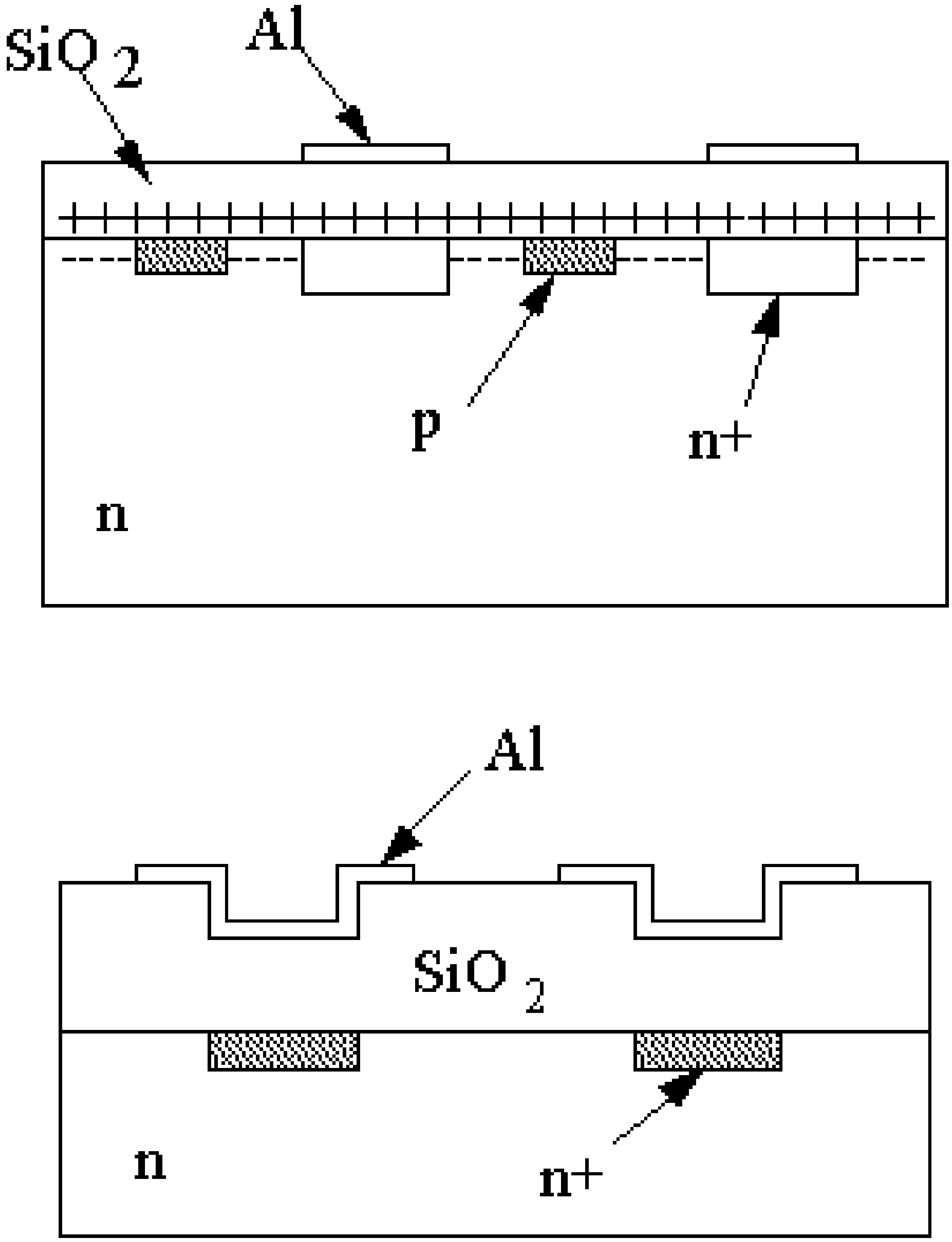

Figura 3.5: Duas formas possíveis de interromper a camada de elétrons entre as trilhas de silício n^+: a) com implantes do tipo p; b) com uma voltagem aplicada à camada de alumínio.

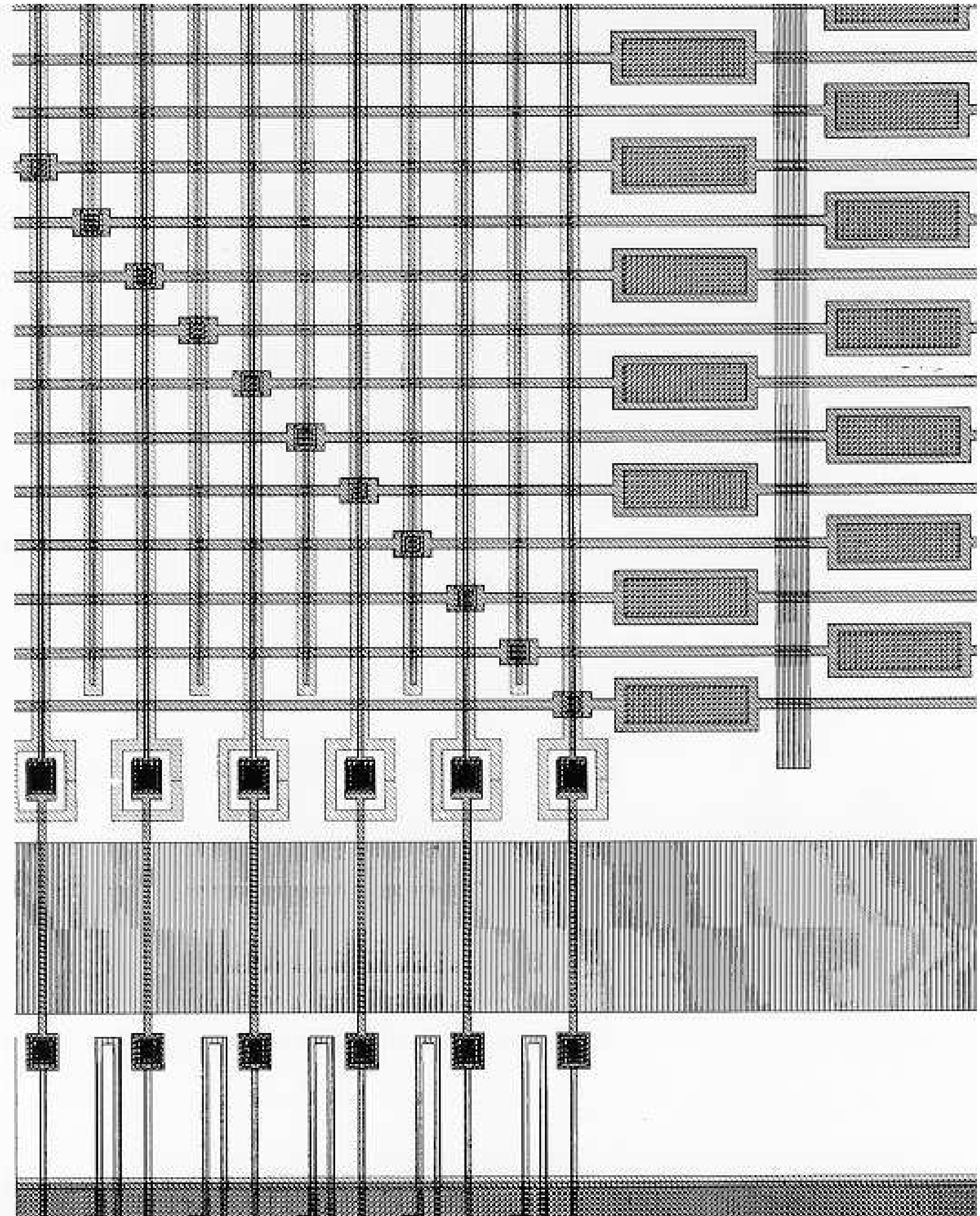

Figura 3.6: Seção do lado n de um detetor de silício com dois lados sensíveis.

lado varia, sendo $49,5\mu m$ para metade da placa e $99\mu m$ para a outra metade. Essa variação visa garantir uma boa resolução também para trajetórias inclinadas. A carga gerada por essas trajetórias se divide entre várias trilhas (figura 3.7), então um pequeno sinal (se comparado com o ruído das trilhas) é coletado, prejudicando assim a resolução. Foi feito um estudo para otimizar o espaçamento entre as trilhas, de forma que a resolução não se degradasse. Para manter o mesmo número de canais lidos, três trilhas do lado n são conectadas a uma mesma linha de leitura. A figura 3.8 esquematiza essas placas, assim como as três seguintes:

- 2,1 X 6,0 cm com 384 canais de leitura no lado p (com $50\mu m$ de distância entre eles) e o mesmo número de canais no lado n (com $150\mu m$ de distância entre eles). Nessa placa cada trilha é conectada a uma linha de leitura;

- 5,75 X 3,2 cm com 640 canais de leitura no lado p (com $50\mu m$ de distância entre eles) e também no lado n (com $42\mu m$ de distância). Nessa placa duas trilhas são conectadas a uma mesma linha de leitura;

- 5,75 X 3,2 cm com 640 canais de leitura no lado p (com $50\mu m$ de distância entre eles) e também no lado n (com $84\mu m$ de distância). Nessa placa cada trilha é conectada a uma linha de leitura.

Os dois primeiros tipos de placas formam a camada mais interna do detetor do DELPHI, enquanto que as duas últimas, a mais externa.

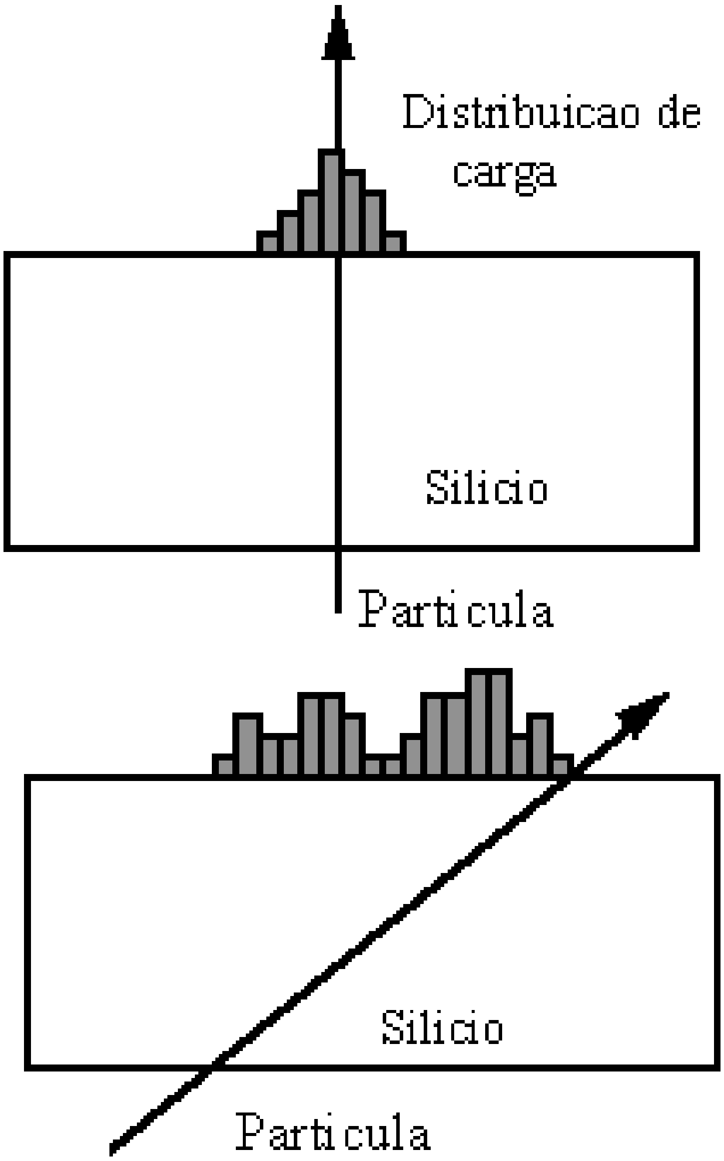

Figura 3.7: Esquema da distribuição de carga entre as trilhas para uma trajetória ortogonal ao detetor e para uma com grande inclinação

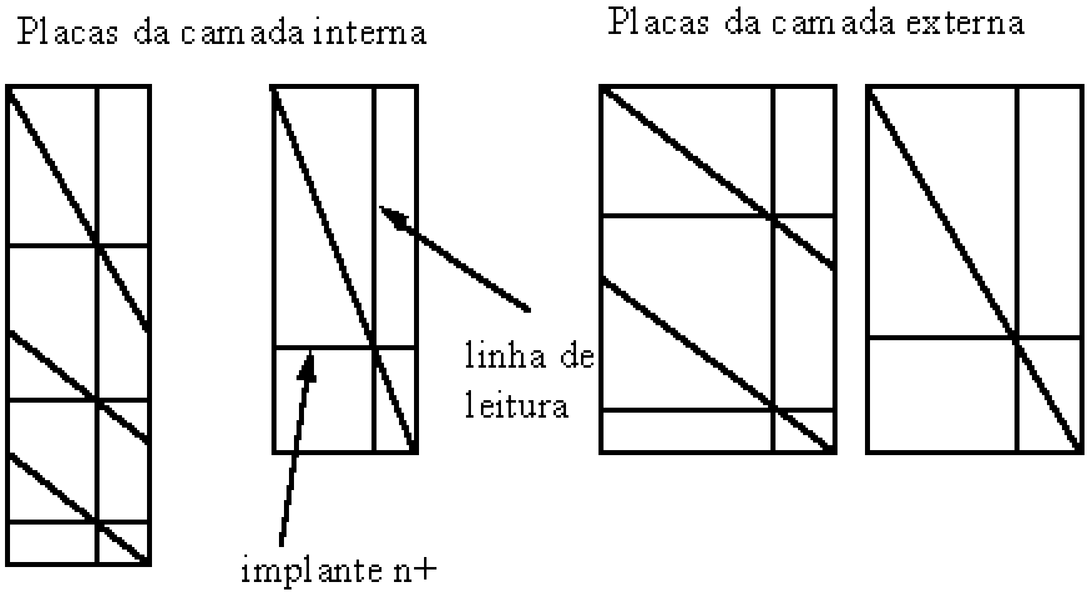

Figura 3.8: Esquema do lado n das placas de silício que compõem as camadas interna e externa do detetor do DELPHI. As linhas inclinadas representam as conexões entre os implantes e as linhas de leitura.

3.3 O detetor de vértices do DELPHI

O detetor usado no DELPHI a partir de 1994 é constituído por três camadas cilíndricas concêntricas formadas por 24 módulos de 4 placas de silício cada. Um esquema tridimensional desse detetor pode ser visto na figura 3.9. Como se vê na figura, a camada mais interna é também a mais longa. Isso porque em 1996 o detetor de vértices deverá cobrir a região $\theta < 25^o$ e essa camada já atende a essa exigência enquanto que as demais deverão ser alteradas. A construção desse detetor foi completamente feita no CERN e nos laboratórios associados ao CERN seguindo as seguintes etapas:

- **Teste das placas de silício:** As placas deveriam ter as seguintes características para serem aceitas para montagem: resistência de poli-silício de no mínimo $10M\Omega$;

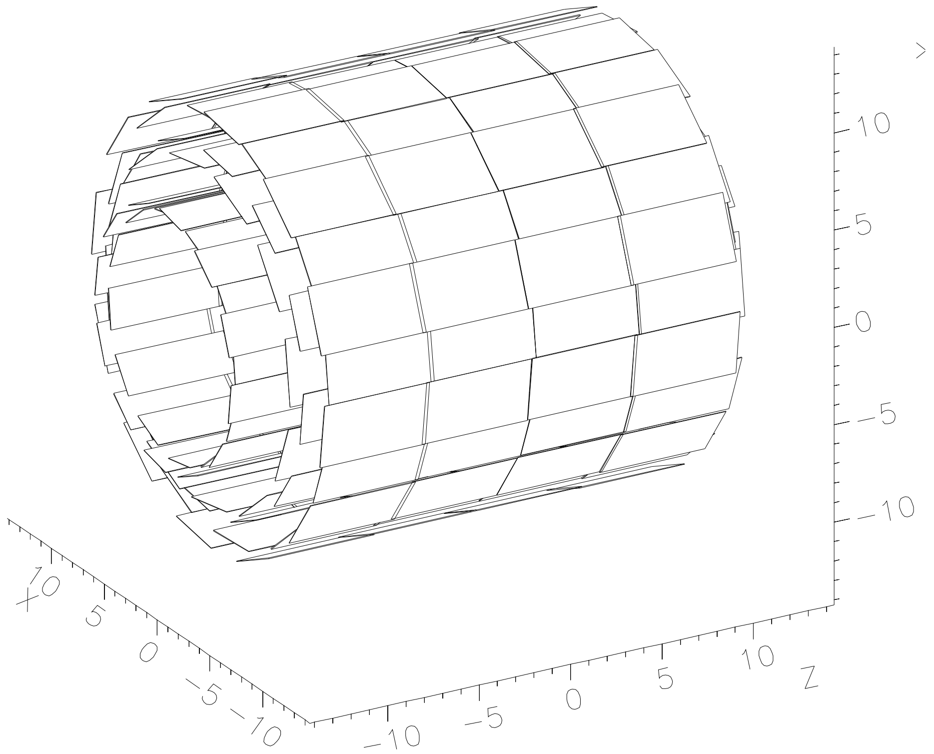

Figura 3.9: Esquema do detetor de vértices do DELPHI

corrente de fuga de no máximo $10\mu A$; capacitância de acoplamento (entre a linha de alumínio e o implante) variando entre 10-20 pF/cm e até 1% de imperfeições (como linhas de alumínio interrompidas, capacitores de acoplamento em curto, etc...). As placas que formam a camada interna (produzidas pela SINTEF, Noruega) foram todas testadas no CERN, sendo 70% das entregues, aceitas segundo esses critérios. As placas da camada mais externa foram testadas pela firma produtora (Hamamatsu Photonics, Japão) e só uma amostragem foi testada no CERN para verificar os resultados dos testes. A camada intermediária foi montada com detetores usados nos anos anteriores no DELPHI (todos com apenas um lado sensível), que não precisaram ser testados.

- **Montagem dos módulos:** Os módulos são constituidos por 4 placas coladas em série, sendo que cada par é lido em uma das extremidades do módulo. Como o lado n das placas tem em geral maior ruído, as placas foram coladas alternando-se lado n com lado p, como pode ser visto na figura 3.10. As duas placas extremas são conectadas aos chips de leitura e o módulo pode então ser testado eletricamente. Os módulos que passam nos testes são então montados numa estrutura mecânica, formando as camadas cilíndricas. Os chips de leitura MX6 [18] são do tipo VLSI (Very Large Scale Integration) e lêem cada um 128 canais. A leitura é feita em duas amostragens, uma antes do cruzamento dos feixes e outra após. O sinal final é então a diferença entre as duas medidas; a primeira servindo como medida de ruído. A razão sinal/ruído medida para a camada interna é de 13:1 para o lado p e 11:1 para o lado n. Para a camada intermediária, essa razão é em média de 12:1 e para

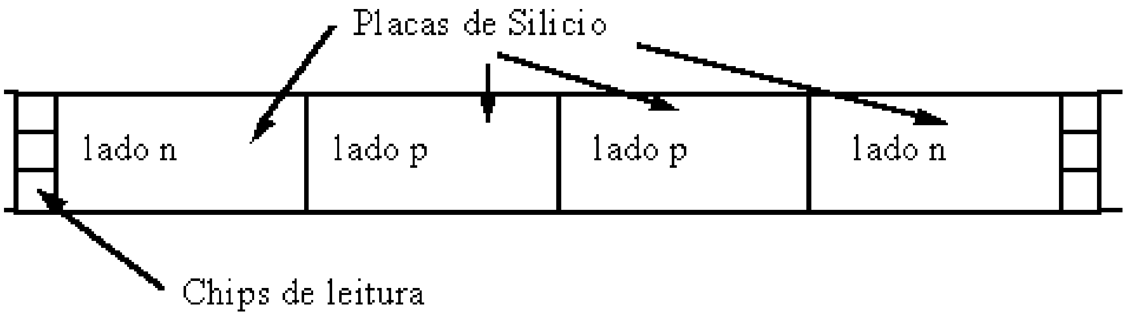

Figura 3.10: Esquema de um módulo de detetores com dois lados sensíveis

a camada externa, de 17:1 para os lados p e n.

- **As camadas cilíndricas:** O detetor do DELPHI é montado em duas metades, cada metade composta por três camadas concêntricas. Cada uma das camadas é lida e alimentada independentemente. A foto de uma das metades pode ser vista na figura 3.11. As placas de silício dos módulos são o que sustenta basicamente as camadas, apenas dois anéis de alumínio são usados para unir os módulos e as três camadas e para fixar a eletrônica. Os módulos da camada mais interna são lidos por 12 Chips, 6 em cada uma das extremidades. Os da camada central são lidos por 4 ou 5 Chips alternadamente. Finalmente, os da camada externa possuem 20 Chips, 10 em cada extremidade. O detetor como um todo tem um total de 125.952 canais de leitura.

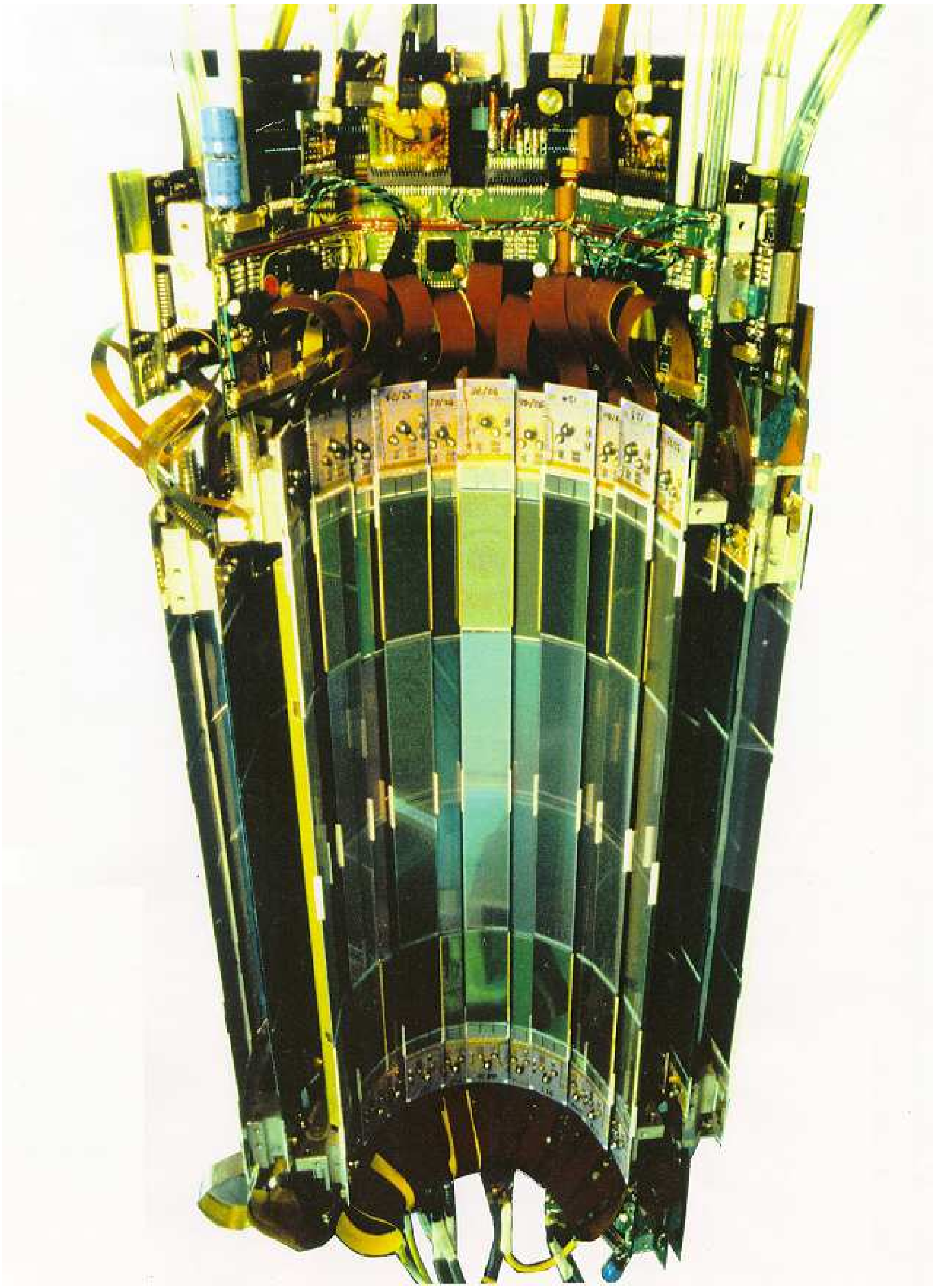

Figura 3.11: Metade do detetor do DELPHI de 1994/95

3.4 Medidas geométricas e alinhamento do detetor

O alinhamento do detetor é feito com o uso das trajetórias coletadas nas colisões e^+e^-, tendo como ponto de partida uma base de dados obtida a partir de medidas geométricas. Essas medidas se dividem em duas partes. A primeira consiste em medir a posição das trilhas de cada placa em relação a um ponto de referência no módulo. Essas medidas são feitas com uma câmera [1] com lentes de 250X de magnificação que tem precisão de 2 μm no plano focal e 15 μm na coordenada ortogonal à esse plano. Numa segunda fase, fazem-se medidas geométricas dos módulos já montados em camadas em relação aos mesmos pontos de referências das medidas ópticas das trilhas. Assim, podemos saber a posição das trilhas em relação ao detetor montado. Essas medidas geométricas tem precisão de 3 μm para a posição dos pontos de referência e 23 μm para a posição radial dos módulos. A figura 3.12 mostra o aparato [2] que faz essas medidas. Juntando as informações das duas medidas, obtém-se uma base de dados com precisão de 25 μm para a posição das trilhas.

A partir dessa base de dados, o alinhamento é feito em duas etapas. Na primeira, alinham-se as duas metades do detetor, uma em relação à outra e em relação ao resto do DELPHI. Para isso, são utilizados eventos onde são produzidos apenas pares de múons. Na segunda fase, faz-se um alinhamento interno, ou seja, de um módulo em relação ao outro. O processo é sempre interativo e minimiza-se a distância entre as trajetórias e os pontos medidos no detetor de vértices. Para checar se o alinhamento é satisfatório, são

[1] Mondo Machine Development Ltd., Leicester U.K.
[2] POLI S.p.A. Varallo Sesia, Itália.

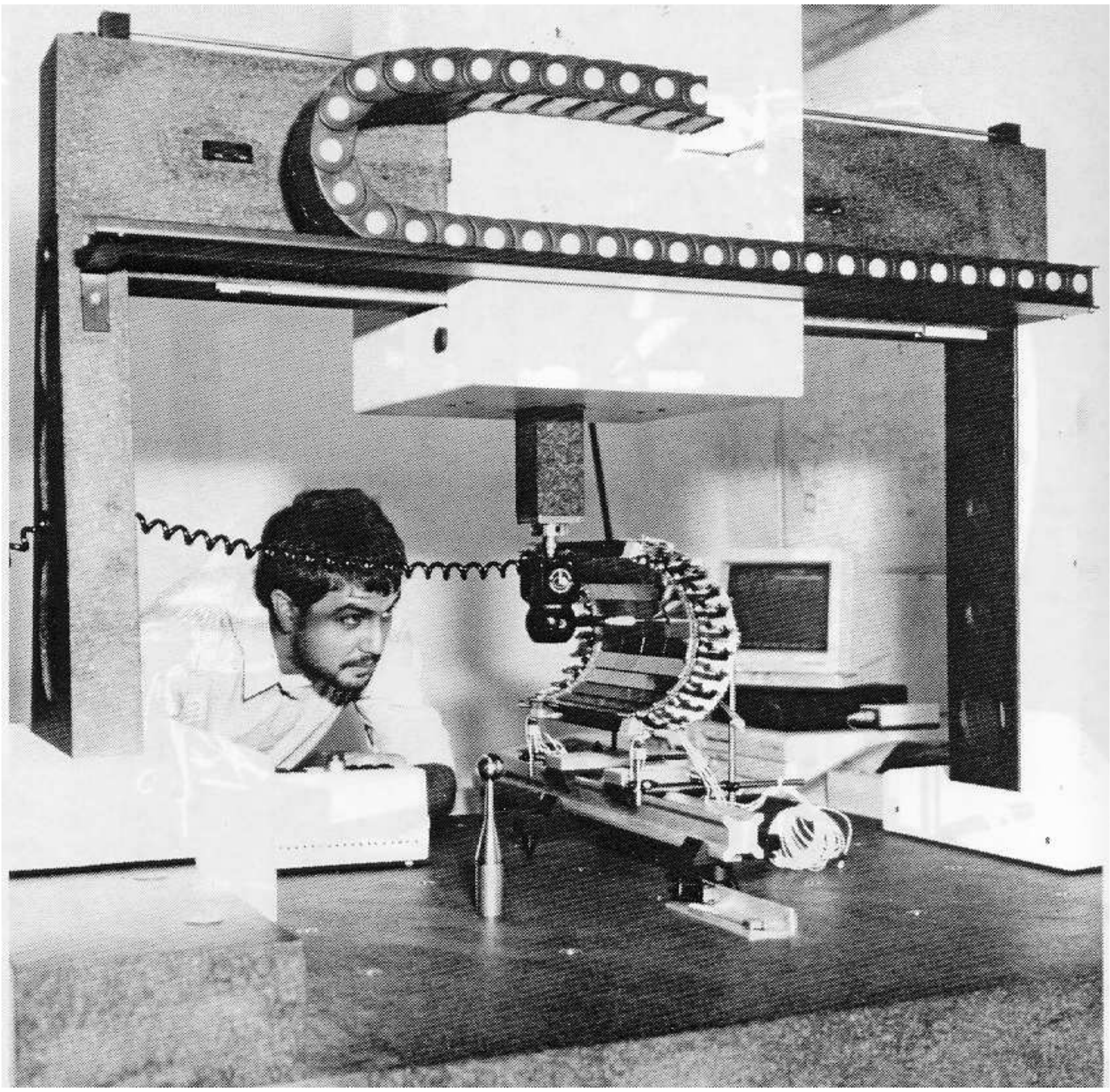

Figura 3.12: Aparato para fazer medidas de precisão tridimensionais.

usados dois tipos eventos: eventos do tipo $Z^o \rightarrow \mu^+\mu^-$ e eventos hadrônicos cujos traços atravessam regiões do detetor onde módulos vizinhos se superpõem. Os dois métodos serão descritos a seguir.

3.4.1 Eventos de Di-múons

A seleção de eventos de di-múons exige duas trajetórias de cargas opostas que sejam detectadas por pelo menos duas das camadas do detetor. Além disso o momento dos múons deve ser $45 \pm 5GeV/c$ e o ângulo entre os traços, 180 ± 10^o. Para cada um desses eventos se calcula o parâmetro de impacto de cada uma das trajetótias dos múons em relação ao ponto de interação. A partir desses parâmetros de impacto se define a chamada *Muon Miss Distance*, que traz a informação de quão bom é o alinhamento, levando em conta também a resolução intrínseca do detetor. Essa grandeza nos informa também sobre a precisão que se pode obter na medida do parâmetro de impacto para traços de alto momento. A figura 3.13 mostra o resultado dessa análise para os di-múons coletados em 1994 já com o alinhamento final para este ano. O gráfico superior mostra a resolução no plano XY, enquanto que o inferior, a resolução em Z. Nesse caso a resolução varia em função do ângulo de incidência do traço no detetor, portanto os pontos mostrados são um ajuste gaussiano da resolução para cada intervalo angular. Para traços com incidência normal, obtém-se a melhor resolução em Z de aproximadamente 50 μm.

3.4.2 Eventos em *Overlaps*

Esses são eventos hadrônicos cujos traços passam pelas regiões do detetor onde os módulos se superpõem. Com esses traços podem-se calcular os resíduos com menos erros de ex-

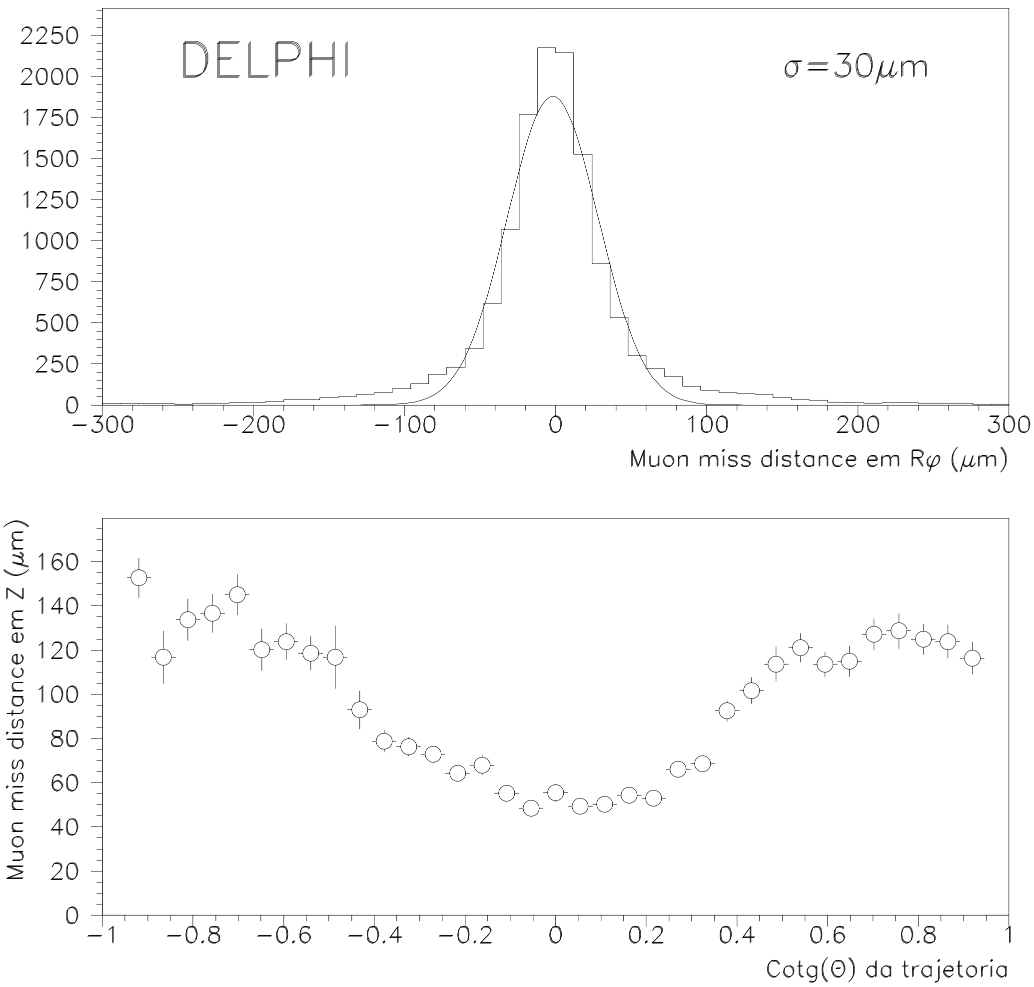

Figura 3.13: Muon Miss Distance em XY e Z para os dados de 1994.

trapolação. Para isso faz-se o ajuste de um círculo que passa por dois pontos em módulos de camadas diferentes e depois extrapola-se esse círculo para o módulo superposto a um dos dois. O resíduo é definido como a diferença entre o ponto extrapolado e a posição onde o sinal foi gerado no detetor. A figura 3.14 esquematiza a definição dos resíduos. O estudo dos resíduos fornece muitas informações sobre o alinhamento do detetor: se há torções, módulos desalinhados, etc.. A figura 3.15 mostra o exemplo de um módulo que se descobriu estar desalinhado após a análise dos resíduos. Nessa figura o resíduo é mostrado como função de Z, ou seja, faz um mapeamento do alinhamento ao longo do módulo. Idealmente, ele deveria ser uma constante em torno de zero. Desvios do zero são os desalinhamentos que devem ser corrigidos.

3.5 Resolução

A resolução do detetor é calculada a partir dos resíduos, como na seção anterior. Para se obter a resolução intrínseca, divide-se a largura da gaussiana desses resíduos por $\sqrt{2}$, para ter a contribuição de um ponto apenas. A figura 3.17 mostra a distribuição dos resíduos em XY para as 3 camadas do detetor. A resolução que se extrai desses gráficos é de $7,9\ \mu m$ para as camadas interna e média e $7,5\ \mu m$ para a externa. No caso da resolução em Z (figura 3.18), vemos a dependência em θ como no caso da *muon miss distance*. O histograma no alto, é um ajuste dos resíduos para traços com incidência normal. Neste caso já foi feita a divisão por $\sqrt{2}$ e pode-se ler a resolução diretamente. Uma outra forma de calcular a resolução do detetor, mais interessante para a física de partículas, é a de calcular o parâmetro de impacto de traços de eventos hadrônicos em relação ao ponto de

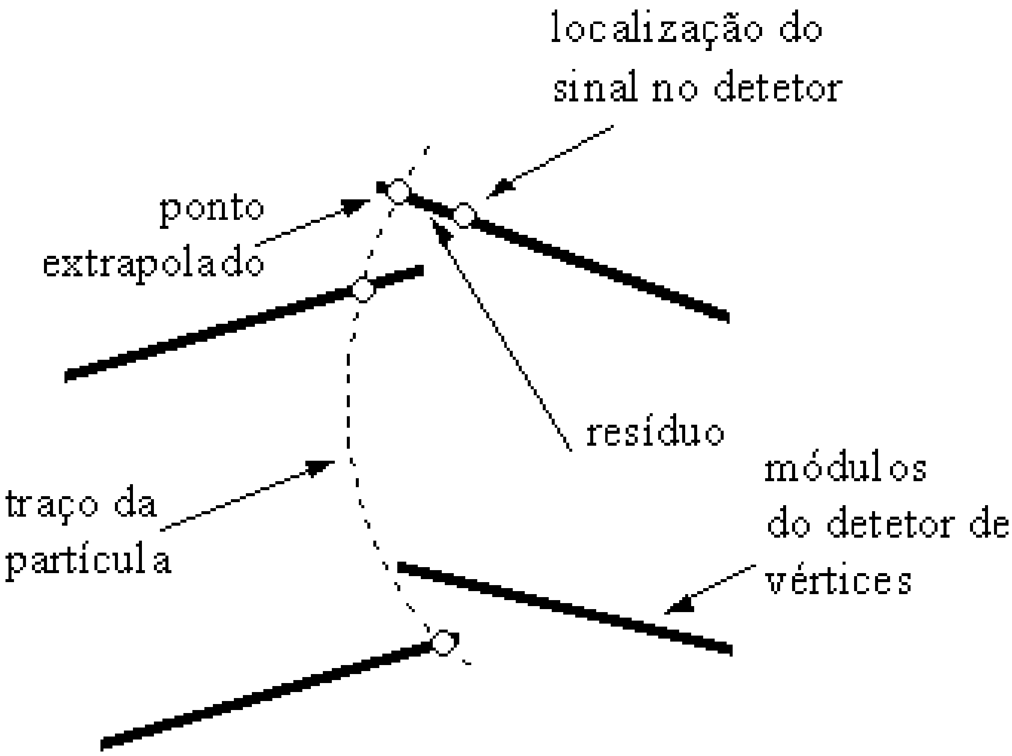

Figura 3.14: Cálculo de resíduos para traços em *overlaps*.

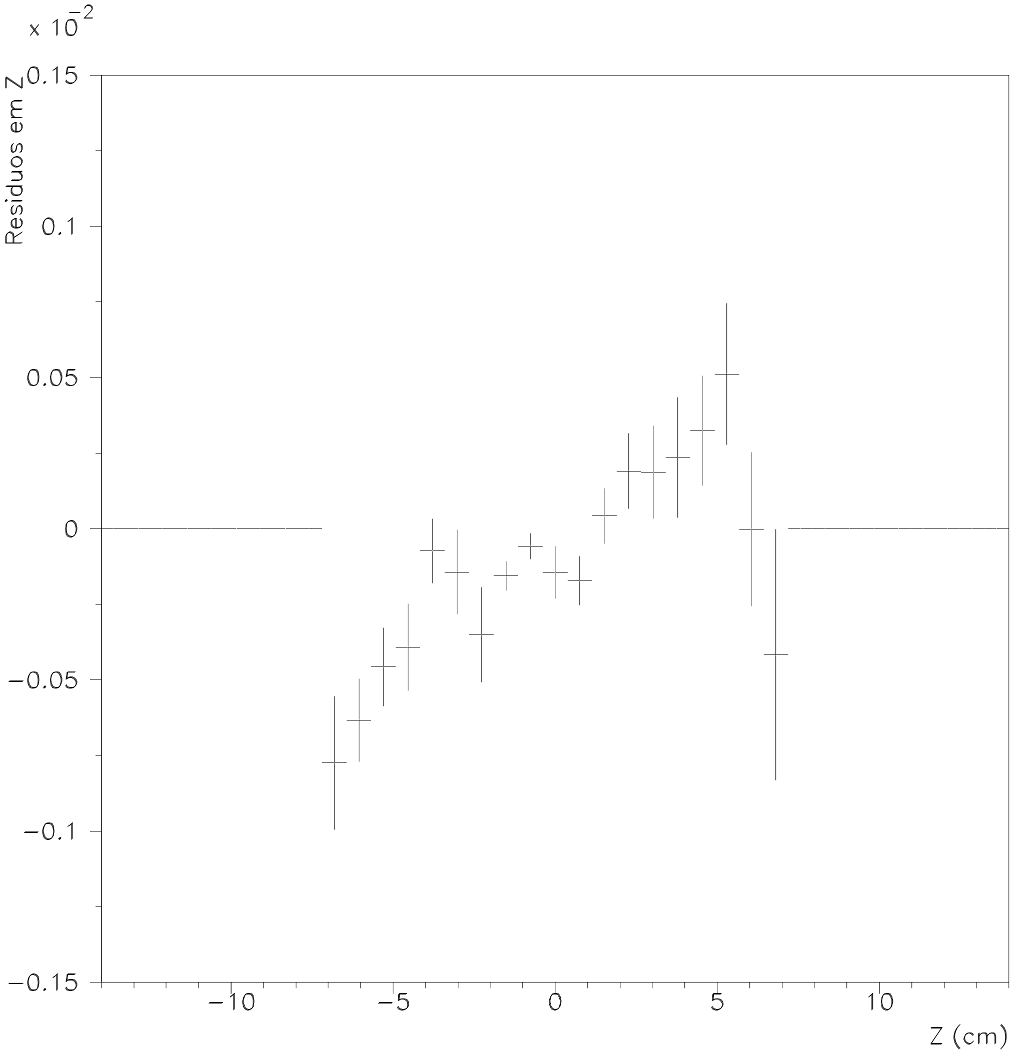

Figura 3.15: Resíduos de um módulo desalinhado.

interação. Essa grandeza nos dá a resolução para traços com diferentes momentos. O erro do parâmetro de impacto é a soma das contribuições do erro no cálculo do vértice primário, do erro intrínseco do detetor (σ_o) e do erro devido ao espalhamento múltiplo no *beam pipe* e nas camadas do detetor (σ_{MS}). Esse erro pode ser parametrizado da seguinte forma:

$$\sigma_{R\phi}^2 = (\sigma_{MSR\phi}/Psen^{3/2}\theta)^2 + (\sigma_{oR\phi})^2$$

$$\sigma_Z^2 = (\sigma_{MSZ}/Psen^{5/2}\theta)^2 + (\sigma_{oZ})^2/sen^2\theta$$

A figura 3.19 mostra o erro no parâmetro de impacto em $R\phi$ como função do momento dos traços. Como se pode ver, o valor desse erro para momentos altos se aproxima do encontrado para a *muon miss distance*. A contribuição ao erro devido ao cálculo do vértice primário, já subtraída, é mostrada como uma linha descontínua. Usando a parametrização acima, obtemos para $R\phi$:

$$\sigma_{R\phi}^2 = (65/Psen^{3/2}\theta)^2 + (20)^2$$

No caso da resolução em Z, temos sempre que levar em conta a dependência em θ, ângulo de incidência dos traços. A figura 3.20 mostra o erro no parâmetro de impacto em Z para duas regiões angulares: $45 < \theta < 55$ e $80 < \theta < 90$. Como no caso anterior, a contribuição do erro no vértice primário já foi subtraída. O valor obtido para σ_{MSZ} foi 71 $GeV/c\mu m$ e os valores assintóticos obtidos para σ_o foram 98 μm e 39 μm para as duas regiões respectivamente.

O efeito da inclusão da coordenada Z no detetor de vértices pode ser visto na figura 3.16, onde se compara o parâmetro de impacto em Z com e sem as medidas em Z do detetor (as medidas em $R\phi$ são sempre consideradas) para traços aproximadamente perpendiculares e com momento acima de 6 GeV/c. Pode-se ver uma melhora de aproximadamente 20 vezes.

O parâmetro de impacto é uma das variáveis mais importantes para o estudo da física do quark b porque ele é usado para a identificação de eventos onde foram gerados tais quarks. Por isso é importante ter um bom alinhamento para que se possa obter a melhor precisão possível do detetor. O método para fazer essa identificação será visto nos próximos capítulos.

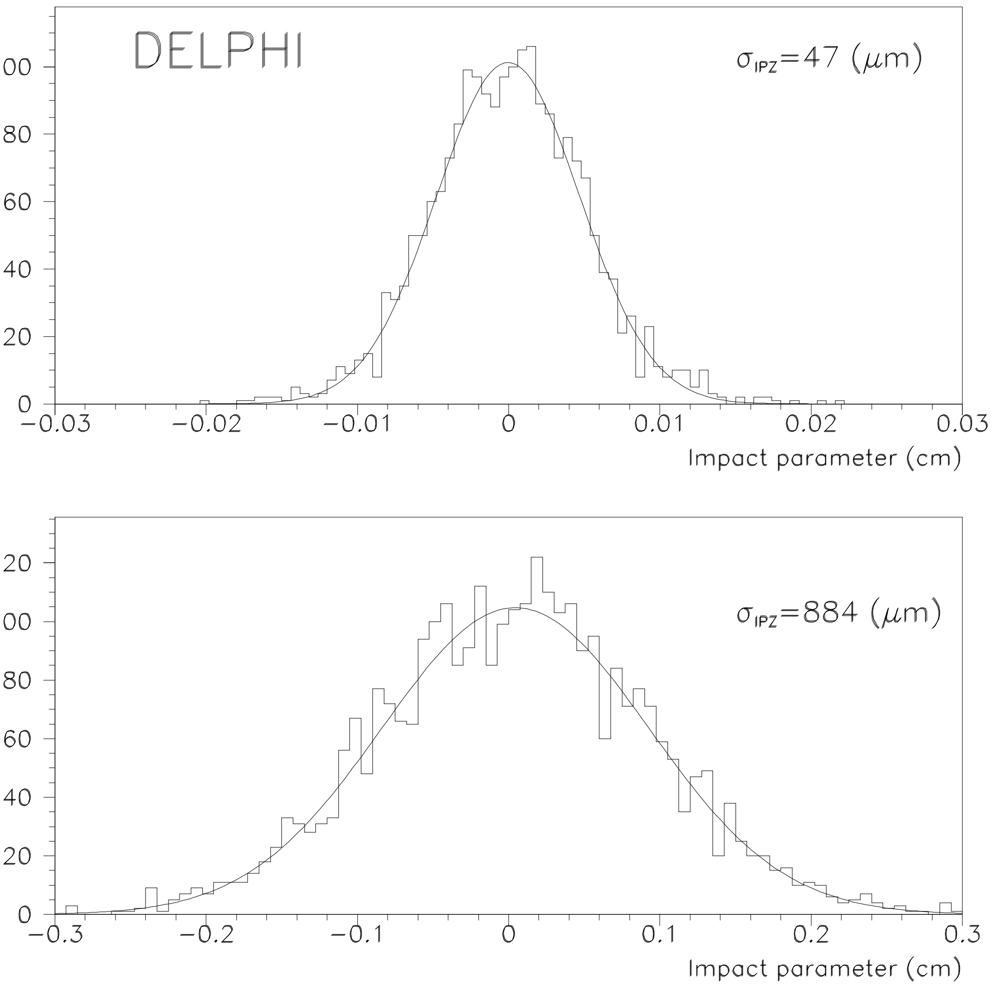

Figura 3.16: Parâmetro de impacto em Z com (acima) e sem as medidas em Z do detetor de vértices.

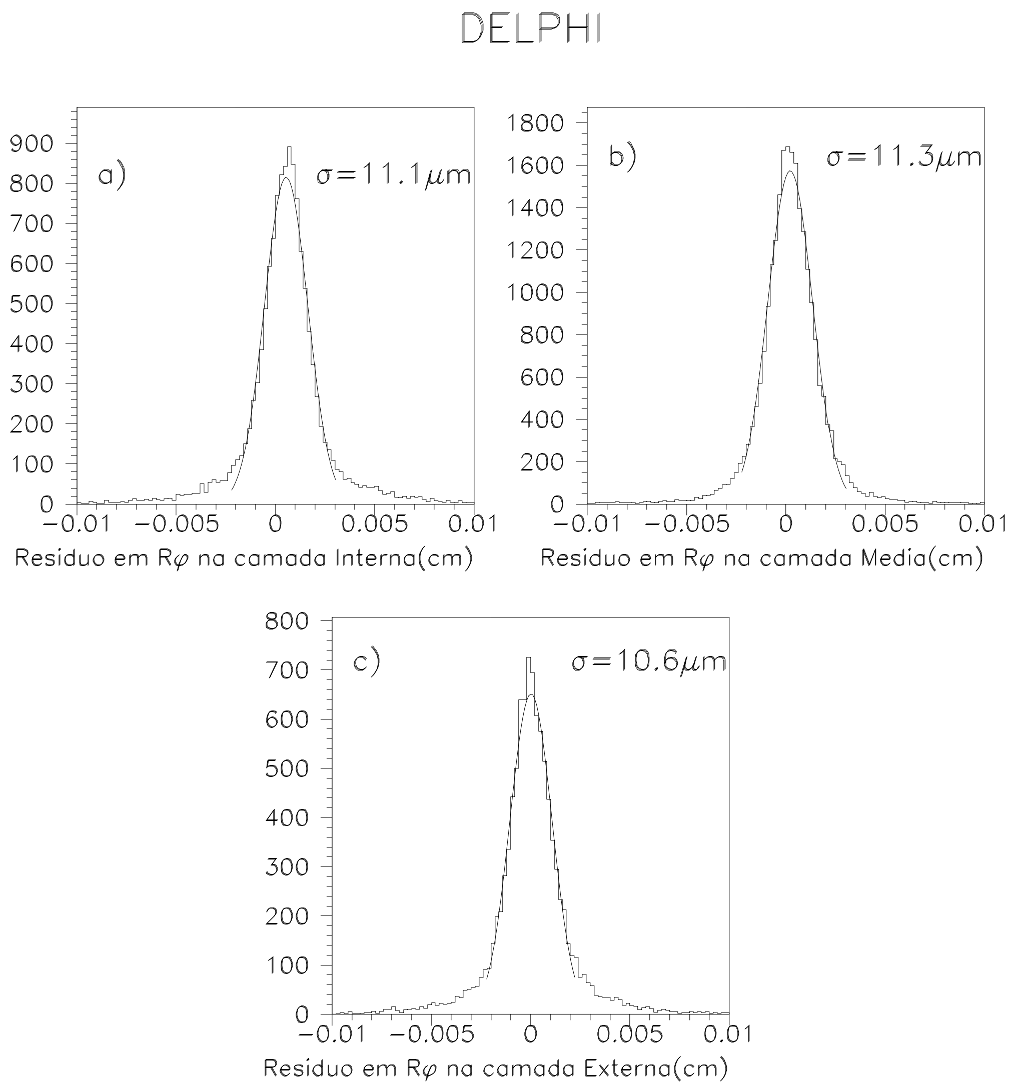

Figura 3.17: Resíduos em $R\phi$ para as 3 camadas do detetor.

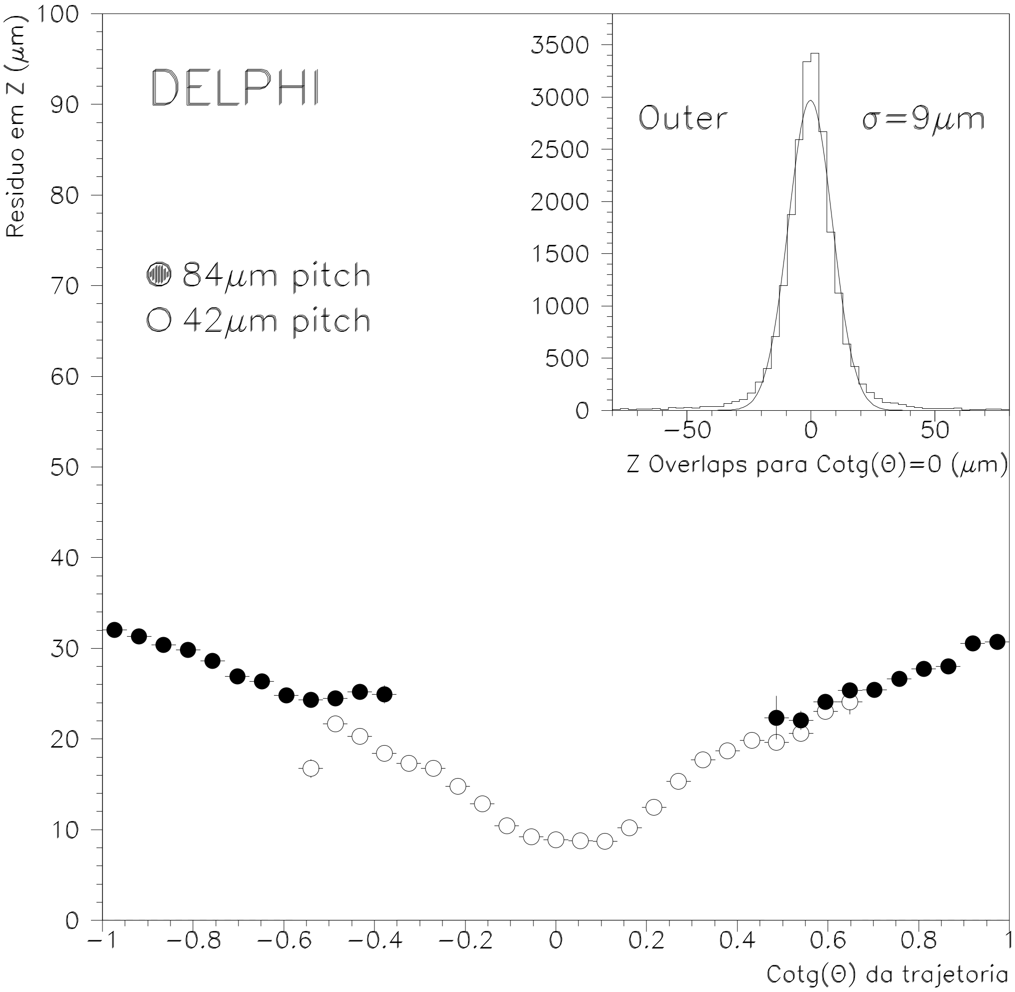

Figura 3.18: Dependência em θ dos resíduos em Z da camada mais externa.

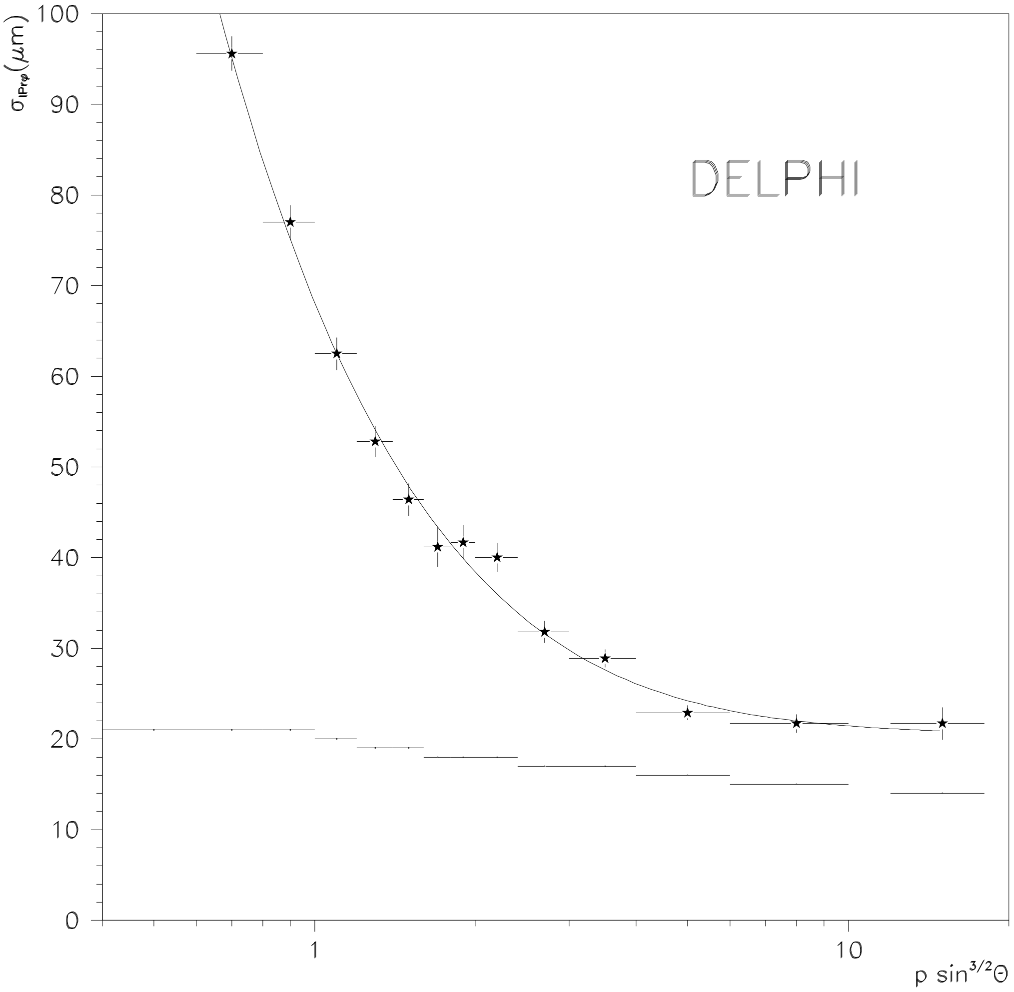

Figura 3.19: Erro no parâmetro de impacto em $R\phi$.

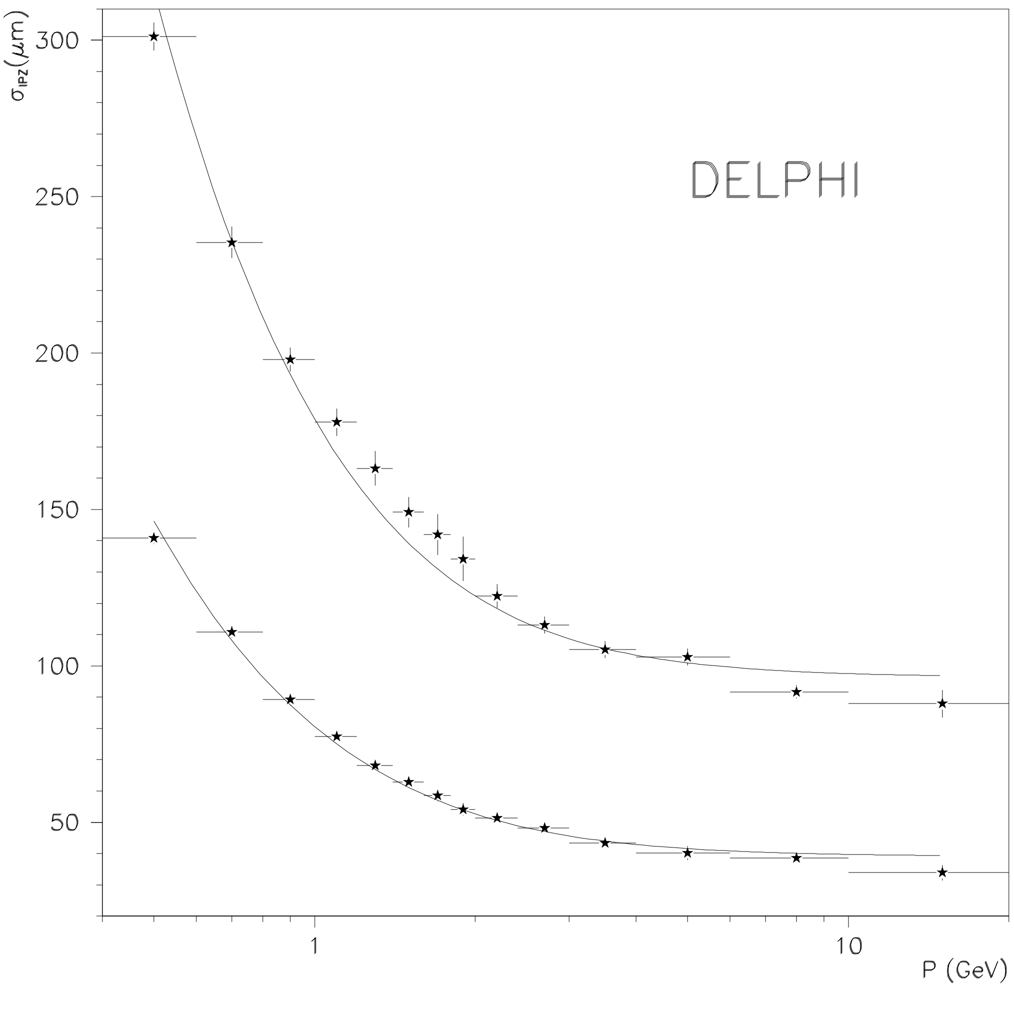

Figura 3.20: Erro no parâmetro de impacto em Z. A curva superior é para $\theta \approx 45^o$ e a outra para $\theta \approx 90^o$.

Capítulo 4

$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$: Teoria e Medidas Recentes

4.1 O Modelo Padrão das Interações Eletrofracas

O Modelo Padrão unifica a descrição das interações fracas e do eletromagnetismo em uma teoria invariante de gauge onde ocorre a quebra espontânea de simetria. Essa teoria é invariante sob transformações do grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, onde o índice Y refere-se à hipercarga e o L indica que as transformações atuam sobre a componente de mão esquerda dos campos fermiônicos, já que experimentalmente se observa que apenas essa componente dos campos está presente nos processos das correntes fracas. Os bósons e férmions adquirem massa quando se introduz um novo campo escalar, o campo de Higgs.

Os férmions são representados por espinores de Dirac de quatro componentes e aparecem em três famílias:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \tag{4.1}$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \tag{4.2}$$

Com base na observação de transições entre quarks de diferentes famílias, infere-se que os autoestados das interações fracas não são os autoestados de massa. Pode-se então escrever as componentes inferiores dos dubletos de quarks como uma combinação dos dubletos que são autoestados de massa:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{4.3}$$

Onde V é a matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), que tem a forma:

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{4.4}$$

Numa teoria onde há invariância sob transformações de gauge, os campos que representam os bósons massivos $W^{\pm}$ e Z^0 e o fóton são introduzidos como um tripleto de isospin sem massa, W_μ^a, que se acopla à corrente fraca J_μ^a com constante de acoplamento g e o singleto B_μ que se acopla à corrente j_μ^Y com constante de acoplamento g'. As correntes e o termo de interação da lagrangiana são dados por:

$$J_\mu^a = \frac{1}{2}\bar{\Psi}_L \gamma_\mu \tau^a \Psi_L, \quad a = 1, 2, 3, \tag{4.5}$$

$$j_\mu^Y = Y\bar{\psi}\gamma_\mu\psi, \tag{4.6}$$

$$\mathcal{L}_I = -\imath g J_\mu^a W^{a\mu} - \imath g' j_\mu^Y B^\mu, \tag{4.7}$$

onde Y é a hipercarga que se relaciona com a carga eletromagnética, Q, e a terceira componente do isospin, T_3, por $Q = T_3 + Y$.

Para gerar as massas dos férmions e dos bósons de gauge, um campo de Higgs escalar é introduzido como um dubleto de isospin com hipercarga $Y = \frac{1}{2}$, no chamado Modelo Padrão Mínimo:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \tag{4.8}$$

A simetria da lagrangiana é espontaneamente quebrada quando se atribui ao valor esperado para o estado de vácuo, v, um valor diferente de zero:

$$\phi_0 \equiv \langle 0 \mid \phi \mid 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{4.9}$$

Com a introdução desse campo na lagrangiana, as componentes carregadas do tripleto W_μ^a adquirem massa, dada por:

$$M_W = \frac{1}{2} g v \tag{4.10}$$

Diagonalizando a matriz de massa da componente neutra desse tripleto e de B_μ, que não são mais autoestados de massa, com a transformação:

$$Z_\mu = \cos\theta_W W_\mu^3 - sen\,\theta_W B_\mu, \tag{4.11}$$

$$A_\mu = sen\,\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu, \tag{4.12}$$

aparecem os campos físicos Z_μ e A_μ. Nessas expressões, θ_W é o ângulo de mistura eletrofraco que é dado em função das constantes de acoplamento:

$$\tan\theta_W = g'/g. \tag{4.13}$$

Nesse processo, a simetria eletromagnética sob U(1) não é quebrada e o campo do fóton, descrito por A_μ, não adquire massa. A massa do bóson Z^0, representado por Z_μ, é dada por:

$$M_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} \tag{4.14}$$

e se relaciona com a massa dos bósons $W^\pm$ através da relação:

$$\cos\theta_W = M_W/M_Z. \tag{4.15}$$

Com essa escolha do dubleto de Higgs, no Modelo Padrão Mínimo, o parâmetro ρ que especifica a força relativa das interações fracas por correntes neutras e carregadas é igual à unidade:

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2\cos^2\theta_W} = 1. \tag{4.16}$$

A massa dos férmions é gerada introduzindo-se na lagrangiana a interação de Yukawa entre o campo dos férmions e o dubleto de Higgs que se escreve:

$$\mathcal{L} = -G_f\left[\bar{\Psi}_L\phi\psi_R + \bar{\psi}_R\phi^\dagger\Psi_L\right]. \tag{4.17}$$

Após a quebra de simetria a massa é dada por:

$$m_f = \frac{G_f v}{\sqrt{2}}, \tag{4.18}$$

onde a constante de acoplamento G_f deve ser determinada por medidas experimentais das massas dos férmions.

Nesse ponto, após a quebra de simetria, se exigirmos que o termo de interação eletromagnética da lagrangiana tenha sua forma usual, $-ej_\mu^{em}A^\mu$, onde e é a carga do elétron, as constantes de acoplamento têm que satisfazer:

$$g sen\,\theta_W = g' \cos\theta_W = e. \tag{4.19}$$

A lagrangiana de interação fraca por corrente carregada se escreve como:

$$\mathcal{L}^{\mathcal{CC}} = -\frac{g}{2\sqrt{2}}\bar{\Psi}_L\gamma^\mu(T^+W_\mu^+ + T^-W_\mu^-)\Psi_L, \tag{4.20}$$

onde $T^\pm = \frac{1}{2}\tau^\pm$.

Para as correntes neutras, a lagrangiana é escrita como:

$$\mathcal{L}^{\mathcal{CN}} = -\frac{g}{2\cos\theta_W}\bar{\psi}\gamma^\mu(g_V - g_A\gamma^5)\psi Z_\mu, \tag{4.21}$$

onde, para cada férmion, os acoplamentos vetorial e vetor-axial são definidos por:

$$\begin{array}{l} g_V \equiv T_3 - 2Q sen^2\theta_W, \\ g_A \equiv T_3 \end{array} . \tag{4.22}$$

O Modelo Padrão Mínimo tem apenas três parâmetros que não são fixados pela teoria: g, g', e v. Em muitos casos, porém, é mais conveniente reescrevê-los em função de grandezas que do ponto de vista experimental são mais acessíveis. Um novo conjunto de variáveis a ser considerado é por exemplo $\alpha = e^2/4\pi$, G_F e $sen^2\,\theta_W$, já que α e G_F são medidos com grande precisão [19]:

$$\begin{array}{l} \alpha = 1/137,0359895(61) \\ G_F = 1,16639(2) \times 10^{-5}\ GeV^{-2}. \end{array} \tag{4.23}$$

Assim, v é dado por:

$$v = (\sqrt{2}G_F)^{-\frac{1}{2}} \approx 246\ GeV \tag{4.24}$$

e as massas dos bósons são dadas por:

$$\begin{array}{l} M_W = A/sen\,\theta_W, \\ M_Z = A/sen\,\theta_W \cos\theta_W, \end{array} \tag{4.25}$$

onde $A = (\pi\alpha/\sqrt{2}G_F)^{\frac{1}{2}} = 37,2802 \pm 0,0003\ GeV$ [19].

Para a física estudada no LEP, no pico de ressonância do Z^0, é mais conveniente trabalhar com as variáveis: α, G_F e M_Z, já que esta última é medida com grande precisão, variando-se a energia de colisão em torno do valor de ressonância. O valor mais atualizado para M_Z é [19]:

$$M_Z = 91,187 \pm 0,007\ GeV \tag{4.26}$$

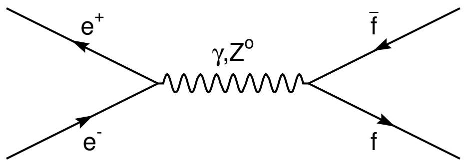

Figura 4.1: Aproximação de Born para o processo $e^+e^- \to f\bar{f}$.

4.2 O Processo $e^+e^- \to Z^0 \to f\bar{f}$

A seção de choque para o processo $e^+e^- \to f\bar{f}$ para energias em torno da massa do Z^o tem a forma de uma Breit-Wigner que em primeira aproximação, como se vê no gráfico da figura 4.1, pode ser escrita como:

$$\sigma(s) = \sigma^o_{f\bar{f}} \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2} + \sigma^{\gamma Z} + \sigma^{\gamma}, \tag{4.27}$$

onde Γ_Z é a largura total de decaimento do Z^o e $\sigma^{\gamma Z}$ e σ^{γ} são pequenas contribuições devido à interferência γZ e à troca de fótons. A seção de choque $\sigma^o_{f\bar{f}}$ pode ser escrita, para $\sqrt{s} = M_Z$, em termos das larguras de decaimento do Z^o em e^+e^- e $f\bar{f}$ (Γ_{ee} e $\Gamma_{f\bar{f}}$):

$$\sigma^o_{f\bar{f}} = \frac{12\pi}{M_Z^2}\frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{f\bar{f}}}{\Gamma_Z^2}. \tag{4.28}$$

As larguras Γ_{ee} e $\Gamma_{f\bar{f}}$ são dadas pelos acoplamentos vetorial e axial-vetorial do Z^o com o férmion f:

$$\Gamma_{f\bar{f}} = N_c^f \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}}[g_A^{f2} + g_V^{f2}], \tag{4.29}$$

onde N_c^f é o fator de cor que vale 1 para os léptons e 3 para os quarks.

As relações acima devem ser corrigidas por cálculos de ordem mais alta para que se tenha precisão comparável à obtida com a atual estatística do LEP. As correções radiativas introduzidas são basicamente de dois tipos: correções fotônicas, que levam em conta todos os diagramas de Feynman com um fóton a mais em relação à aproximação de Born; e correções eletrofracas, que compreendem correções aos propagadores, correções de vértice e diagramas de caixa com a troca de bósons massivos. As figuras 4.2 e 4.3 ilustram os dois tipos de correções que serão descritas a seguir.

4.3 Correções Radiativas

Uma forma conveniente de expressar os resultados das várias correções radiativas é usar a chamada aproximação de Born aprimorada. Esta aproximação consiste basicamente em expressar as quantidades físicas que aparecem na aproximação de Born mas em termos de quantidades efetivas. Assim, o ângulo θ_W, as constantes de acoplamento e a relação entre as massas dos bósons, são escritas como:

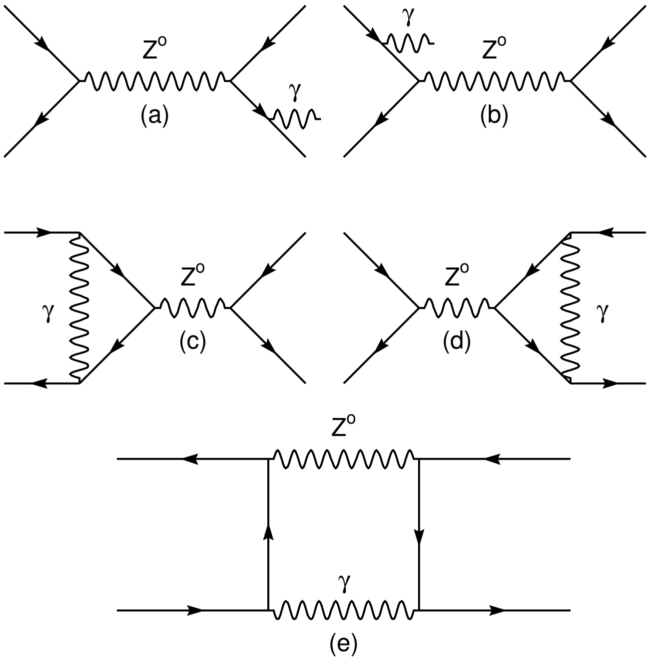

Figura 4.2: Correções fotônicas para o processo $e^+e^- \to f\bar{f}$. (a) radiação de estado final; (b) radiação de estado inicial; (c) e (d) correções de vértice; (e) diagrama de caixa.

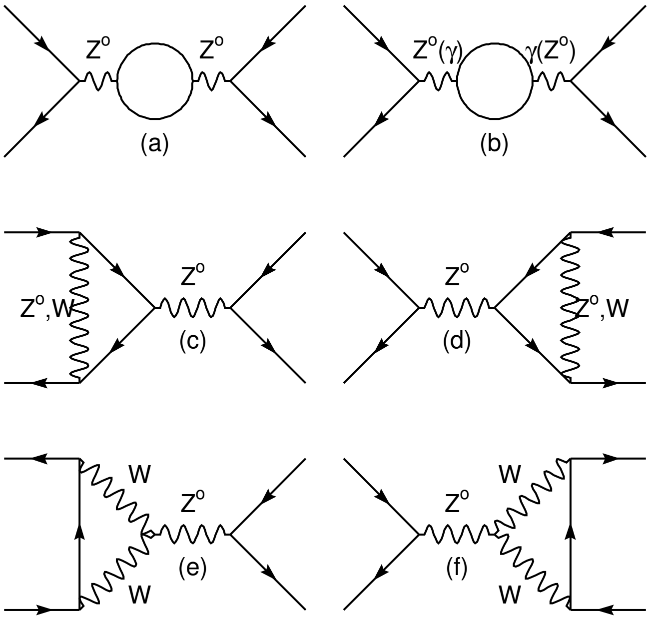

Figura 4.3: Correções fracas que contribuem para o processo $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$. (a) auto-energia do Z^o; (b) mistura γZ^o; (c) até (f) correções de vértice.

$$sen^2\theta_{Weff} = k_f sen^2\theta_W, \tag{4.30}$$

onde $k_f = 1 + \Delta k_f$;

$$\bar{g}_V^f = \sqrt{\rho_f}(T_3^f - 2Q_f sen^2\theta_{Weff}), \tag{4.31}$$

$$\bar{g}_A^f = \sqrt{\rho_f}(T_3^f), \tag{4.32}$$

onde $\rho_f = 1 + \Delta\rho_f$;

$$M_W^2 sen^2\theta_W = M_Z^2 sen^2\theta_W \cos^2\theta_W = \frac{A}{1-\Delta r}. \tag{4.33}$$

O fator Δr contém a maior parte das correções calculadas explicitamente em [20], as correções restantes estão incorporadas em Δk_f e $\Delta\rho_f$. Para cálculos até a ordem dominante Δr se escreve:

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{\cos^2\theta_W}{sen^2\theta_W}\Delta\rho_f + ... \tag{4.34}$$

A maior contribuição para Δr vem da variação da constante de acoplamento eletromagnética α com a escala de energia:

$$\alpha(M_Z^2) = \frac{\alpha}{1-\Delta\alpha} = 128,87 \pm 0,12 \tag{4.35}$$

onde $\Delta\alpha = 0,0596 \pm 0,0009$ [21].

A segunda maior contribuição para Δr, expressa em termos de $\Delta\rho_f$, vem da grande diferença de massa entre os quarks da terceira família se comparada com a escala das interações fracas, ou seja, $m_b \ll M_W$ e $m_t \gg M_W$. A contribuição devido ao quark top se escreve [21]:

$$\Delta\rho_t = 3\frac{G_F m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}} \approx 0,0031\left(\frac{m_t^2}{100GeV}\right)^2 \tag{4.36}$$

A contribuição devido ao bóson de Higgs é logarítmica e não quadrática como no caso do Top:

$$\Delta\rho_{Higgs} \approx \frac{11G_F M_Z^2 sen^2\theta_W}{24\pi^2\sqrt{2}}\left[ln\frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6}\right] \tag{4.37}$$

Para o processo $e^+e^- \to Z^0 \to f\bar{f}$ a contribuição dominante das correções radiativas vem de correções ao propagador. Diagramas como o da figura 4.3 (a) geram uma dependência na energia dos acoplamentos de correntes neutras que são englobados pela correção $\Delta\alpha$. A forma da correção ao propagador tem uma forma semelhante á correção de Δr:

$$\Pi_Z = -\Delta\alpha + \frac{\cos^2\theta_W - sen^2\theta_W}{sen^2\theta_W}\Delta\alpha + ... \tag{4.38}$$

Todas as correções citadas até agora, são correções universais, independentes do férmion que se acopla ao Z^o. As correções de vértice $Z^o f\bar{f}$, ao contrário, são não-universais (figura 4.3 (c)-(f)) e em geral muito pequenas exceto para o quark b, para o qual diagramas envolvendo um top virtual contribuem com correções quadráticas na massa do top. As contribuições devido ao Higgs são ainda muito pequenas nesse caso e, assim, as correções devido ao vértice $Z^o b\bar{b}$ dependem essencialmente da massa do top e portanto uma medida precisa da razão de decaimento do Z^o em $b\bar{b}$ permite separar os efeitos relativos ao quark top de outros efeitos físicos.

Com essas correções podemos escrever a largura parcial de decaimento do Z^o em $f\bar{f}$ para $m_f \ll M_Z$ como:

$$\Gamma_{f\bar{f}} = N_c^f \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}}[\bar{g}_A^{f2} + \bar{g}_V^{f2}](1+\delta_{QED})(1+\delta_{QCD}), \tag{4.39}$$

onde δ_{QED} e δ_{QCD} são correções que levam em conta a radiação de glúons e fótons como na figura 4.2.

Para o caso do quark b, esta relação deve conter também termos para a massa do b e correções de vértice $Z^o b\bar{b}$ como citado acima [22]:

$$\Gamma_{b\bar{b}} = 3\frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}}[\bar{g}_A^{f2} + \bar{g}_V^{f2}](1+\delta_{QED})(1+\delta_{QCD})(1+\delta_\mu^b)(1+\delta_b), \tag{4.40}$$

onde δ_μ^b leva em conta efeitos da massa do b ($\mu^2 = 4m_b^2/M_Z^2$) e δ_b, as correções de vértice que podem ser escritas como:

$$\delta_b \approx 10^{-2}\left(-\frac{1}{2}\frac{m_t^2}{M_Z^2} + \frac{1}{5}\right). \tag{4.41}$$

Com todas as correções, o Modelo Padrão prevê o valor de $\Gamma_{b\bar{b}}$ como função das massas do quark top e do bóson de Higgs. Essa previsão pode ser vista na figura 4.4.

4.4 Medidas recentes de $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$

As medidas de $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$, onde $\Gamma_{had} = \Gamma_{u\bar{u}} + \Gamma_{d\bar{d}} + \Gamma_{s\bar{s}} + \Gamma_{c\bar{c}} + \Gamma_{b\bar{b}}$, são feitas nos quatro experimentos do LEP a partir da identificação de eventos onde foram produzidos pares de $b\bar{b}$. Essa identificação pode ser feita por exemplo através da procura de um lépton de alto momento transverso vindo do decaimento do b [23]. A desvantagem desse método é que apenas uma pequena fração de eventos de b decaem semileptonicamente, o que gera uma eficiência de aproximadamente 10% para 90% de pureza. Um novo método, mais eficiente, que tem sido usado é o chamado *lifetime tag* que se baseia no fato de que o méson B viaja alguns milímetros antes de decair, distância que pode ser medida com os atuais detetores de vértice. Esse método aplicado ao detetor do DELPHI será descrito com mais detalhes no próximo capítulo.

O resultado obtido no DELPHI até o ano de 1993 combinando-se todos os métodos de medida foi [24]:

$$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} = 0,2210 \pm 0,0016(estat) \pm 0,0020(sist) \pm 0,0012(\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had}) \qquad (4.42)$$

Esse resultado pode ser comparado com a curva prevista pelo Modelo Padrão [22] como função da massa do quark top que pode ser vista na figura 4.4.

Nessa figura está também representada a média dos valores de $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ obtidos nos quatro experimentos do LEP que vale:

$$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} = 0,2193 \pm 0,0018 \qquad (4.43)$$

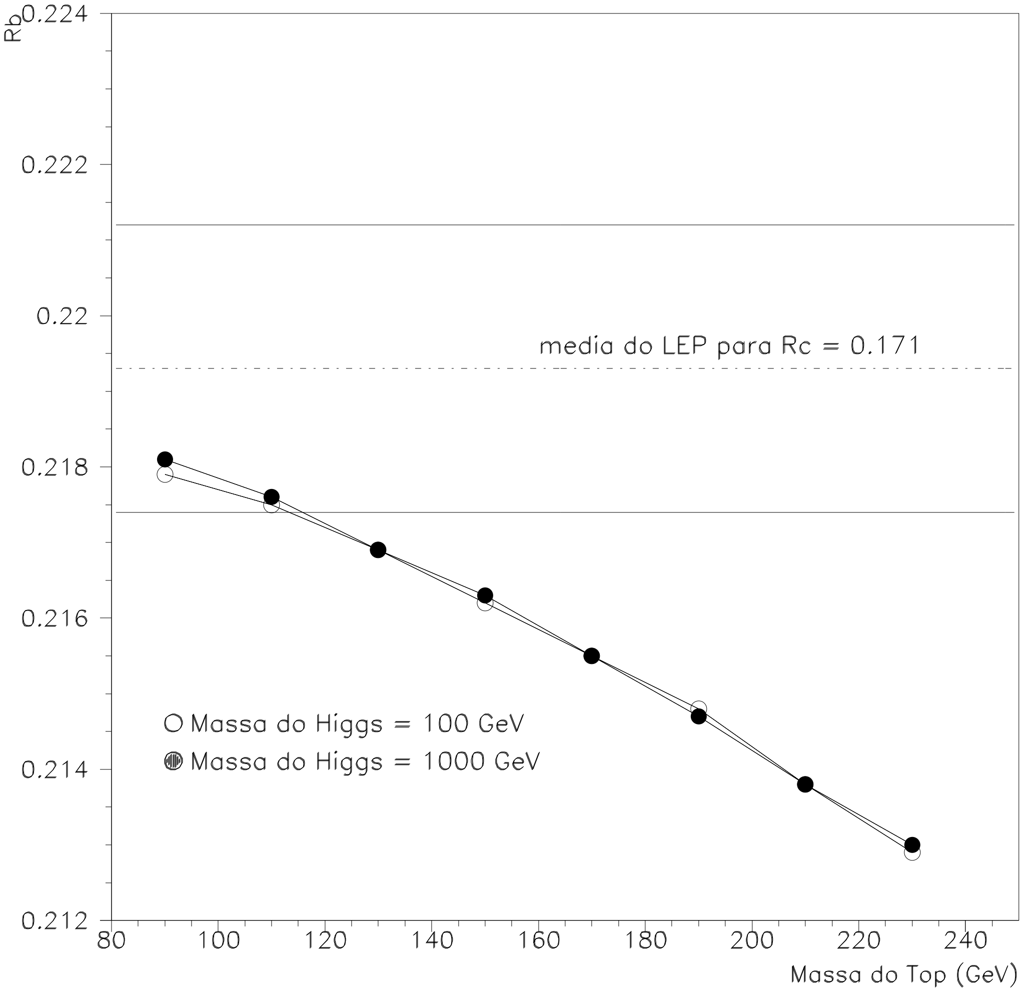

Figura 4.4: $R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ como função da massa do top como previsto pelo Modelo Padrão.

Se usarmos como valor da massa do quark top a média simples entre os valores medidos pelo CDF [25] e pelo D0 [26] ($m_t = 180 \pm 12 GeV$), a curva do Modelo Padrão prevê $R_b = 0,2155 \pm 0,0005$. O valor obtido pelo DELPHI e também a média do LEP desviam de 2 a 3 sigmas desse valor previsto se considerarmos $R_c = 0,171$, que é o valor previsto pelo Modelo Padrão.

Esta discrepância tem sido estudada e as novas medidas com dados mais recentes devem ser decisivas para confirmar as anteriores. Já existem, no entanto, extensões do Modelo Padrão propostas para explicar tal diferença. Um dos modelos atualmente estudados é o MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model). Esse modelo é descrito por exemplo em [27] e suas contribuições para $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ são calculadas em [28, 29, 30]. Essas contribuições se somam àquelas já descritas nesse capítulo e alguns dos gráficos que contribuem são mostrados nas figuras 4.5 e 4.6.

As correções devido ao MSSM dependem das massas das novas super-partículas do modelo e pode-se calcular tal efeito em dois extremos como proposto em [31] onde temos um MSSM *leve* e um *pesado*. Nesse esquema, pode-se ver na figura 4.7 uma comparação entre a previsão do MSSM nesses dois extremos e os resultados do LEP. Nessa figura a variável ϵ_b, definida em [32], é proporcional à R_b.

Segundo essas previsões, um acordo melhor entre os dados e os modelos acontece se tivermos um gaugino e um s-top leves como na curva A da figura 4.7 [31] e nesse caso essas partículas poderiam ser encontradas nos próximos anos de tomadas de dados no LEP quando teremos colisões a energias mais altas que as atuais em torno de $\approx 200 GeV$.

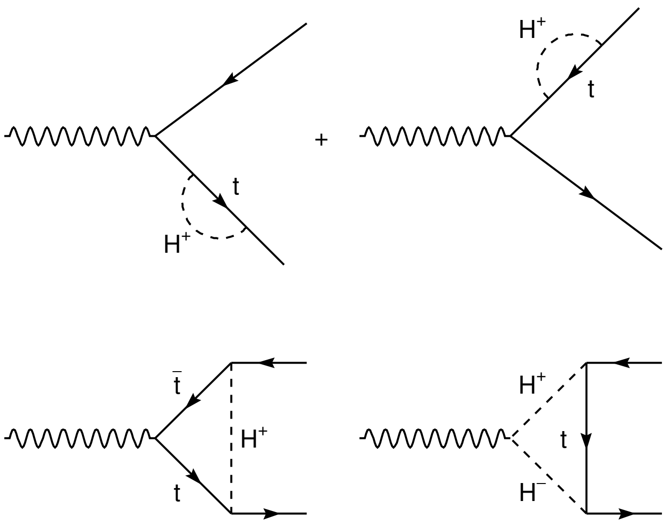

Figura 4.5: Diagramas que contribuem para $Z \rightarrow b\bar{b}$ com Higgs carregados.

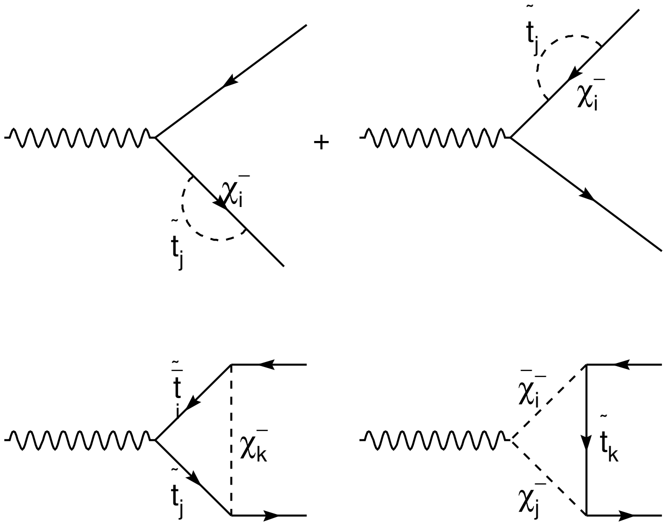

Figura 4.6: Diagramas que contribuem para $Z \to b\bar{b}$ com Charginos.

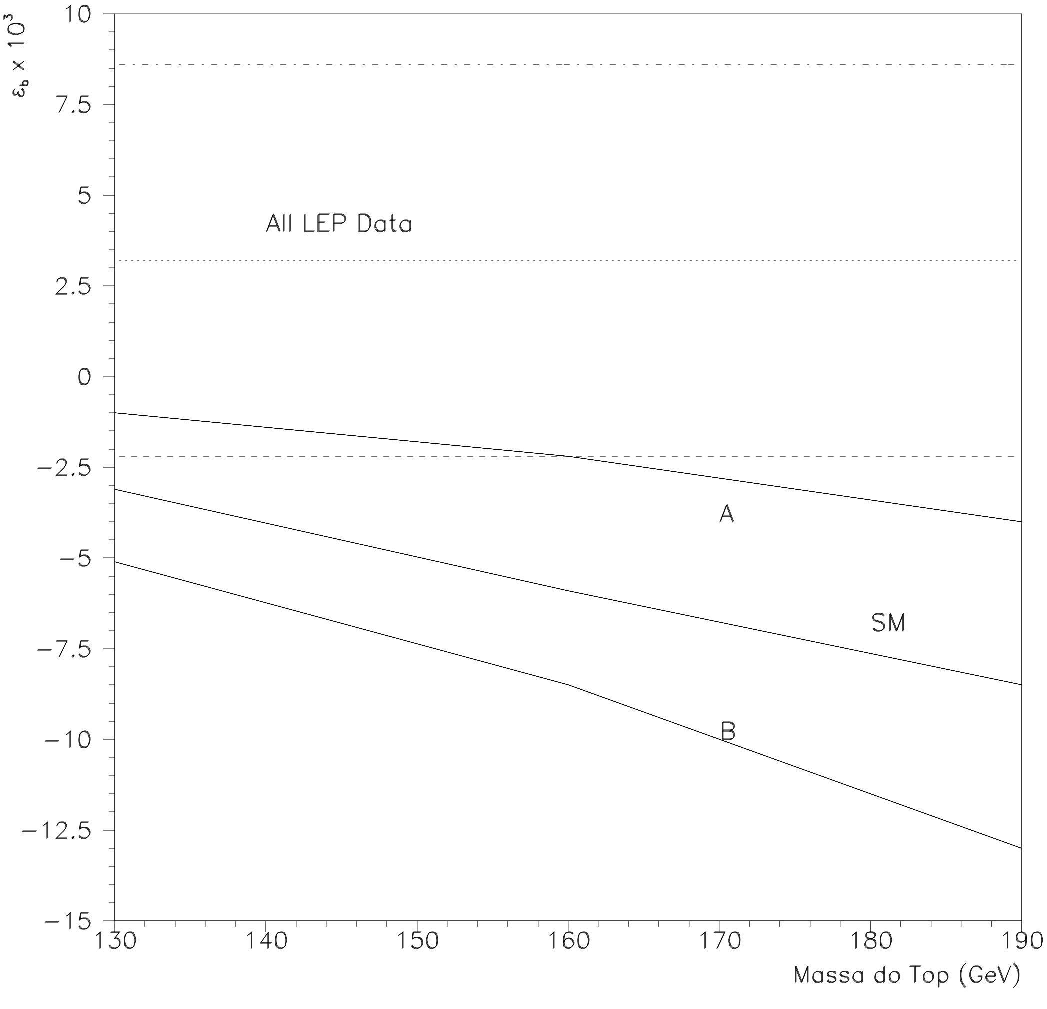

Figura 4.7: Comparação entre as previsões do MSSM para R_b em função da massa do quark top e os dados do LEP. A curva A representa o modelo *leve* e a B, o *pesado*.

Capítulo 5

A medida de $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$

5.1 A identificação de quark b

O método para a identificação de quark b utilizado nessa análise é o do parâmetro de impacto [33], proposto inicialmente pela colaboração ALEPH. Esse método tem como base o fato de que eventos onde foi produzido um quark b apresentam muitos traços que não pertencem ao vértice de produção desse quark mas sim a seu vértice de decaimento, ou seja, esses eventos possuem muitos traços cujo parâmetro de impacto em relação ao vértice primário é grande. A idéia é analisar todos os eventos e fazer uma seleção, usando um peso maior para eventos cujos traços tenham grande parâmetro de impacto.

Um método independente desse é a análise de decaimentos semi-leptônicos de mésons B, onde o espectro de momento transverso dos léptons é usado como assinatura para a seleção de eventos onde há produção desses mésons. No entanto, os modos semi-leptônicos têm baixa estatística já que a taxa de decaimento de B nesses modos é de aproximadamente 20%, o que limita a precisão das medidas.

Outro método para identificar quarks b utiliza o fato de que essas partículas têm uma vida média tal que a distância por elas percorrida antes de decair pode ser medida com os atuais detetores de vértice. É possível, por exemplo, reconstruir os vértices de decaimento dos mésons B com esses detetores. Nesse caso depende-se basicamente da resolução de reconstrução dos traços carregados no detetor.

O método que será descrito aqui é ainda mais eficiente que o da reconstrução de vértices secundários. Para se fazer essa reconstrução deve-se analisar um modo de decaimento específico e exigir uma boa qualidade no ajuste desse vértice. No caso da análise do parâmetro de impacto, trabalha-se com todos os traços de todos os eventos e tem-se portanto uma estatística maior. Nesse método, apenas traços com parâmetro de impacto positivo, como será visto a seguir, carregam a informação de vida média. Os que têm parâmetro de impacto negativo servem como amostra de controle, dando uma medida da resolução experimental.

No DELPHI esse método foi adaptado para um detetor bidimensional como descrito em [34] e em 1994, estendido para o uso do novo detetor tridimensional [35].

O método do parâmetro de impacto

O parâmetro de impacto no plano $R\phi$, perpendicular à direção do feixe, é definido como sendo a menor distância entre a trajetória da partícula e o ponto de interação (vértice primário). Na direção Z, usa-se como definição de parâmetro de impacto a diferença entre a coordenada Z do vértice primário e a coordenada Z do ponto usado para o cálculo do parâmetro de impacto em $R\phi$.

Atribui-se ao parâmetro de impacto um sinal para que se tenha nessa variável também uma informação sobre a vida média da partícula. Esse sinal é calculado da seguinte forma: obtém-se o ponto de menor distância entre o dado traço e o eixo do jato; o sinal é positivo

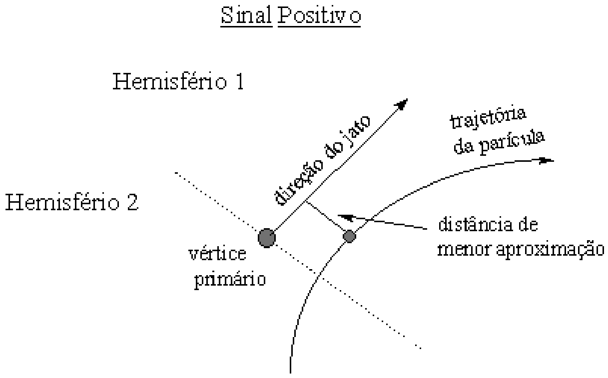

Figura 5.1: Definição do sinal positivo para o parâmetro de impacto

se esse ponto está no hemisfério para onde aponta a direção do jato e negativo em caso contrário, como mostram as figuras 5.1 e 5.2.

Como o erro no parâmetro de impacto depende fortemente do momento dos traços assim como do ângulo de incidência dos mesmos (como descrito em capítulos anteriores), é difícil interpretar o valor do parâmetro de impacto em termos absolutos; portanto, define-se a *significância*, dada por IP/σ_{IP}, onde IP é o valor do parâmetro de impacto e σ_{IP} o erro correspondente. Usando essa grandeza, calcula-se a probabilidade de que um dado traço tenha se originado do vértice primário. Essa probabilidade será então a variável de seleção de b. Na figura 5.3 pode-se ver a distribuição da significância para traços com parâmetro de impacto positivo comparada com a distribuição para traços com parâmetro de impacto negativo. É visível nessa figura o excesso de eventos com parâmetro de impacto positivo para grandes valores de significância, mostrando que existe informação

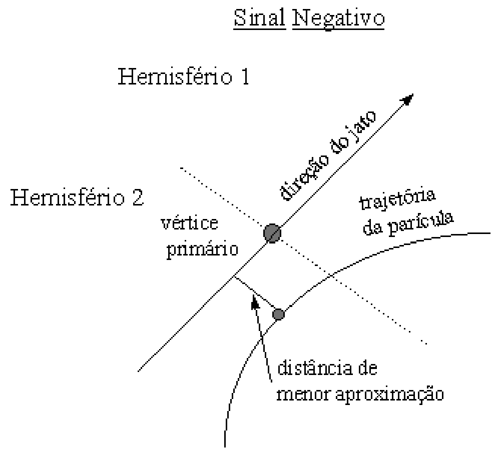

Figura 5.2: Definição do sinal negativo para o parâmetro de impacto

de vida média nos eventos, ou seja, existem traços que não vieram do vértice primário.

A partir da distribuição da significância para traços com parâmetro de impacto negativo, faz-se um ajuste da função de resolução ($R(x)$) que é a densidade de probabilidade. Para cada traço, a probabilidade de que tenha vindo do vértice primário é dada por:

$$\mathcal{P}_{\mathcal{T}}(IP/\sigma_{IP}) \equiv \int_{-\infty}^{-|IP/\sigma_{IP}|} R(x)dx, \tag{5.1}$$

ou seja, é a densidade de probabilidade integrada para todos os valores da significância iguais ou menores ao do dado traço. Traços que venham de um vértice secundário devem, portanto, ter um valor baixo para a probabilidade.

A função de resolução é ajustada para algumas classes de traços que possuem resoluções significativamente diferentes. Por exemplo, traços com 2 *hits* no microvértice formam uma classe diferente daquela de traços que têm mais que 2 *hits*.

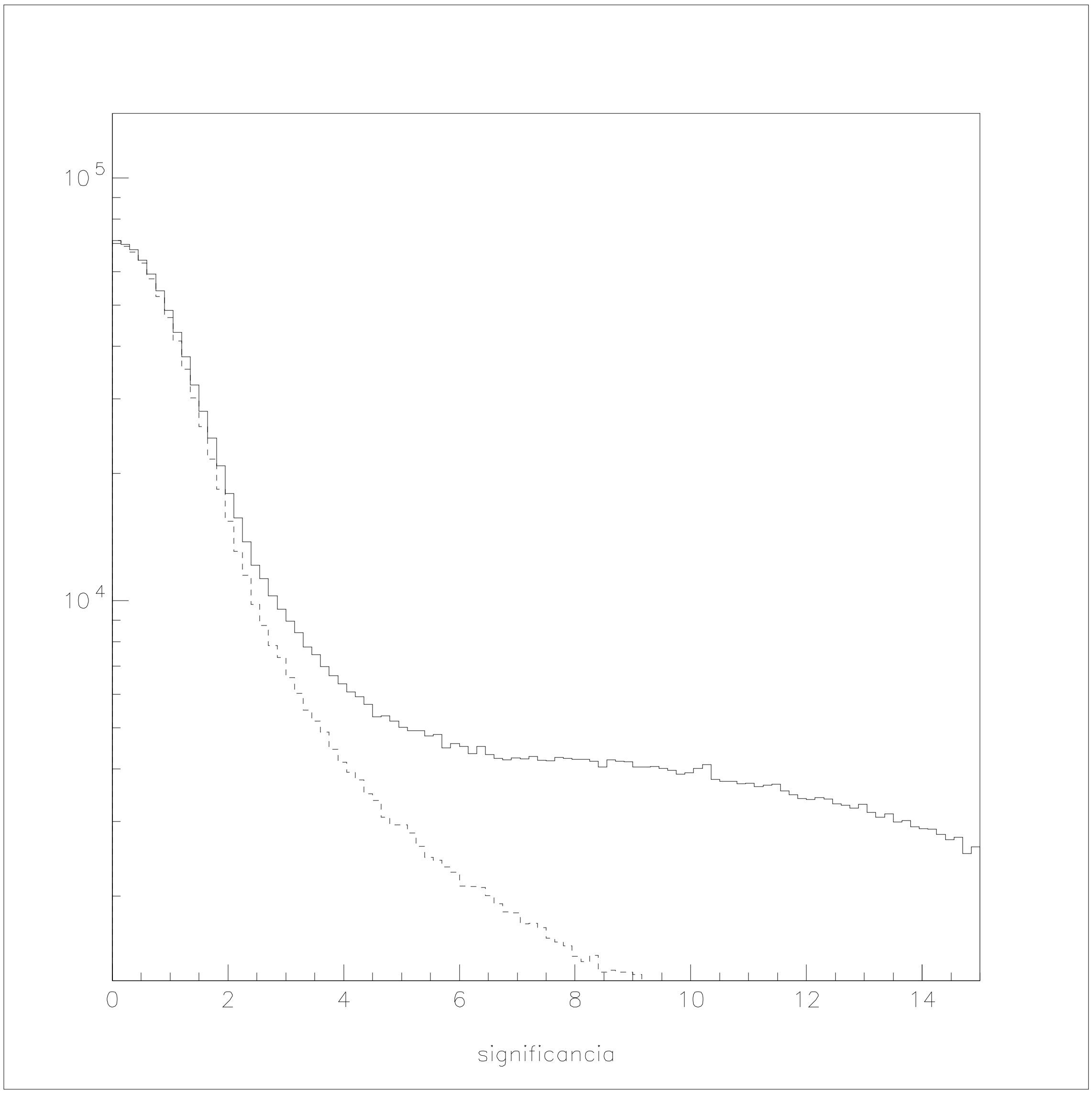

Figura 5.3: Distribuição do valor absoluto da significância para traços com parâmetro de impacto positivo (linha cheia) e negativo (linha pontilhada).

Para se obter uma variável global para cada evento devem-se combinar as probabilidades individuais de cada traço em uma probabilidade por evento. Essa é a probabilidade de que os N traços de um dado evento tenham se originado do vértice primário. Assim, se muitos traços de um evento têm probabilidades muito baixas, a probabilidade combinada será também muito pequena, incompatível com configurações onde todos os traços se originaram do vértice primário.

Para eventos com um único traço de probabilidade $\mathcal{P}_{\mathcal{T}}$, define-se a probabilidade desse evento ($\mathcal{P}_{N=1}$) como a própria probabilidade do traço $\mathcal{P}_{\mathcal{T}}$, ou seja,

$$\mathcal{P}_{N=1} \equiv \mathcal{P}_{\mathcal{T}} = \int_0^{\mathcal{P}_{\mathcal{T}}} dx. \tag{5.2}$$

Para um evento com N traços define-se:

$$\mathcal{P}_N = \int_0^{\Pi} \int_0^{\Pi/x_N} \int_0^{\Pi/x_N x_{N-1}} \int_0^{\cdots} dx_1 dx_2 ... dx_N, \tag{5.3}$$

onde $\Pi = \Pi_{i=1}^{N} \mathcal{P}_{Ti}$ é o produto das probabilidades individuais de cada traço. Dessa maneira, estamos definindo a probabilidade do evento ($\mathcal{P}_N$) como a soma das probabilidades de todas as configurações de N traços que possuem uma densidade de probabilidade Π que seja menor ou igual à do evento considerado. Como mostrado em [33],

$$\mathcal{P}_N = \Pi \sum_{j=o}^{N-1} \frac{(-ln\Pi)^j}{j!}. \tag{5.4}$$

A figura 5.4 mostra a distribuição de $\mathcal{P}_N$ para eventos de simulação onde foram produzidos quarks b, c e quarks leves (u, d e s). No caso do quark b, há um pico claro para baixos valores de probabilidade indicando a presença de vértices secundários nesses eventos (baixa probabilidade de que todas as trajetórias tenham se originado no vértice primário). No caso do c, temos também um acúmulo de eventos para pequenos valores de probabilidade (embora seja uma ordem de grandeza menor que o acúmulo para o caso dos b), o que indica também a presença de vértices secundários (decaimentos de partículas charmosas). Para eventos do tipo uds temos uma distribuição quase plana, onde o pico em zero se deve também a partículas estranhas que produzam vértices secundários. A proporção desses eventos, porém, é bem menor do que a de casos anteriores.

Para fazer a seleção de b usa-se um corte no valor dessa probabilidade, eliminando os eventos com valores mais altos de probabilidade. O corte usado, por exemplo, para a análise de dados do ano de 1993 foi de 0.0013 (eliminando eventos com probabilidade maior do que 0.0013). Nesse tipo de análise a contaminação será principalmente de decaimentos de partículas charmosas, como se vê na figura 5.4, e dentre as partículas charmosas, o principal *backgroung* deve ser o de mésons $D^{\pm}$, já que esses possuem uma vida média mais próxima àquela dos mésons B.

5.2 A Simulação

A simulação dos eventos é feita em duas partes: a geração e a reconstrução. Para a geração de eventos foi usado o modelo de LUND do JETSET 7.3 [36]. Para a reconstrução, onde são simuladas as respostas dos detetores à passagem das partículas, foi usado o programa DELSIM [37]. Nessa fase, o ruído e a eficiência dos detetores são reproduzidos. Uma amostra de aproximadamente 1.800.000 eventos foi gerada para essa análise. Para que a

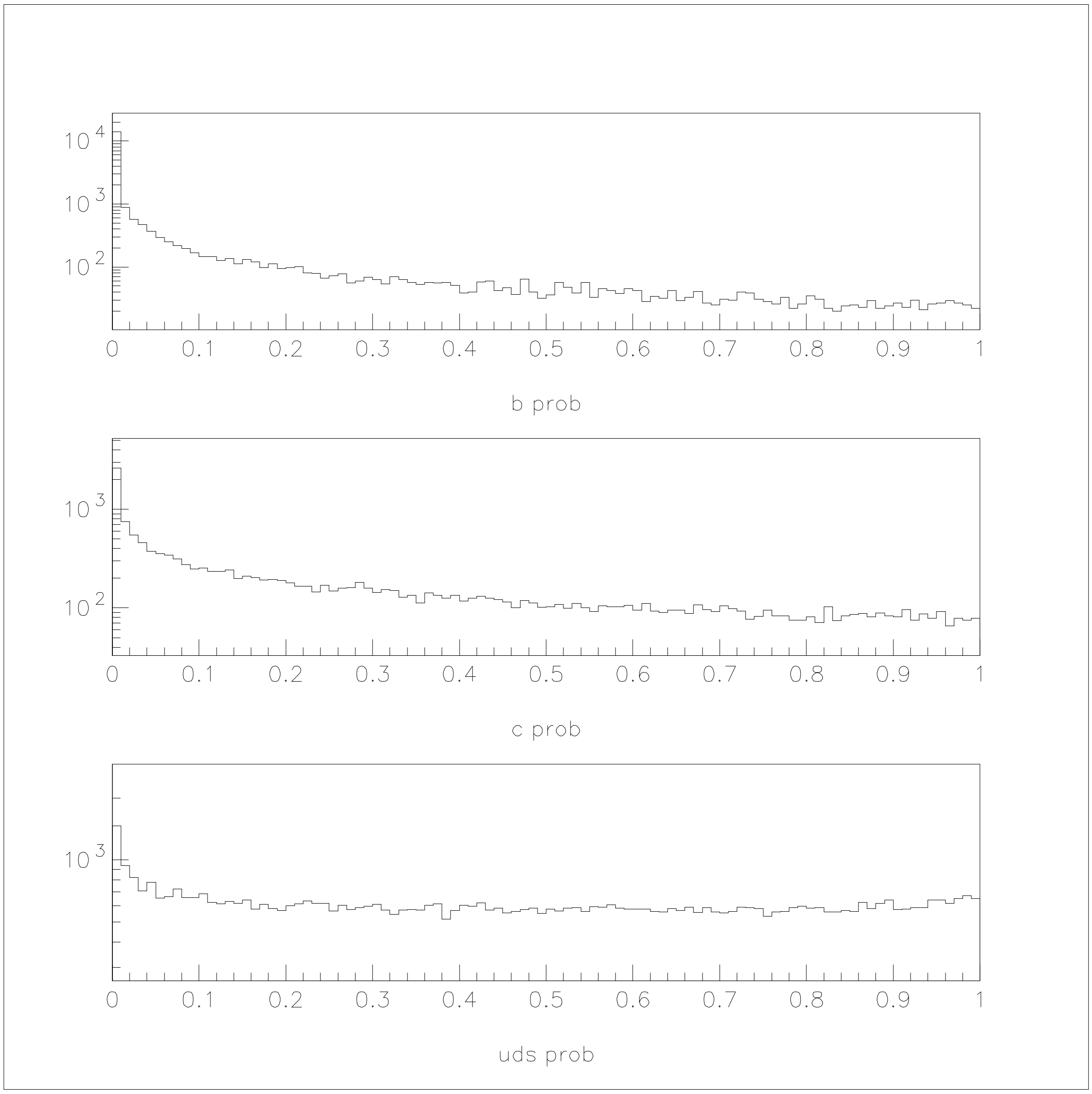

Figura 5.4: Distribuição da probabilidade para quarks b, c e uds.

resposta dos detetores na simulação fosse a mais próxima possível da real, foram feitos ajustes na simulação principalmente no que diz respeito à resolução. A figura 5.5 mostra o acordo obtido entre dados e simulação após os ajustes para a significância calculada para traços com parâmetro de impacto negativo.

Para a simulação do detetor de silício, são levados em conta basicamente três aspectos:

- os processos físicos que descrevem a energia perdida por ionização e difusão durante o vôo até a strip;
- a geometria do detetor: espessura, aceitação geométrica e pitch das strips;
- as propriedades elétricas e eletrônicas do sistema.

Uma descrição da simulação usada para o detetor de silício do DELPHI se encontra em [38].

5.3 A medida de $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$

Tendo calculado a probabilidade global para cada evento, pode-se, então, usar os dados coletados em 1994 (em torno de 1.400.000 decaimentos do Z^0) para selecionar candidatos a eventos onde foram produzidos quarks b. Para determinar o melhor valor para o corte na probabilidade, inicialmente serão aceitos todos os eventos com probabilidade menor do que 0.1. Pode-se então calcular para vários valores do corte, a eficiência e a pureza que se obtém com esse método de identificação. Essas grandezas são calculadas a partir da simulação e são definidas como:

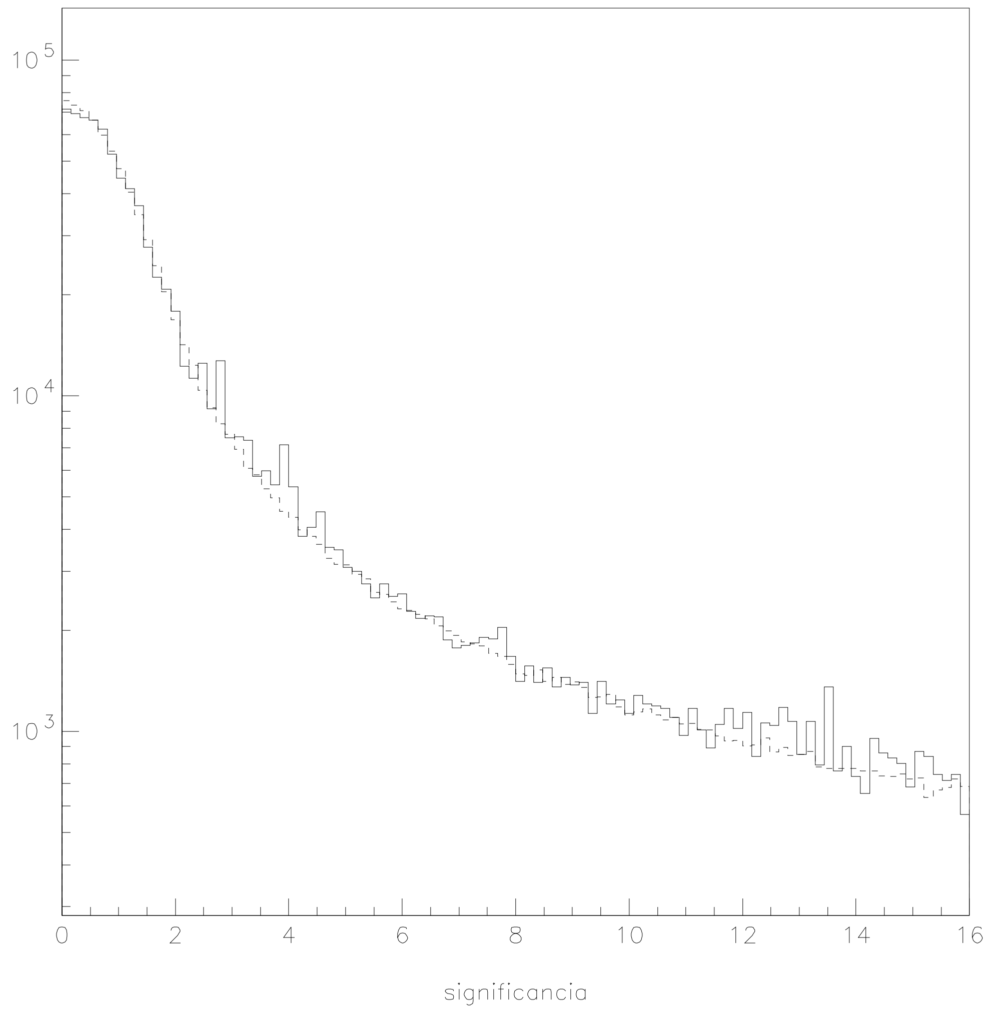

Figura 5.5: Significância para traços com parâmetro de impacto negativo para dados (linha cheia) e simulação (linha tracejada).

$$eficiência = \frac{número\ de\ eventos\ de\ b\ que\ passam\ pelo\ corte}{número\ total\ de\ eventos\ onde\ foi\ produzido\ um\ b} \tag{5.5}$$

$$pureza = \frac{número\ de\ eventos\ de\ b\ que\ passam\ pelo\ corte}{número\ total\ de\ eventos\ que\ passaram\ pelo\ corte} \tag{5.6}$$

Na figura 5.6 vê-se o gráfico de eficiência versus pureza para vários valores do corte na probabilidade. A curva de cima foi calculada com os dados de 1994 e a de baixo com os dados de 1993. Nesse ano, com o detetor de vértices medindo apenas as coordenadas x e y, obteve-se para 90% de pureza, uma eficiência de 21%. Para o ano de 1994, 27% de eficiência para o mesmo valor de pureza. A adição da coordenada Z no detetor acarreta assim uma melhora de 29%.

Como nas colisões e^+e^- são produzidos pares $b\bar{b}$ e cada um dos b gera um jato em sentido oposto ao outro, pode-se em princípio dividir cada evento em dois hemisférios e tratá-los quase independentemente. A medida de $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ é feita a partir da contagem do número de hemisférios onde um b foi identificado. A figura 5.7 mostra um exemplo de um evento com dois jatos de b. Define-se F_H como a fração de hemisférios que passam pelos cortes e F_E como a fração de eventos em que os dois hemisférios passam pela seleção. Pode-se então escrever:

$$F_H = R_b \cdot \epsilon_b + R_c \cdot \epsilon_c + (1 - R_B - R_c) \cdot \epsilon_q \tag{5.7}$$

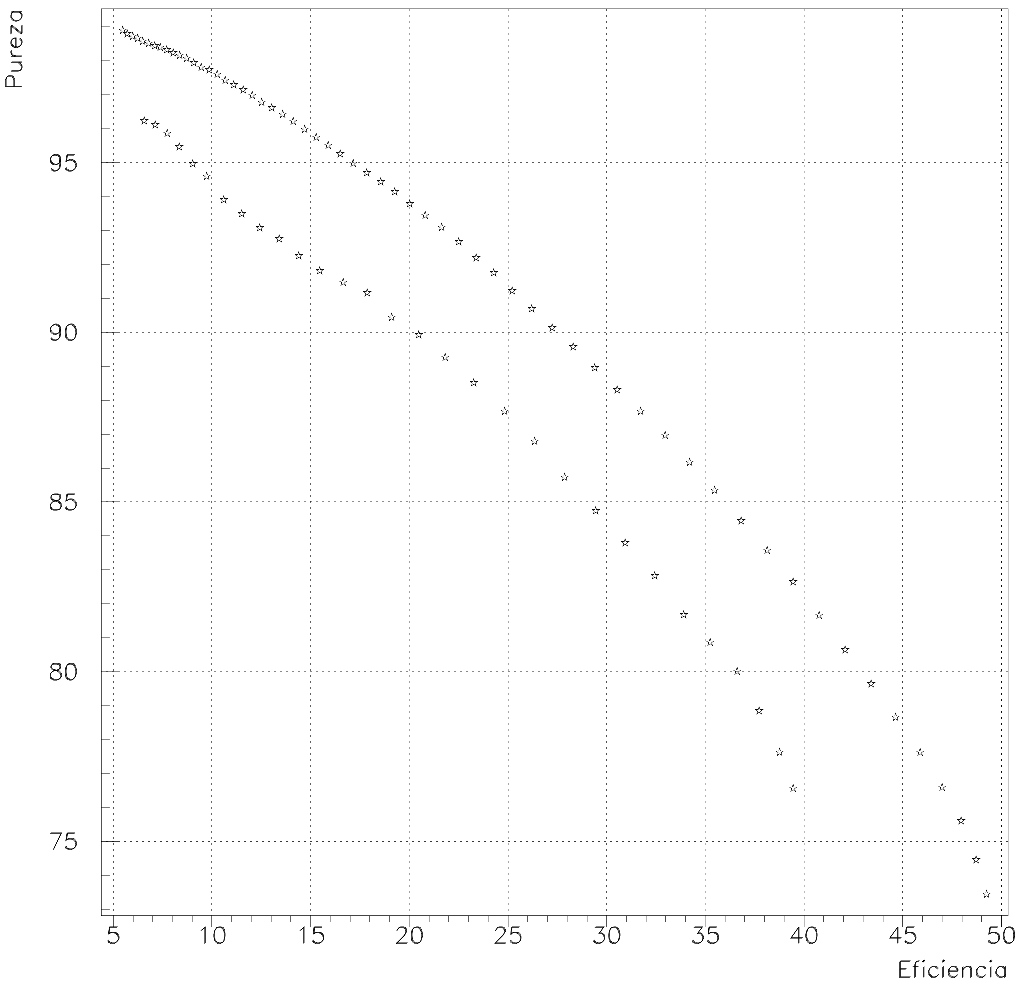

Figura 5.6: Eficiência versus pureza. A curva superior representa os dados de 1994 e a inferior, os de 1993.

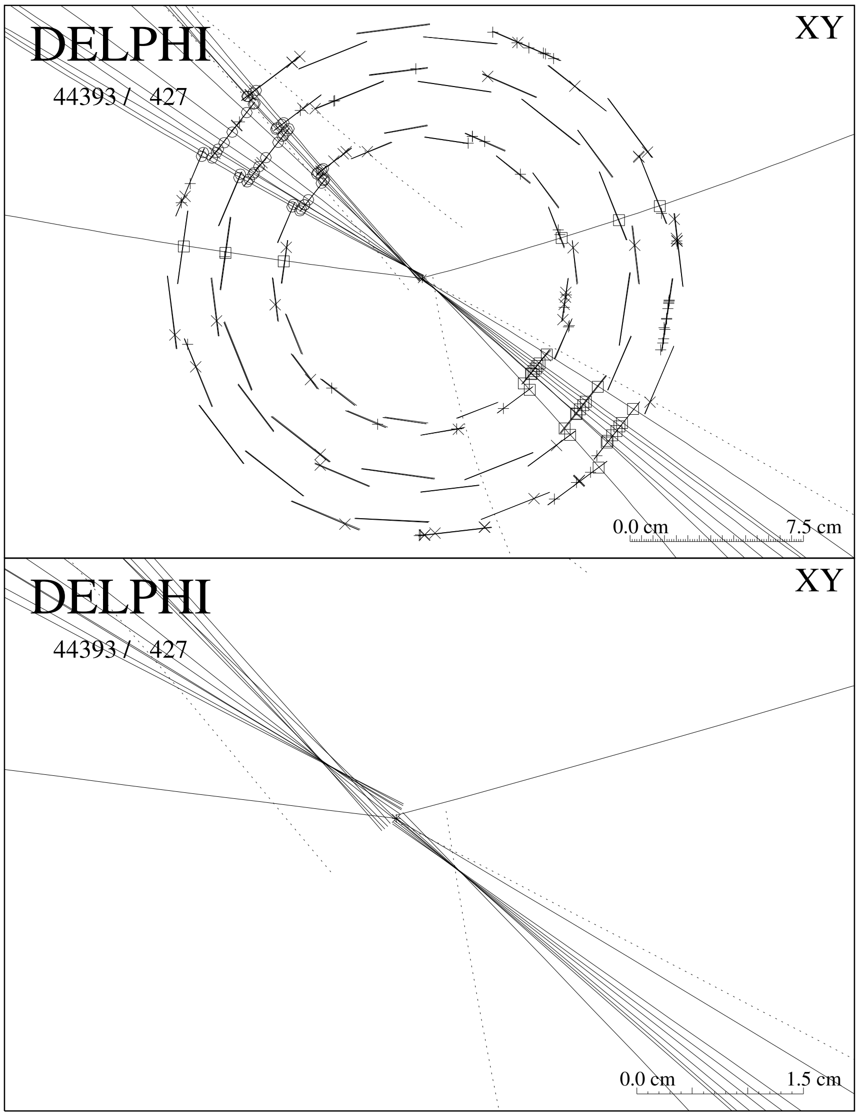

Figura 5.7: Evento com dois jatos candidatos a virem de um par $b\bar{b}$.

$$F_E = R_b \cdot \epsilon'_b + R_c \cdot \epsilon'_c + (1 - R_B - R_c) \cdot \epsilon'_q = R_b \cdot \left[\epsilon_b^2 + \rho_b \cdot (\epsilon_b - \epsilon_b^2)\right] + R_c \cdot \epsilon_c^2 + (1 - R_b - R_c) \cdot \epsilon_q^2. \tag{5.8}$$

Nessa equação, R_b e R_c são as frações de decaimento do Z^o em b e c, respectivamente, e a fração de decaimento do Z^o em quarks leves é $R_q \equiv (1 - R_b - R_c)$ (o índice q representa os quarks leves uds); ϵ_b, ϵ_c e ϵ_q são as eficiências para que um hemisfério onde existam quarks b, c ou leves, respectivamente, passe pelo corte de seleção de b; ϵ'_b, ϵ'_c e ϵ'_q são as eficiências para que os dois hemisférios do evento passem pelo corte de b. No caso dos quarks u, d, s e c, a correlação entre as eficiências é pequena o suficiente para que se escreva:

$$\epsilon'_c = \epsilon_c^2 \tag{5.9}$$

$$\epsilon'_q = \epsilon_q^2 \tag{5.10}$$

No caso do b, porém, a correlação não pode ser desprezada e as eficiências estão relacionadas por:

$$\epsilon'_b = \epsilon_b^2 + \rho_b \cdot (\epsilon_b - \epsilon_b^2), \tag{5.11}$$

onde ρ_b é o coeficiente de correlação:

$$\rho \equiv \frac{< (x - < x >) \cdot (y - < y >) >}{\sigma_x \cdot \sigma_y}. \tag{5.12}$$

Considerando x como uma variável que vale 1 para eventos com b em um hemisfério e 0 para os outros e y, o mesmo para o outro hemisfério, tem-se:

$$< x >= \frac{1}{N}\sum_{i-1}^{N} x_i = \frac{1}{N}\left(\sum_{i=1}^{N_b} 1 + \sum_{N_b+1}^{N} 0\right) = \frac{N_B}{N} \equiv \epsilon_x \tag{5.13}$$

$$< y >= \epsilon_y = \epsilon_x \equiv \epsilon \tag{5.14}$$

$$\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N_b}(x_i - \epsilon)^2 = \epsilon - \epsilon^2. \tag{5.15}$$

Com essas definições chega-se à fórmula para o coeficiente de correlação no caso do b, como na equação 5.11.

Usando as equações 5.7 e 5.8 e conhecendo os valores de R_c, ϵ_c, ϵ_q e ρ_b, pode-se obter R_b e também ϵ_b. Com esse método podemos obter ϵ_b diretamente dos dados. R_c pode ser colocado como o resultado da média mundial das medidas ou ainda das previsões do Modelo Padrão; ϵ_c, ϵ_q e ρ_b são calculados a partir da simulação. A figura 5.8 mostra o resultado do cálculo de R_b considerando o valor dado pelo Modelo Padrão para R_c (0.171 ± 0.014) em função dos valores da probabilidade. A variável usada no eixo horizontal do gráfico é $-log_{10}(prob)$, assim, 8 nessa escala representa o corte mais restritivo para a seleção de b. O erro de cada ponto é apenas estatístico.

Os dados usados para essa análise são os do segundo reprocessamento do DELPHI de 1994. Alguns dos problemas podem ser notados nessa análise de R_b, como o fato de que essa medida varie muito com o corte na probabilidade, como se vê na figura 5.8. Como em anos anteriores esse fato deve ser corrigido e não apenas considerado como parte do erro sistemático.

Para se obter uma estimativa do erro sistemático na medida de R_b, devem-se considerar os erros sistemáticos associados a ϵ_c e ϵ_q, ao coeficiente de correlação e ao erro de R_c. Um estudo unificado entre os quatro experimentos do LEP [39] sugere que o erro em R_c deva ser colocado explicitamente e não combinado com os demais. Nesse estudo foi feita uma lista das possíveis fontes de erros sistemáticos das eficiências e correlação.

Um dos elementos fundamentais para o cálculo de R_b é a função resolução. A variação de seus parâmetros fornece uma estimativa do erro sistemático associado a essa função. Uma soma de Gaussianas é usada para parametrizar a função nos dados e na simulação:

$$f\left(\frac{\delta_i}{\sigma_i}\right) = \sum_{\alpha=1}^{n} \frac{C_\alpha}{\sqrt{2\pi}k_\alpha} exp\left(-\frac{\delta_i^2}{2\sigma_i^2 k_\alpha^2}\right). \tag{5.16}$$

Nessa equação, δ_i é o parâmetro de impacto do traço e σ_i é o erro associado. Esse erro, conforme foi mostrado em capítulos anteriores, pode ser escrito como:

$$\sigma_i^2 = \left[a^2 + \left(\frac{b}{psen^{3/2}(\theta)}\right)^2\right], \tag{5.17}$$

para o parâmetro de impacto no plano $R\phi$ e de forma similar para a componente Z. Nessa expressão, p é o momento do traço e θ seu ângulo polar.

No caso dos quarks leves, além do erro devido à função resolução, há uma segunda contribuição devido à produção de partículas estranhas (Λ, K^o), que por produzirem também vértices secundários, podem ser selecionadas como b. Assim, variando a razão de produção dessas partículas pode-se calcular a variação de ϵ_q.

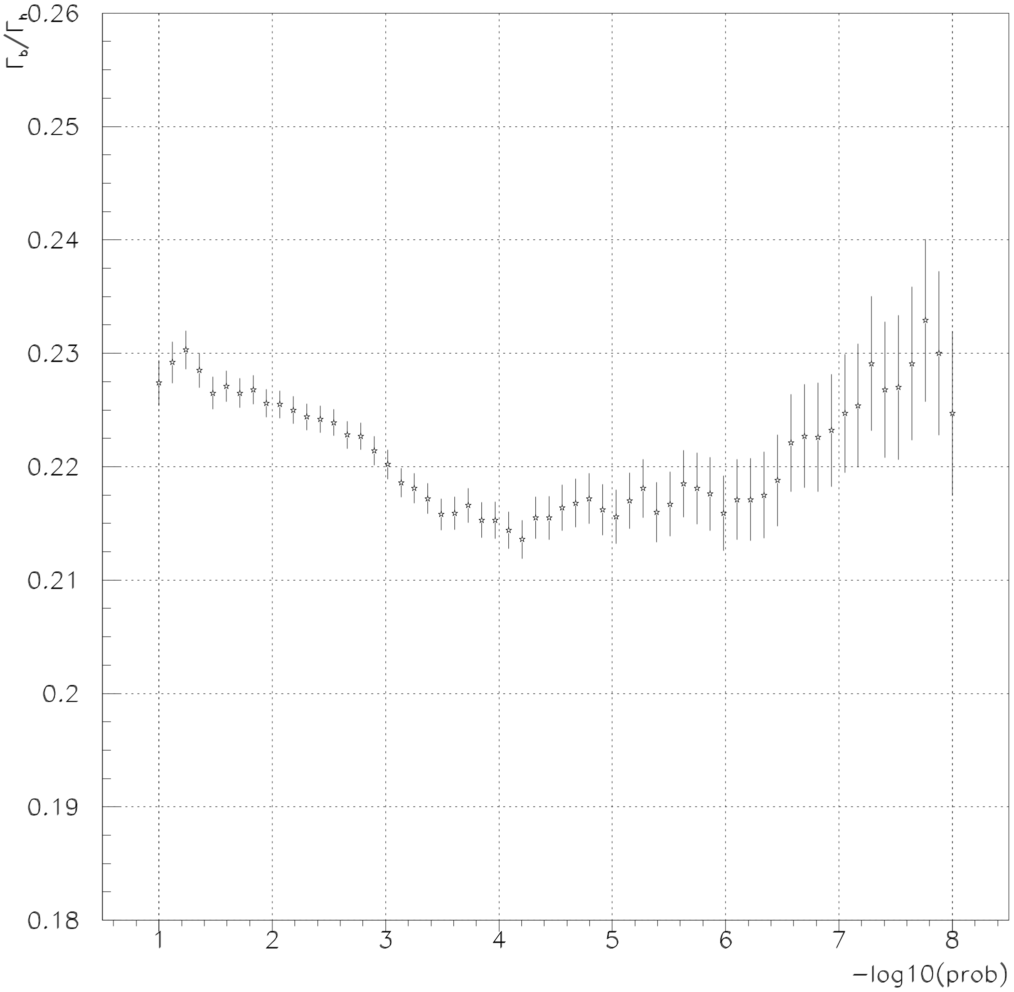

Figura 5.8: R_b como função do corte na probabilidade.

No caso dos quarks c, as fontes são similares às descritas acima: devemos considerar variações na função resolução e na razão de produção dos mésons charmosos $D^{\pm}$ e D^{o}, bem como variações nos valores das vidas médias desses mésons, em sua multiplicidade de decaimento e nas funções de fragmentação.

Para o coeficiente de correlação, deve-se considerar que para os dois hemisférios tem-se o mesmo vértice primário calculado com os mesmos vínculos do *beam spot*. Deve-se então variar o tamanho do *beam spot* e o valor dos erros do vértice primário. Varia-se também a vida média dos quarks b e a função resolução e estudam-se possíveis diferenças entre os valores para a eficiência do detetor de vértice na simulação e nos dados. Por último, estuda-se a emissão de glúons muito energéticos nos decaimentos do Z^0 que podem resultar em eventos com muitos jatos, onde os jatos que se originaram do par $b\bar{b}$ estariam situados no mesmo hemisfério.

Todos esses erros foram estimados para a análise de dados até o ano de 1993 [40, 41] e agora esse trabalho deve ser estendido para 1994. Uma primeira estimativa dos erros sistemáticos pode ser obtida variando-se diretamente ϵ_c, ϵ_q, ρ_b e R_c de um sigma. A figura 5.9 mostra o resultado de R_b com o erro dado por essa variação somado em quadratura com o erro estatístico.

Essa estimativa serve como indicação de quão sensível é a medida de R_b aos diversos parâmetros que contribuem para o erro sistemático e, assim, indica qual a região menos sensível à variação do corte na probabilidade. Para se obter uma estimativa mais precisa do erro sistemático, devemos variar na simulação os vários fatores descritos acima e re-calcular R_b a partir dessa nova simulação. Na figura 5.10 vê-se a variação da eficiência de

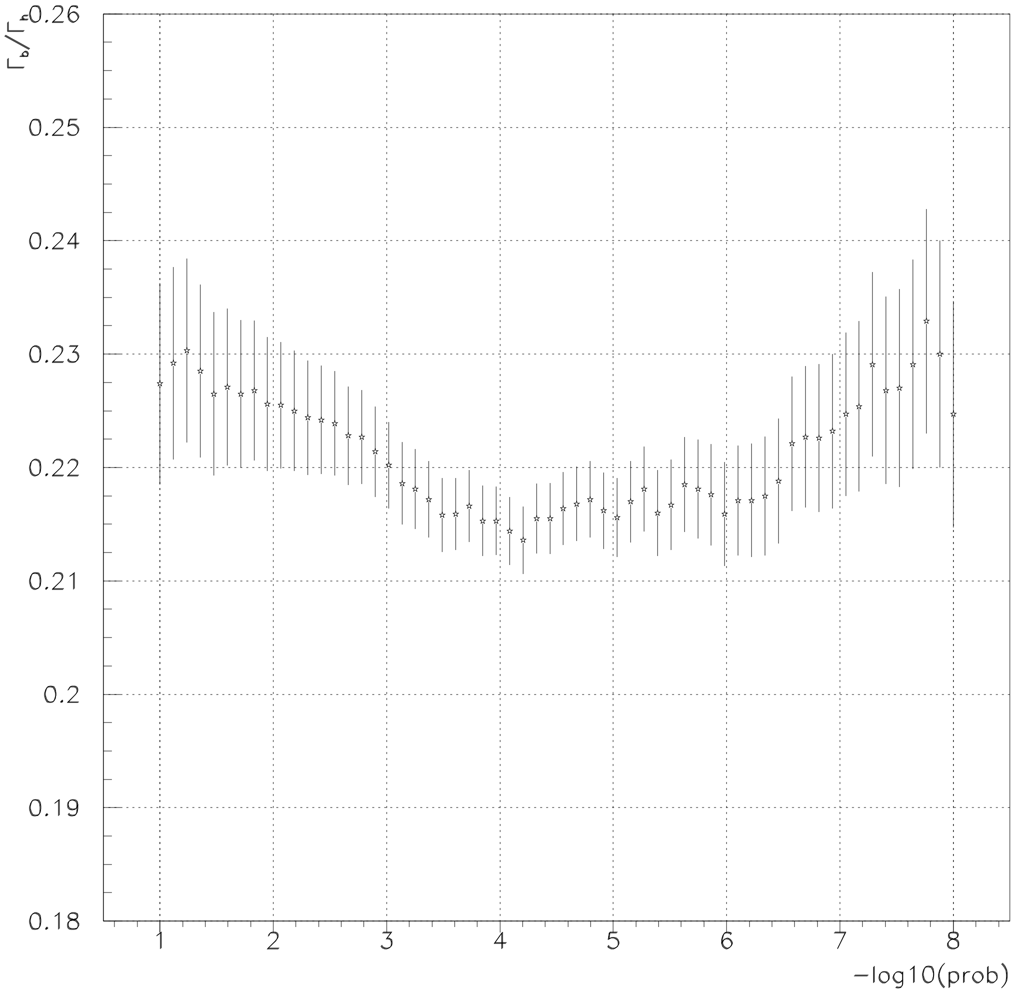

Figura 5.9: R_b como função do corte na probabilidade. O erro nesse caso é a soma em quadratura do erro estatístico e da estimativa do erro sistemático.

identificação de quarks c quando se variam os parâmetros de fragmentação e decaimento das partículas charmosas e também, em separado, as contribuições para essa curva do D^0, do D^+ e do D_s. A variável usada na escala vertival é $\Delta\epsilon/\epsilon$, onde $\Delta\epsilon$ é a diferença entre a eficiência calculada com a simulação usual e aquela calculada com a simulação alterada. Na escala horizontal tem-se a probabilidade de identificação.

Uma análise semelhante pode ser feita para a eficiência de quarks leves, como na figura 5.11. Nesse caso são mostradas separadamente as contribuições devido à produção de Λ e K, e às conversões de fótons. A figura 5.12 mostra a variação de R_b quando a eficiência de quarks leves e a emissão de glúons que decaem em $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ são variadas. Pode-se ver na figura que para cortes na probabilidade maior do que -3 a contribuição mais importante para o erro vem dos K.

Com base na estimativa dos erros sistemáticos, nos valores do erro estatístico e no gráfico de eficiência versus pureza (figura 5.6) pode-se escolher para que valor da probabilidade será feita a medida. Deve-se manter o compromisso entre uma alta pureza e os menores erros possíveis. Na figura 5.9 existe uma região estável para valores de $-log_{10}$ da probabilidade entre 3,5 e 6,5. Nessa região, fazendo o corte de forma a ter 95% de pureza (o que corresponde a um corte em 4,4), obtemos o seguinte resultado para R_b:

$$R_b = 0,2164 \pm 0,0019(estat) \pm 0,0020(sist) \pm 0,0017(R_c\ sist) \tag{5.18}$$

Nesse resultado, o erro relativo à variação de R_c é separado dos outros e foi calculado para $R_c = 0.171 \pm 0.014$. Para o erro sistemático são consideradas não só a variação devido às variações das eficiências do c e dos quaks leves como também à variação do

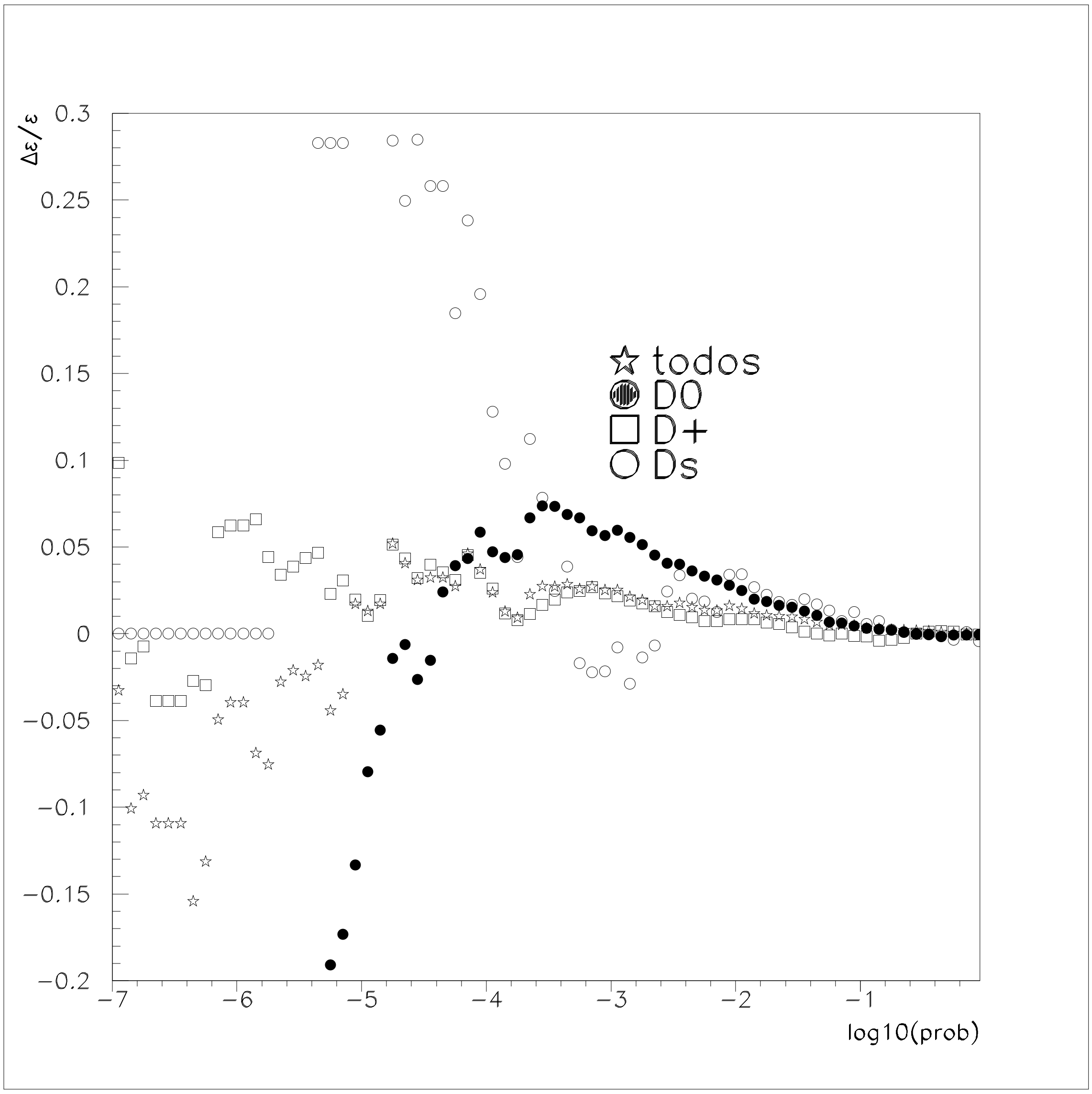

Figura 5.10: Variação da eficiência do quark c como função da probabilidade de identificação.

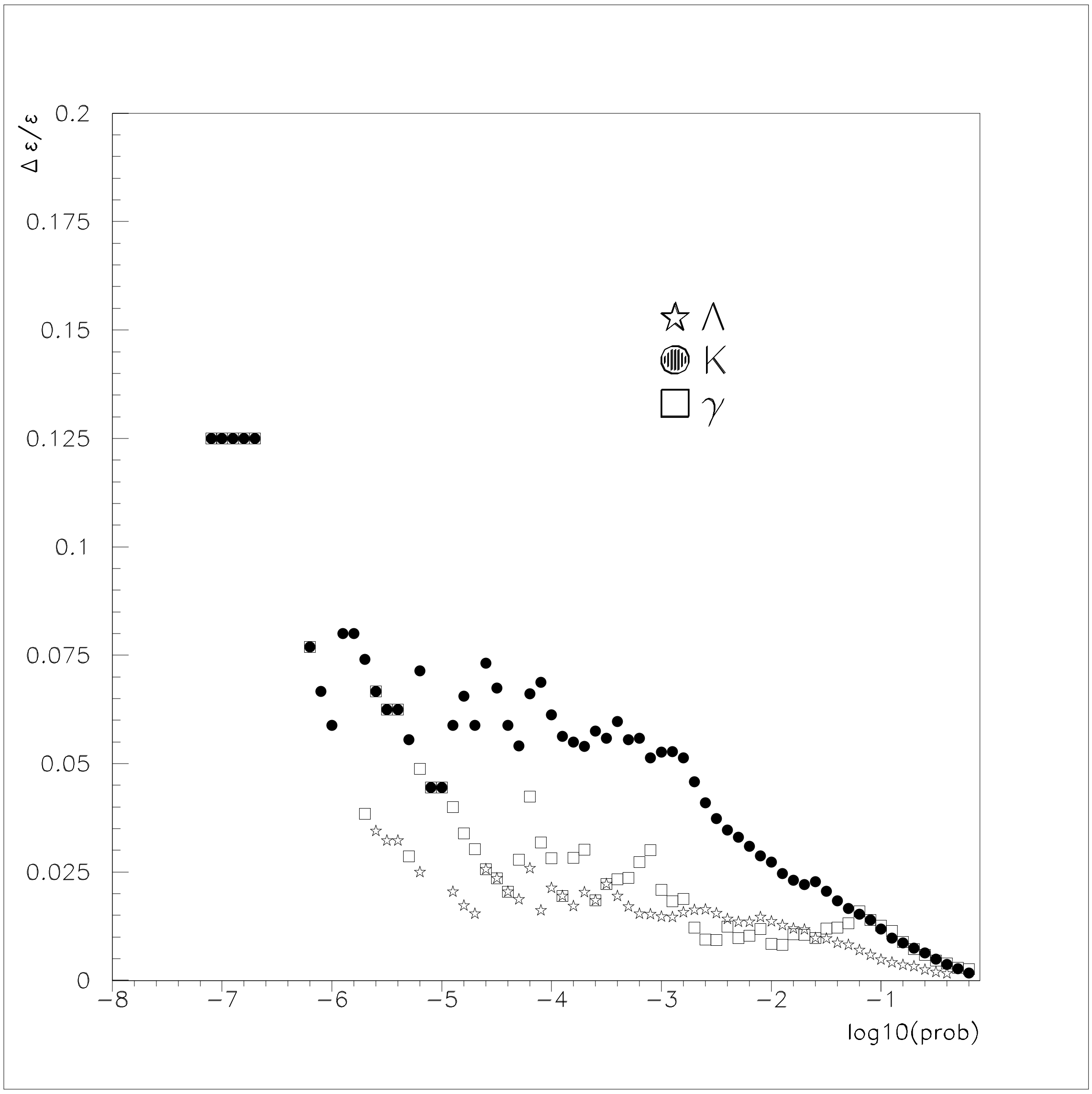

Figura 5.11: Variação da eficiência de quarks leves como função da probabilidade de identificação.

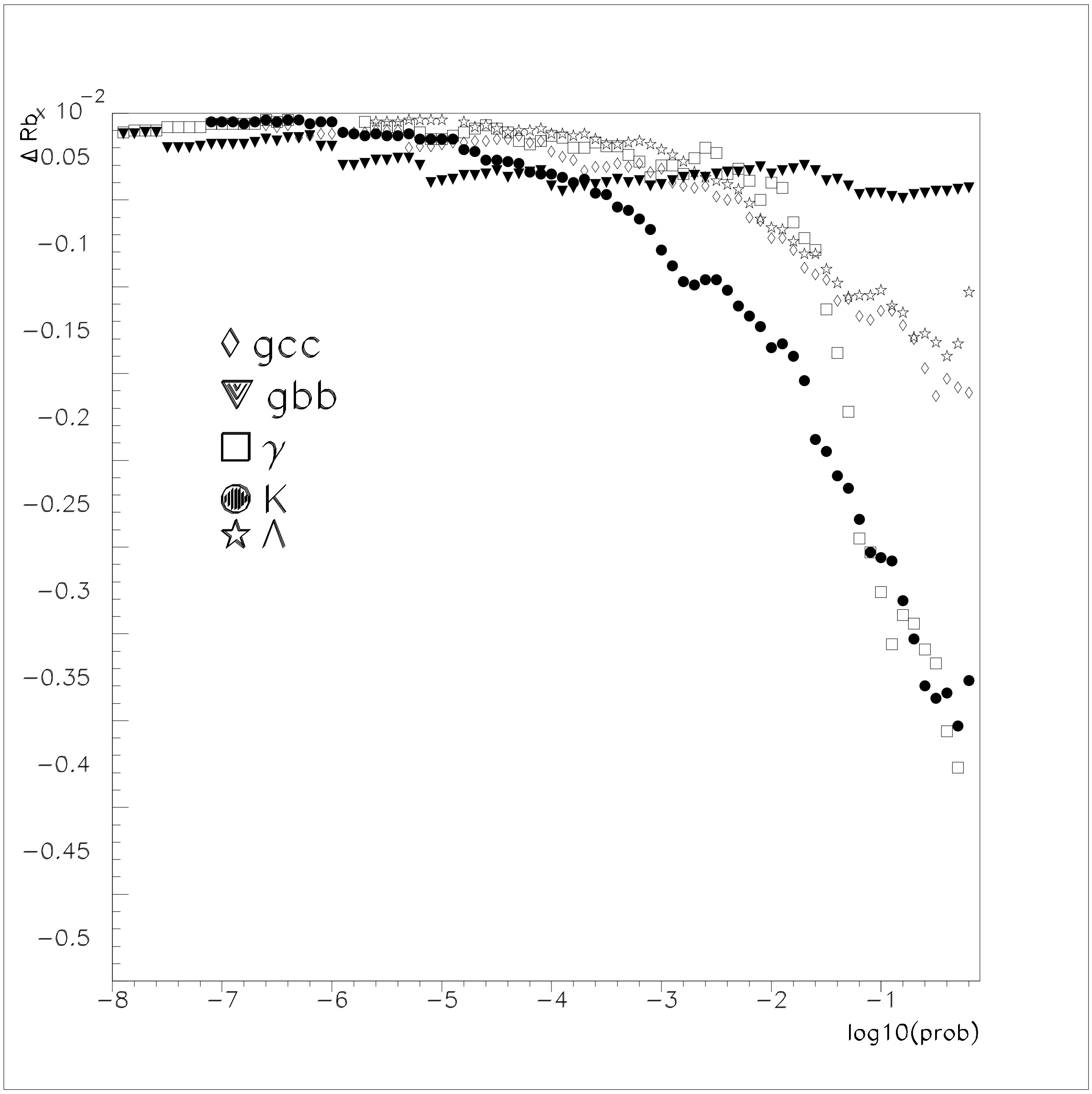

Figura 5.12: Variação de R_b (ΔR_b) para cada uma das contribuições para o erro sistemático da eficiência de quarks leves e para a variação na produção de glúons que decaem em $b\bar{b}$ (gbb) e $c\bar{c}$ (gcc).

coeficiente de correlação que dá uma contribuição importante para o erro. A figura 5.13 mostra esse resultado superposto à figura 4.4. O resultado é compatível com o Modelo Padrão e com as medidas anteriores. A barra de erro na figura é a soma em quadratura do erro estatístico e do sistemático e a linha pontilhada fora das barras de erro é a média do LEP até 1993. Nesse ano o resultado do DELPHI para a análise feita como a descrita aqui foi [41]:

$$R_b = 0,2215 \pm 0,0027(estat) \pm 0,0029(sist) \pm 0,0018(R_c\ sist) \tag{5.19}$$

Em 1994, com mais estatística e com um detetor melhor pôde-se estender a análise de R_b para regiões em $-log_{10}$ da probabilidade que não eram acessíveis anteriormente já que o erro era muito grande. Nessas regiões a pureza é maior e deve-se obter um menor erro sistemático. A análise apresentada aqui é preliminar, mas podemos já tirar algumas conclusões da figura 5.9. Nessa figura, temos uma região estável onde foi feita a medida apresentada acima e duas regiões que devem ser investigadas. A região acima de 6,5 é dominada pelo erro estatístico, mas o erro sistemático devido às partículas charmosas começa a ser também importante. A região abaixo de 3,5 é dominada pelo erro sistemático principalmente devido aos kaons (figura 5.12). Fazendo o corte como no ano de 1993 (em 2,9) obteríamos um valor em torno de 0,2214, compatível com a análise anterior. É necessário ainda rever os dados para que os valores de R_b em função da probabilidade se tornem os mais estáveis possíveis e se possa então concluir se o excesso de R_b em relação ao Modelo Padrão se deve ao fato de serem feitos cortes em regiões de menor pureza ou se realmente na figura 5.9 teríamos um valor estável em torno de 0,22. Os dados do DELPHI serão completamente reprocessados e no segundo semestre de 1996 devemos ter um valor final para essa medida.

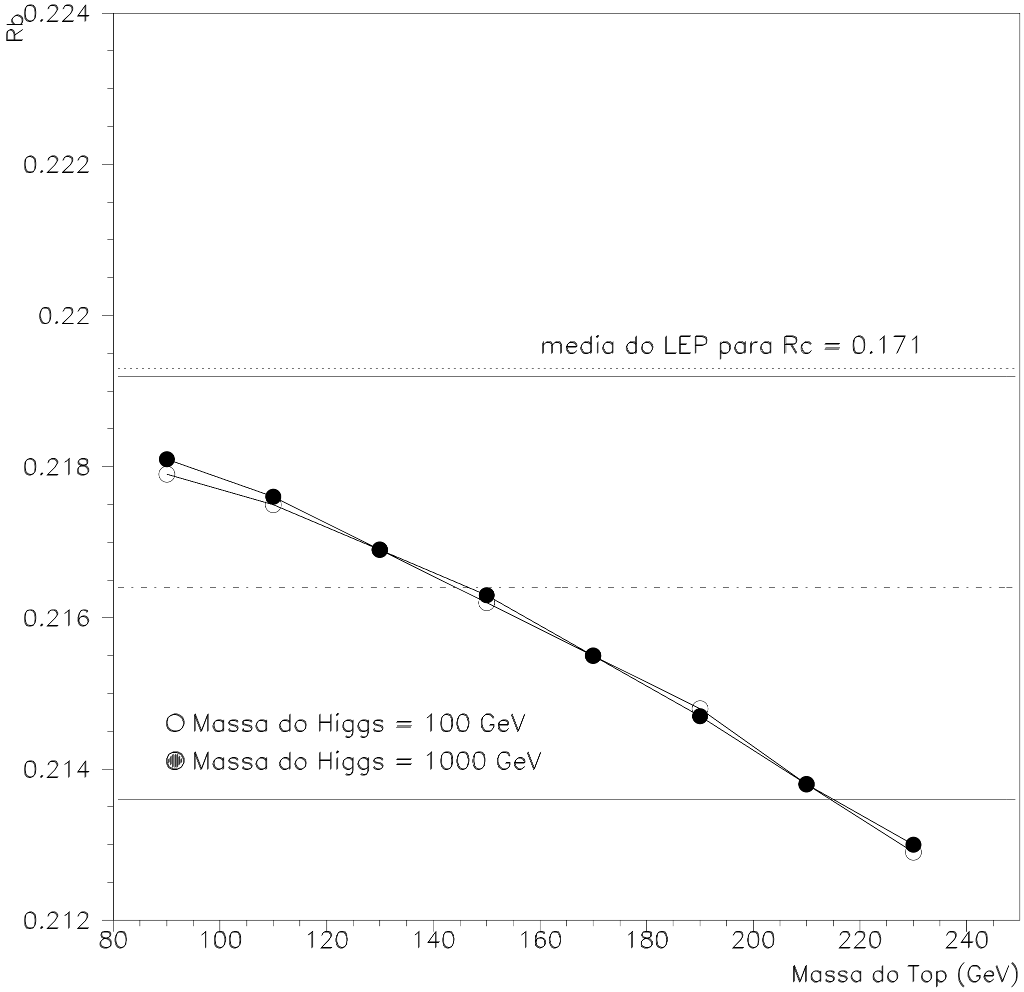

Figura 5.13: Comparação entre os resultados obtidos e o Modelo Padrão.

Capítulo 6

Conclusões

Nesse trabalho foram discutidos os testes, montagem e resolução do novo detetor de vértices do DELPHI com dois lados sensíveis. Esse detetor tem a capacidade de medir duas coordenadas em uma mesma placa de silício. A resolução do detetor encontrada para a medida do parâmetro de impacto dos traços de eventos coletados pelo DELPHI em 1994 foi de (em μm):

$$\sigma_{R\phi}^2 = (65/Psen^{3/2}\theta)^2 + (20)^2$$

para $R\phi$ e

$$\sigma_Z^2 = (71/Psen^{5/2}\theta)^2 + (39/sen^2\theta)$$

para a coordenada Z para traços com 90^0 de incidência nas placas.

A partir dos dados do DELPHI de 1994 coletados com esse novo detetor foi feita a medida de R_b. As curvas da figura 5.6 mostram como a medida com um detetor em três dimensões melhora a pureza da amostra de eventos onde foram produzidos quarks b. A melhora nesse caso foi em torno de 29%. Com essa amostra de eventos selecionados pode-se fazer a medida final. O valor obtido foi:

$$R_b = 0,2164 \pm 0,0019(estat) \pm 0,0020(sist) \pm 0,0017(R_c\ sist)$$

Comparando os erros obtidos nessa medida com os da medida do ano de 1993, tem-se um menor erro estatístico e também um menor erro sistemático. Isso era esperado já que em 1994 dobrou-se a estatística de eventos coletados e usou-se um detetor onde a seleção de eventos de b pode ser mais pura. Os dados do DELPHI serão completamente reprocessados e os resultados finais para essa análise serão obtidos no segundo semestre de 1996. Espera-se assim diminuir ainda mais os erros sistemáticos da medida e também sua dependência em relação aos valores do corte na probabilidade. O valor obtido nessa análise é compatível tanto com o Modelo Padrão quanto com medidas anteriores.

Referências

[1] J. Ellis *et al.*, CERN-TH/95-202

[2] J. Ellis *et al.*, CERN-TH/95-314

[3] S. Meyers, The LEP Collider, from design to approval and commissioning, CERN 91-08.

[4] DELPHI Collaboration, The DELPHI detector at LEP, NIM A303 (1991) 233.

[5] F. Hartjes *et al.*, A Drift Chamber with Variable Drift Velocity, NIM A256 (1987) 55.

[6] C. Brand *et al.*, The DELPHI Time Projection Chamber, IEEE Trans. Nucl. Sci. 36 (1989) 122.

[7] A.Amery *et al.*, The DELPHI Outer Detector, NIM A283 (1989) 502.

[8] L. Etienne *et al.*, NIM A241 (1985) 429. C. De Clercq *et al.*, NIM A243 (1986) 77. E. Daubie *et al.*, NIM A252 (1986) 435. E. Daubie *et al.*, NIM A252 (1988) 553. F. Stichelbaut *et al.*, NIM A283 (1989) 792.

[9] J. P. Grillet, Technical Specification of the Superconducting Solenoid for the DELPHI Collider Experiment, DELPHI 85-14.

[10] H.G. Fischer and O. Ullaland, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-27 (1980) 38. M. Berggren *et al.*, NIM A225 (1984) 477. A. Cattai *et al.*, NIM A235 (1985) 310. V. Grecco *et al.*, NIM A252 (1986) 572. F.L. Navarria *et al.*, NIM A257 (1987) 499.

[11] N.A. Filatova, NIM A243 (1986) 91. G.D. Alekseev *et al.*, NIM A269 (1988) 652.

[12] A.C. Benvenuti *et al.*, The DELPHI Small Angle Tile Calorimeter, DELPHI 94-157 CAL120 (Contribution to IEEE NSS Symposium, 1994).

[13] J. Séguinot and T. Ypsilantia, NIM 142 (1977) 377.

[14] W. Dulinski *et al.*, NIM A252 (1986) 418.

[15] N. Bingefors *et al.*,The DELPHI Microvertex detector, NIM A328 (1993) 447.

[16] Vertex Detector DELPHI Collaboration, The DELPHI Silicon strip Microvertex detector with double sided readout, NIM A368 (1996) 314.

[17] S.M. Sze, Semiconductor Devices, Physics and Technology, John Wiley and Sons, 1985.

[18] J.C. Stanton, A low power, low noise amplifier for 128 channel detector readout Chip, IEEE Trans, Nucl. Sci. 3 (196) (1990) 552.

[19] Particle Data Group, Phys. Rev. D50 (1994) 1173.

[20] A. Sirlin, Phys. Lett. B232 (1989) 123. G. Degrasssi, S. Fanchiotti and A. Sirlin, Nucl. Phys. B351 (1991) 49.

[21] M. Dam, Tése de Doutorado, Tests of the Eletroweak theory with the DELPHI detector at LEP.

[22] J. Bernabéu, A. Pich and A. Santamaria, Nucl. Phys. B363 (1991) 326.

[23] DELPHI collaboration, CERN-PPE/Paper0101

[24] DELPHI collaboration, EPS-HEP 95 Ref. eps0570, ou DELPHI95-89 PHYS 524.

[25] CDF collaboration, FERMILAB-PUB-95/022-E.

[26] D0 collaboration, FERMILAB-PUB-95/028-E.

[27] Rabindra N. Mohapatra, Unification and Supersymmetry, The frontiers of Quark-lepton physics, Spring-Verlag Editora.

[28] M. Boulware, D. Finnell, Phys. Rev. D44 (1991) 2054.

[29] A. Denner, *et al.*, Z. Phys. C51 (1991) 695.

[30] A. Djouadi *et al.*, Nucl. Phys. B349 (1991) 48.

[31] G. Altarelli *et al.*, Phys. Lett. B314 (1993) 357.

[32] G. Altarelli *et al.*, Nucl. Phys. B405 (1993) 3.

[33] D. Brown e M. Frank, ALEPH 92-135 ou PHYSICS 92-124.

[34] G. V. Borisov, DELPHI 94-125 PROG 208.

[35] G. V. Borisov e C. Mariotti, B-Tagging with 3D vertex detector, in preparation.

[36] T. Sjostrand, Comp. Phys. Comm., 39 (1986) 347. T. Sjostrand and M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm., 43 (1987) 367. T. Sjostrand, JETSET 7.3 Manual, CERN-TH 6488/92.

[37] DELSIM Reference Manual, DELPHI 87-98.

[38] DELPHI 91-80 MVX 02.

[39] The LEP Eletroweak Working Group, DELPHI94-23 PHYS357.

[40] DELPHI Collaboration, Z. Phys. C65 (1995) 568.

[41] DELPHI Collaboration, CERN-PPE/96-15.