UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
INSTITUTO DE FÍSICA

Desenvolvimento de um Detector para Monitoramento da Radiação Síncrotron na Experiência DELPHI/LEP. Medida do Parâmetro de Michel ρ no Canal $\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}$.

Tese de Doutorado

Maurício dos Santos Barbi

Orientador:
Fernando Marroquim L. de A. Junior
Co-orientador:
Bernard Marie Maréchal

Agradecimentos

Aos professores Fernando Marroquim e Bernard Maréchal pela orientação em todas as etapas deste trabalho.

À Patrice Siegrist, le chef du project de construction du detecteur, pour sa patience et pour me faire confiance.

To Duncan Reid, the leader of the τ analysis group, for his collaboration on the Michel parameter measurement.

À l'équipe du CERN, en particulier: Philippe Gavillet, Patrick Jarry, Daniel Ruffinoni et Yvon Miére.

Ao amigo Marcos André Gaspar pela sua ajuda e pelo trabalho conjunto no CERN.

Aos meus sogros Aldo e Inelve.

À minha paciente esposa Veroni Valenti Barbi, à minha mãe Normélia, ao meu pai Benjamin, aos meus irmãos e à toda minha querida família.

Aos meus amigos de todas as partes.

Este trabalho foi parcialmente financiado pela Comunidade Européia (contrato CI1*-CT94-0118), Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) e Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES).

Resumo

Esta tese é dedicada ao desenvolvimento de um detector para monitorar radiação síncrotron e à medida do parâmetro de Michel ρ usando o decaimento $\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}$. O objetivo do detector é prover informações sobre o *background* de radiação síncrotron emitida pelo LEP na região do experimento DELPHI. Os sinais são detectados por oito placas de silício, um conjunto de quatro placas em $z = 1.9\ m$ e outro conjunto de quatro placas em $z = -1.9\ m$ do ponto de interação dos feixes, ambos conjuntos localizados em $r = 30\ cm$ no plano transversal ao eixo do tubo de vácuo, e são processados por uma eletrônica com tempo de resposta rápido. Esse detector é completamente independente e opera em tempo integral durante todos os regimes do LEP, fornecendo informações importantes a cerca do *status* dos feixes. A medida do parâmetro de Michel ρ é feita a partir de dados coletados pelo DELPHI nos *runs* de 1994 para uma luminosidade integrada de 40 pb^{-1} a $\sqrt{s} \cong 91.2\ GeV$. O método original utilizado apresenta um erro estatístico menor que o das medidas de outros experimentos, não sendo observado nenhum desvio em relação ao valor previsto pelo Modelo Padrão.

Abstract

This thesis presents mainly two topics: the development of a detector for synchrotron radiation monitoring and the measurement of the Michel Parameter ρ using the $\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ decay. The goal of the detector is to provide information on the synchrotron radiation background emitted by LEP at the DELPHI experiment region. The signals are detected by eight silicon plates, one set of four at $z = 1.9\ m$ and other set of four at $z = -1.9\ m$ from the beam interaction point, both sets placed at $r = 30\ cm$ in the transverse plane to the beam pipe axis, and they are processed through a fast response electronic. This detector is completely independent and operates in a full time during all LEP regimes furnishing importants informations on the beam status. The measurement of the Michel Parameter ρ is done from the DELPHI data collected in the 1994 run for an integral luminosity of 40 pb^{-1} at $\sqrt{s} \cong 91.2\ GeV$. An original method is used with a small statistical error when compared to other experimental measurements. No deviation was observed from the value predicted by the Standard Model.

Glossário

ADC: Módulo digitalizador da amplitude do sinal gerado pela detecção de uma partícula.

Background Interno: Fundo para a amostra de dados provenientes de decaimentos da partícula τ;

Background Externo: Fundo para a amostra de dados não provenientes de decaimentos da partícula τ;

BCO: *Bunch Cross Over*, instante da colisão entre elétrons e pósitrons no IP;

Bg1: Denominação da taxa de contagem de radiação síncrotron no DELPHI;

Bg2: Denominação da taxa de contagem de MIPs no DELPHI;

CAMAC: Sistema modular com conexão digital para instrumentação e controle de aquisição de dados;

CERN: *Centre Européen pour la Recherche Nucléaire*;

DELANA: *DELphi ANAlysis software*, página 146;

DELPHI: Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification;

DELSIM: *DELphi event generation and detector SIMulation*, página 146;

DFC: Sistema eletrônico de discriminação entre sinais em relação ao tempo de subida da amplitude dos mesmos;

ELEPHANT: *ELEctron PHoton ANalysis Tool*, página 147;

Eletrônica de Front-End: Complexo eletrônico para tratamento (amplificação, discriminação e controle de aquisição) dos sinais detectados;

Fan-out: Distribuidor linear de sinais eletrônicos;

FASTBUS: Sistema modular de alta-velocidade para instrumentação e controle de aquisição de dados;

FCA: *Forward Chamber A*, página 19;

FCB: *Forward Chamber B*, página 19;

FIP: *FASTBUS Intersegment Processor*, módulo de conexão entre o sistema computacional e a eletrônica de *front-end*;

FEMC: *Forward ElectroMagnetic Calorimeter*, página 21;

HCA: *Hadron Calorimeter*, página 22;

HPC: *High density Projection Chamber*, página 20;

ID: *Inner Detector*, página 17;

IP: *Interaction Point*, ponto de interação entre os feixes de elétrons e pósitrons;

LEP: *Large Electron Positron Collider*;

LEP1: Fase de operação do LEP no período 1989-1995;

LEP1.5: Fase de operação do LEP nos anos de 1995 e 1996;

LEP2: Fase de operação do LEP no período 1997-2000;

MC: *Monte Carlo*, simulação;

MIPs: *Minimum Ionized Particles*, são elétrons e pósitrons que escapam do duto condutor dos feixes e os produtos das colisões destas partículas com os materiais existentes no LEP e/ou DELPHI;

NIM: Sistema modular para instrumentação e controle da aquisição de dados;

OD: *Outer Detector*, página 18;

Porta-ADC: Intervalo de integração da amplitude do sinal pelo ADC;

Pedestal de Ruído: Nível de ruído relativo exclusivamente à eletrônica de aquisição;

RICH: *Ring Imaging CHerenkov*, página 22;

Shaper: Módulo eletrônico comportando um amplificador e um discriminador DFC;

SRD: *Synchrotron Radiation Detector*;

STIC: *Scintillation Calorimeter*, página 25;

TDC: Módulo digitalizador do intervalo de tempo correspondente ao tempo de vôo de uma partícula para atingir o detector;

ToF: *Time of Flight*, tempo de vôo em relação a um referencial fixo para uma partícula atingir o detector;

TPC: *Time Projection Chamber*, página 13;

Trigger: Processo para decisão sobre a aquisição ou não de dados;

VD: *Micro-Vertex Detector*, página 18;

VSAT: *Very Small Angle Tagger*, página 25.

Índice

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Capítulo 1

Introdução

O presente trabalho divide-se em duas partes, uma dedicada ao projeto, construção, testes e implementação de um detector para monitoramento da radiação síncrotron (SRD - *Synchrotron Radiation Detector*) e outra à determinação do parâmetro de Michel ρ no processo $e^+e^- \rightarrow Z^o \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow (e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau)(e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau)$.

1.1 O LEP e o Experimento DELPHI

O CERN (*Centre Européen pour la Recherche Nucléaire*) constitue um dos principais centros da Física Experimental em Altas Energias e o DELPHI (*DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification*), com a colaboração de mais de 550 físicos, 56 Universidades e Instituições de 22 países, é um dos quatro experimentos atualmente em atividade no LEP (*Large Electron Positron Collider*). No próximo capítulo encontra-se uma descrição do anel de colisões LEP e da experiência DELPHI, fonte dos dados desta tese, sendo sucintamente apresentados seus principais detectores.

1.2 O Detector de Radiação Síncrotron

Todos os passos da evolução do complexo de detecção, desde os testes preliminares até a operação efetiva do detector para monitoramento da radiação síncrotron no experimento DELPHI, são expostos nos capítulos 3, 4 e 5.

O objetivo do capítulo 3 é descrever os principais tipos de contaminação que afetam a eficiência do LEP e de seus experimentos, citando a motivação que levou ao projeto de construção do SRD.

O capítulo 4 apresenta a razão da escolha do tipo do detector e descreve as suas principais características, os métodos de aquisição de dados (eletrônica de aquisição, digitalização dos sinais que chegam ao detector e calibrações) e os testes iniciais de funcionamento com protótipos, mostrando as primeiras medidas físicas obtidas.

A descrição da versão final do detector, da sua instalação e do sistema completo de aquisição é objeto do capítulo 5, onde são mostrados resultados que comprovam a eficácia do SRD, tanto na identificação das fontes de radiação, como no provimento de informações referentes à taxa de *background* no LEP.

1.3 Obtenção do Parâmetro de Michel ρ

O Modelo Padrão tem se destacado entre as teorias como aquela de maior êxito até o momento na descrição da Física das Partículas Elementares.

Seguindo este enfoque, o capítulo 6 resume as motivações que levaram à elaboração do Modelo Padrão. Ainda neste capítulo, são introduzidos os parâmetros de Michel, relacionados ao decaimento $\tau \to e\nu\bar{\nu}$, sendo a obtenção de um destes parâmetros, o ρ, o objetivo do capítulo 7, com a intenção de comprovar resultados preliminares que atestam a validade do acoplamento $V-A$ para a interação eletrofraca.

1.4 Conclusão

Finalizando a tese, o capítulo 8 apresenta as conclusões gerais quanto ao trabalho como um todo, citando os méritos alcançados em cada etapa e, para a medida do parâmetro ρ, comparando o resultado obtido com a previsão do Modelo Padrão e com os valores determinados por outros experimentos.

Capítulo 2

O Colisionador LEP e o Detector DELPHI do CERN

2.1 Introdução

O LEP, sendo um anel de colisões entre partículas fundamentais, elétrons e pósitrons, possui uma baixa taxa de *background*. Na sua primeira fase de operação, com a energia no centro de massa dos feixes na região da massa do bóson Z^0, o LEP contribuiu para testes precisos relativos à corrente neutra da interação fraca, segundo o Modelo Padrão. Na segunda fase de operação, a partir de 1996, a energia foi progressivamente aumentada até 182 GeV, possibilitando o estudo da produção do par de bósons W^+W^- que intermedeiam a corrente carregada daquela interação, e a observação, pela primeira vez, da produção de pares de Z^0.

Por outro lado, o DELPHI, associando inovações técnicas na identificação de partículas e alta granularidade proporcionada pelos seus subdetectores, contribui de maneira efetiva nas medidas dos parâmetros eletrofracos, discutidos no capítulo 6.

2.2 LEP: Descrições e Objetivos

O LEP [1][2], um dos aceleradores do CERN e atualmente o maior do mundo, é um Síncrotron de 26.7 km de circunferência, instalado em um túnel a uma média de 100 m sob o solo da fronteira franco-suíça, em Genebra. Concluído em 1989 ele tem, desde então, cumprido com êxito todos os requisitos para os quais fora projetado.

O modo de operação do LEP consiste em acelerar os elétrons e pósitrons em diferentes etapas (figura 2.1). Um acelerador linear, LIL (*Lep Injector Linear accelerator*), impulsiona estas partículas até a energia de 600 MeV. Após esta etapa, elas são mantidas em um acumulador, EPA (*Electron Positron Accumulator*), de forma a compensar a menor produção de pósitrons relativa à de elétrons. Em seguida os feixes são injetados no PS (*Proton Synchrotron*) e acelerados até 3.5 GeV, seguindo para o SPS (*Super Proton Synchrotron*) que aumenta a energia para 20 GeV. Finalmente injeta-se estes no LEP, onde são acelerados em órbitas de sentidos opostos (sob um campo magnético sem componente longitudinal) até a energia definitiva, através de um complexo de cavidades de radiofrequência, alimentadas por geradores eletromagnéticos, e sistemas guias consistindo de magnetos, localizados ao longo do acelerador, que corrigem a trajetória e focalizam os feixes em suas órbitas fechadas no anel de colisões.

No LEP, várias etapas ocorrem entre a injeção e a colisão dos feixes:

- *Filling and Stacking* - Injeção dos elétrons e pósitrons mantidos a uma energia de 20 GeV (duração de algumas horas);

- *Accelerating* - Durante aproximadamente 1 hora, os feixes são acelerados até a energia definitiva;

- *Ramping and Squeezing* - Os parâmetros do colisionador, como a abertura dos colimadores, são ajustados. Esta etapa leva entre 10 e 20 minutos para ser completada;

- *Adjusting* - Os feixes são focalizados e colocados em colisão por alguns minutos nos quatro pontos de interseção do LEP;

- *Stable Beam* - Os feixes permanecem em colisão em um regime estável e continuam assim enquanto houver luminosidade[1] suficiente para a tomada de dados físicos.

O LEP possui oito possíveis pontos de colisão, sendo que apenas quatro deles são atualmente usados (os outros quatro são usados para acesso ao tunel do LEP onde estão instalados os sistemas de magnetos). Cada um desses pontos está localizado no meio de uma seção reta de 500 m de comprimento, onde dipolos (um em cada extremo desta seção) e quadrupolos (distribuídos ao longo da seção) agem como corretores das órbitas e focalizadores, respectivamente, fazendo com que os pósitrons e os elétrons convirjam em direção a uma região chamada de IP (*Interaction Point* - ponto de interação). O tubo de

[1]**A luminosidade $\mathcal{L}$ permite medir a taxa de colisões das partículas no detector. Sendo N o número de eventos detectados por unidade de tempo, então pode-se obtê-la experimentalmente segundo a expressão:**

$$\mathcal{L} = \frac{N}{\sigma\varepsilon}$$

onde ε é a eficiência de detecção e σ a seção de choque total de produção de um determinado processo. No DELPHI são usados eventos do tipo Bhabha, cuja taxa de produção é obtida com grande precisão.

Em colisionadores do tipo do LEP, pode-se ainda calculá-la:

$$\mathcal{L} = \frac{f n_B N_1 N_2}{A}$$

onde f é a frequência de revolução de uma partícula num *bunch* (sobre a divisão dos feixes em *bunch* e *wagons* ver mais adiante), n_B o número de *bunches* por feixe, N_1 e N_2 o número de partículas por bunch nos feixes 1 e 2, respectivamente, e A a área transversal dos feixes no ponto de colisão.

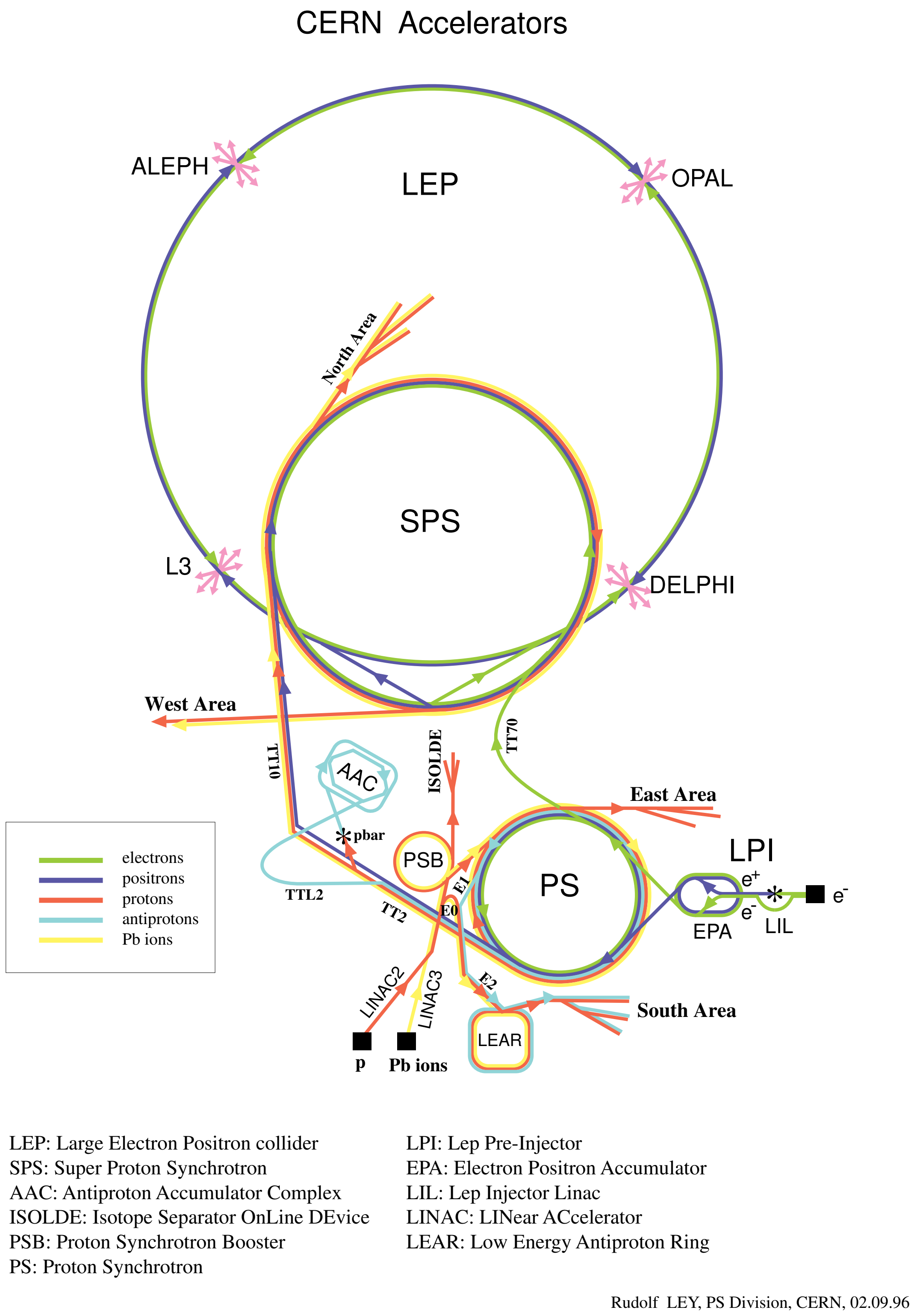

Figura 2.1: Injeção dos feixes de pósitrons e elétrons no LEP.

vácuo, onde circulam as partículas, possui diâmetro de 160 mm (106 mm nas proximidades do IP). Atualmente, visando aumentar a luminosidade, cada feixe de pósitrons e elétrons é normalmente dividido em oito "trens" (*bunches*) de quatro "vagões" (*wagons*) cada. A separação temporal entre dois trens é de 22.2 μs e entre os vagões de 247 ns (figura 2.2). A seção transversal dos feixes é de aproximadamente $210 \times 8\ \mu m^2$ nos pontos de colisão, para uma luminosidade de $1.6 \times 10^{31}\ cm^{-2}s^{-1}$.

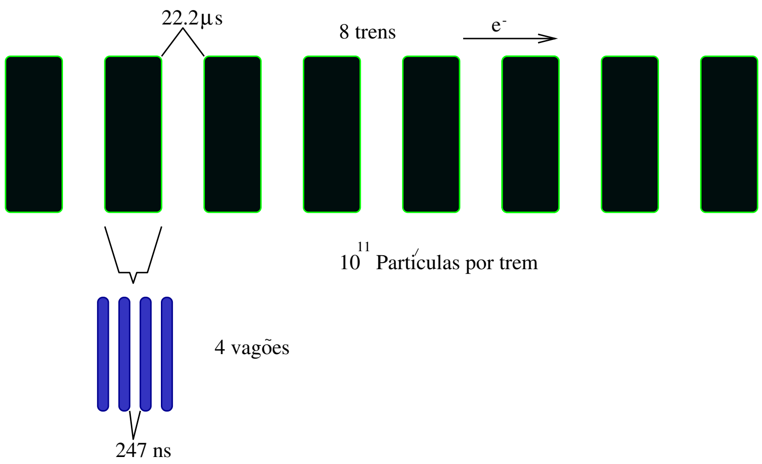

Figura 2.2: Esquema de circulação das partículas em trens e vagões no LEP a 91.2 GeV. O número de partículas por *bunch* é normalmente da ordem de 10^{11}.

Três etapas distintas, cada uma caracterizada por uma energia dos feixes e por objetivos precisos de física, marcam a operação do LEP:

- *1989-1995* (**LEP-1**): $\sqrt{s} \cong 91.2$ GeV, ou seja, energia em torno da região de produção máxima da partícula Z^0, possibilitando um amplo estudo de sua produção e de seus canais de decaimento e levando a medidas precisas dos parâmetros eletrofracos associados à corrente neutra da interação fraca, o que permitiu testar diversas hipóteses do Modelo Padrão (*Standard Model - SM*).

- *Fim de 1995 e 1996* (**LEP-1.5**): começou o *upgrade* de energia visando 184 GeV no sistema do laboratório. O LEP operou com a energia entre 130 GeV e 136 GeV (novembro 1995), 161 GeV (julho/agosto 1996) e 172 GeV (outubro/novembro 1996). Neste período foram observadas, entre outros processos, as produções de partículas Z^0 com recuo radiativo, as produções de eventos $\gamma\gamma$ e ainda buscou-se partículas supersimétricas leves, como charginos e neutralinos. É destacada a primeira observação no LEP do par de bósons W^+W^- pela colaboração DELPHI.

- 1997-2000 (**LEP-2**): este período abre uma nova etapa no domínio da física experimental em altas energias. O objetivo é atingir a energia de até 100 GeV por feixe, na região de produção dos bósons W^+W^-, permitindo o estudo mais preciso da corrente carregada e ainda outros testes do Modelo Padrão. Além disto, a estas energias é possível procurar e determinar novos limites para novas partículas, em particular o bóson de Higgs que é uma previsão do SM ainda não confirmada pela experiência.

2.3 Os Experimentos do LEP

Existem quatro grandes experimentos instalados no LEP, o L3 (LEP-3) [3], o ALEPH (*Apparatus for LEP PHysics*) [4], o OPAL (*Omnis Purpose Apparutus for LEP*) [5] e o DELPHI, centrados em diferentes IPs como ilustra a figura 2.3.

A razão de haver quatro experimentos está relacionado ao fato de que quatro medidas independentes, de uma mesma grandeza, podem ser efetuadas e, assim, o resultado final pode ser confirmado. Existem algumas características comuns entre estes detectores,

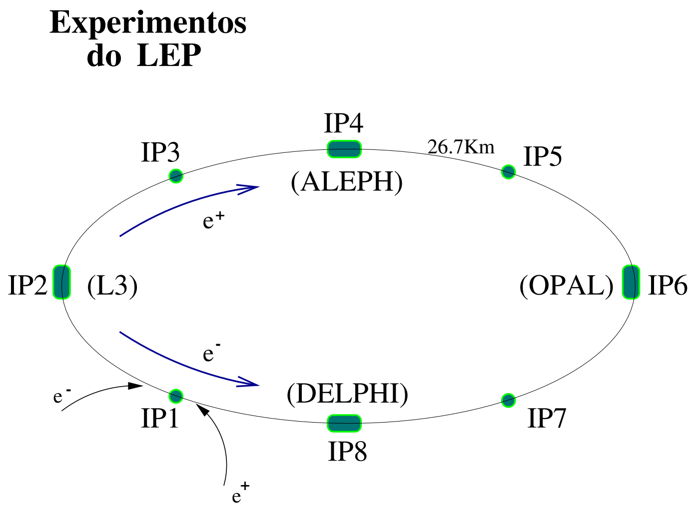

Figura 2.3: Localização dos experimentos do LEP e os pontos de interação.

como por exemplo o formato em cascas cilíndricas concêntricas de subdetectores, e outras que os diferenciam. Entre estas pode-se citar a grande câmara de projeção temporal (TPC) do ALEPH que proporciona uma excelente resolução na medida do momento das partículas. O DELPHI, por sua vez, possui detectores de identificação baseados na radiação Cherenkov que, combinados à TPC, tornam-o o único entre os quatro experimentos capaz de distinguir π, p e K com momento linear até 25 GeV.

Durante o período de operação do LEP1, foram coletados $\approx$15 milhões de decaimentos hadrônicos e $\approx$1.6 milhões de decaimentos leptônicos do Z^o. A tabela 2.1 [6] mostra o número destes eventos analisados na colaboração DELPHI.

2.4 O DELPHI

O DELPHI [7][8] é composto de subdetectores que desempenham funções específicas (figura 2.4). Instalado a 100 m de profundidade e exposto a um campo magnético axial

	1990	1991	1992	1993	1994	1995	Total
$q\bar{q}$	114	243	697	677	1241	584	3556
e^+e^-	3	7	21	24	44	21	120
$\mu^+\mu^-$	5	11	32	29	55	29	161
$\tau^+\tau^-$	2	8	17	21	36	17	101

Tabela 2.1: Número de eventos (em unidades de 10^3) produzidos pelo LEP, na primeira fase de operação, e analisados pelo experimento DELPHI.

de 1.2 T, gerado pelo maior solenóide supercondutor do mundo, ele é dividido em uma região central em formato de barril, com 5 m de raio por 10 m de comprimento, e em duas tampas (*endcaps*). A região do barril (*barrel*) está compreendida entre os ângulos polares $42° < \theta < 138°$, enquanto as regiões das tampas (*forward* e *backward*) complementam os outros ângulos, de forma que o DELPHI cobre quase 4π da região em torno do IP8. Geometricamente, indentifica-se o eixo z como sendo o eixo passando pelo IP e coincidindo com o feixe de elétrons, como mostra a figura 2.5.

Os subdetectores são classificados, quanto ao objetivo, em detectores de traços carregados, de energia (calorímetros), de indentificação de partículas, para medida da luminosidade e para processos de *trigger*[2][9]. Abaixo segue uma descrição sucinta dos principais subdetectores; maiores informações podem ser encontradas nas referências citadas.

2.4.1 Os Detectores de Traço

Para determinar a trajetória de uma partícula carregada produzida em um evento, é usado um conjunto de detectores, onde o mais importante é a câmara TPC (*Time*

[2]**Denomina-se *trigger* as decisões quanto a tomada ou não de dados. Existem 4 níveis de *trigger*: T1, T2, T3 e T4, onde os dois primeiros são síncronos com a passagem dos feixes pelo IP (*Bunch Cross Over* - BCO) e os outros dois assíncronos. É nestas decisões que se elimina grande parte dos eventos não desejáveis, como por exemplo raios cósmicos.**

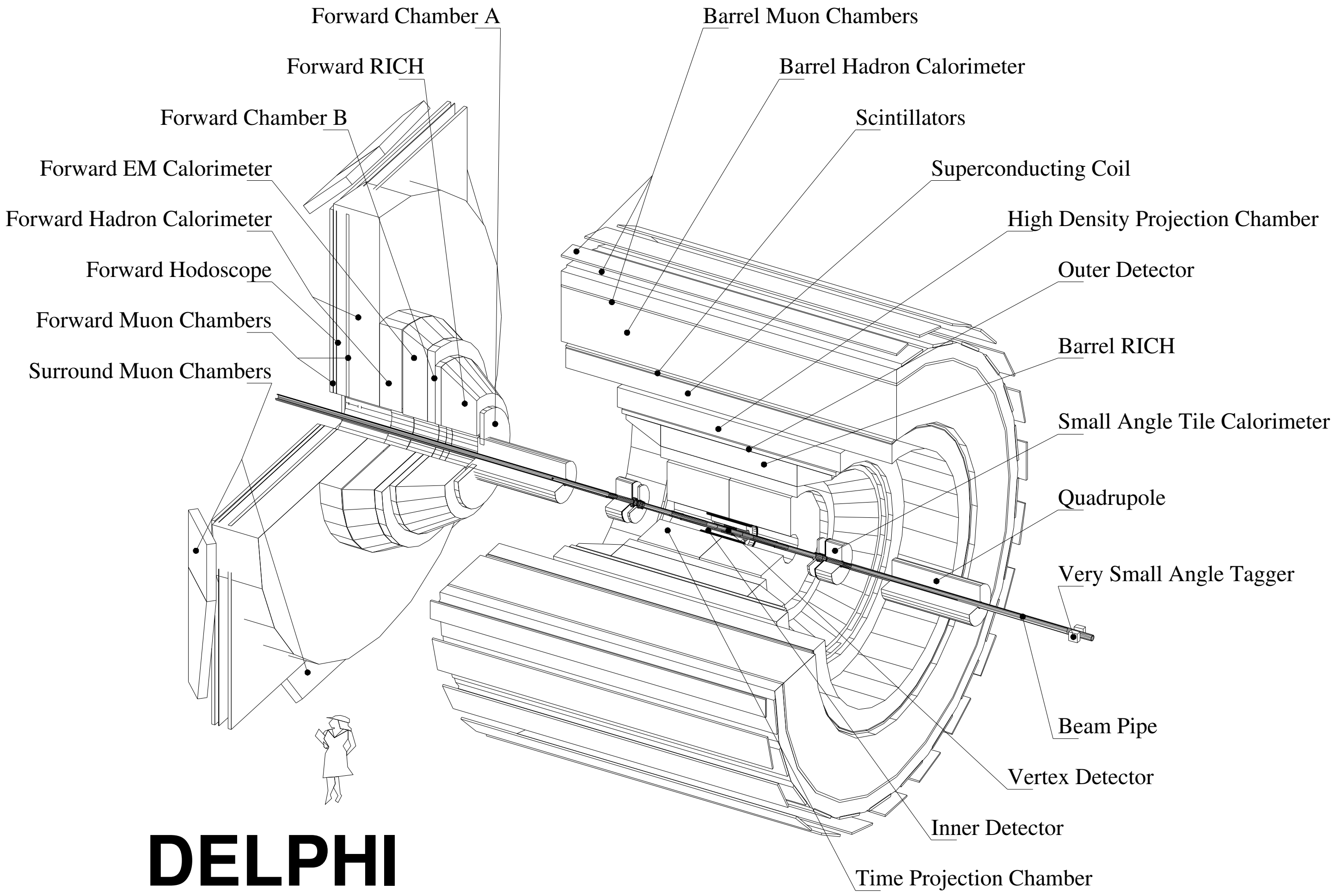

Figura 2.4: Perspectiva do detector DELPHI.

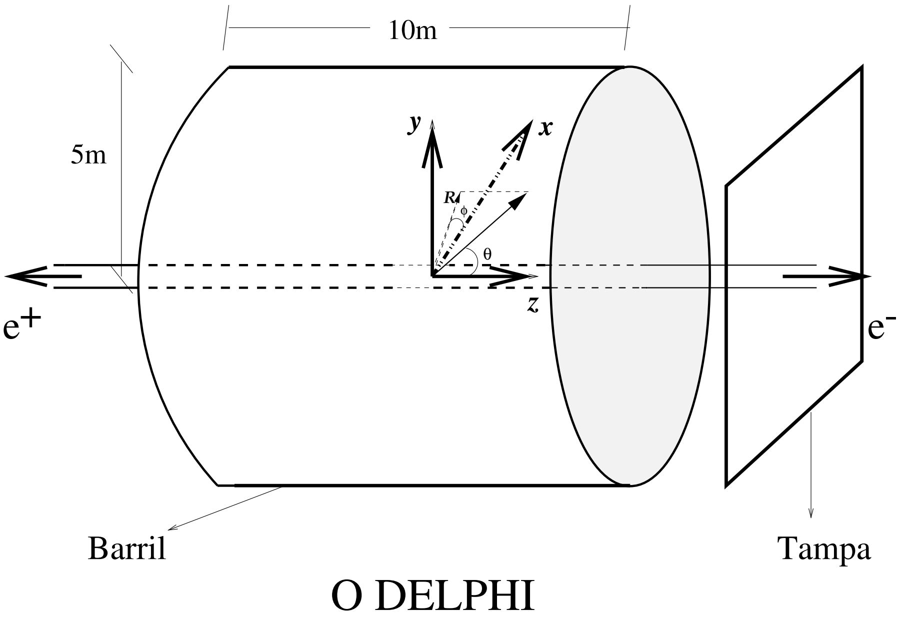

Figura 2.5: O sistema de coordenadas e as dimensões do DELPHI.

Projection Chamber).

- **TPC [10][11] -** Seu principal objetivo é permitir a reconstrução da trajetória de uma partícula que a atravessa, proporcionando para isto as medidas das coordenadas z e $r\phi$ ao longo do traço. Além disso, ela fornece também informações quanto ao depósito de energia dE/dx (energia perdida por unidade de comprimento, devido à ionização do gás) daquela partícula, ajudando na separação entre as hipóteses de píons, káons, prótons e elétrons para baixos momentos ($\leq$ 0.7 GeV) onde os detectores Cherenkov são ineficientes.

  A TPC possue uma câmara de arrasto formada por dois cilindros coaxiais de 260 cm de comprimento, raio interno de 29 cm e externo de 121.6 cm, preenchida por uma mistura de gases (80% de Ar e 20% de CH4) e dividida ao meio por uma placa

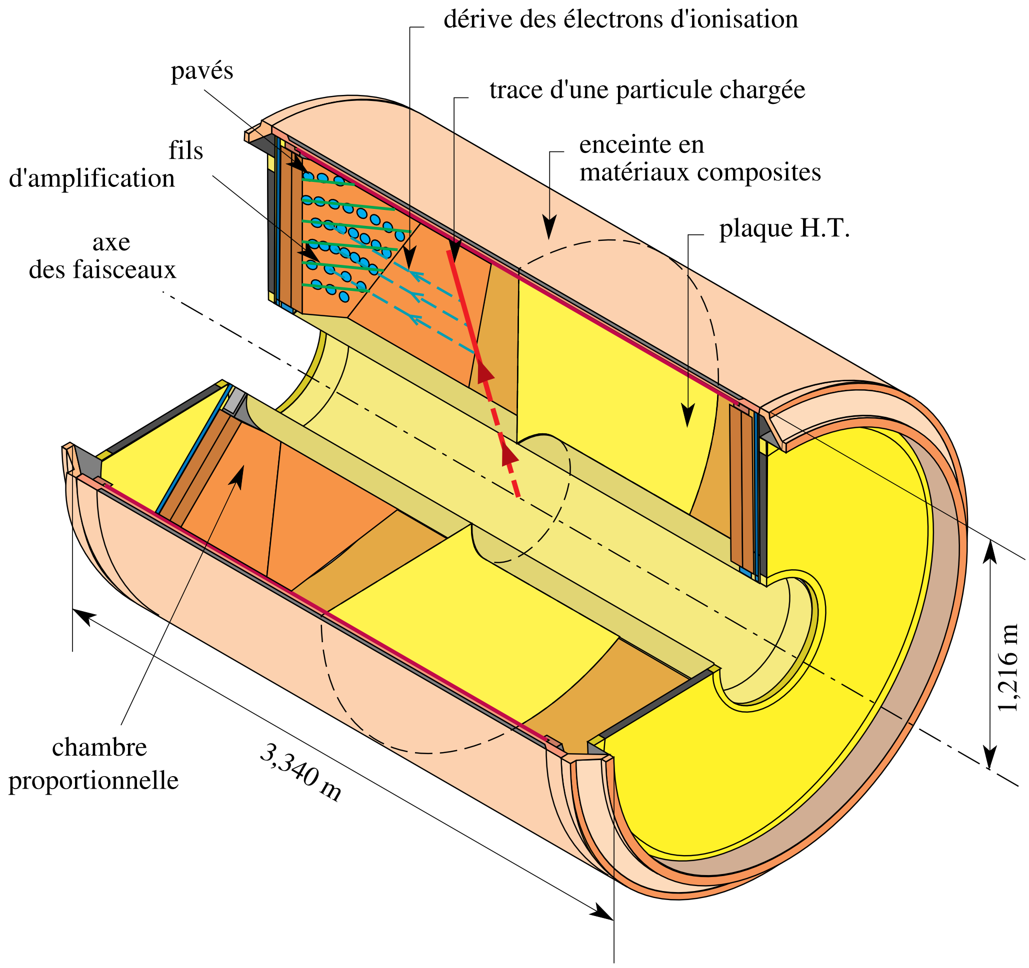

Figura 2.6: Esquema da TPC mostrando suas dimensões e princípio de funcionamento, onde uma partícula carregada atravessa seu meio deixando um rastro de ionização. O comprimento total da TPC é a soma dos comprimentos das câmaras de arrasto e das câmaras proporcionais.

de alta voltagem (-20 kV), localizada na coordenada $z = 0$ (figura 2.6) e geradora de um campo elétrico de 150 Vcm^{-1}. Em cada extremidade da TPC existem 6 setores de abertura azimutal 60° que constituem câmaras proporcionais. Cada um destes setores comporta (figura 2.7) 192 fios sensíveis e 16 fileiras de *pads* onde é feita a leitura dos sinais (*readout*). Todo o complexo cobre a região angular de $39^\circ < \theta < 141^\circ$.

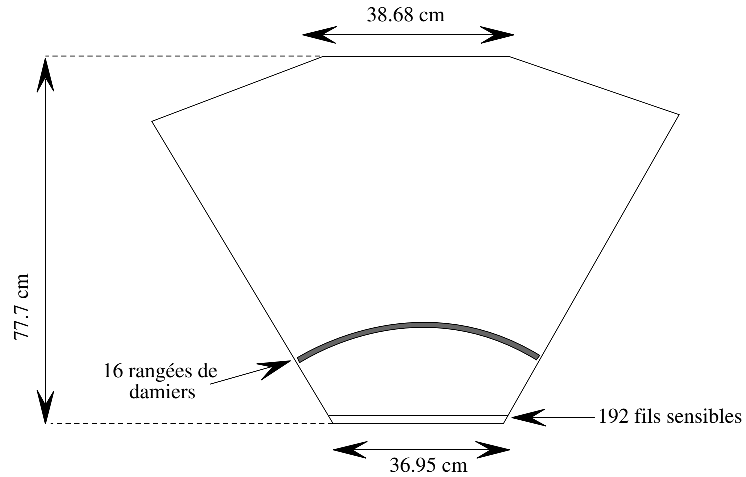

Figura 2.7: Esquema de uma câmara proporcional de um setor da TPC.

A mistura gasosa é ionizada ao longo do traço de uma partícula carregada que atravessa a TPC. Os elétrons são arrastados pelo campo elétrico em direção às câmaras proporcionais (figura 2.8), passando por três grades (*grids*)(figura 2.9):

- *Grid de Porta*, onde os íons positivos, bem mais lentos que os elétrons e que distorcem o campo elétrico, são coletados;
- *Grid de Catodo*, que limita o campo elétrico nas câmaras proporcionais;
- *Grid de Anodo*, que possui os 192 fios sensíveis por setor, separados de 4 mm, com 20 μm de diâmetro e "isolados" uns dos outros por um fio de campo que impede a influência elétrica entre fios sensíveis vizinhos.

Nas câmaras proporcionais os elétrons são acelerados pelo campo elétrico intenso existente nas vizinhanças dos fios sensíveis, dando origem a uma avalanche. O sinal, assim amplificado, é recebido pelos fios sensíveis e a carga induzida é proporcional à ionização depositada pela partícula original, fornecendo desta forma informações

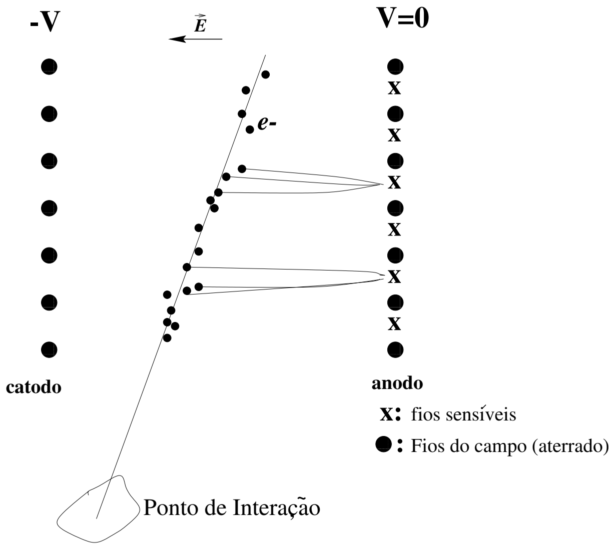

Figura 2.8: Os elétrons gerados pela passagem de uma partícula carregada derivam em direção aos fios sensíveis, sob aplicação de um campo de alta voltagem **V**.

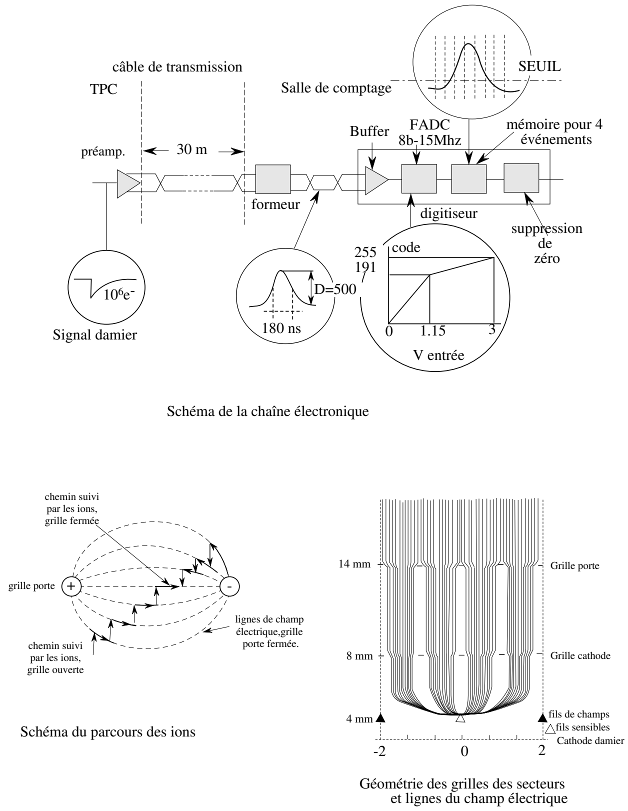

Figura 2.9: Esquema da cadeia eletrônica e das grades da TPC.

sobre dE/dx. As coordenadas $r\phi$ e z são obtidas através da identificação dos *pads* que coletam os sinais e do tempo de deriva medido na câmara de arrasto, respectivamente.

- **ID (Inner Detector) [12] -** Ele tem como função principal a reconstrução de jatos hadrônicos provenientes do decaimento de um Z^o e é composto de duas partes, a Câmara de Jatos e a Câmara de *Trigger*:

  – A Câmara de Jatos é uma câmara de arrasto, dividida em 24 setores azimutais de 15°. Cada setor é preenchido por uma mistura de gases (95% CO_2, 5% isobutano) e possui 24 fios sensíveis que dão informação quanto ao tempo de deriva dos elétrons. O princípio de funcionamento é similar ao da TPC, permitindo medidas de $r\phi$ com resolução variando entre 85 e 125 μm por fio, dependendo da distância de deriva. Não são medidas as coordenadas z ao longo do traço.

  – A Câmara de *Trigger* é um conjunto de 5 câmaras proporcionais cilíndricas, com baixa resolução em $r\phi$. Entretanto, ela mede as coordenadas z, resolvendo a ambiguidade da Câmara de Jatos no que diz respeito à direção do traço em relação ao feixe de elétrons. Sua rapidez de operação habilita-a participar das decisões nos níveis de *trigger* T1.

Cobrindo a região angular $30° < \theta < 150°$ ($15° < \theta < 165°$ a partir de 1995), o ID proporciona uma separação entre traços com resolução de 1.5 mrad em ϕ (0.89 mrad em 1995), permitindo a reconstrução dos TE (*track elements* - elementos do traço) e, assim, identificando os jatos provenientes do decaimento de um Z^o.

- **OD (Outer Detector) [13] -** Localizado entre 1.97 e 2.06 m do eixo do feixe, ele cobre a região angular $42° < \theta < 138°$. O OD é um conjunto de câmaras de deriva, paralelas ao eixo do feixe, com 4.7 m de comprimento, em formato cilíndrico, preenchidas por uma mistura de gases (48% argônio, 47% isobutano, 5% metil) e munidas de um fio sensível (anodo) ao longo de seus eixos. Seu principal objetivo é complementar a TPC, cujo tamanho é limitado por outros subdetectores, e assim contribuir à medida do momento da partícula.

  As coordenadas z dos traços são obtidas a partir do tempo de propagação do sinal ao longo dos fios sensíveis e as coordenadas $r\phi$ são fornecidas pelo tempo de deriva dos elétrons em direção ao anodo central.

  O OD, quando correlacionado ao ID, cobre os vazios (*gaps*) deixados pela TPC e ajuda na eliminação de eventos do tipo raio cósmico e *beam-wall* (os principais tipos de contaminação no LEP serão discutidos no próximo capítulo).

- **VD (Micro-Vertex Detector) -** O VD [14] é o detector mais próximo do ponto de interação. Dotado de uma ótima resolução espacial ($\approx 10\ \mu$m), ele é o detector principal na identificação de vértices secundários associados ao decaimento das partículas originárias do Z^o. Ele é particularmente importante na distinção das partículas carregadas provenientes do ponto de interação e as originadas do decaimento dos hádrons B ou D, produzidos a alguns milímetros deste ponto.

  O VD é feito de placas semicondutoras de silício, dispostas em três camadas cilíndricas concêntricas (figura 2.10), com raios de 6.3 cm, 9.0 cm e 10.9 cm e de forma que uma placa cubra os *gaps* deixados pela outra. Ele cobre a região angular $25° < \theta < 155°$.

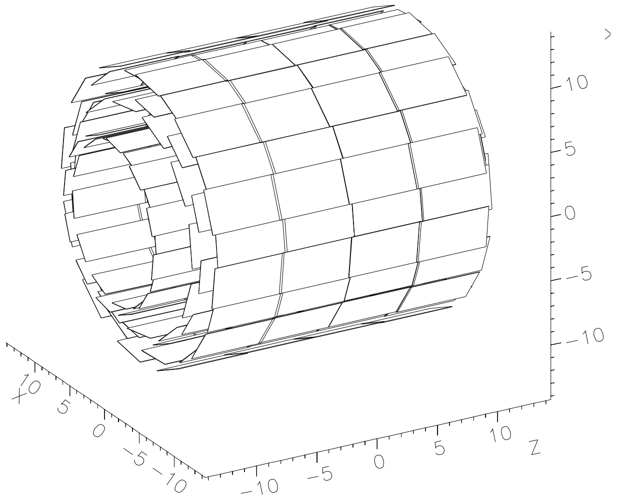

Figura 2.10: O detector de microvértice do DELPHI. As três camadas de placas de silício são sobrepostas, de forma que uma cubra os vazios deixados pelas outras.

- **FCA (Forward Chamber A) [7] -** As FCAs estão situadas nas tampas do DELPHI, a $z = \pm 1.6\ m$ do IP e são compostas por três câmaras de duas camadas cada, deslocadas angularmente de $\phi = 120°$ entre si. Cada camada é composta de 128 tubos de deriva, com um fio servindo como anodo em seu centro. Os fios estão dispostos em cada câmara de modo que são medidas 2x3 coordenadas espaciais. Cada uma destas coordenadas é usada para o sistema de *trigger* nos níveis T1, T2 e T3.

  As FCAs cobrem as regiões angulares $11° < \theta < 33°$ e $147° < \theta < 169°$, complementado assim a TPC nas medidas do momento das partículas nas regiões *forward*.

- **FCB (Forward Chamber B) [7] -** Similares às FCAs, elas são câmaras de deriva compostas de quatro módulos, dois em cada tampa. Cada módulo consiste de 12 planos de fios sensíveis, onde cada conjunto de 4 planos está deslocado angularmente de $\phi = 60°$ em relação aos outros.

Localizadas a $|z| \simeq 2.60 - 274\ m$ do IP e cobrindo as regiões angulares $11° < \theta < 36°$ e $144° < \theta < 169°$, as FCBs, juntamente com as FCAs, complementam a TPC na medida de traços a pequenos ângulos e participam nos níveis T1, T2 e T3 de decisões de tomada de dados.

2.4.2 Os Calorímetros

Os detectores de traços têm ótima resolução para a medida do momento, porém não têm capacidade para identificação e medida de partículas neutras. Para estes propósitos são utilizados os calorímetros, que fornecem informações acerca dos depósitos de energia deixados pela passagem de uma partícula (neutra ou não) e da distribuição espacial dos chuveiros, contribuindo para uma melhor identificação das partículas carregadas.

Existem no DELPHI duas classes de calorímetros: os eletromagnéticos (HPC e FEMC) e os hadrônicos (HCA). Os chuveiros eletromagnéticos e hadrônicos diferenciam-se em seus perfis longitudinais e transversais[3].

- **HPC (High density Projection Chamber) -** Com um formato cilíndrico ao longo do eixo do feixe, possuindo comprimento de $|z| < 2.54\ m$, raio interno de 2.08

[3]**Um chuveiro hadrônico caracteriza-se pela deposição de energia em cones de grande abertura em torno da direção da partícula inicial e são originados, principalmente, pela interação nuclear desta com os núcleos do meio (ferro por exemplo) que atravessam. Por outro lado, os chuveiros eletromagnéticos apresentam depósitos de energia em cones de pequeno ângulo (são mais colimados) em torno da direção da partícula e são gerados, principalmente, pelos seguintes processos: radiação de frenagem (ou *Bremsstrahlung*) e produção de pares e^+e^- (em um meio de chumbo, por exemplo).**

m e externo de 2.60 m e cobrindo a região angular $43° < \theta < 137°$, a HPC [15] caracteriza-se por ser um dos primeiros detectores a associar calorimetria à câmara de deriva. 144 módulos independentes, organizados em 6 aneis longitudinais de 24 módulos azimutais cada, compoẽm este detector.

Cada módulo tem o formato de um trapézio de largura variando entre 52 cm e 64 cm, altura de 47 cm, comprimento de 90 cm (exceto nas extremidades onde é 70 cm) e cobrindo 15° em ϕ. Um conjunto de 41 camadas de chumbo, com os espaços entre estas preenchidos por um gás de deriva (80% argônio e 20% metano), forma cada caixa.

O modo de operação é muito similar ao da TPC. Um chuveiro gerado pela passagem de uma partícula através das camadas de chumbo ioniza o gás. Os elétrons derivam até as câmaras proporcionais, nas extremidades dos módulos, onde o sinal é lido, fornecendo uma medida tridimensional da distribuição de cargas do chuveiro.

Combinada à TPC, a HPC aumenta a resolução na medida do momento das partículas.

- **FEMC (Forward ElectroMagnetic Calorimeter) -** O FEMC [16] caracteriza-se por ser um calorímetro baseado na radiação Cherenkov[4] produzida pela passagem de uma partícula pelo detector. Dois discos, cada um com $5m$ de diâmetro, espessura de $41cm$ e composto de 4532 blocos de vidro dopados com chumbo, fechando

[4]**Sempre que uma partícula atravessa um meio dielétrico preenchido com material radiador, com velocidade $v = \beta c$ maior que a velocidade da luz neste meio ($\frac{c}{n}$), ela emite radiação eletromagnética concentrada em um cone em torno da sua direção de propagação. O ângulo deste cone é tal que $\cos\theta = \frac{1}{n\beta}$, onde n é o índice de refração do meio e $\beta = \frac{1}{\sqrt{1+M^2c^2/P^2}}$ com c, P e M representando a velocidade da luz, o momento e massa da partícula, respectivamente.**

as extremidades do DELPHI, produzem esta radiação cujo sinal é posteriormente amplificado, fornecendo a medida da energia depositada.

O FEMC cobre as regiões angulares $8^\circ < \theta < 35^\circ$ e $145^\circ < \theta < 172^\circ$.

- **HCA (Hadron CAlorimeter) [17] -** Ele é constituido de duas partes, uma na região do barril e outra nas tampas do DELPHI. No barril o HCA é segmentado em 24 módulos, cada um composto de 19 placas de ferro e deslocados de 7.5° em relação aos módulos da HPC. Ele possui formato cilíndrico com raio externo de 3.20 m em relação ao eixo do feixe. Por outro lado, nas tampas, trata-se de dois discos de ferro de 4.6 m de raio e 1.05 m de espessura, dividos em 12 setores. Todo o conjunto do HCA cobre $11^\circ < \theta < 169^\circ$, quase todo o ângulo sólido.

  O modo de operação consiste na transmissão do sinal, depositado pela passagem de uma partícula, através de dutos (*streamer tubes*) localizados nos espaços entre as placas de ferro. Este sinal chega então às extremidades do detector, onde existem placas de leituras (*pads*) acopladas aos dutos.

  O HCA é construído de forma a cobrir os buracos deixados pelos módulos da HPC.

2.4.3 Os Detectores de Identificação

O DELPHI possui dois detectores de identificação: o RICH e as Câmaras de Múons.

- **RICH (Ring Imaging CHerenkov) -** O RICH [18] objetiva a identificação de káons, píons e prótons com energia entre 0.7 e 25.0 GeV e é composto de duas partes: o BRICH (*Barrel Ring Imaging Cherenkov*) e o FRICH (*Forward Ring Imaging*

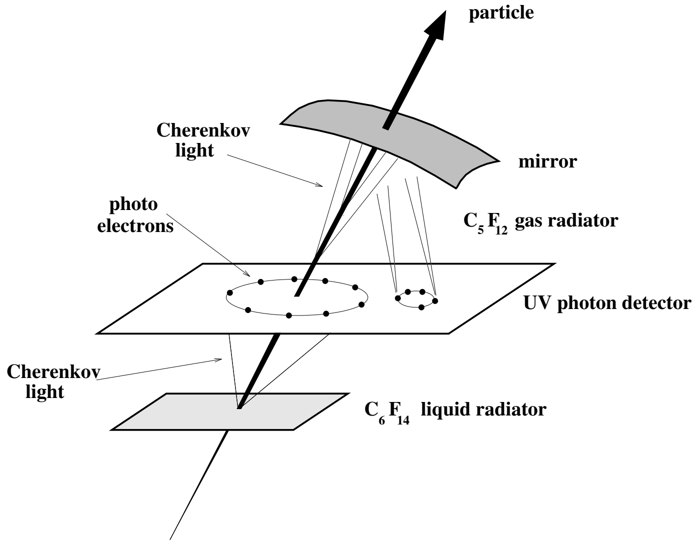

Figura 2.11: Uma partícula atravessa o RICH com velocidade maior que a velocidade da luz nos meios líquido e gasoso. Um cone de luz é gerado pela emissão de fótons Cherenkov. Os elétrons produzidos por estes fótons são levados através das câmaras de arrasto até câmaras proporcionais, onde são detectados.

Cherenkov). O princípio de funcionamento de ambos é idêntico e baseia-se no efeito Cherenkov.

De modo a cobrir uma maior faixa de momento linear, existem dois meios radiadores com índices de refração diferentes, um gasoso (C_5F_{12}) e outro líquido (C_6F_{14}). O princípio de operação do RICH acha-se exposto na figura 2.11. No meio gasoso, um jogo de espelhos focaliza os fótons coletados para serem detectados num conjunto de câmaras de arrasto. O ângulo do cone dos fótons é reconstruído como mostra a figura 2.11. Conhecendo o momento (proveniente da TPC), pode-se obter as massas para as hipóteses do píon, káon ou próton.

O BRICH esta situado na região angular de $40° < \theta < 140°$, sendo um cilindro de 3.5 m de comprimento, raio interno de 1.23 m, externo de 1.92 m e dividido em 24

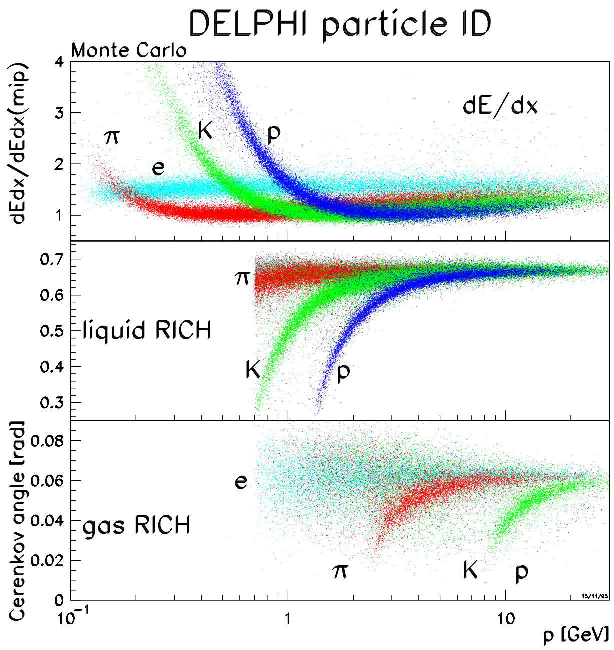

Figura 2.12: Identificção de partículas no DELPHI através da medida de dE/dx na TPC e do efeito Cherenkov no RICH.

setores no plano $r\phi$ para cada lado do DELPHI (A e C).

Os FRICHs cobrem os ângulos $15° < \theta < 35°$ e $145° < \theta < 165°$, possuem 94 cm de comprimento, começando a 1.72 m do IP, com raio interno de 45 cm e externo variando de 1.25m a 1.80 m (formato de trapézio).

A figura 2.12 mostra a performance de identificação de partículas no DELPHI.

- **Câmara de Múons -** Cobrindo uma grande região angular, este detector consiste de três partes, o MUB (*Barrel Muon Chamber* - região do barril $53° < \theta < 88.5°$), o MUF (*Forward Muon Chamber* - nas tampas $20° < \theta < 42°$ e $138° < \theta < 160°$) e o MUS (*MUon chamber Surrounding* - entre as tampas e o barril, cobrindo os buracos deixados pelo MUB e MUF). Todas as partes operam de maneira similar, diferenciando-se apenas em sua geometrias. A Câmara de Múons é um conjunto de câmaras de deriva, segmentadas em 24 setores de cada lado do DELPHI. É o detector localizado mais externamente em relação ao IP.

2.4.4 Outros Detectores

Visando à participação no nível de *trigger* T1, ou seja, referente à tomada de decisões ainda ao nível de *hardware* (síncronas com o BCO, tempo de decisão de 3.5 μs), existem além dos detectores rápidos de traço (ID, OD, FCA e FCB), do FEMC e do MUB, os cintiladores na região do barril (TOF - *Time Of Flight*) e nas tampas do DELPHI (HOF - *Forward HOdoscope*). Ainda contribuindo no *trigger* de *hardware*, porém ao nível T2 (39 μs), os detectores anteriores são complementados pela TPC, HPC e MUF.

A luminosidade é obtida através do monitoramento de eventos Bhabha[5] pelos detectores STIC (*Scintillation Calorimeter*) e VSAT (*Very Small Angle Tagger*).

[5] **Estes eventos serão definidos no capítulo 7.**

Capítulo 3

As Radiações de Fundo no LEP e a Radiação Síncrotron no DELPHI

3.1 Introdução

Este capítulo tem por objetivo identificar os principais tipos de radiação de fundo existentes no LEP, bem como descrever como age a radiação síncrotron ao nível de contaminação no DELPHI.

3.2 A Radiação de Fundo no LEP

Para que os experimentos forneçam resultados de alta precisão, devem ser levados em conta os diversos tipos de contaminações nos dados coletados.

Basicamente três tipos de radiação [19][20], descritos a seguir, agem como fontes de contaminação em um experimento de alta energia como o DELPHI: os raios cósmicos, as partículas de mínima ionização (MIPs - *Minimum Ionized Particles*) e a radiação síncrotron.

3.2.1 Raios Cósmicos

Provenientes de fontes extraterrestres, os raios cósmicos atingem as regiões de interação dos feixes com grandes valores de parâmetros de impacto[1] (figura 3.1), sendo ainda assíncronos com o BCO. O túnel do LEP e seus experimentos estão localizados a 100 m de profundidade, de forma que a maior parte desses raios não consegue atingir as regiões de interação, excetuando-se os múons que se tornam, assim, a principal fonte deste tipo de radiação de fundo.

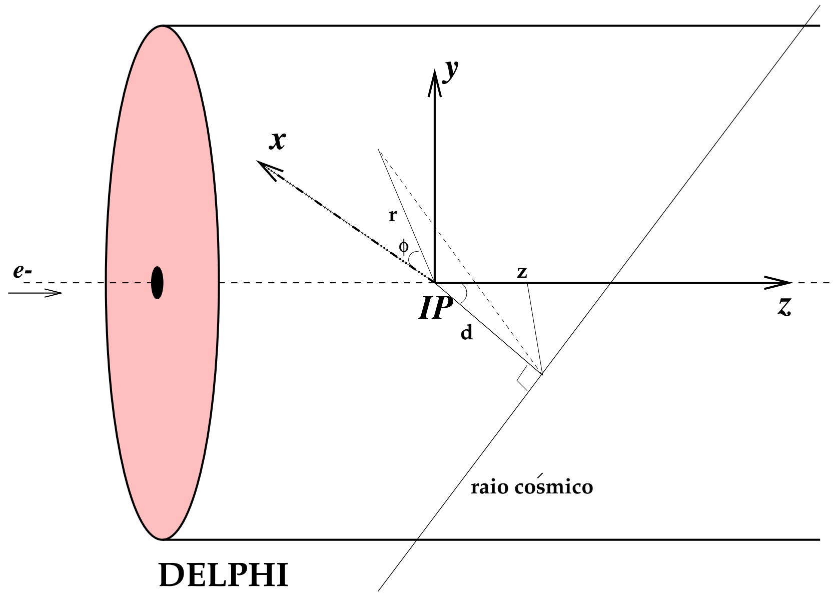

Figura 3.1: Raios cósmicos atravessando o DELPHI e que apresentam, em geral, um grande parâmetro de impacto.

[1] **Menor distância entre a trajetória da partícula e o ponto de interação.**

3.2.2 Partículas de Mínima Ionização

Essas partículas[2] são, principalmente, elétrons e pósitrons de altas energias (até a energia do feixe) que escapam do tubo de vácuo por onde os feixes circulam [21][22]. Seus efeitos são minimizados nos experimentos através de conjuntos de colimadores de abertura vertical ou horizontal, tranversais ao eixo z e localizados nas seções retas nas vizinhanças dos detectores. Este tipo de radiação pode ser subdivido em três categorias, segundo suas origens:

- **Radiação do Tipo** *Beam-Beam* **-** Essa radiação provém da interferência ressonante provocada pela ação do campo eletromagnético gerado por um vagão de um trem sobre um outro em sentido oposto (chama-se este tipo de interação de força *beam-beam*). Este campo provoca o aumento na amplitude transversal do feixe até que esta atinja um valor limite, além da qual os elétrons e pósitrons escapam do tubo de vácuo (figura 3.2). A fim de diminuir este efeito, são instaladas 10 separadores eletrostáticos, distribuídos simetricamente em torno dos IPs e que incluem quadrupolos em seu interior. A força transversal gerada por esses separadores age sobre os feixes em sentido contrário à forca *beam-beam*, minimizando esta. Essa radiação possue a mesma energia do feixe, podendo atingir os detectores.

- **Radiação do Tipo** *Beam-Gas* **-** Juntamente com a radiação síncrotron ela é a mais importante fonte de contaminação para o LEP. Tem origem principalmente na produção de Bremsstrahlung proveniente da interação entre o feixe e gases residuais

[2] **Para altas energias, a energia perdida por uma partícula é proporcional à velocidade β ($\beta = v/c$) desta. Uma partícula é considerada uma MIP quando $3 < \beta\gamma < 4$ ($\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$).**

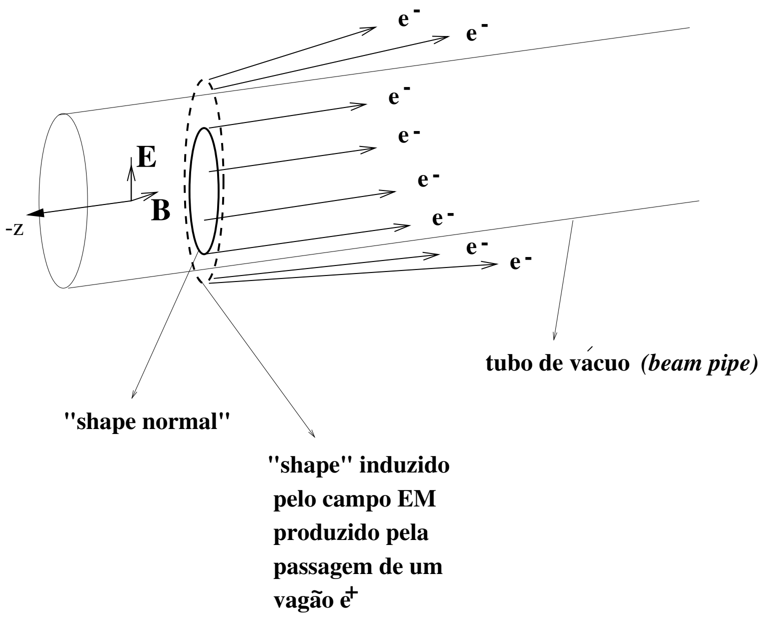

Figura 3.2: Radiação do tipo *beam-beam* produzida pela interação entre os feixes na região de cruzamento (IP).

no interior do tubo de vácuo. Nas regiões em arco do LEP a energia perdida através deste processo não é compensada pelas cavidades de radiofrequência RF e, através da emissão de radiação por Bremsstrahlung, as órbitas das partículas fecham a cada circunferência completada até que elas escapam do tubo. Por outro lado, quando o processo ocorre nas seções retas, os elétrons (pósitrons) atingem diretamente o detector perdendo pelo menos 20% de suas energias (correspondente a um valor limite para mantê-los em suas trajetórias). Neste caso os separadores direcionam os elétrons e pósitrons às bordas superiores e inferiores dos detectores de medida da luminosidade.

- **Radiação do Tipo** *Beam-Wall* **-** O tubo de vácuo do LEP é constituído em sua maior parte por alumínio, salvo na vizinhançca (±2 m) dos IPs, onde é então composto de berílio. O efeito *Beam-Wall* é devido às partículas do feixe que perdem energia e acabam por interagir com as paredes deste tubo. Os quadrupolos eliminam estas partículas *Off-Momentum*, porém quando criadas nas regiões em torno dos pontos de interação, após o último quadrupolo, elas podem ser detectadas. Entretanto, no DELPHI a maior parte desta contaminação é absorvida pelas máscaras de tungstênio[3] e pelo STIC, tornando pequena a probabilidade de atingirem áreas como as câmaras de deriva da TPC.

As MIPs podem interagir com os materiais presentes no LEP originando jatos de partículas com um variado espectro de energia atingindo os detectores.

3.2.3 Radiação Síncrotron

Toda partícula carregada movendo-se em um campo magnético emite fótons na forma de radiação síncrotron devido ao efeito de Bremsstrahlung. A direção destes fótons tende a ser tangente à órbita destas partículas (figura 3.3).

Sendo o LEP um anel de colisões entre feixes de pósitrons e elétrons confinados em órbitas fechadas pelo efeito de um sistema de magnetos dipolares, há perdas de sua energia através da emissão de radiação síncrotron [23][24]. Esta perda pode ser estimada através da fórmula de Larmor para a potência irradiada por uma partícula carregada em uma trajetória circular [25][26]:

$$P_e = \frac{2}{3}\frac{e^2 c \gamma^4 \beta^4}{R^2} \tag{3.1}$$

onde, e é a carga do elétron, c é a velocidade da luz, $\beta = v/c$ (v é a velocidade do elétron),

[3] **Proteções contra contaminações, principalmente síncrotron, existentes próximas aos IPs e descritas na próxima seção.**

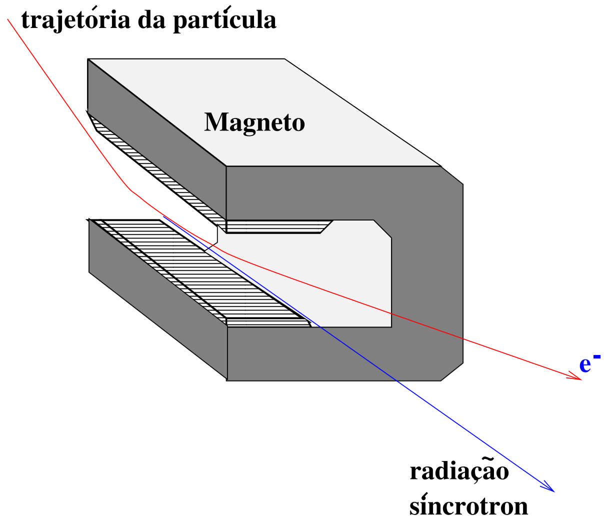

Figura 3.3: Feixe de elétrons atravessando uma região com campo magnético gerado por um magneto. A radiação síncrotron é emitida na direção tangencial à trajetória do feixe.

$\gamma = (1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ e R é o raio da órbita da partícula.

No LEP a velocidade dos feixes aproxima-se à velocidade da luz, ou seja, $\beta \approx 1$ e $\gamma = \frac{E}{m_e c^2}$, onde E é a energia total do elétron e m_e sua massa de repouso. Levando em conta que o tempo para uma revolução completa é:

$$t = \frac{2\pi R}{\beta c} \tag{3.2}$$

então, a energia perdida numa revolução será:

$$\delta E = P_e t \approx \frac{4\pi}{3}\frac{e^2}{m_e^4 c^8}\frac{E^4}{R} = C\frac{E^4}{R} \tag{3.3}$$

onde:

$$C = \frac{4\pi}{3}\frac{e^2}{m_e^4 c^8} = 8.85 \times 10^{-5}\left[GeV^{-3}m\right] \tag{3.4}$$

$$R \;=\; R_{LEP} \;=\; 4249\ m \tag{3.5}$$

Para o LEP1, onde a energia dos feixes era de 45.6 GeV:

$$\delta E = 90\ MeV \tag{3.6}$$

No caso do LEP2, a energia de 90 GeV:

$$\delta E = 1366\ MeV \tag{3.7}$$

o que representa um fator 15 comparado ao LEP1. Caso esta energia não fosse compensada de alguma forma, em 3 ciclos o LEP2 perderia cerca de 6 GeV.

O LEP possui sistemas de cavidades de radiofrequência RF, onde um campo eletromagnético oscila em ressonância com a passagem dos feixes, de forma que estes recebem a contribuição máxima do gradiente do potencial daquele campo, acelerando as partículas do feixe e, então, compensando as perdas (por radiação síncrotron ou devidas a outras causas).

O grande problema da radiação síncrotron está no fato de representar, além de uma perda de energia para o acelerador, uma fonte de contaminação para os detectores. Na seção reta de 500 m, os quadrupolos focalizadores e os separadores eletrostáticos agem como fontes deste tipo de *background*. Os fótons emitidos podem atingir os experimentos diretamente ou serem espalhados pelos equipamentos em torno dos IPs, causando, por exemplo, danos aos sistemas de *trigger* e às câmaras de projeção temporal.

3.3 A Radiação Síncrotron no DELPHI

O DELPHI está relativamente bem protegido da radiação síncrotron graças à presença de 16 colimadores (na configuração para o ano de 1996) distribuídos simetricamente ao longo da seção reta de 500 m. Entretanto, enquanto os fótons gerados por dipolos nas regiões em arco são praticamente absorvidos pelos colimadores, esta colimação não é tão eficiente na seção reta, onde quadrupolos e separadores eletrostáticos estão instalados. Por exemplo, como mostra a figura 3.4, o último colimador está a 8.53 m do IP, não cobrindo o último quadrupolo focalizador situado a 4.69 m deste ponto e agindo, desta forma, como uma fonte intensa de radiação síncrotron. Além disso, o aumento da energia do LEP aumentará o número de fótons emitidos por BCO.

3.3.1 As Fontes de Radiação

Visando à proteção dos subdetectores, pequenas máscaras absorvedoras de fótons, em formato de anel e feitas de tungstênio, estão localizadas dentro do tubo de vácuo a 2.5 m do IP (ver figura 3.4). Estas máscaras são eficientes quando a radiação síncrotron incide com pequeno ângulo[4] [27] em relação ao eixo dos feixes. No intuito de aumentar a proteção, outros aneis de tungstênio são fixados em torno do tubo de vácuo, a 1.8 m do IP [28], contribuindo à absorção dos fótons refletidos pelas máscaras. A figura 3.5 mostra um esquema do sistema completo.

Apesar dos colimadores e das máscaras de tungstênio, o DELPHI não está livre da radiação síncrotron. Como exemplo, os fótons gerados a grandes ângulos pelos últimos quadrupolos, escapando assim da sombra das máscaras, são refletidos por espalhamento Compton pelos equipamentos localizados no lado oposto do IP e podem atingir detectores importantes. Por outro lado, as máscaras e os colimadores também agem como fontes

[4] **Segundo simulações para o LEP2, 80% dos fótons são espalhados para trás em torno de $\theta = 1.8$ *mrad*, 11% em torno de $\theta = 4$ *mrad*, 7.5% em torno de $\theta = 10.5$ *mrad* e 1.5% são espalhados para frente em torno de $\theta = 10.5$ *mrad*.**

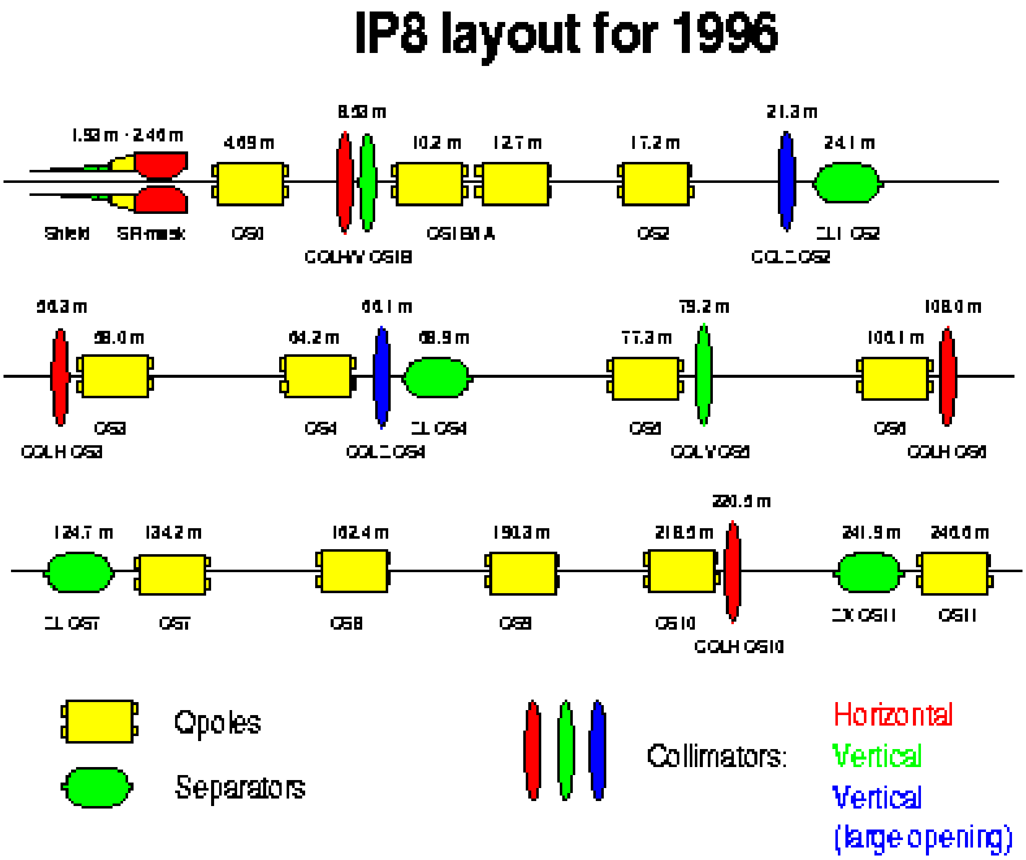

Figura 3.4: Disposição dos elementos focalizadores, colimadores e separadores de feixes nos 250 m da semi-seção reta no IP8, onde está localizado o DELPHI. As distâncias indicadas são em relação ao IP.

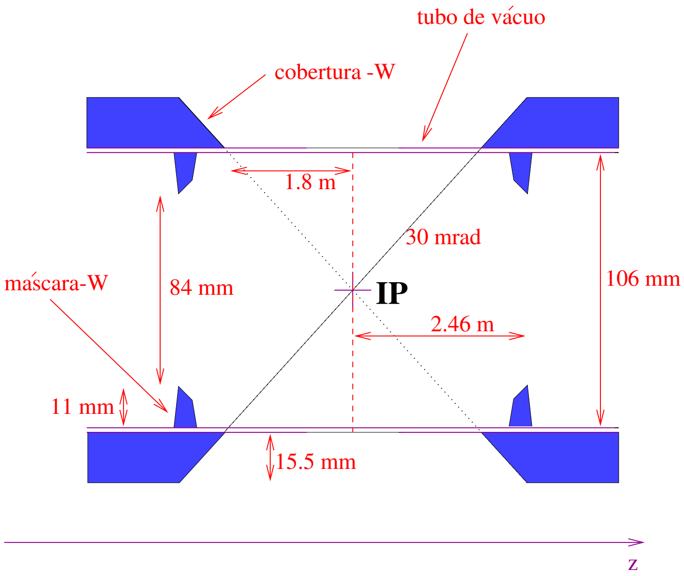

Figura 3.5: Máscara de tungstênio (W) para a radiação síncrotron. A espessura da máscara é de, no mínimo, 30 comprimentos de radiação. A espessura da cobertura de 15.5 mm permite absorver as caudas de energias mais altas dos fótons síncrotrons e das MIPs.

de espalhamento para esta radiação, além do que materiais com grande número atômico emitem fótons de fluorescência, sob a forma de raios-X, populando o espectro de radiação a partir de 5 keV. A figura 3.6 mostra processos de espalhamento por fontes localizadas do lado oposto, em relação ao IP, ao dos feixes incidentes.

A faixa de energia para os fótons síncrotrons foi obtida por simulação [27][20], levando em conta o efeito dos quadrupolos. Nas condições do LEP1, enquanto a energia típica para os fótons espalhados diretamente em direção ao DELPHI (*forward scattered*) situa-se em torno de 80 keV, a dos fótons espalhados para trás por equipamentos localizados no lado oposto do IP (*back scattered*) é de aproximadamente 50 keV. Este espectro apresenta uma cauda que se estende até dezenas de MeV. Para o LEP2, espera-se uma energia média da ordem de 125 keV para os fótons *back scattered*, com limite superior até 250 keV, e

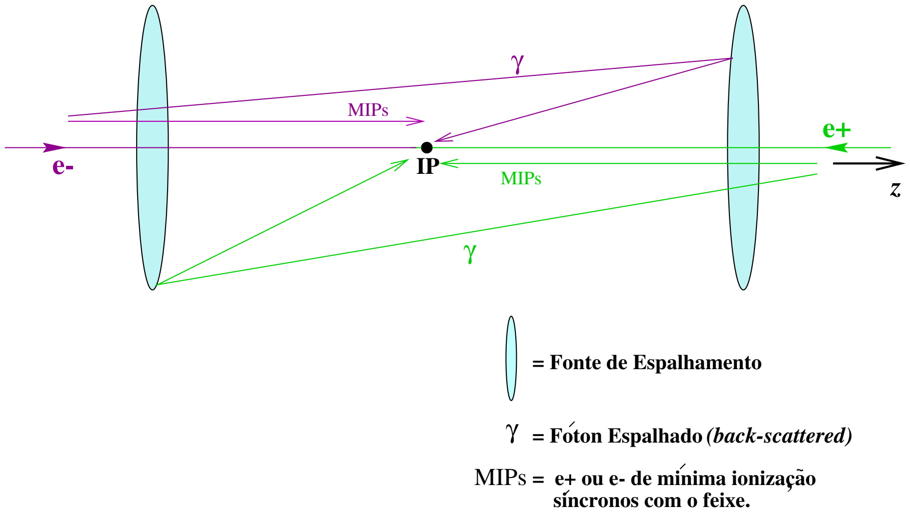

Figura 3.6: Representação do espalhamento da radiação por fontes localizadas no lado oposto ao de incidência do feixe. As MIPs, em geral, chegam ao IP síncronas com os feixes.

para os fótons “diretos” uma energia até 400 keV.

Enquanto os fótons diretos e os espalhados para frente atingem o detector síncronos com o BCO, os espalhados nos equipamentos à frente do IP apresentam um atraso em relação este. O tempo típico para um fóton refletido pelo quadrupolo QS0-C (figura 3.4), lado C do DELPHI, é dado por:

$$\Delta t = (4.69m + 4.69m) * \frac{3.3ns}{1m} = 31\ ns \tag{3.8}$$

onde:

$$c^{-1} = 3.3\ ns/m \tag{3.9}$$

O mesmo cálculo para reflexões na máscara de tungstênio a 2.5 m e no último colimador a 8.5 m, levará a atrasos Δt = 16 ns e Δt = 56 ns, respectivamente.

3.3.2 Justificativa da Monitoração

O detector de microvértice VD, o ID e em particular a TPC, por suas localizações e características, são sensíveis à contaminação pela radiação síncrotron [29].

No VD, por exemplo, os fótons podem depositar energia sob a forma de uma nuvem de elétrons nas *strips* das placas de silício, dando origem a sinais parasitas. Estes sinais normalmente sensibilizam mais de uma *strip* ao mesmo tempo, sendo assim facilmente eliminados através de *triggers*, baseados na anti-correlação entre nuvens de elétrons em *strips* vizinhas.

No caso mais específico da TPC, a radiação síncrotron gera pares e^--íons quando atravessa a câmara de deriva. Estes íons acumulam-se em pequenas nuvens que se deslocam lentamente[5] ao longo da TPC. As nuvens ionizadas alteram o campo elétrico aplicado à TPC e, em caso de uma alta taxa de radiação, podem mesmo provocar danos ao detector, caso este não seja desligado pelos sistemas automáticos de corte da alta tensão. O dispositivo de *grid* de porta (ver a página 15) encarrega-se de coletar estes íons. Ao nível da câmara proporcional, os fótons geram uma ionização bem localizada que não sensibiliza mais do que dois fios, não introduzindo assim pontos parasitas na reconstrução dos traços das partículas carregadas. Porém, estas nuvens localizadas provocam a saturação dos canais de leitura (*readout*) correspondentes aos fios sensibilizados por elas. Na verdade o efeito é mais importante nas câmaras de deriva do que nas câmaras proporcionais.

Assim, o monitoramento dos níveis de contaminação por fótons "síncrotons" é impres-

[5] **Estas nuvens ionizadas são devidas aos íons Ar^+ que derivam a uma velocidade de $0.000368\ cm/\mu s$, lenta quando comparada à velocidade de deriva dos elétrons: $6.9\ cm/\mu s$. Um fator, portanto, de $2 * 10^4$!**

cindível.

Por suas sensibilidades à radiação síncrotron, 4 detectores no DELPHI são capazes de informar sobre o nível da radiação síncrotron, denominada no LEP de Bg1[6]:

- **TPC -** Ela proporciona informação sobre a taxa de fótons, porém o tempo total de deriva dos elétrons é de 22 μs, tratando-se assim de um dispositivo de resposta lenta. Porém, para atuar como monitora de radiação, a TPC deve estar em funcionamento, o que só ocorre alguns momentos antes do ínicio da tomada de dados pelo DELPHI. Ao ser ativada, é necessário elevar a tensão elétrica interna da TPC até o seu valor operacional. Se neste intervalo de tempo ela for atingida por uma alta taxa de radiação, existe a possibilidade do dispositivo de segurança ser ativado e todo o complexo desligado. Assim, novamente haverá necessidade de aumentar a voltagem, de forma a regularizar a operação da TPC até que ela fique em condições de adquirir dados, participar dos processos de segundo nível de *trigger* e monitorar a radiação espúria.

- **VD -** Este detector apresenta uma eletrônica complicada, não sendo uma boa fonte de informação sobre a energia e tempo de vôo[7] dos presumíveis *fótons síncrotrons.*

- **ID -** Ele fornece uma estimativa da energia e tempo de vôo, porém com pouca precisão.

- **STIC -** Ele possui um limiar em energia para identificação de pares e^+e^- muito

[6]**Existe ainda o nível Bg2 que fornece a taxa de contaminação por partículas *off-momentum* (MIPs).**

[7]**Enquanto a medida da energia proporciona a possibilidade de separação entre MIPs e fótons, a medida do tempo de vôo possibilita a localização da fonte da radiação.**

alto, não condizente com fótons de baixa energia.

Levando em conta os fatos mencionados acima e o aumento da taxa de radiação com a operação do LEP2, é justificado um controle por um dispositivo que reuna rapidez na identificação com precisão nas medidas da energia e do tempo de vôo dos candidatos a *fóton síncrotron*. Este dispositivo deve atuar **independentemente** dos outros subdetectores e em **tempo integral**. As vantagens estão principalmente na identificação das fontes, do tipo de radiação e no ganho de tempo de aquisição de dados, pois sabendo-se a taxa de contaminação pode-se decidir pelo acionamento ou não da TPC, evitando assim um tempo morto numa possível desativação desta, caso haja uma alta taxa de radiação. Desta maneira, a TPC só é ativada dentro dos níveis normais de *background* aceitáveis pelo DELPHI.

Capítulo 4

O Detector de Radiação Síncrotron no DELPHI

4.1 Introdução

Como visto na última seção do capítulo anterior, o monitoramento da radiação síncrotron torna-se imprescindível, especialmente na fase operacional do LEP2. Neste capítulo, descrever-se-á o aparato desenvolvido com essa finalidade, citando as razões da escolha do tipo de detector, suas características e modo de operação.

A parte experimental do meu trabalho no desenvolvimento do sistema de aquisição consistiu na calibração de energia e de tempo de vôo das partículas, nas medidas de resolução e na participação na escolha da arquitetura definitiva do detector.

4.2 O Tipo de Detector Utilizado

O dispositivo para monitoramento da radiação deve poder distinguir entre as fontes geradoras da mesma e fornecer, em tempo hábil, informações ao LEP quanto ao estado dos feixes. Um bom aparato para cumprir tais exigências é aquele baseado em placas semicondutoras de silício. Por ser sólido, este tipo de detector é rápido na propagação do sinal e suas características permitem medidas de energia, além de não necessitar de refrigeração.

As propriedades de um semicondutor podem ser vistas detalhadamente em [30]. O detector a ser descrito é constituído por placas semicondutoras de silício do tipo junção p-n. A figura 4.1 mostra uma visão esquemática deste tipo de material, dividido em três regiões de energia: a banda de valência, a banda de condução e a região de energia proibida. Essas regiões caracterizam-se pela periodicidade e proximidade da disposição dos átomos no cristal de silício, provocando uma superposição entre as funções de onda dos elétrons. Segundo o Princípio de Pauli, dois elétrons não podem ocupar simultaneamente o mesmo estado quântico. Isto origina quebras de degenerescência nas camadas mais exteriores dos átomos, dando lugar a uma estrutura fina que se aproxima do *continuum*.

Um material do tipo p é obtido substituindo-se alguns átomos de silício, que possui quatro elétrons em sua camada de valência, por átomos do grupo III da tabela periódica (processo de dopagem), que possuem três elétrons em sua camada de valência e tendem a aprisionar os elétrons provenientes da banda de condução dos átomos de silício. Esse processo ocasiona o surgimento de *buracos* nas bandas de condução do semicondutor.

Por outro lado, materiais do tipo n são obtidos segundo o mesmo processo anterior, porém utilizando átomos do grupo V que possuem 5 elétrons em sua camada de valência. Este tipo de material tende, portanto, a perder um desses elétrons que se dirige para a banda de condução do semicondutor.

A junção tipo p-n é formada juntando-se os dois tipos de materiais descritos acima (inicialmente neutros). Uma zona peculiar é criada nas vizinhanças da região de junção

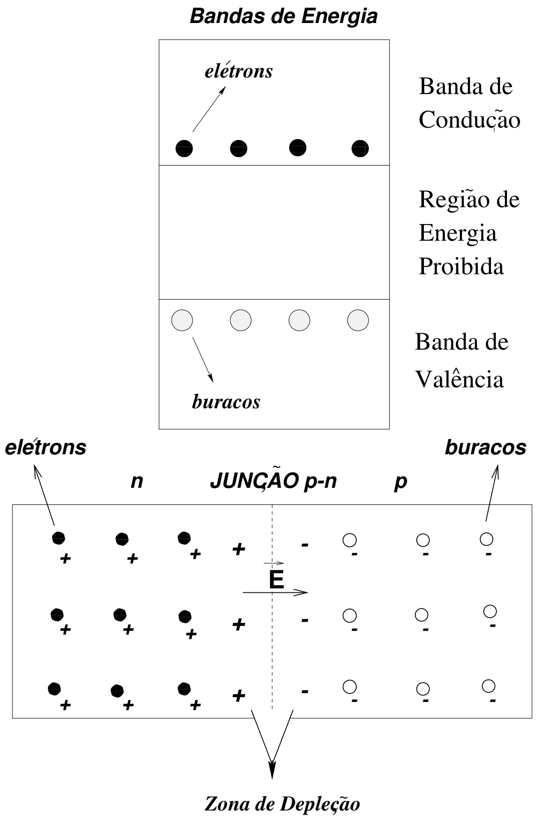

Figura 4.1: Esquema de bandas de energia e junção p-n de um semicondutor.

quando, ao contato, um fluxo de buracos migra para a região n combinando-se a elétrons neste material e, por outro lado, elétrons da região n migram para a região p preenchendo alguns buracos. O resultado é que a neutralidade total se mantém, porém os materiais p e n tornam-se mais negativo e positivo, respectivamente, gerando assim um campo elétrico E através da junção e, consequentemente, o surgimento de uma diferença de potencial $V_o = V_n - V_p$. Todo buraco ou elétron, produzido ou capturado, é imediatamente repelido desta região que fica assim denominada de **zona de depleção**. A tendência é que esta zona fique isenta de carga elétrica.

A largura d da zona de depleção depende da quantidade de impurezas presentes no material p e n, tendo maior extensão na região onde essas impurezas apresentam maior concentração. Em geral, para uma distribuição uniforme de carga nas vizinhanças da junção, sendo N_n e N_p as concentrações de impurezas, x_n e x_p as extensões da zona de depleção nas regiões n e p, respectivamente, então:

$$x_n = \left(\frac{2\varepsilon V_o}{eN_n(1 + N_n/N_p)} \right)^{1/2} \tag{4.1}$$

$$x_p = \left(\frac{2\varepsilon V_o}{eN_p(1 + N_p/N_n)} \right)^{1/2} \tag{4.2}$$

onde

$$V_o = \frac{e}{2\varepsilon} \left(N_n x_n^2 + N_p x_p^2 \right) \tag{4.3}$$

ε a constante dielétrica e e a carga do elétron.

A largura total da zona de depleção será:

$$d = x_n + x_p \tag{4.4}$$

4.2.1 O Sílicio como Detector de Radiação

Uma partícula que passe pela zona de depleção induz a geração de pares buraco-elétron que, como citado antes, são imediatamente repelidos desta região. A energia média para a criação destes pares no semicondutor de sílicio, à temperatura ambiente, é de 3.62 eV. Assim, tem-se uma ótima sensibilidade para partículas de baixa energia, fato essencial para medir a radiação síncrotron no LEP2, caracterizada por energias no intervalo de 20 a 400 keV.

Por outro lado a largura natural da zona de depleção não é suficiente para detectar partículas de energias mais altas. Além disso, o campo elétrico não permite coletar com eficiência as cargas geradas e a existência de uma capacitância[1] na junção produz ruídos. Isto efetivamente contribui de maneira negativa quando se medem sinais de baixa itensidade.

Objetivando diminuir o ruído e aumentar a zona de depleção sensível à detecção de radiação, bem como elevar a eficiência da coleta das cargas, é aplicada uma voltagem negativa V_B no lado p, como mostra a figura 4.2. Como resultado, os buracos do lado p e os életrons no lado n serão atraídos para longe da região da junção, alargando assim a região de depleção. Desta forma, a voltagem total será $V_o + V_B$, onde normalmente $V_B \gg V_o$.

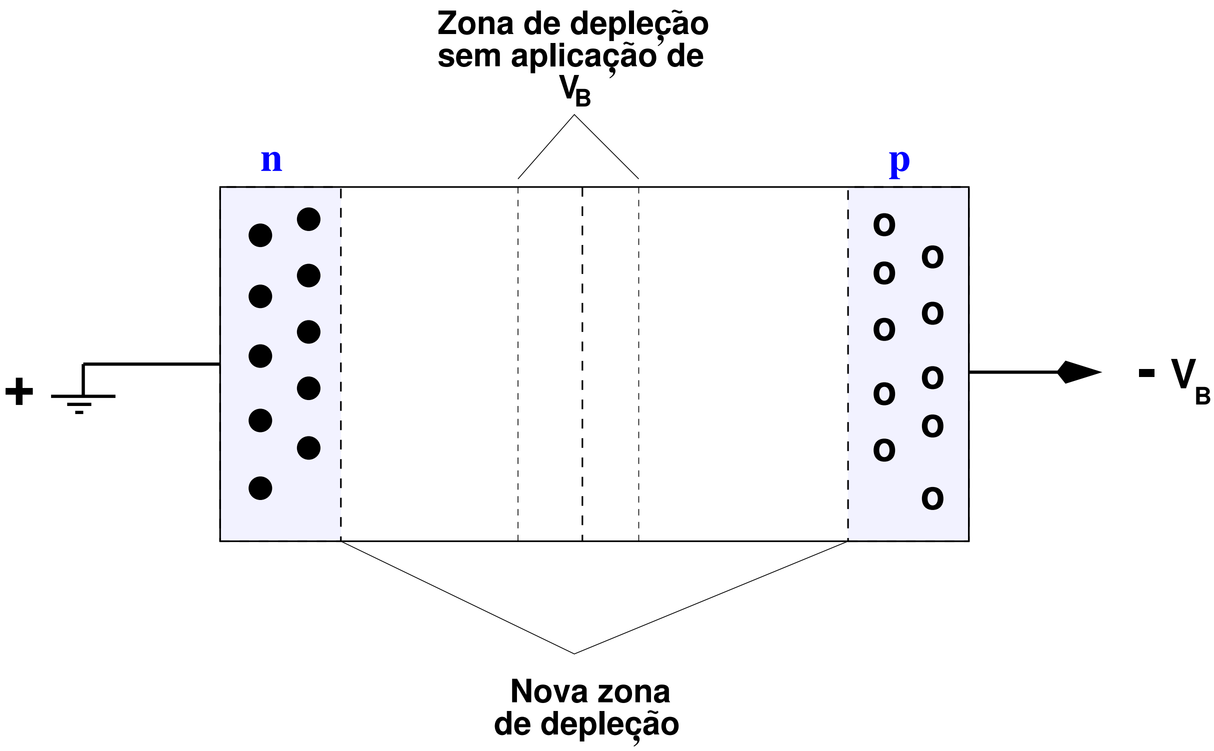

Figura 4.2: Zona de depleção com e sem aplicação de uma voltagem negativa V_B no lado p da junção $p - n$.

[1] **A capacitância é dada por $C = \varepsilon \frac{A}{d}$, onde A é a área da zona de depleção e d sua largura.**

4.2.2 As Características do Detector e sua Geometria

A geometria escolhida seguiu os padrões comerciais, levando em conta ainda a disponibilidade de alguns materiais presentes tanto no CERN como no CEA/SACLAY (uma das Instituições colaboradoras no projeto de construção do detector). Assim, são as seguintes as características para cada placa de sílicio utilizada:

- Placa em formato tipo *wafer* de material n e p;
- Superfície total de $40 \times 50\ mm^2$;
- 24 *strips* de superfície $2 \times 40\ mm^2$ cada;
- Capacitância por *strip* de 35 pF;
- Espessura da placa ($\approx d$, definida na expressão 4.4) de 300 μm.

A voltagem V_B de polarização é $50V$, correspondente a uma corrente de aproximadamente 30 μA por *strip*.

A disposição das placas de silício no DELPHI é perpendicular ao eixo dos feixes de partículas. A figura 4.3 mostra esta geometria.

4.3 A Eletrônica de Aquisição

Como visto na seção 4.2.1, a energia média necessária para criar um par elétron-buraco nas placas de silício é de 3.62 eV, proporcionando um sinal fraco. Desta forma, antes de tratar os sinais, é necessário amplificá-los. Esta amplificação é realizada em duas etapas: na saída das *strips* os pulsos de carga são transformados em pulsos de tensão

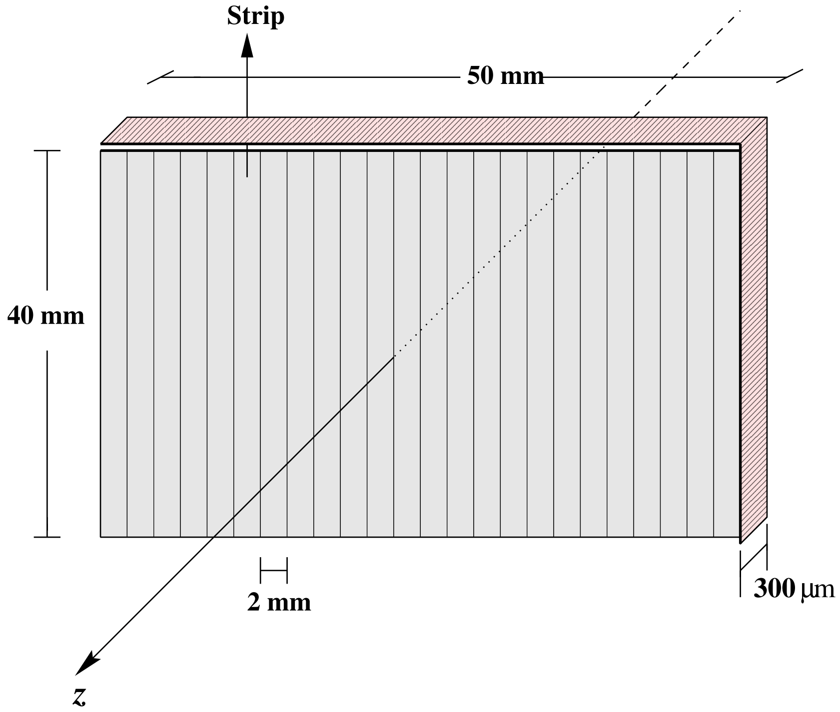

Figura 4.3: Geometria usada para a placa de silício. Estão representadas as 24 strips, com dimensões fora de escala.

por pré-amplificadores que também tornam compatível a impedância entre o detector e a cadeia de aquisição e, em seguida, os pulsos de tensão são amplificados por amplificadores lineares encontrados numa sala de contagem do DELPHI.

Após as duas etapas citadas acima, os pulsos são discriminados e enviados à cadeia de digitalização. São considerados apenas os sinais condizentes com o tempo de chegada esperado para a radiação síncrotron relacionada à passagem dos feixes. As informações coletadas (energia e tempo de vôo das partículas) são estocadas num sistema de armazenamento de dados. Todo o esquema é visualizado na figura 4.4.

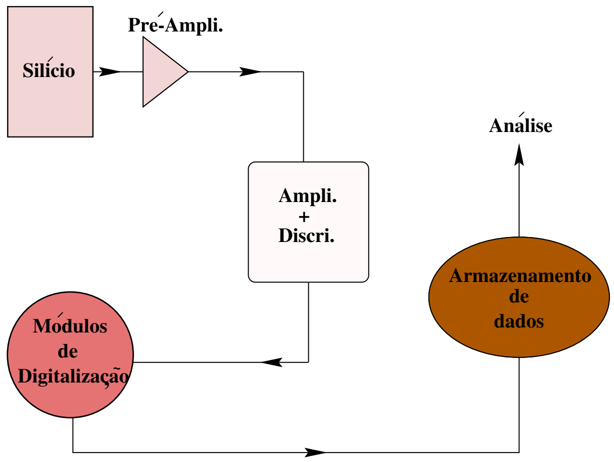

Figura 4.4: Esquema geral da cadeia de aquisição de dados desde a detecção na placa de silício até o armazenamento e posterior análise das informações coletadas.

4.3.1 Testes e Desenvolvimento do Sistema de Aquisição

No intuito de definir a arquitetura da eletrônica de aquisição, um conjunto de testes foi realizado durante o ano de 1995. Estudaram-se a capacidade de detecção e as resoluções nas medidas do tempo de vôo e da energia das partículas. Analisou-se a possibilidade de identificação de MIPs e fótons "síncrotron" em função da distribuição dos

Pré-Amplificadores por *strips* e da eletrônica de *front-end* (complexo de aquisição após a pré-amplificação). Baseado nos resultados desses testes pôde-se partir para a construção de um sistema definitivo.

Foram desenvolvidos dois protótipos de detector, ambos localizadas no lado de incidência do feixe de pósitrons, empregando 6 strips por placa de acordo com as seguintes características:

- Uma placa foi posicionada a 30 cm do eixo do duto condutor dos feixes e a 1.9 m do IP, portanto dentro do DELPHI. Essa placa possuía quatro canais de leitura, sendo dois canais numa configuração dita *strip simples*, onde existe um Pré-Amplificador por *strip* e os outros dois em *strip dupla* (um Pré-Amplificador para um par de *strips*). Os canais "simples" e "dupla" são denominados de **S** e **D**, respectivamente.

- Uma outra placa foi instalada a 6.3 m do IP, portanto no exterior do DELPHI e dentro da caverna de acesso ao LEP, sobre o tubo de vácuo. A configuração dos canais era a mesma do detector interno, mudando apenas a ordem dos mesmos, sendo **DDSS** e **SDDS** as configurações para as placas interna e externa, respectivamente (ver figura 4.5).

Enquanto o detector localizado dentro da região do Barril tinha por finalidade proporcionar testes mais realistas, relativos ao monitoramento da radiação síncrotron nas vizinhanças da TPC, o detector externo facilitava as tarefas de calibração, os testes quanto à separação entre MIPs e fótons e outras atividades, pois, ao contrário do primeiro, este era acessível durante os períodos de manutenção e desenvolvimento do acelerador.

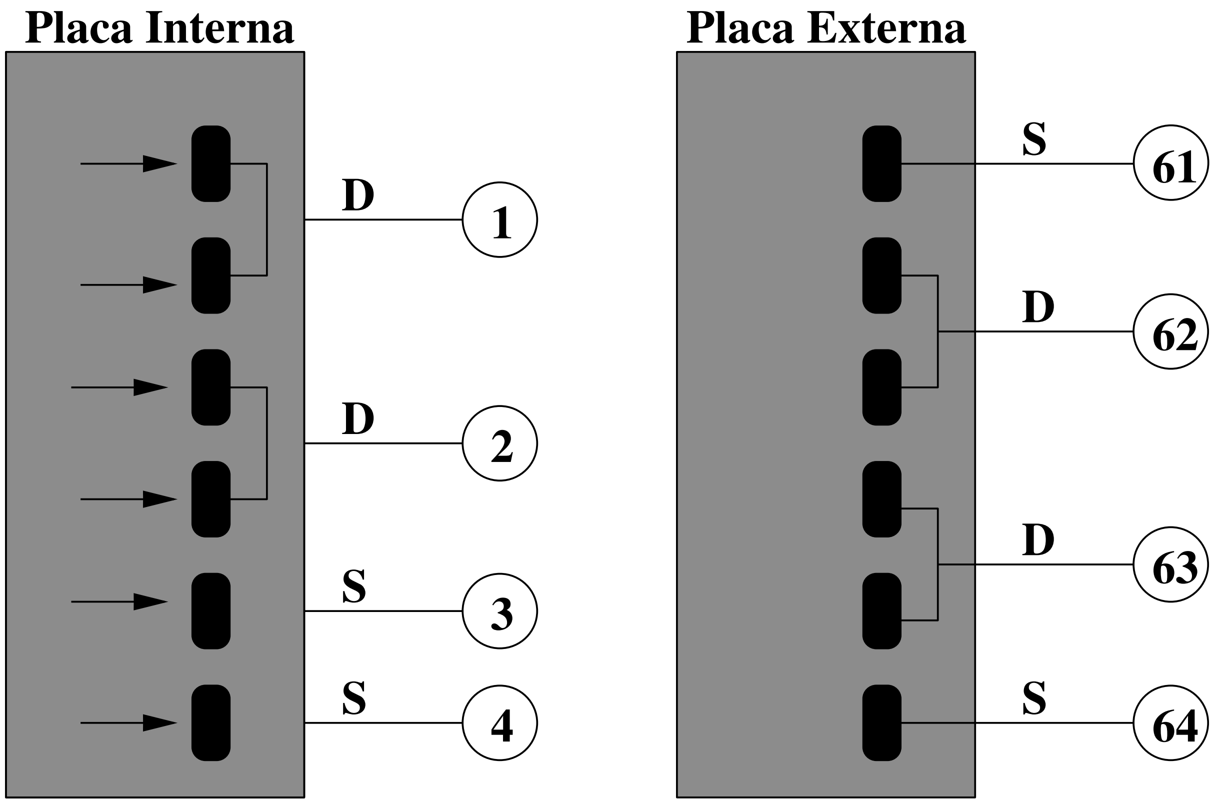

Figura 4.5: Configuração dos canais de leitura nos protótipos instalados para testes em 1995. Cada canal é rotulado por um número.

A figura 4.6 apresenta o esquema de posicionamento dos detectores interno e externo em relação ao ponto de interação IP.

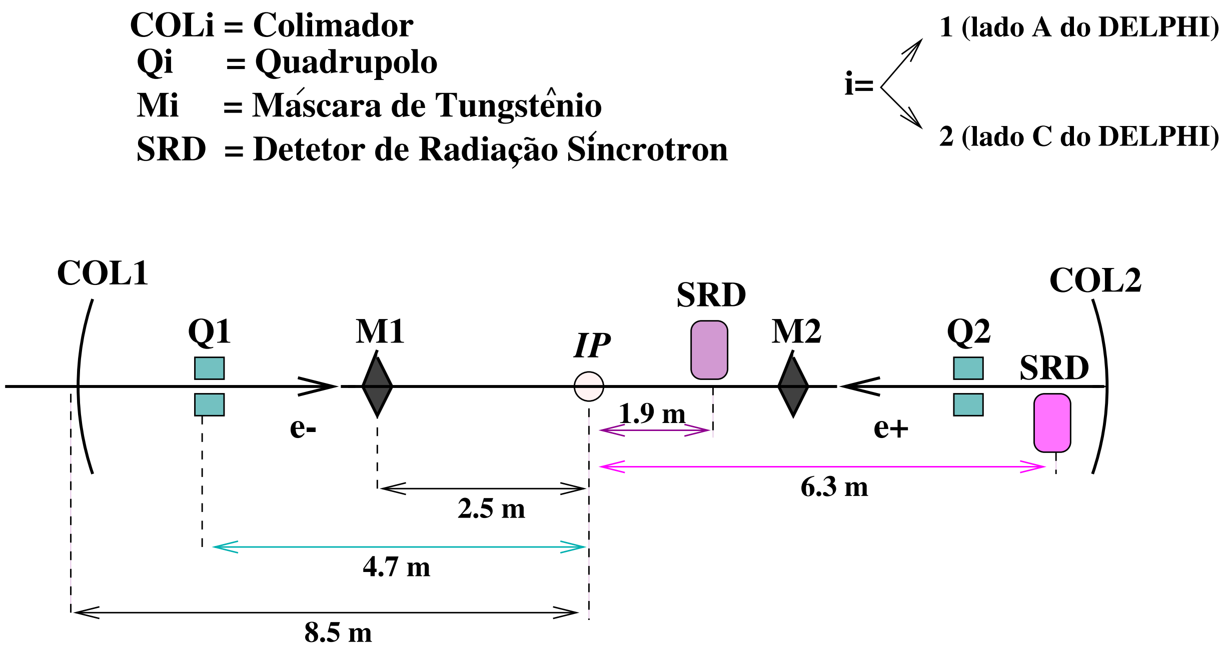

Figura 4.6: Posicionamento dos detectores interno e externo. São mostradas prováveis fontes de radiação, como os colimadores a 8.5 m e os quadrupolos a 4.7 m do IP.

Detalhamento da Primeira Versão do Sistema de Testes

Visando definir a arquitetura em *strip dupla* ou *strip simples*, foi realizado um conjunto de testes para medir as resoluções temporal e em energia para cada tipo de configuração de canais. O objetivo era observar se estas resoluções eram compatíveis com a detecção de partículas com energias de, no mínimo, 10 keV (correspondente a fótons de fluorescência de materiais com alto número atômico Z) e com tempo de vôo da ordem de 8 ns (equivalente a distâncias da ordem de 2.5 m).

A eletrônica, esquematizada na figura 4.7 e descrita a seguir, utilizava módulos

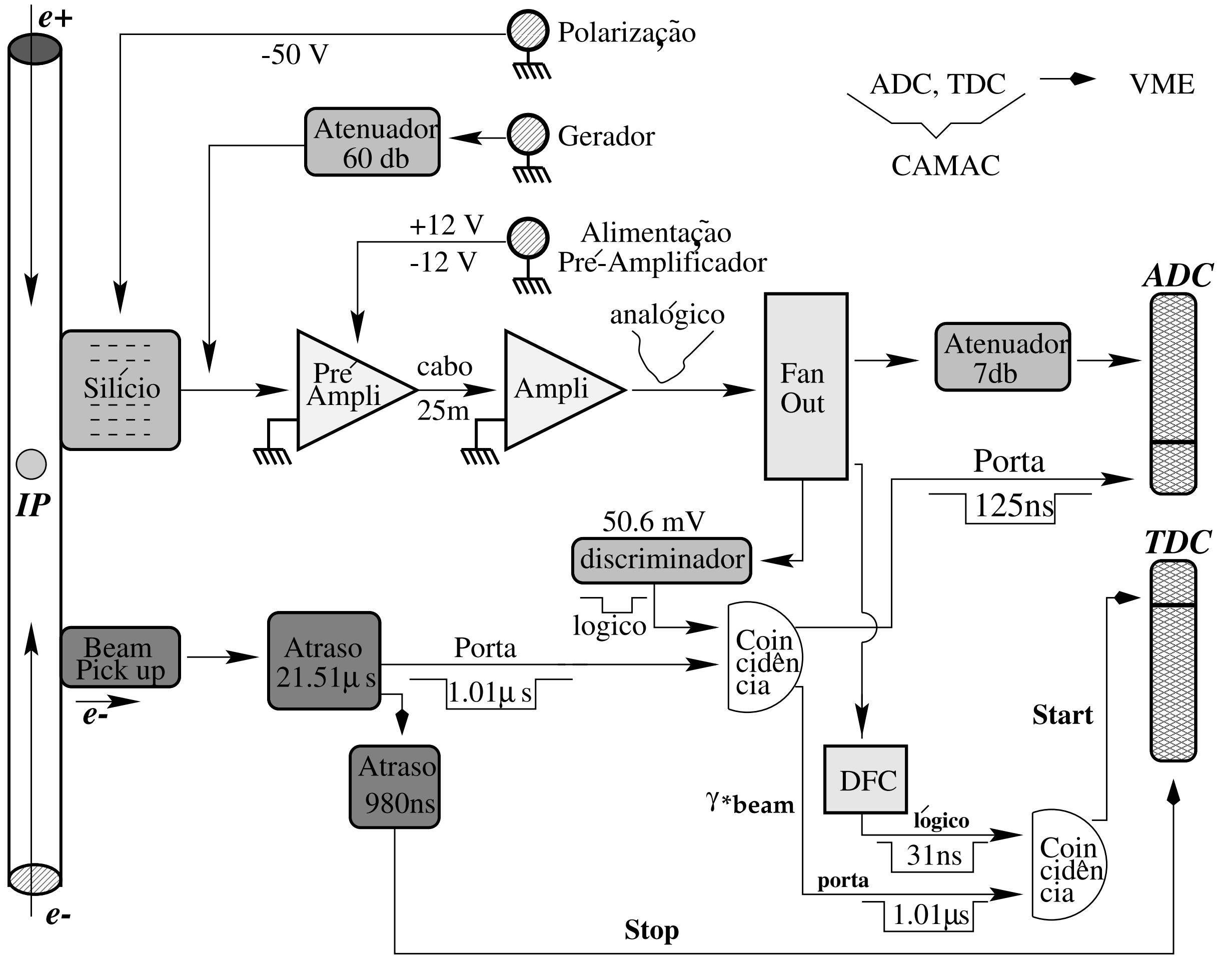

Figura 4.7: Esquema do sistema eletrônico de aquisião, desde o detector até a digitalização dos dados, usado nos testes preliminares do detector no primeiro semestre de 1995.

eletrônicos comerciais do tipo NIM e CAMAC, com um complexo computacional VME[2] acoplado à cadeia de aquisição e responsável pela estocagem dos dados. O diagrama de tempo desta aquisição (*timing*) esta apresentado na figura 4.8.

Após a amplificação[3], o sinal proveniente do SRD é transmitido por um distribuidor linear de sinais (*Fan out*[4]) a um discriminador de amplitude[5], a um discriminador de

[2]**Onde o sistema operacional era o OS9.**
[3]**O amplificador na sala de contagem é do tipo CAMBERRA 2111.**
[4]**FAN OUT linear Lecroy 428F**
[5]**Lecroy (LRS) 620CL.**

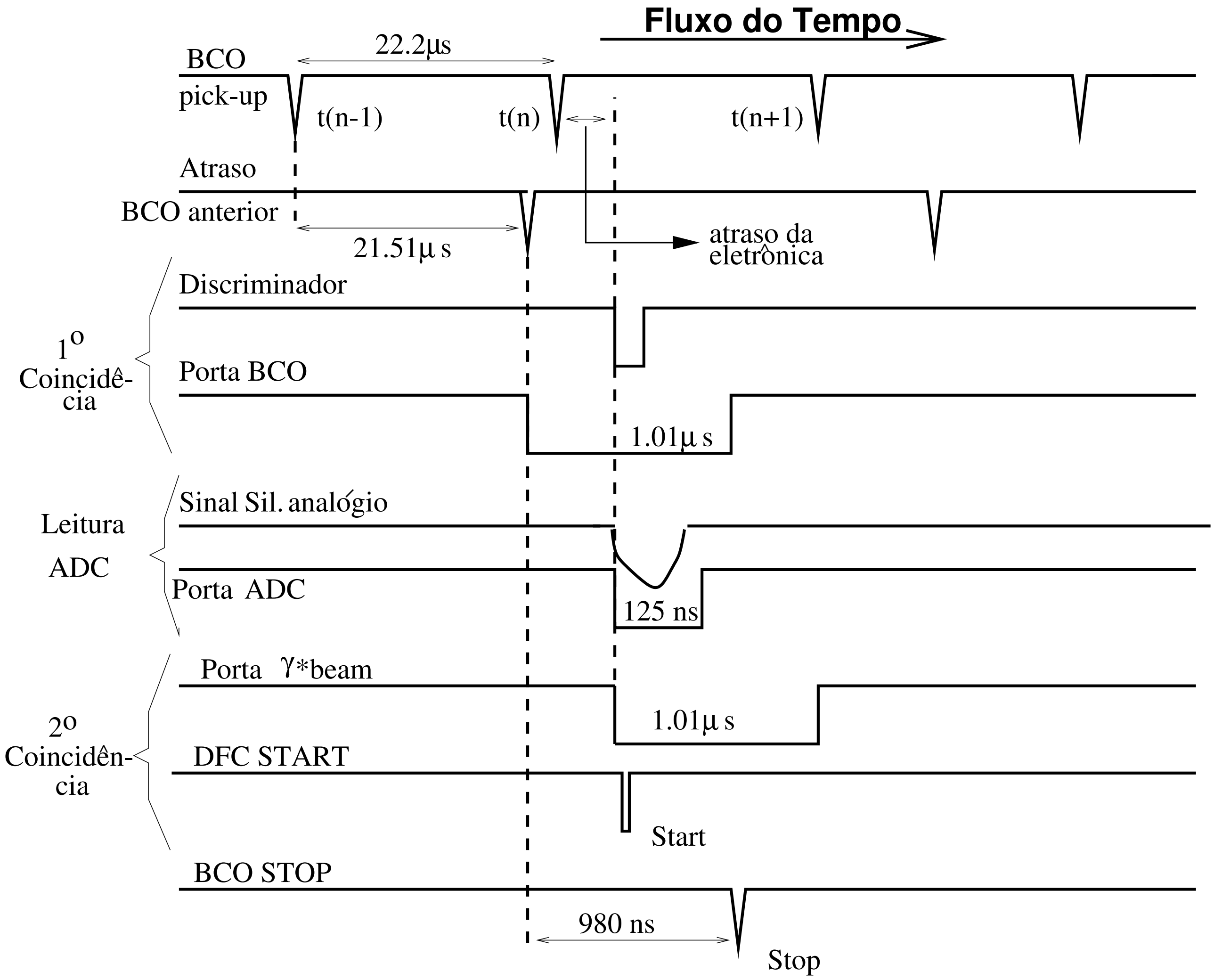

Figura 4.8: Diagrama (fora de escala) de tempo, ou *timing*, do sistema de aquisição. É evidenciado o auto-*trigger* (as coincidências), a porta ADC para medida da energia e as definições de *START* e *STOP*. Todos os tempos estão fora de escala.

tempo DFC[6] e a um conversor analógico-digital ADC[7]. Os discriminadores de amplitude operam como primeiro *trigger*, eliminando sinais espúrios associados aos ruídos de baixa amplitude. Um sistema de coincidência opera como segundo *trigger*, garantindo a correlação entre o sinal do SRD e a passagem do feixe.

O ADC fornece a energia da partícula através da integração da amplitude do sinal no intervalo (porta ADC) definido a partir da coincidência entre os sinais do discriminador de carga e do BCO (a saída deste *trigger* é chamada de $\gamma * beam$[8]).

As medidas de tempo são obtidas com o módulo de digitalização TDC[9]. O *Start* é gerado a partir da coincidência entre o sinal do DFC e o do $\gamma * beam$ e o *Stop* é dado pelo BCO atrasado de 980 ns.

Na figura 4.9 são mostrados os métodos de determinação da energia e do tempo de vôo (ToF - *Time of Flight*). Nesta figura, os referenciais para as medidas do ToF e da energia são as partículas detectadas síncronas com o feixe e o pedestal de ruído da eletrônica, respectivamente. Por motivo de simplicidade na localização das fontes de radiação, o tempo de vôo é convertido em metros. As calibrações do TDC e ADC e as resoluções em tempo e em energia, descritas na próxima seção, são feitas com a ajuda de um gerador de sinais de teste.

---

[6]**DFC,** *Discriminateur a Fraction Constant*, **produzido no CEA/Saclay, discrimina em relação ao tempo de subida do sinal fornecendo um sinal lógico de saída. É também conhecido como CDF (***Constant Fraction Discriminator***).**

[7]**Conversor analógico-digital ADC (***Analog to Digital Converter***) Lecroy 2249A para** *crate* **CAMAC.**

[8]$\gamma * beam \equiv$ *(Sinal do Silício > limiar do Discriminador)*$\bullet$*(Beam pick up)*

[9]**TDC (***Time to Digital Converter***) Lecroy 2228 para** *crate* **CAMAC.**

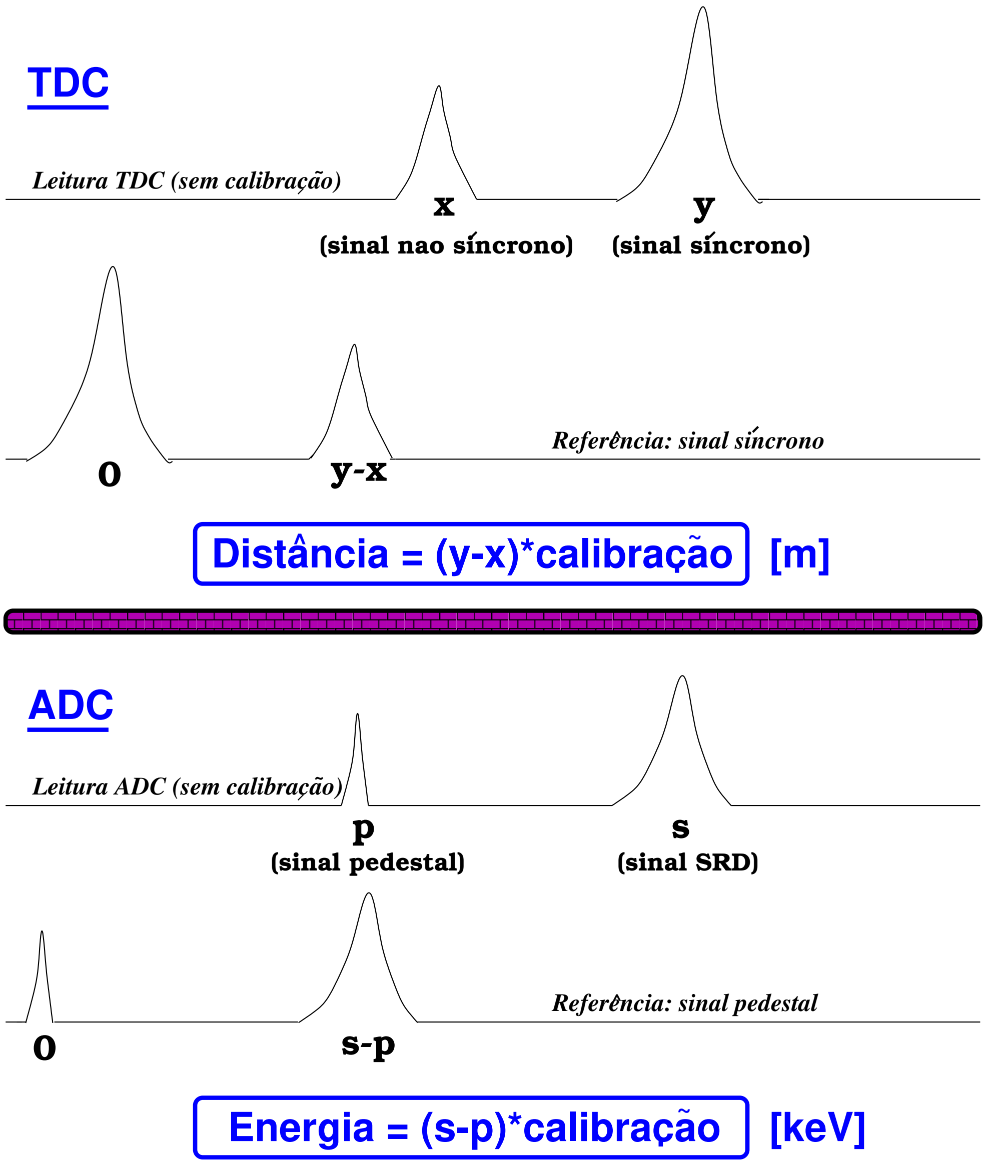

Figura 4.9: Método de obtenção da energia e do tempo de vôo a partir das informações do ADC e TDC, respectivamente.

Resoluções Espacial e em Energia

Foram efetuadas medidas no ADC e TDC para determinar as resoluções em energia e espacial no estudo da separação entre MIPs e fótons de baixa energia. O objetivo era provar que não haviam perdas significativas das resoluções, referentes aos limiares mínimos necessários para as observações das energias mais baixas esperadas e das localizações mais próximas ao IP, entre as arquiteturas do detector nos modos *strip dupla* e *strip simples.* A consequência foi uma diminuição do número de pré-amplificadores requisitados, baixando assim a complexidade e o custo de construção do aparato.

Para medir a resolução, seja referente à energia ou ao tempo de vôo da partícula, é necessário primeiramente calibrar o detector e a eletrônica de forma que se possa ler a energia, ou o tempo, por canal de entrada de um histograma dos dados coletados.

Para a calibração em energia deve-se localizar, no histograma, o pedestal de ruídos provenientes da eletrônica geral de aquisição.

Uma fonte radioativa de **Amerício** ($\mathrm{Am}^{241}(\gamma)$), emitindo fótons na região de 60 keV, serve como referência para a calibração da energia. Conhecendo o pico para o pedestal de ruído e para os fótons provenientes do Amerício, a energia por canal de entrada pode ser calculada seguindo a expressão:

$$\Delta E = \frac{60}{PF - PR}\, keV \tag{4.5}$$

onde **PF** e **PR** são referentes aos canais dos picos dos sinais do Amerício e do pedestal de ruídos, respectivamente.

Como apenas o protótipo do detector localizado no túnel do LEP, exterior ao

DELPHI, era acessível para testes com fontes radioativas, todo o processo descrito acima foi feito naquele. Para a calibração do protótipo interno, inacessível durante o período de tomadas de dados, pulsos provenientes de um gerador foram injetados no detector externo, como mostrado na figura 4.7, ajustando a amplitude destes para obter, no ADC, um sinal centrado no pico do sinal dos fótons emitidos pelo Amerício. Em seguida, o gerador, calibrado ao valor do Amerício, era conectado ao detector interno. O procedimento anterior era repetido, onde nesse caso **PF** era referente aos pulsos do gerador.

A medida do pedestal de ruído é obtida acionando o sistema de aquisição de forma a existir uma anticoincidência entre o sinal vindo do detector e a porta de aquisição, que pode ser simulada pelo gerador de sinais ou, caso exista feixe no acelerador, ser provida pelo *BCO*. Este procedimento garante que o ruído de fundo é da eletrônica.

A figura 4.10 mostra os histogramas utilizados no processo da calibração do sistema com *strip simples*. A resolução[10] obtida foi de 3.65 keV. A figura 4.11 representa o mesmo para a *strip dupla*, onde a resolução obtida foi de 8.12 keV. Ambas as figuras são relativas ao detector externo.

A resolução obtida mostrou-se melhor para a *strip simples* comparadas à *strip dupla*. Isto deve-se ao fato de que na configuração de *strip dupla* o nível de ruído é mais elevado devido ao maior número de conexões eletrônicas e à maior capacitância em relação à *strip simples*.

De acordo com o exposto no capítulo anterior, a energia média esperada para os fótons "síncrotron" no LEP1 situa-se em torno de 50 keV (*backscattered*) e de 80 keV

[10] **A resolução é definida como o desvio padrão σ da distribuição em energia ou em tempo.**

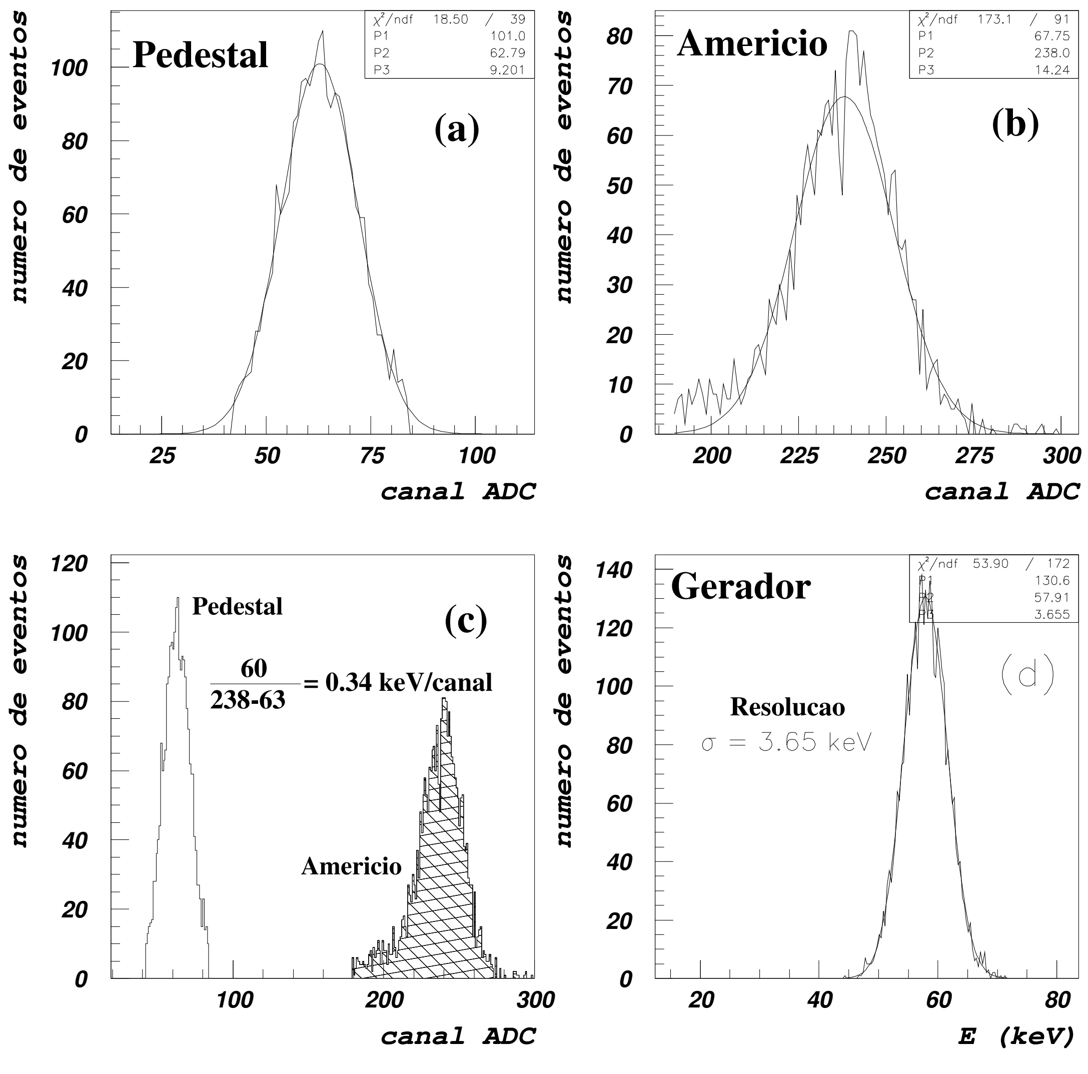

Figura 4.10: Procedimento para calibração e determinação da resolução em energia no detector externo. São mostradas as medidas para o pedestal (a), para a fonte radioativa de Amerício (b) e para a superposição das duas medidas anteriores (c). O gerador de sinais permite obter a resolução em energia (d), neste caso de 3.65 keV para *strip simples*.

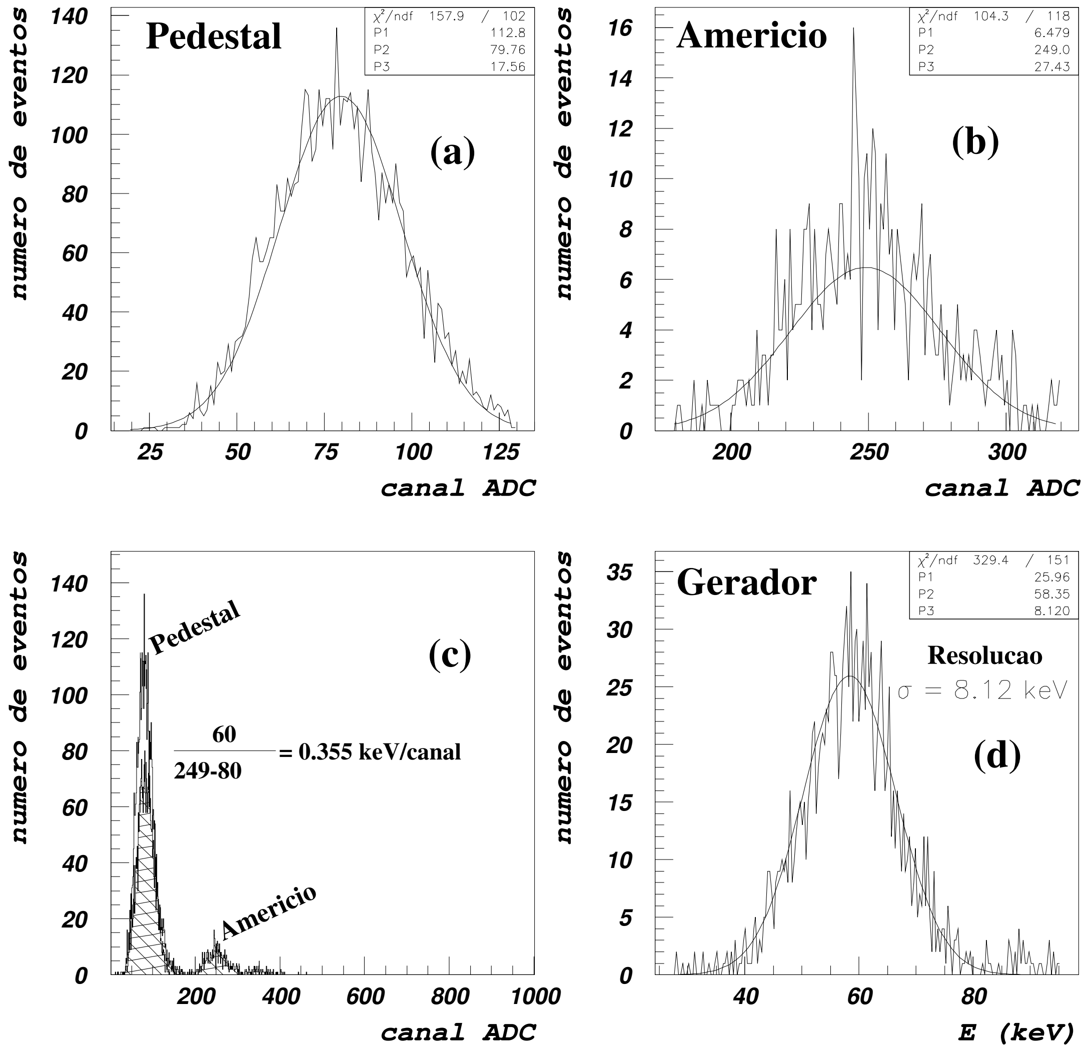

Figura 4.11: Calibração e resolução em energia para *strip dupla* do detector externo. Procedimento idêntico ao ilustrado na figura 4.10.

("diretos"). No LEP2, os fótons *backscattered* devem ter uma energia média em torno de 125 keV, com limite superior até 250 keV, e os fótons "diretos" uma energia de até 400 keV, com um "rabo" atingindo alguns MeV. Assim, as resoluções obtidas com este "proto-sistema" demostraram a operacionalidade do detector nestas faixas de energia. Mais ainda, a resolução para a arquitetura do detector em *strip dupla* foi abaixo de 10 keV, como desejado, e com boas perspectivas de melhora de acordo com o desenvolvimento do sistema de aquisição.

Os procedimentos de calibração em tempo e de determinação da resolução espacial do detector externo com *strip simples* são ilustrados na figura 4.12.

Os pares de picos "e^--e^+" são ligados aos vagões dos feixes (figura 4.12a) e permitem calibrar o detector (figura 4.12b). Passando para um escala em posição, obtem-se a resolução espacial $\sigma = 1.67$ m (figura 4.12c).

Observa-se que a distância entre os picos "e^-" e "e^+" do mesmo vagão é de aproximadamente 13 m, como esperado (duas vezes a distância entre o SRD externo e o IP). A diferença de intensidade entre esses picos deve-se ao fato que grande parte das MIPs são produzidas após o cruzamento dos feixes. O SRD, estando situado do lado de incidência dos pósitrons, detectará muito mais MIPs "e^-" (que já cruzaram o ponto de interação) que MIPs "e^+". Da mesma forma, a figura 4.13 mostra como foi obtida a resolução $\sigma = 2.13$ m para *strip dupla* do detector externo. Levando em conta a localização das fontes de radiação mais próximas do IP, mostradas na figura 4.6, os valores obtidos para as resoluções espacias são suficientes para a identificação dessas fontes.

A tabela 4.1 resume os resultados obtidos.

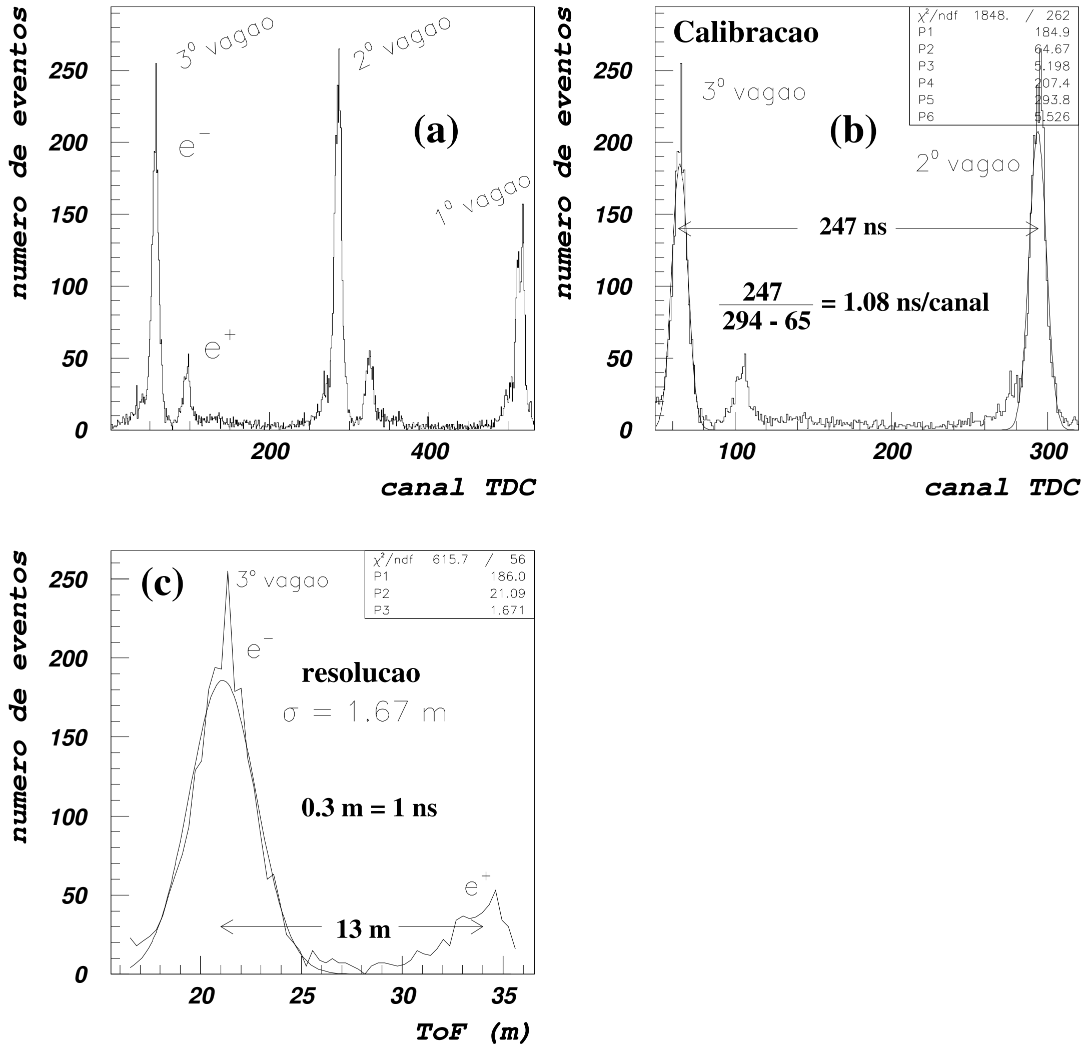

Figura 4.12: Dados brutos do TDC (a), obtenção da calibração temporal (b) e da resolução espacial (c) para *strip simples* do detector externo.

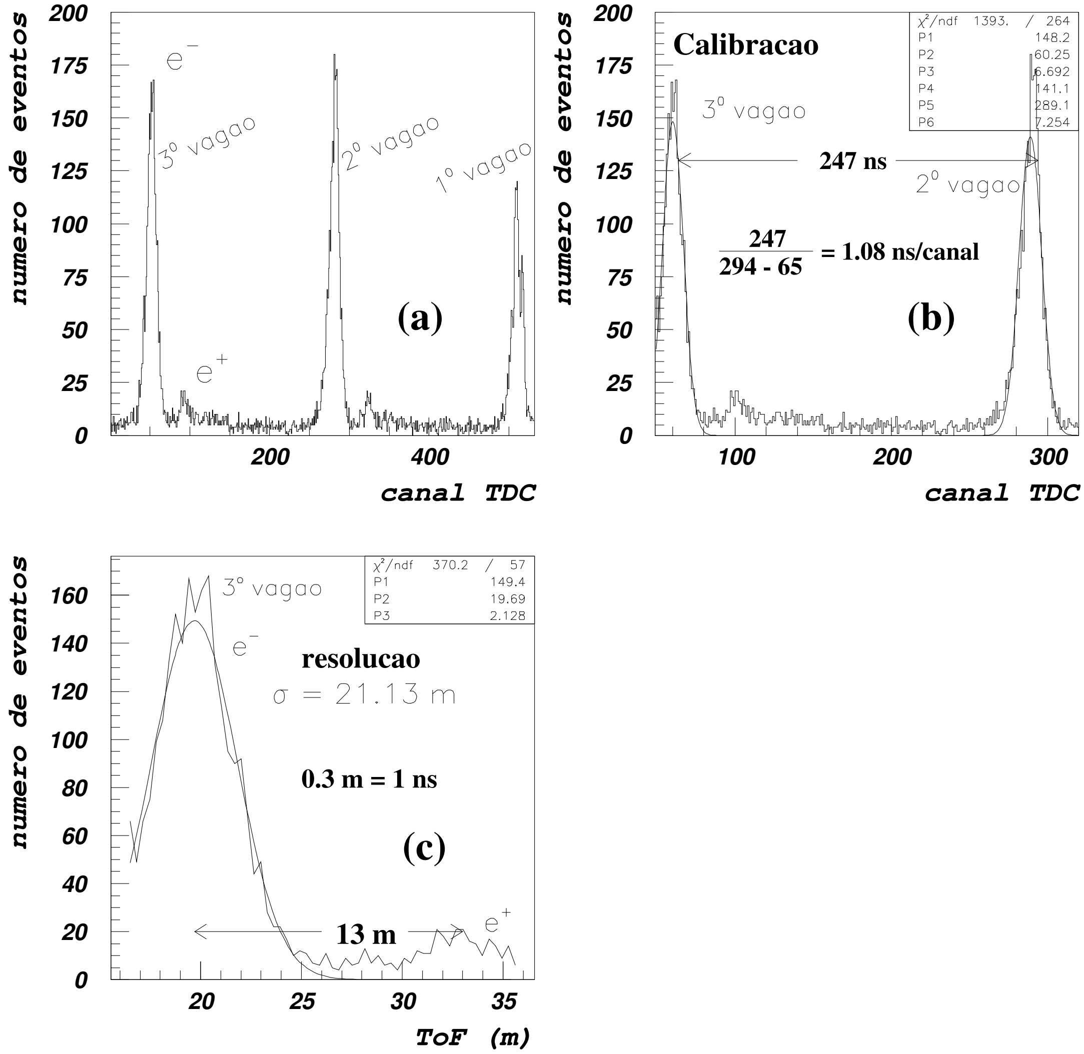

Figura 4.13: Dados brutos do TDC (a), obtenção da calibração temporal (b) e da resolução espacial (c) para *strip dupla* do detector externo.

	strip simples		**strip dupla**	
	TDC $[m]$	ADC $[keV]$	TDC $[m]$	ADC $[keV]$
calibração	$0.32/canal$	$0.34/canal$	$0.32/canal$	$0.36/canal$
resolução	1.67	3.65	2.13	8.12

Tabela 4.1: Resultados obtidos para a resolução e para a calibração das *strips simples* e *strips duplas* do detector externo.

Observando que o sistema utilizado era um protótipo e que, em relação ao sistema de aquisição definitivo, as perspectivas de melhora em ambas resoluções eram otimistas, pois estavam sendo desenvolvidos sistemas eletrônicos mais rápidos e precisos, optou-se pela arquitetura das *strip duplas*, por ser viável, sem perda de eficiência operacional e financeiramente mais econômica.

Primeiras Medidas e Interpretações Físicas

Para os testes com o LEP em operação usou-se o detector interno (*strip dupla*), mais próximo da localização prevista dos módulos definitivos e, portanto, mais realista em relação a versão final proposta.

A figura 4.14 mostra os resultados das medidas, tanto para a calibração como para a resolução em energia do detector interno, usando o método descrito anteriormente. A figura 4.15 apresenta a distribuição de energia de partículas que incidiram sobre o detector interno com o LEP operando em regime de *stable beam.* O histograma inferior desta figura mostra a ocorrência de duas estruturas: uma com valor médio em torno de 60 keV e outra em torno de 130 keV. Não é possível distinguir entre fótons e MIPs nestas medidas, podendo os sinais abaixo de 60 keV serem, além de fótons, MIPs de mais baixa energia e, inversamente, aqueles acima de 90 keV uma mistura de fótons de mais alta energia e MIPs.

A taxa de aquisição variava de 0.5 Hz durante o regime *stable beam* até 100 Hz em momentos de alta taxa de *background*, como durante o regime *squeezing* do LEP.

A partir dos resultados obtidos, ficou clara a necessidade de um estudo sobre a separação entre MIPs e fótons. Além disso, alguns testes relativos ao comportamento de *hits* em *strips* vizinhas foram programados, visando uma melhor compreensão da resposta do detector quanto à leitura de vários canais simultaneamente. Em todo caso, foi comprovado o bom desempenho quanto à operação do detector e às suas resoluções espacial e em energia. O próximo passo era tornar o protótipo do sistema de aquisição o mais próximo possível da versão final e, então, efetuar os estudos mencionados aqui.

4.3.2 Testes para a Segunda Versão da Eletrônica de Aquisição

No início do mês de agosto de 1995, foi iniciado uma sequência de testes visando o estudo da operação do sistema de aquisição com mais de um canal de leitura simultâneo e, posteriormente, a separação entre MIPs e fótons "síncrotrons".

Estudo da Correlação entre *Strips* Distintas

Uma questão era analisar se existia alguma correlação entre as *strips*, ou seja, a relação entre o *hit* em diferentes *strips* durante a tomada de dados. Para isto mediu-se uma *strip* X, utilizando a lógica de aquisição para a *strip* Y abrindo a porta ADC (ver figura 4.8) e vice-versa. Se houvesse correlação seria notado um sinal diferente do pedestal para o canal X, caso contrário apenas este estaria presente. De fato os dados obtidos mostraram não haver qualquer correlação entre dois canais de leitura distintos, ou seja, um canal não

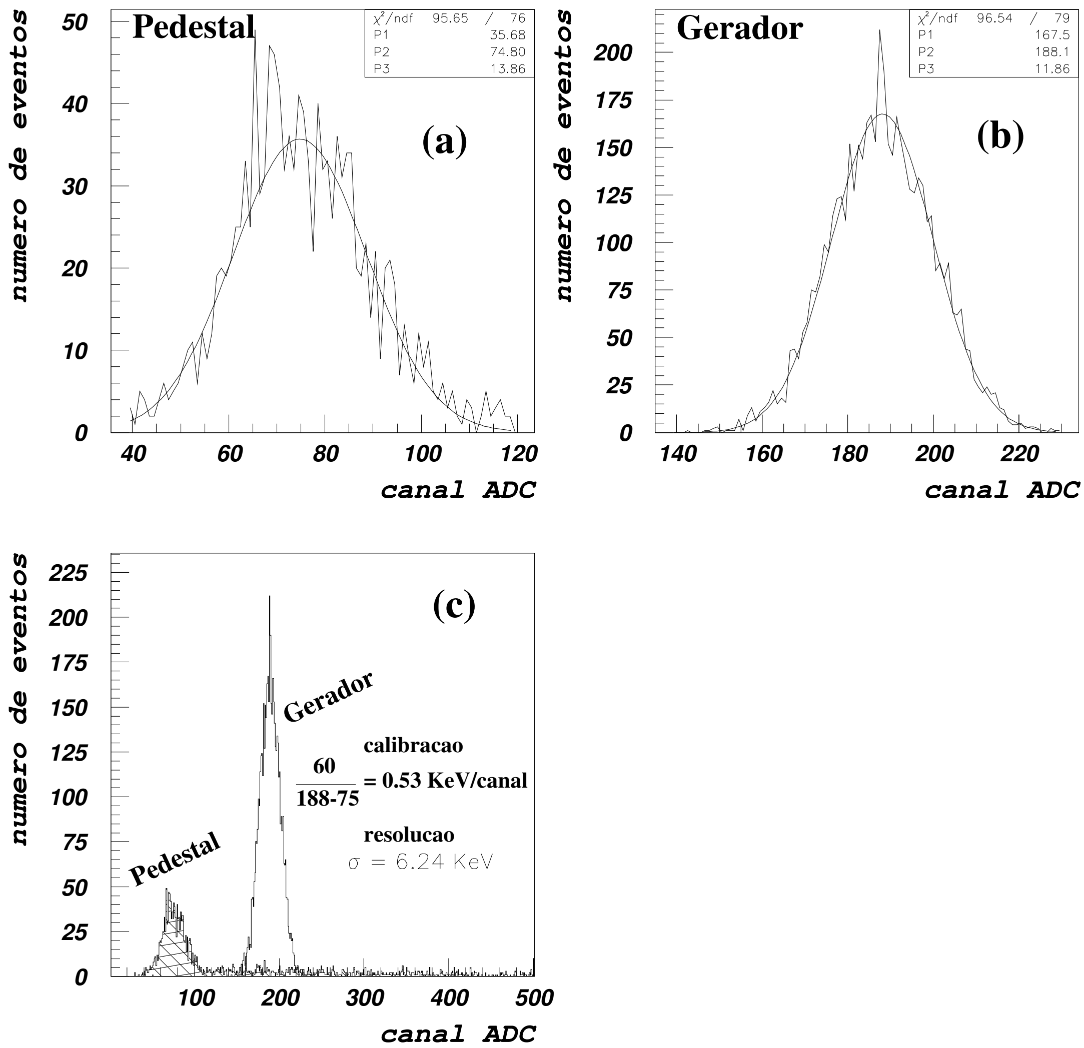

Figura 4.14: Calibração e resolução em energia para *strip dupla* do detector interno.

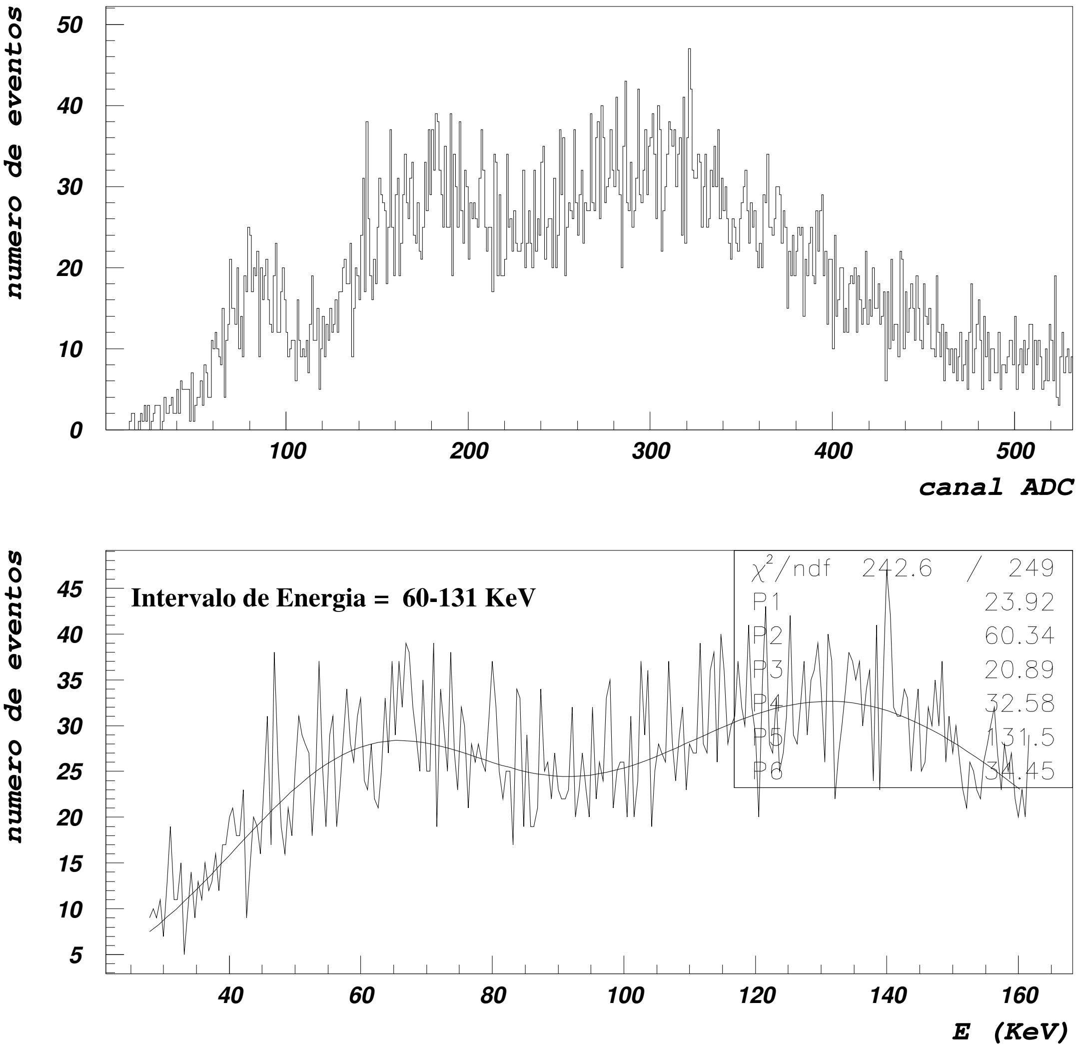

Figura 4.15: Medida para a energia das partículas atingindo o SRD interno (*strip dupla*) durante a operação do LEP em regime de física (*stable beam*). A primeira estrutura, no histograma superior, representa o ruído da aquisição e não é mostrado no histograma inferior.

está correlacionado à porta ADC disparada pelo outro.

Estudo da Separação entre MIPs e Fótons

Como visto na subseção precedente, é necessário avaliar a possibilidade da separação entre sinais provenientes de partículas de mínima ionização (MIPs) e de fótons "síncrotrons" que atingem o detector. Para isso foi instalada, no detector externo, uma placa de silício em paralelo à já existente. A idéia era a de que enquanto os fótons são absorvidos numa das placa, os elétrons podem gerar sinais nas duas placas. Assim, através de uma coincidência entre canais de leitura em *strips* paralelas poder-se-ia discriminar fótons e elétrons. Esta configuração de placas foi empregada apenas neste teste, não sendo utilizada na versão final do detector.

A fonte de fótons usada foi o Americío e a de radiação beta o Rutênio ($\mathrm{Ru}^{106}(\beta)$).

O sistema de aquisição foi baseado no esquema apresentado na figura 4.7, onde foi acrescentado um outro circuito Amplificador-DFC. A figura 4.16 mostra resumidamente o circuito montado, onde, supondo X e Y *strips* em cada uma das placas paralelas, o sinal de X é digitalizado sempre que coincidir dentro da porta de aquisição disparada por X ou Y, conforme a tabela 4.2. Desta maneira, sendo o sinal originado por um fóton do Americío, apenas na primeira configuração existirá leitura e na segunda somente o sinal do pedestal. Ao contrário, para um elétron ambas configurações apresentarão algum sinal correspondente à fonte de radiação beta.

A figura 4.17 mostra os dados obtidos com as fontes radioativas β e γ. No histograma superior é mostrada a configuração X-X. As distribuições para as medidas do Rutênio(β) e do Americío(γ) acham-se sobrepostas e especificadas na figura, onde o pedestal foi

Porta ADC	Canal Lido
X	X
Y	X

Tabela 4.2: Esquema para medida em coincidência.

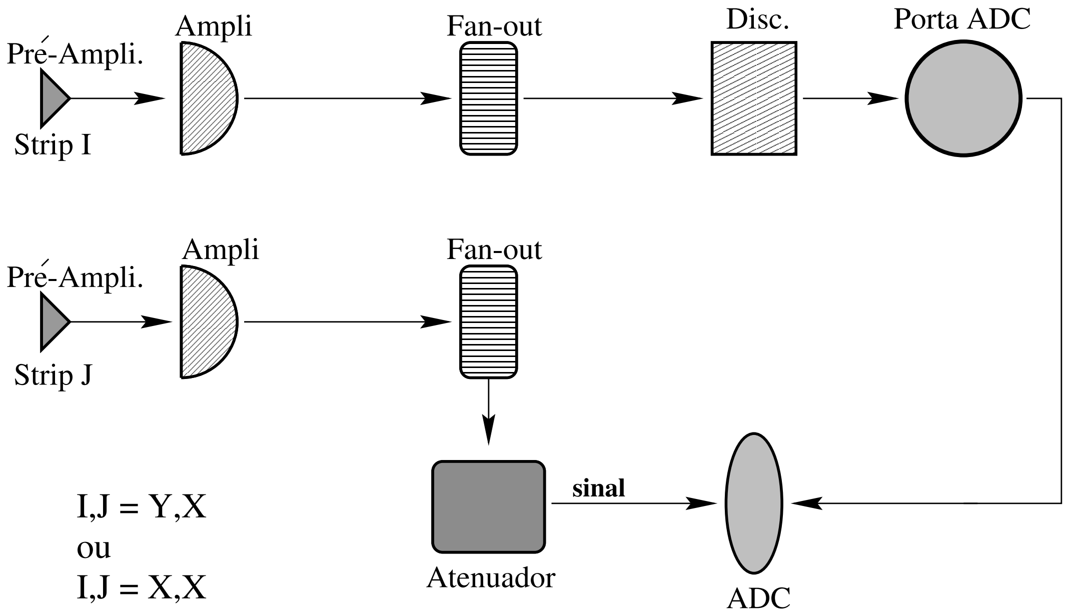

Figura 4.16: Esquema resumido para o estudo da separação entre MIPs e fótons. O *OU* para as portas de aquisição refere-se à explicação no texto.

eliminado. A figura inferior refere-se à configuração Y-X, onde aparece apenas o pedestal nas medidas com o Amerício, pois não existe sinal correspondente aos fótons. Por outro lado, com o Rutênio nota-se a presença de sinais correspondentes à radiação beta.

Em outra medida mais realista em termos da operação do LEP, a figura 4.18 representa os regimes de *filling* e *acceleration* para as duas configurações da tabela 4.2. No histograma inferior, para a configuração Y-X nota-se claramente o desaparecimento do pico em torno do canal 267 do ADC, vísivel no histograma superior para a configuração X-X. Isto indica que esta região corresponde à presença de fótons "síncrotrons" gerados por alguma fonte no LEP. Os sinais na vizinhança dos canais 196 e 481 do ADC correspondem ao ruído de aquisição e à mistura entre MIPs e fótons de mais alta energia, respectivamente.

4.4 A Segunda Versão da Eletrônica de Aquisição

Cálculos efetuados pelo engenheiro eletrônico Marcos André Gaspar[11], responsável pelo desenvolvimento dos circuitos eletrônicos da cadeia de aquisição no CEA/Saclay, mostraram que um sistema com uma dupla integração dos sinais nos amplificadores levaria a uma melhor resolução nas medidas.

Uma vantagem direta do novo sistema reside no fato de que a eletrônica para a dupla integração introduz um atraso de 200 ns para o sinal, coincidindo-o com a saída da coincidência *beam-DFC* (para a abertura da porta do ADC) sem necessidade de artifícios complementares.

Em relação à primeira versão da cadeia de aquisição, onde a dinâmica temporal do

[11] **Trabalhou no âmbito da colaboração IF-UFRJ/DELPHI, colaborando efetivamente na montagem de todo o sistema de *front-end* (parte de tratamento do sinal analógico, antes da digitalização) no DELPHI.**

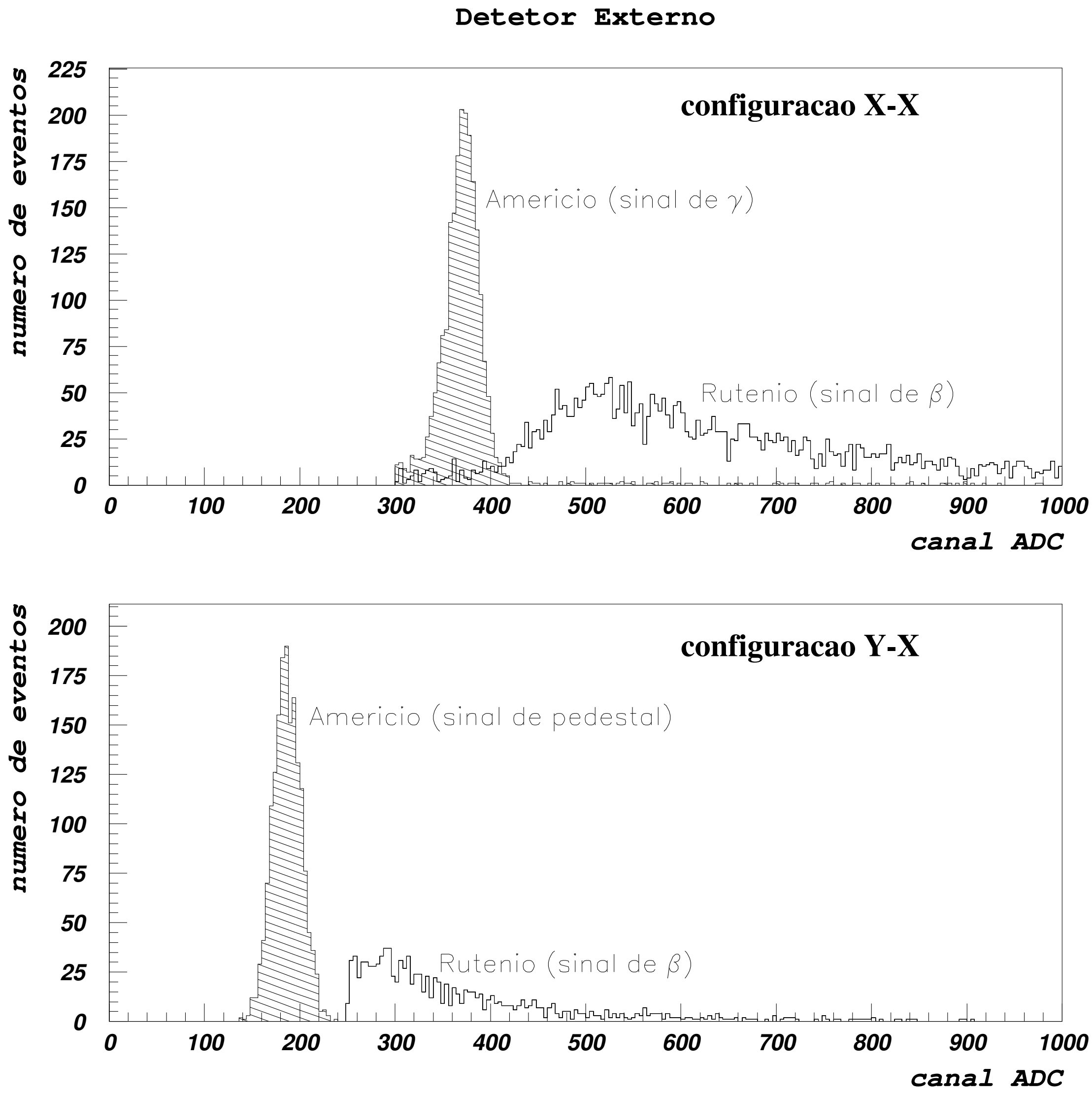

Figura 4.17: Distribuições em energia para as duas configurações utilizadas na separação entre fótons e MIPs. As distribuições para as medidas das fontes de Amerício e Rutênio acham-se sobrepostas. No histograma superior o pedestal foi suprimido.

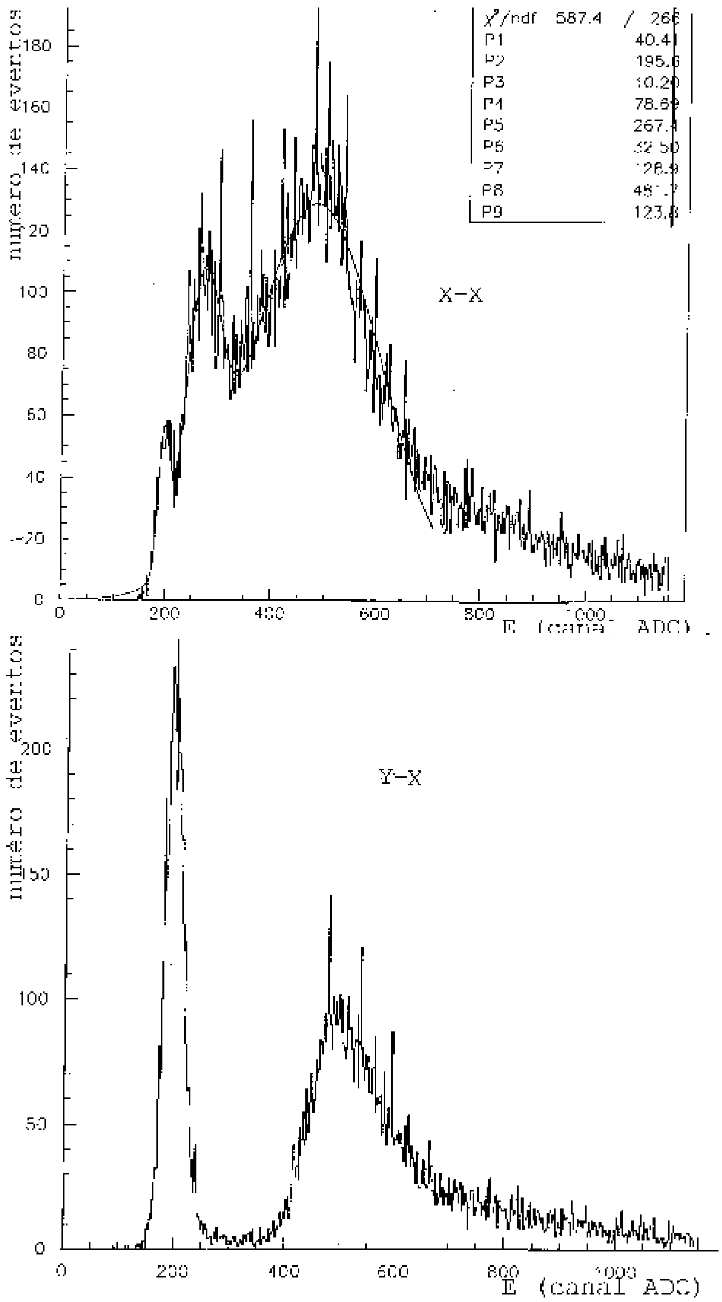

Figura 4.18: Dados obtidos com o detector externo, o LEP operando em regime de *filling* e *acceleration* a 65 GeV/feixe. O histograma superior, correspondente à configuração X-X, mostra três picos: um no canal 196, proveniente do ruído na aquisição, e os outro nos canais 267 e 481 do ADC. O histograma inferior mostra a configuração Y-X, onde novamente o canal 196 provém do ruído: o desaparecimento do segundo pico e a permanência do terceiro indicam que esses picos estão associados a fótons "síncrotrons" e a MIPs, respectivamente.

sistema permitia a observação de até três vagões de um trem de elétrons (ver figura 4.12) ou pósitrons (o espaçamento temporal entre dois vagões é de 247 ns), este esquema cobriu a dinâmica de 500 ns do TDC de tal forma que podia-se identificar os quatro vagões de um trem. Assim, para o *stop* usou-se o mesmo sinal do sistema anterior, porém com dois atrasos, um de 500 ns e outro de 900 ns para medir os dois primeiros e os dois últimos vagões, respectivamente.

A figura 4.19 mostra o esquema desta nova eletrônica. Nota-se que há apenas uma coincidência onde o sinal de saída abre tanto a porta para o ADC como faz o *Start* para o TDC. Este esquema é mais simples que o anterior, porém efetivamente mais eficiente no que se refere ao ruído da eletrônica e à operação do circuito. A dupla integração é obtida utilizando-se dois amplificadores em série.

Na figura 4.20 é representado o diagrama de tempo para a aquisição realizada com o circuito descrito na figura 4.19.

As figuras 4.21 e 4.22 apresentam as medidas para calibrar e medir as resoluções do ADC e do TDC, respectivamente. Os métodos utilizados foram os mesmos citados anteriormente. Enquanto a resolução em energia melhorou 37% em relação à obtida com o esquema anterior, a resolução espacial permaneceu praticamente a mesma (comparar as figuras 4.11 e 4.21 para "energia" e as figuras 4.13 e 4.22 para "espaço"). Vale ressaltar que na dupla integração um dos amplificadores apresentava alguns problemas de *off-set* e ruídos. Assim, era de se esperar uma melhora ainda maior para a resolução a partir da versão final do sistema.

O método de localização de possíveis fontes de radiação retroespalhada é ilustrado na

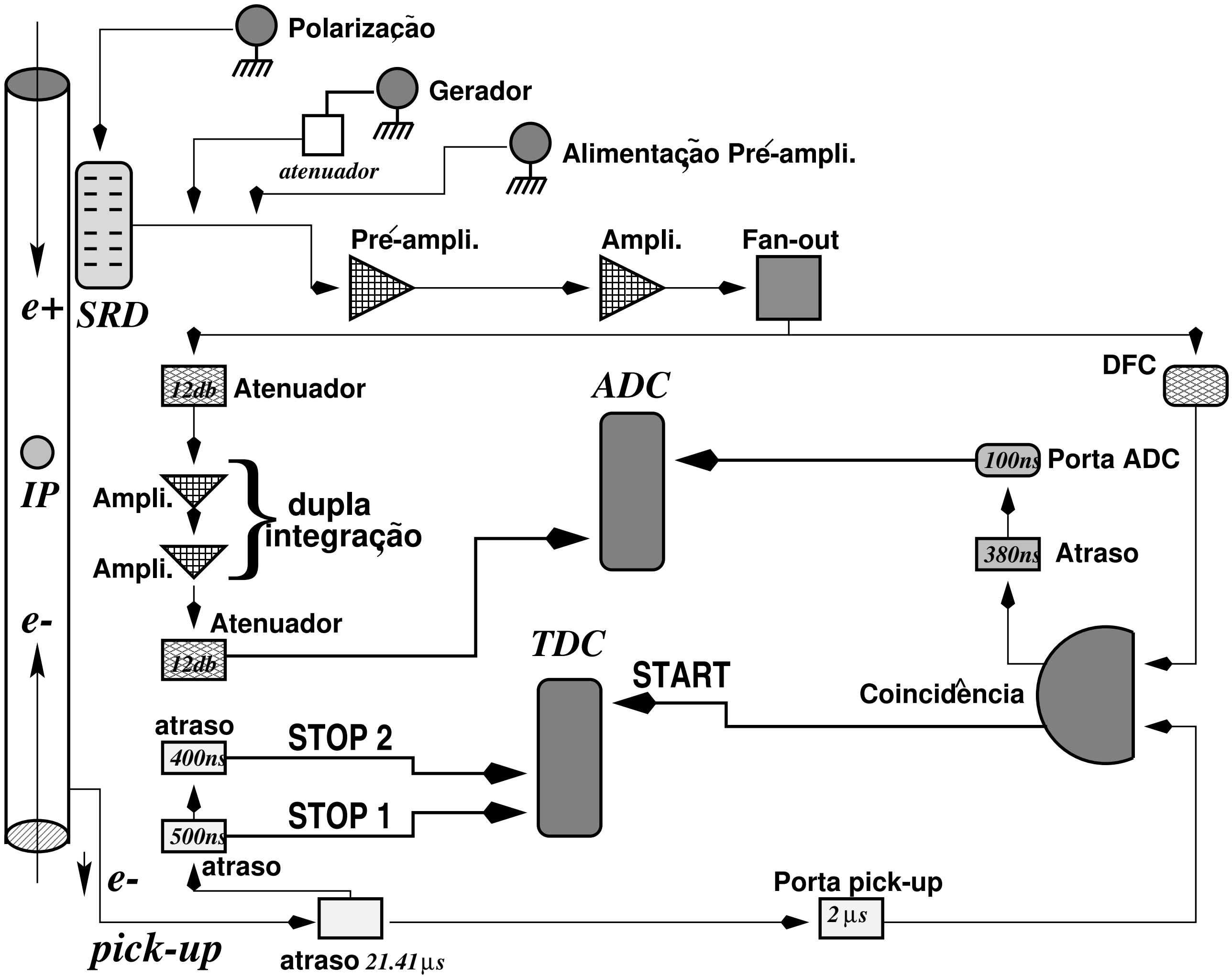

Figura 4.19: Segunda versão do sistema de aquisição. Utiliza-se apenas uma coincidência e uma dupla integração para o sinal, visando obter uma melhor resolução. Um atraso de 200 ns é automaticamente introduzido pela dupla integração.

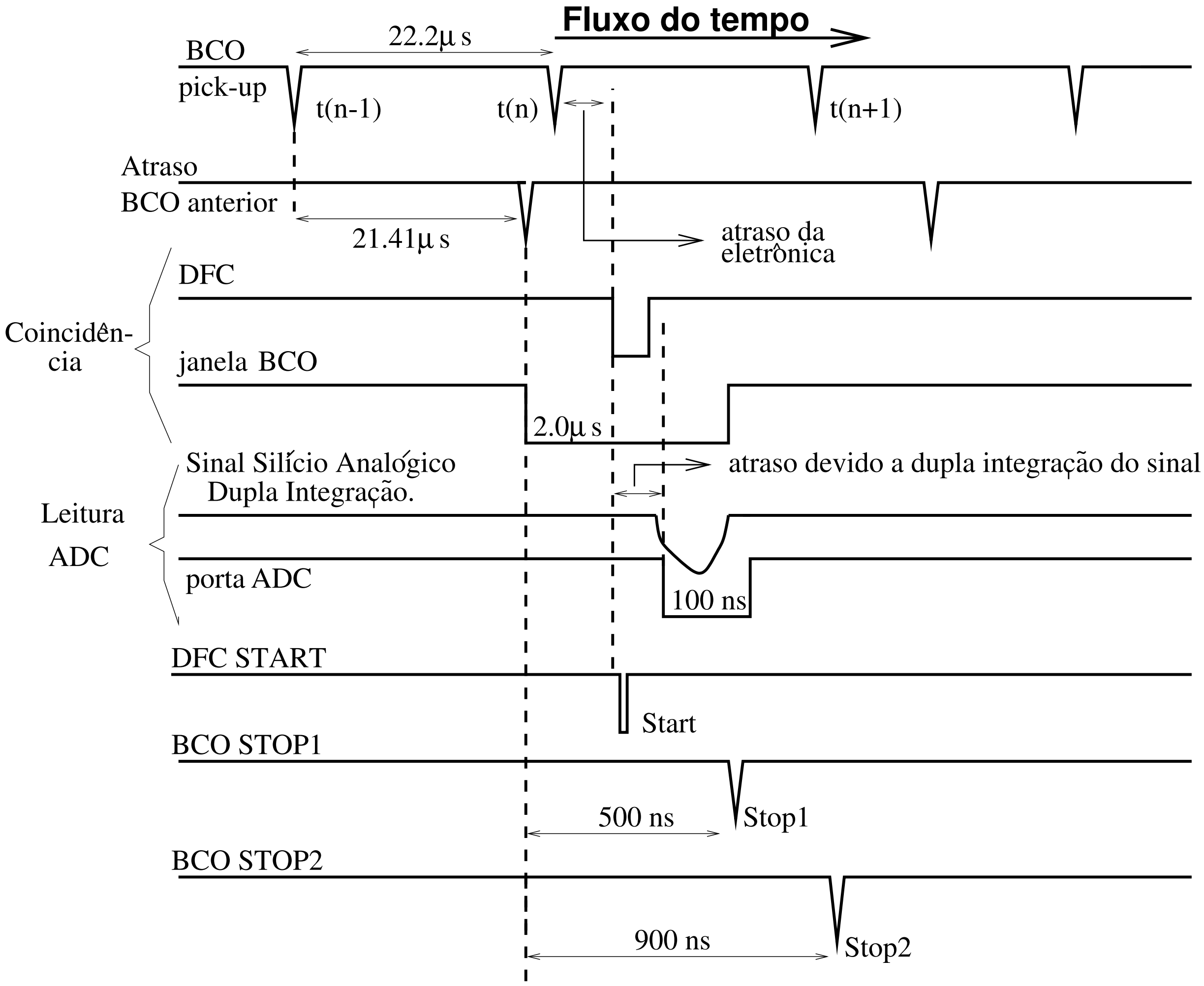

Figura 4.20: Timing (fora de escala) para a aquisição na segunda versão da eletrônica de *front-end*.

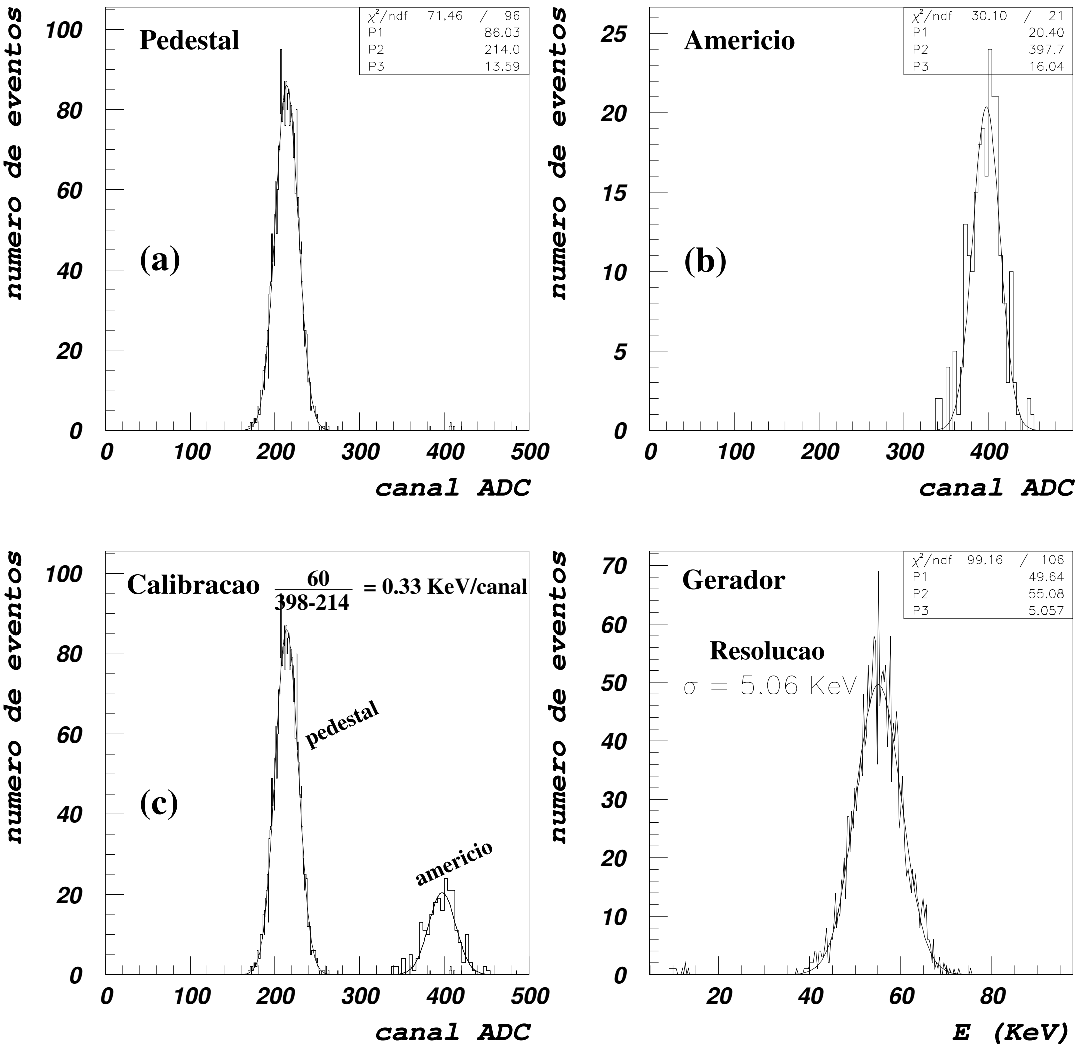

Figura 4.21: Calibração do detector externo (*strip dupla*) usando a fonte de Amerício. A resolução foi obtida usando o gerador de sinais.

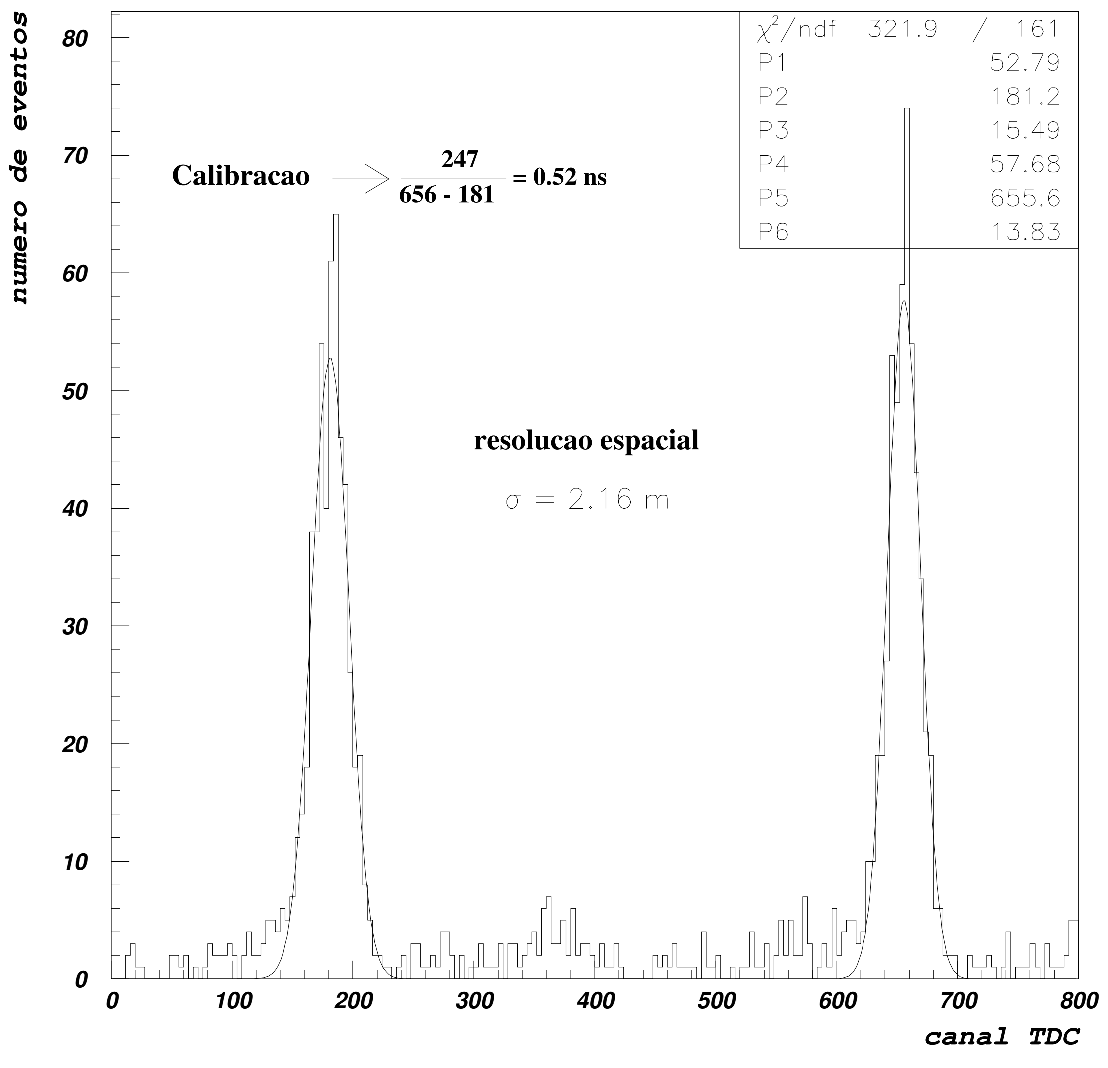

Figura 4.22: Calibração e resolução espacial do TDC durante a operação do LEP em regime de física (*stable beam*).

figura 4.23. Supondo a fonte a uma distância D do IP, no lado de incidência do feixe de pósitrons (figura 4.23a), e tomando a origem do tempo como o instante t_{MIP} da detecção das MIPs associadas aos elétrons, deduz-se que (hipótese 4.6):

$$D = (\frac{L}{2} + 1.9)\ [m] \tag{4.6}$$

onde L, "fornecida" pelo TDC, é a distância percorrida pelo fóton "síncrotron", associado ao feixe de elétrons, entre t_{MIP} e o instante da sua detecção no SRD.

Da mesma maneira, mostra-se que (hipótese 4.7):

$$D = \frac{L}{2}\ [m] \tag{4.7}$$

no caso de fonte de retroespalhamento de fótons, associados ao feixe de pósitrons, situada no lado de incidência do feixe de elétrons (figura 4.23b).

Para a incidência direta de fótons sobre o SRD, tem-se $L = 0$ se eles são associados ao feixe de elétrons (figura 4.23c) e $L = -3.8\ m$ (figura 4.23d) se eles são associados ao feixe de pósitrons. Neste caso, o valor negativo deve-se aos fótons serem detectados antes das MIPs no SRD.

A figura 4.24 mostra os dados coletados durante a operação do LEP em regime de física. Observa-se (figura 4.24a) um grande pico, correspondente aos elétrons provenientes do feixe e que atingem diretamente o detector, e estruturas menores, provavelmente devidas a partículas que foram refletidas em obstáculos após o IP. Na primeira hipótese (expressão 4.6) as fontes estariam localizadas a 11.7 m e 22.34 m do IP, no lado de incidência do feixe de pósitrons, e na segunda hipótese (expressão 4.7) elas estariam a 9.8 m e 20.4 m desse

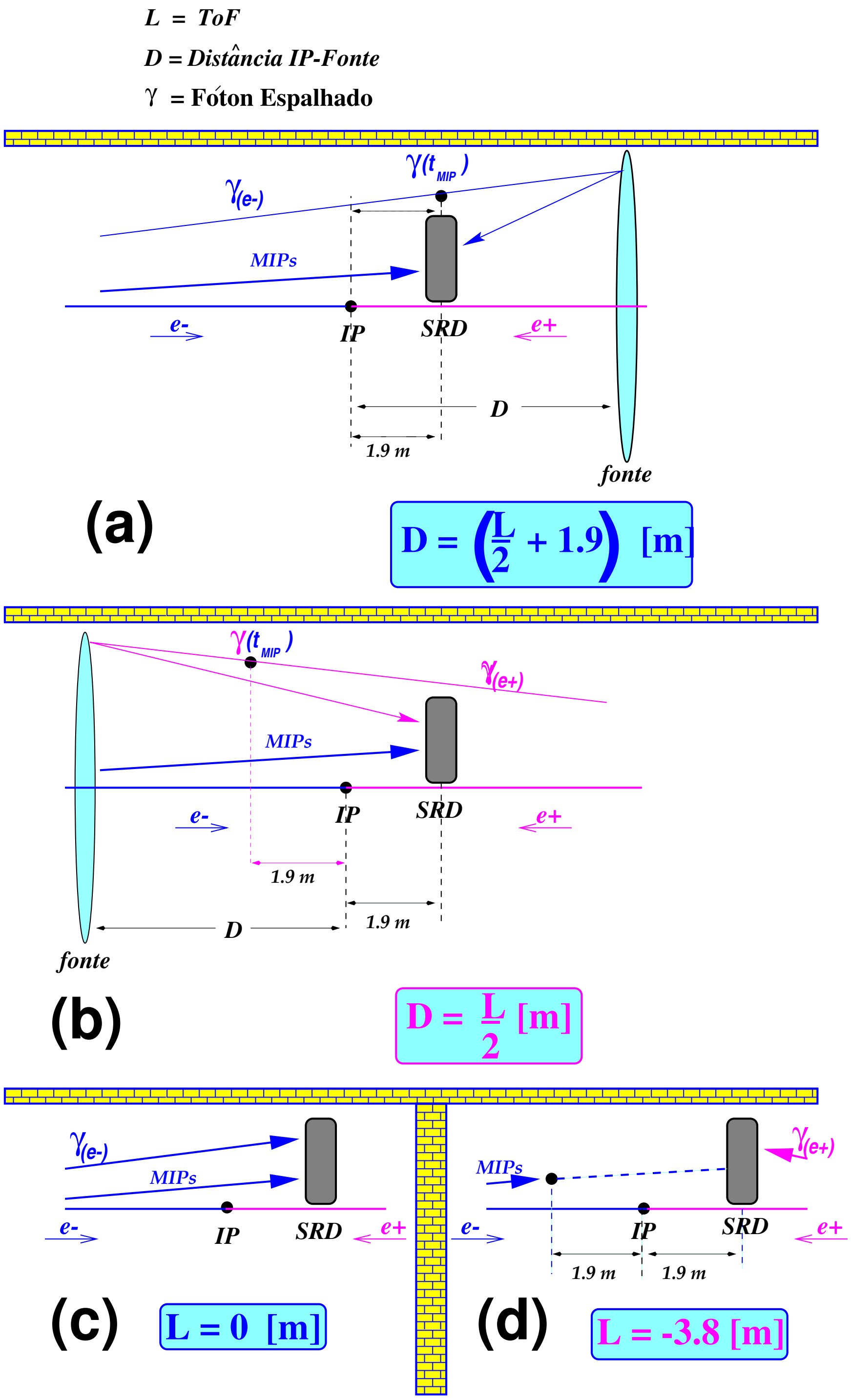

Figura 4.23: Exemplos de localização de uma fonte de radiação retroespalhada situada no lado de incidência do feixe de pósitrons (a) ou de elétrons (b) e incidência direta de fótons, associados ao feixe de pósitrons (c) ou elétrons (d), sobre o SRD. No instante t_{MIP} de detecção das MIPs, associadas aos elétrons, os fótons encontram-se na posição $\gamma(t_{MIP})$.

ponto, no lado de incidência do feixe de elétrons (figura 4.24b). A correlação energia/ToF (figura 4.24c) mostra uma estrutura em torno de 56 keV (figura 4.24d) para a fonte mais próxima.

De acordo com os resultados obtidos acima e com a figura 3.4, as possíveis fontes de radiação são:

- O quadrupolo QS1A, o colimador COLZ QS2 e o separador eletrostático ZL1 QS1 a 12.7 m, 21.3 m e 24.1 m, respectivamente, no lado de incidência do feixe de pósitrons;
- O quadrupolo QS1B e o colimador COLZ QS2 a 10.2 m e 21.3 m, respectivamente, no lado de incidência do feixe de elétrons.

Em outros testes, com os feixes em regimes distintos, o detector apresentou bons resultados tanto na identificação da fonte como na medida da energia.

4.5 A Eletrônica Compacta e o *Run* Especial do LEP para Estudo de *Background*

No início do mês de novembro de 1995 foi instalado o primeiro protótipo do módulo da nova eletrônica de aquisição em um *crate* CAMAC. Esta nova eletrônica caracterizava-se por ser compacta, onde a dupla integração, o DFC, o sistema de *trigger* e o ajuste do ruído encontravam-se embutidos neste módulo. Oito canais de leitura estavam disponíveis no esquema, possibilitando assim uma maior taxa de aquisição e, consequentemente, uma quantidade maior de dados para a análise da radiação síncrotron.

No final desse mês, o LEP operou com os feixes num regime de produção de alta taxa de *background*. A intenção era o estudo da radiação síncrotron e das MIPs para diversas

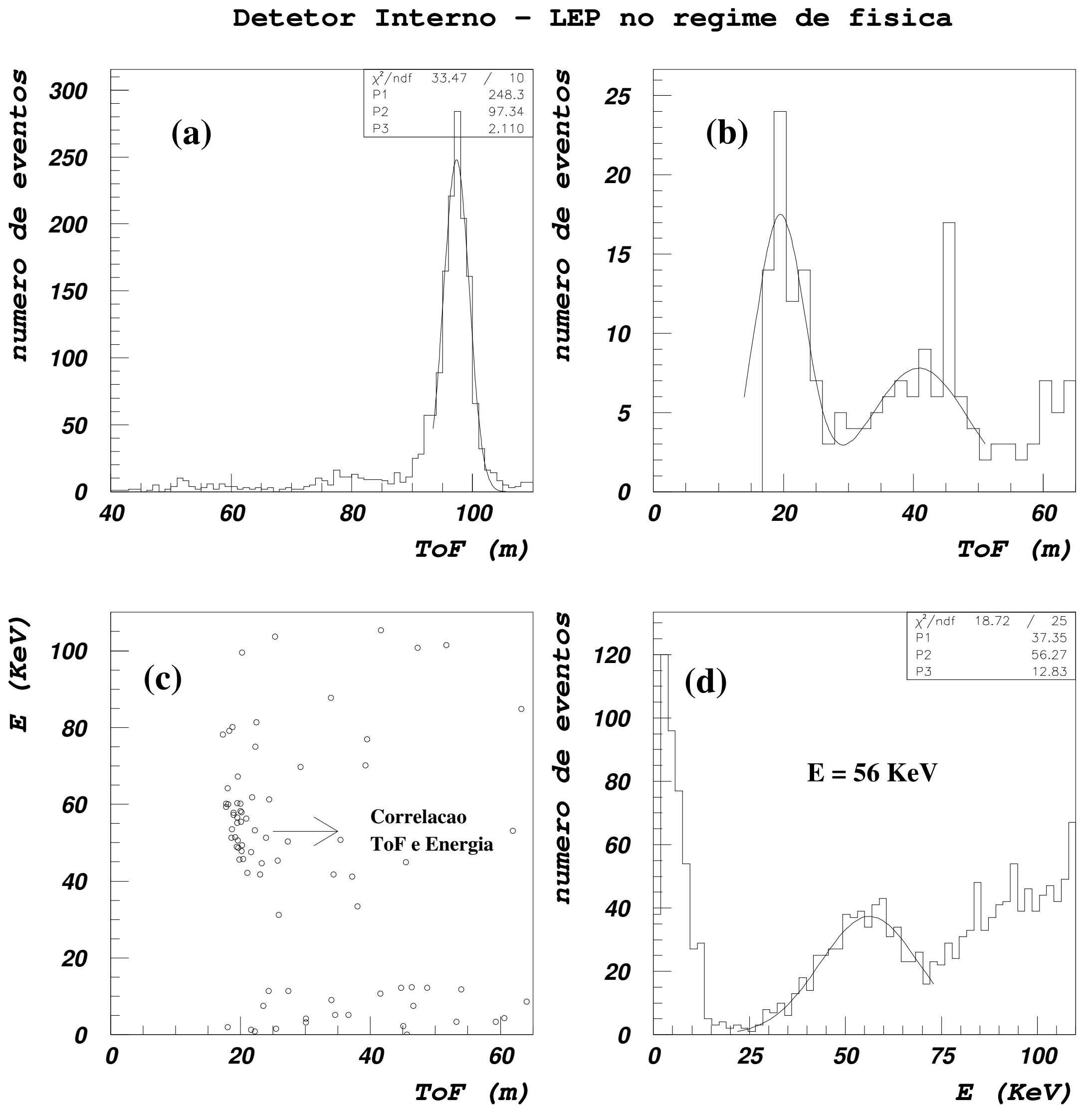

Figura 4.24: (a): partículas que chegam ao SRD síncronas com o feixe de elétrons, representando o *start* da contagem de tempo. (b): partículas que chegam atrasadas em relação ao feixe, já descontado o valor do *start*. (c): correlação energia/*ToF* com uma estrutura em torno de 56 keV (d) para a fonte mais próxima.

aberturas do colimador e emitâncias[12] do feixe. Neste período, já com o novo protótipo, o SRD forneceu informações acerca destas contaminações.

4.5.1 O Protótipo da Eletrônica Compacta de Aquisição

A figura 4.25 mostra o novo sistema, baseado na eletrônica descrita na seção anterior. Nesta forma compacta, o novo sistema permitiu, além da leitura de vários canais, um controle e tomadas de decisões mais rápidas.

4.5.2 Aquisição de Dados Durante o *Run* Especial do LEP

No final do mês de novembro de 1995, o LEP operou com os feixes calibrados segundo diversos conjuntos de abertura do colimador horizontal COLH.QS1 e emitância horizontal ε_x dos feixes [31], com a corrente máxima de 300 μA por *bunch* de forma a obter-se um regime estável de operação. A intenção era o estudo da contaminação via radiação síncrotron e MIPs, visando o LEP2. Este *run* foi de particular importância quanto aos testes da eficiência do sistema de aquisição do SRD, bem como do posicionamento definitivo do detector interno. Vários estudos foram feitos com a emitância e a abertura dos colimadores especificados na tabela 4.3, onde o tempo de aquisição para cada caso foi de

---

[12] **A emitância de um feixe é definida como:**

$$\varepsilon = \frac{\sigma^2[nm^2]}{\beta[nm]} \tag{4.8}$$

σ é seção transversal do *bunch* do trem de partículas do feixe no ponto de colisão. β é a função betraton neste ponto que caracteriza a sensibilidade do momento das partículas diante das forças eletrostáticas transversais que atuam sobre estas.

O número máximo de partículas por *bunch* depende da emitância, que é inversamente proporcional a função β. Os quadrupolos localizados nas vizinhanças do ponto de interação tornam esta função mínima, maximizando a emitância. O limite para o valor alcançado por esta depende do balanço entre a diminuiçao da função β e a radiação síncrotron gerada nos quadrupolos. No LEP, o valor da componente transversal ε_x da emitância é muito maior que o valor ε_y.

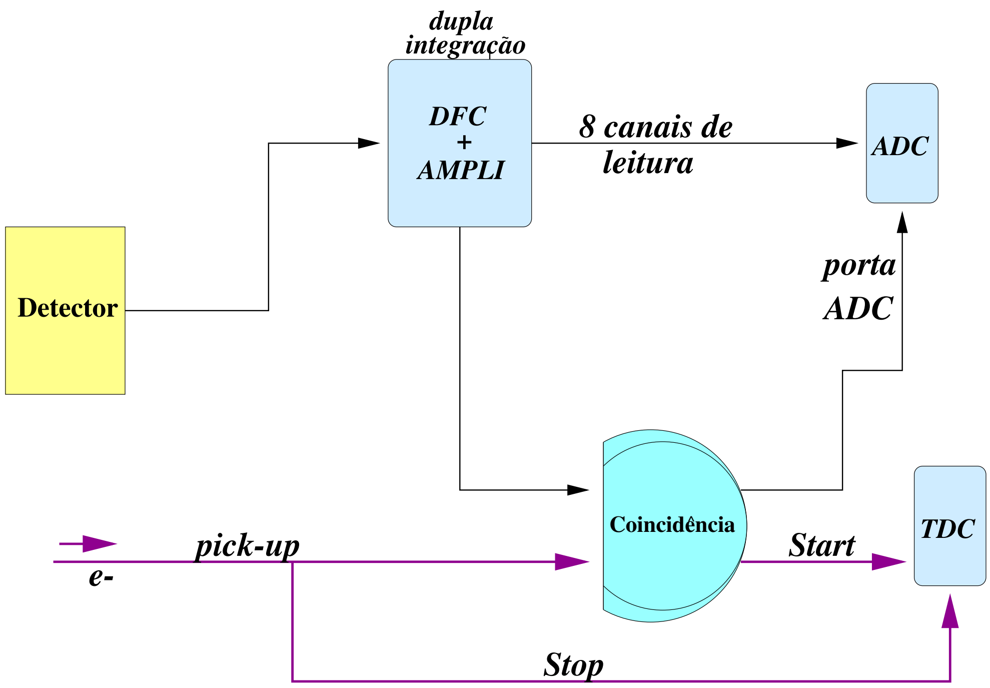

Figura 4.25: Esquema do primeiro protótipo do módulo compacto de aquisição, baseado na eletrônica descrita na seção anterior.

10 min.

Emitância $[nm]$	Colimador $[mm]$
50	25
50	45
83	44

Tabela 4.3: Regime especial de operação do LEP para o estudo de *background*.

Para a aquisição dos dados foi usado o sistema da eletrônica descrito na seção anterior, com dois canais de leitura de sinais (um para cada *strip dupla*) operando simultaneamente. A energia nominal no centro de massa dos feixes era de 65 GeV com 4 trens por feixe. As figuras 4.26 e 4.27 mostram duas medidas para um mesmo valor da emitância, 50 nm, e para a abertura do colimador de 25 mm e 45 mm, respectivamente.

Na figura 4.26b identifica-se uma possível fonte a 8.47 m (hipótese 4.6) do IP, correspondente[13] aos colimadores COLH/V QS1B (figura 3.4), mostrando uma forte correlação com a energia na região de 82 keV (figura 4.26c). De acordo com a seção 3.3.1, estes são muito provavelmente fótons gerados a grandes ângulos pela passagem do feixe de elétrons pelo quadrupolo QS0 (no lado dos elétrons), escapando das máscaras de tungstênio e sendo refletidos por esses colimadores situados no lado dos pósitrons. Nota-se alguns sinais na região de 50 keV (figura 4.26d), fótons refletidos nesses mesmos colimadores e provavelmente produzidos pela fluorêscencia do tungstênio.

Na figura 4.27c pode-se discernir claramente dois picos em torno de 47 keV e 91 keV, o primeiro sendo proveniente das MIPs, atingindo diretamente o SRD, e da radiação síncrotron que, passando pela abertura do colimador (45 mm no caso) origina-se de diver-

[13]**Ou 6.57 m, segundo a hipótese 4.7), porém sem fonte aparente.**

sas fontes localizadas a uma distância de até 20 m do IP (figura 4.27b). O segundo pico possui uma correlação com o ToF (figura 4.27d) indicando uma forte associação com o feixe, tendo sua energia espalhada até valores da ordem de 200 keV, sendo provavelmente MIPs e/ou fótons de mais alta energia que incidem diretamente sobre o SRD. Estas duas figuras mostram o aumento da radiação síncrotron com a abertura do colimador, sendo refletida por regiões de impacto do LEP.

A figura 4.28 mostra a distribuição das partículas detectadas pelo SRD para uma emitância de 83 nm e com a abertura do colimador de 44 mm, aproximadamente a mesma da figura 4.27. O sinal proveniente da radiação síncrotron é mais acentuado na figura 4.28b (em torno de 47 keV) do que na figura 4.27c, indicando o aumento desta com a emitância do feixe.

O próximo passo era instalar o sistema de aquisição na sua versão definitiva e implementar um conjunto de detectores em ambos os lados A e C do DELPHI, de forma a completar o aparato de detecção.

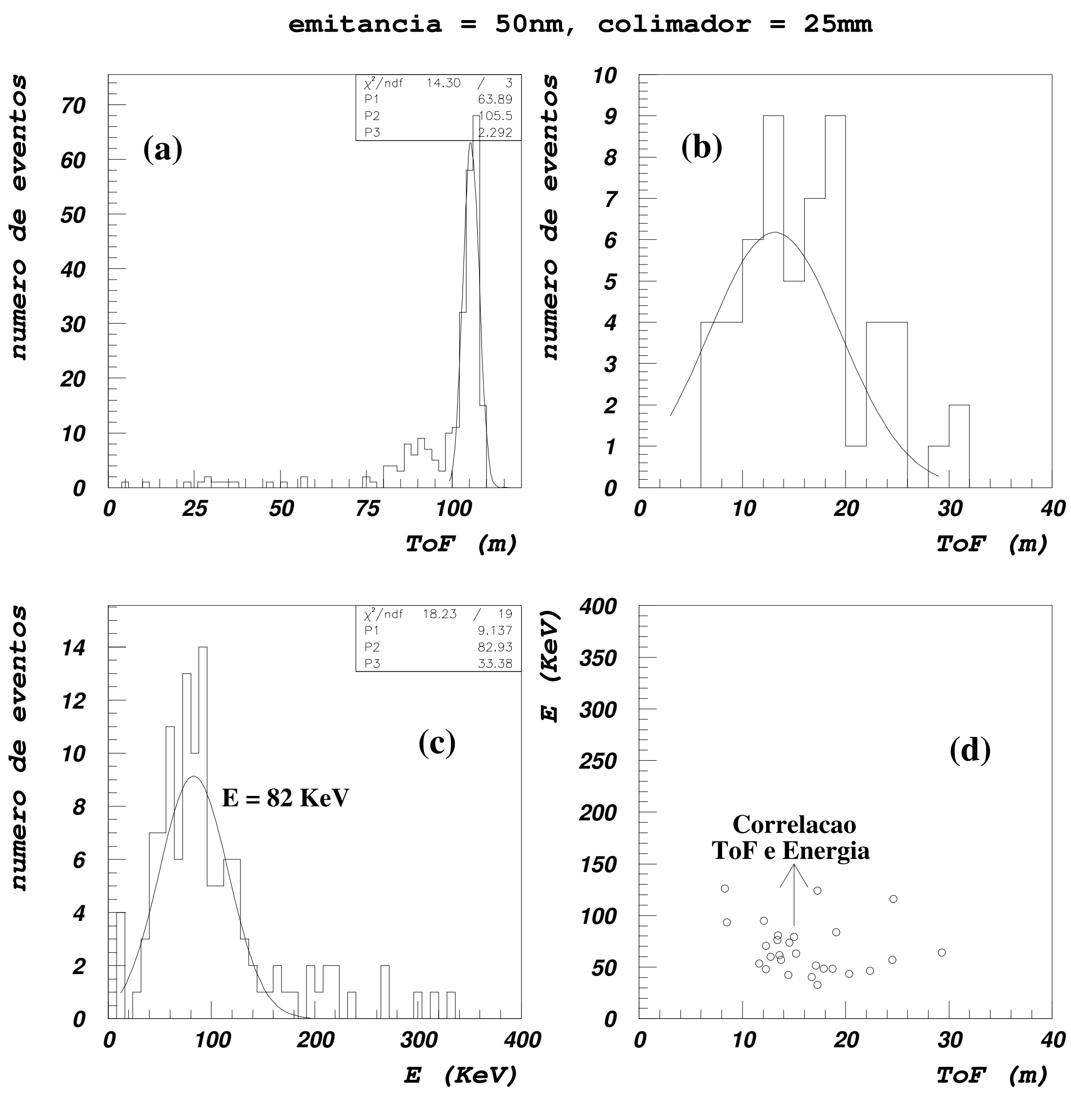

Figura 4.26: Para uma emitância do feixe de 50 nm e abertura do colimador de 25 mm, o histograma (a) mostra dois picos: o menor correspondente aos fótons que chegam em retardo em relação ao feixe e o maior representando o zero da medida do tempo de vôo. Os histogramas (b) e (c) mostram a localização da fonte e a energia dos fótons retroespalhados por esta fonte. A correlação entre a energia e o ToF aparece no *scatter diagram* (d).

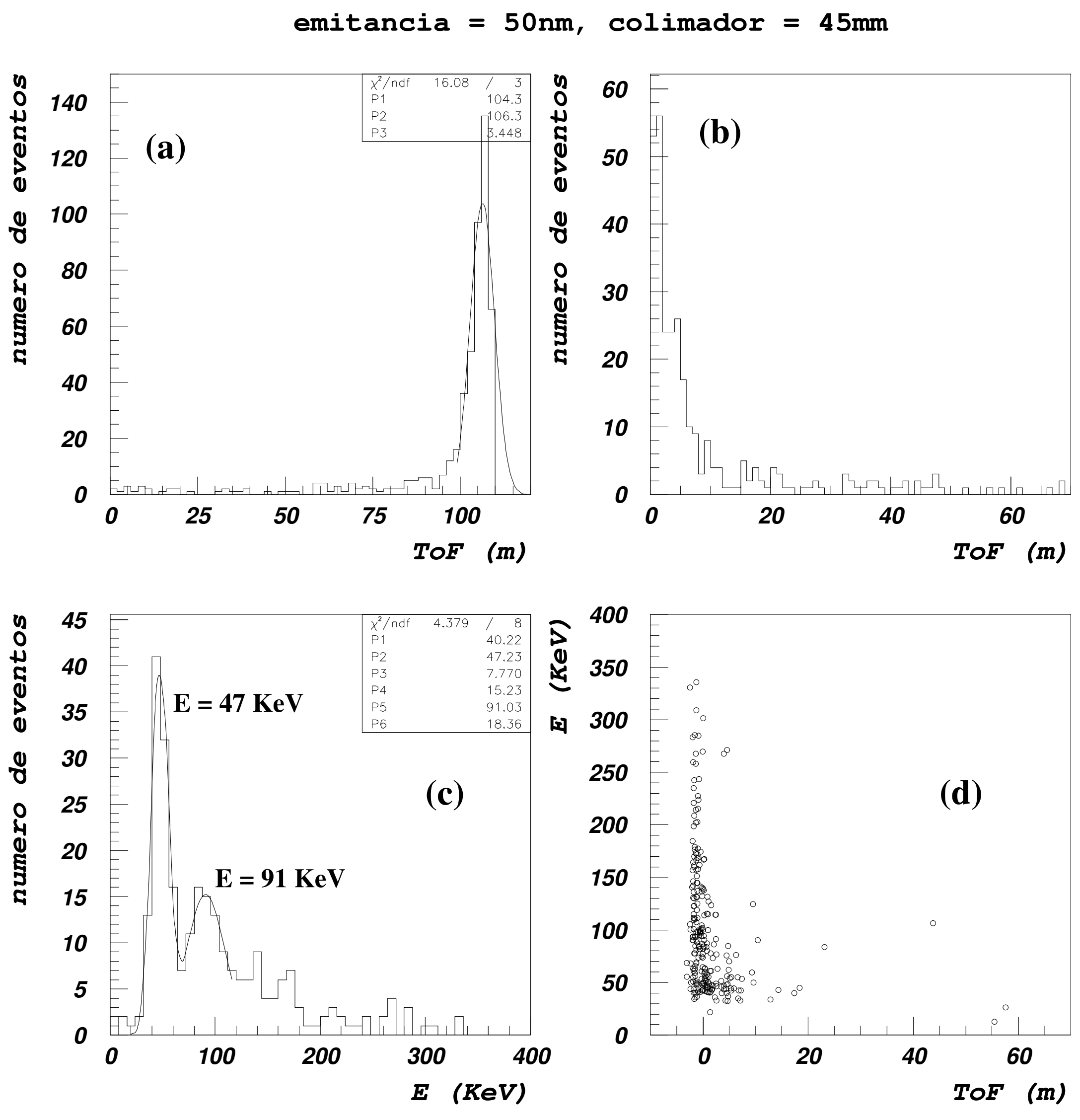

Figura 4.27: Para uma emitância do feixe de 50 nm e abertura do colimador de 45 mm, o histograma (a) mostra um grande pico representando o zero da medida do tempo de vôo e outras estruturas menores, relativas aos fótons que chegam atrasados em relação ao feixe. Os histogramas (b), (c) e (d) seguem a mesma explicação da figura 4.26.

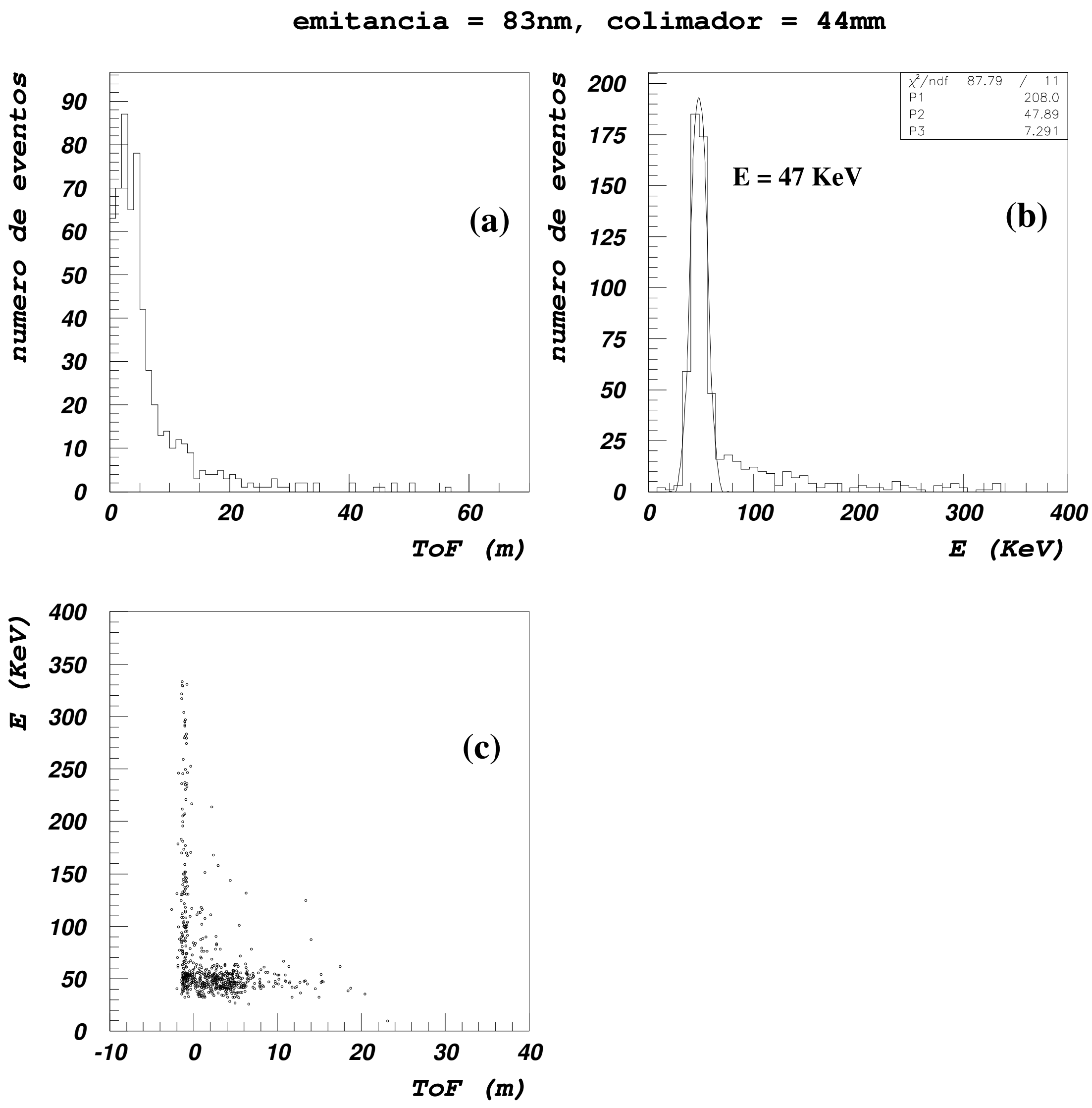

Figura 4.28: Para uma emitância de 83 nm e abertura do colimador de 44 mm, em (a) são mostradas as localizações das fontes, em (b) o espectro em energia apresenta um forte sinal em torno de 47 keV e em (c) é ilustrada a correlação energia-espaço.

Capítulo 5

Monitoramento da Radiação Síncrotron: Resultados Experimentais

5.1 Introdução

Este capítulo versa sobre a instalação do sistema final de detecção, de acordo com o padrão de operação seguido pelos subdetectores do experimento DELPHI. Para isso passei quatro meses do ano de 1996 estudando o Padrão DELPHI e elaborando um programa de aquisição dentro dessas normas. Realizei ainda testes de operação dos novos módulos de aquisição, tanto os construídos no CEA/Saclay, como os de digitalização ADC e TDC, do tipo *Fastbus*. O restante desse ano foi dedicado ao desenvolvimento de um dispositivo de *trigger* para a detecção que permitisse um boa eficiência quanto à frequência de aquisição e à eliminação dos ruídos.

Nas seções que seguem, os objetivos são expostos, assim como são analisados os dados obtidos.

5.2 Sistema de Monitoramento para Informação ao LEP

Diante dos testes realizados com os protótipos desenvolvidos ao longo do ano de 1995, decidiu-se pela construção do detector segundo a arquitetura de *strip dupla*, onde, como visto na figura 5.1, cada lado do DELPHI, A e C, foi suprido com quatro módulos de 12 canais de leitura cada, totalizando 96 entradas de sinais, distribuídos ao redor do duto dos feixes para que o monitoramento da radiação síncrotron e das MIPs seja o mais homogêneo possível. A tabela 5.1 apresenta as principais especificações de um módulo do detector e a figura 5.2 mostra suas dimensões e constituição.

Número de canais de leitura	12
Número de *strips*	24
Superfície da placa de silício	40×50 mm^2
Espessura da placa de silício	300 μm
Superfície de cada *strip*	2×40 mm^2
Ganho de sinal	36 mV/MeV
Polarização	50 V
Sensibilidade para a entrada do sinal de teste	25 mV $\equiv$ 1 MeV/partícula
Impedância de saída	50 Ω
Impedância da entrada de teste	50 Ω
Tempo de subida do sinal no pré-amplificador	25 ns

Tabela 5.1: Especificação do detector/pré-amplificador.

A eletrônica de *front-end* foi desenvolvida em função dos testes efetuados anteriormente, quando uma eletrônica compacta foi usada como modelo para o aprimoramento do sistema final. Cada um dos oito módulos de detecção está ligado a um conjunto de 12 *shapers* (amplificadores + DFCs[1]), instalados em dois *crates* CAMAC. Um ADC[2] e um

[1] **Os DFCs foram desenvolvidos de forma a serem compatíveis com a eletrônica CAMAC.**
[2] **ADC 1885F 96-channel Lecroy.**

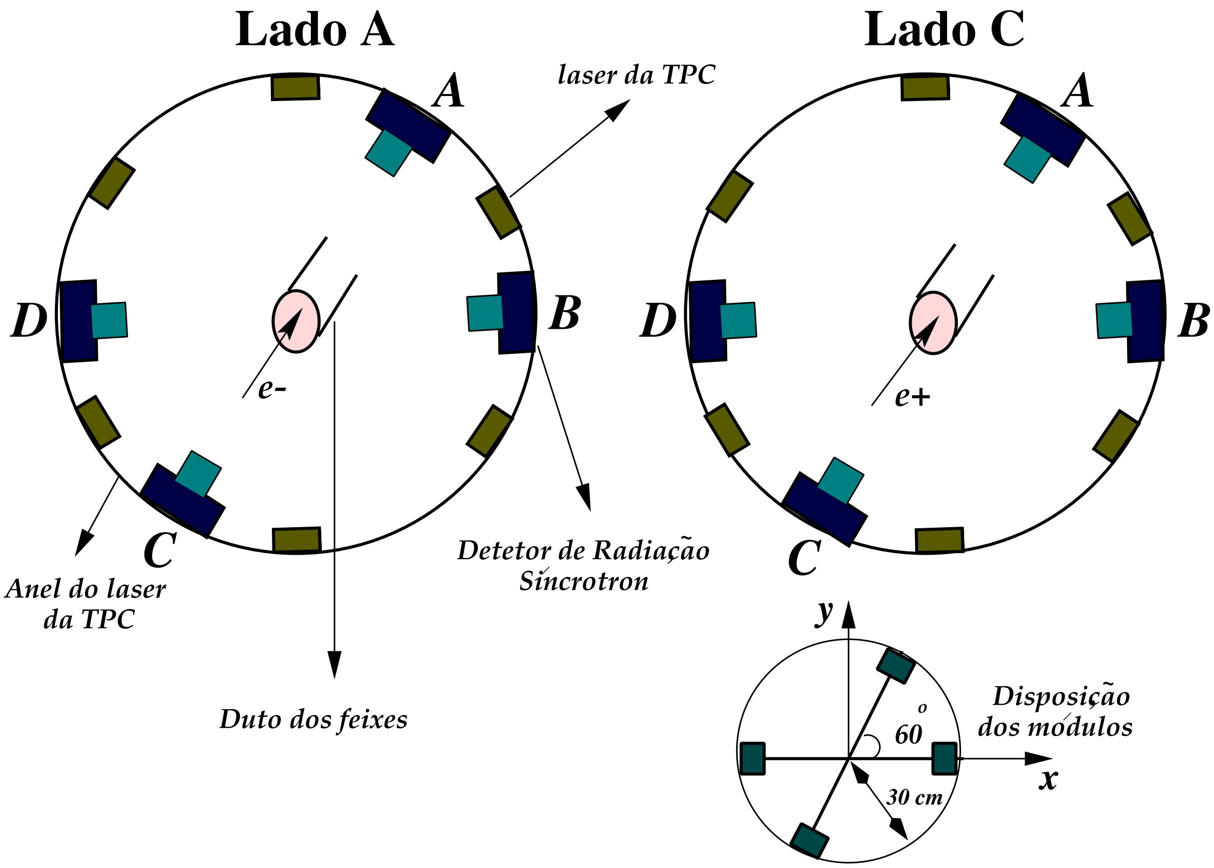

Figura 5.1: Disposição dos módulos (identificados com as letras A, B, C e D) que compoem o SRD nos lados A e C do DELPHI, posicionados a 1.9 m do IP e a 30 cm do eixo dos feixes. O círculo menor mostra a localização angular dos módulos, onde os eixos x e y correspondem ao sistema de coordenadas do DELPHI.

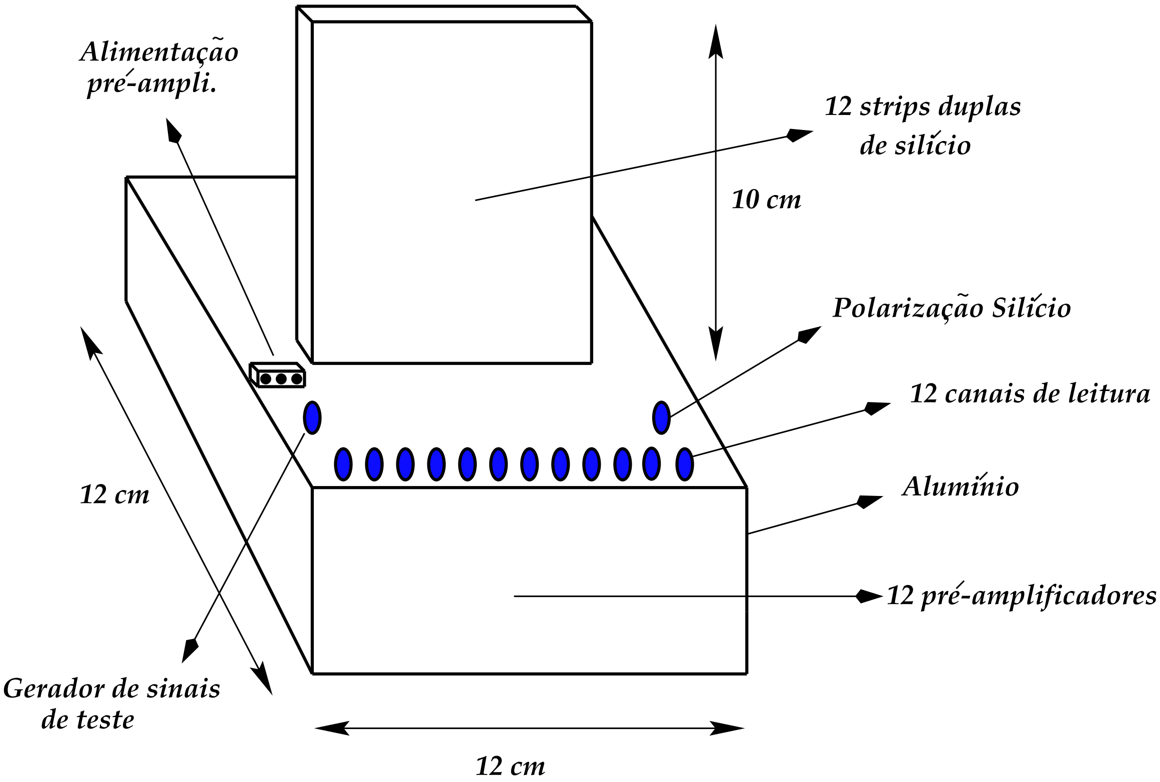

Figura 5.2: Detalhe de um dos módulos do detector e suas dimensões. A caixa retangular na vertical contém a placa de silício, dividida em 24 *strips* na configuração de 2 *strips* por pré-amplificador. Estes estão instalados no recipiente maior, na horizontal, totalizando 12 canais de leitura.

TDC[3], de 96 canais cada, estão instalados num *crate* FASTBUS, onde um controlador inteligente (FIP - *Fastbus Intersegment Processor*) é responsável pelo controle e leitura dos dados. Um módulo que comporta um sistema de gerador de sinais de teste e calibração, uma eletrônica de *trigger* usando a coincidência entre os sinais do detector e do feixe (como explicado no capítulo anterior) e um módulo auxiliar de distribuição de sinais estão instalados num *crate* CAMAC.

O conjunto de *shapers* pode ser facilmente operado, de acordo com o objetivo, de quatro maneiras diferentes, selecionadas no módulo "gerador/coincidência":

1. - Calibração com o gerador;

2. - Calibração com a fonte radiativa;

3. - Medida do pedestal de ruído do sistema;

4. - Operação normal com feixe.

A operação de calibração é similar à apresentada no capítulo anterior. O segundo modo permite obter o sinal da fonte de Amerício em um detector localizado externamente ao DELPHI. Enquanto este sinal é simulado nos 96 canais de leitura, usando o gerador de pulsos, o terceiro modo fornece a medida do pedestal de cada um desses canais. Com essas informações pode-se calibrar o sistema completo.

O quarto modo de operação permite medir o ToF (tempo de vôo) e a energia da partícula detectada.

A tabela 5.2 apresenta as principais características dos módulos *shaper*.

[3]**TDC 1877 96-channel Lecroy.**

Tempo de amplificação	96 ns
Ganho na amplificação	250 mV/MeV
Fração Constante de Discriminação	30%
Atraso na Fração Constante de Discriminação	30 ns
Intervalo dinâmico da energia	1 MeV

Tabela 5.2: Especificação do módulo *shaper*.

Uma vez calibrado o sistema, pode-se fazer uma análise *offline* dos eventos adquiridos durante os diversos regimes de operação do LEP e, desta forma, identificar as possíveis fontes de radiação síncrotron. Paralelamente é possível fornecer a taxa de contagem destas contaminações em tempo real para o sistema de controle de *background* do DELPHI que pode, então, informar aos operadores do LEP sobre anomalias nos feixes, possibilitando assim tomar as devidas providências para a solução do problema.

5.3 A Lógica de Aquisição

A lógica de aquisição segue o esquema apresentado na figura 4.4 implementado da dupla integração do sinal. Porém, aqui as plataformas são diferentes em relação aos sistemas apresentados anteriormente e alguns pontos devem ser levados em consideração.

Um novo programa de aquisição precisou ser elaborado de forma a torná-lo compatível com o padrão DELPHI. Além disso, a lógica de aquisição precisa ser coerente com a nova cadeia de coleta de dados. Os tempos de digitalização por sinal para os novos módulos ADC e TDC são de 275 μs e 280 ns, respectivamente. Assim, para uma alta taxa de aquisição existe a possibilidade de obter diversas conversões no TDC contra apenas uma no ADC, de forma que a energia medida de uma partícula possa, na verdade, estar correlacionada ao ToF medido do sinal proveniente de outra partícula. De fato, com a utilização de 96 canais sensíveis à carga depositada pela passagem de uma partícula no detector e com o aumento da energia dos feixes, a taxa de *hits* (toques) é bem mais alta do que aquela observada nos testes de 1995. Este problema é contornado utilizando um sistema chamado de *dead time flip-flop* que bloqueia uma aquisição até que, para um mesmo evento, ambas conversões (TDC e ADC) tenham sido efetuadas.

A armazenagem e o controle da aquisição de dados é gerenciado pelo FIP, interconectando os módulos de digitalização a um computador operando no sistema VMS. O FIP possui 32 bits de memória, o que permite executar algumas funções e identificar endereços via TCP-IP; desta forma ele pode ser operado remotamente, sendo o intermediador entre o programa de aquisição e os módulos de gestão de operação da cadeia de coleta de dados. O FIP é também responsável pelo envio do sinal de bloqueio e liberação da aquisição, enviando um sinal ao módulo "gerador-coincidência" que ativa uma anticoincidência. Assim que as digitalizações são efetuadas, o FIP envia um sinal de reconhecimento a esse módulo, liberando uma possível nova coincidência de sinais.

A leitura da energia e tempo de vôo é tal que cada *shaper* (figura 5.3) comporta oito canais de entrada de sinais, oito canais de saída de tempo e energia para o TDC e ADC, respectivamente, e uma saída lógica para o DFC de acordo com um circuito interno do tipo *OR* que utiliza o primeiro sinal a chegar ao módulo. Esta saída é destinada ao módulo "gerador-coincidência" (módulo de gestão) de forma a efetuar o *trigger* do evento. Desta forma, caso hajam sinais simultâneos e se estes estiverem no intervalo de coincidência entre o sinal proveniente do BCO (*pick up*) e do DFC (detector), então mais de um canal

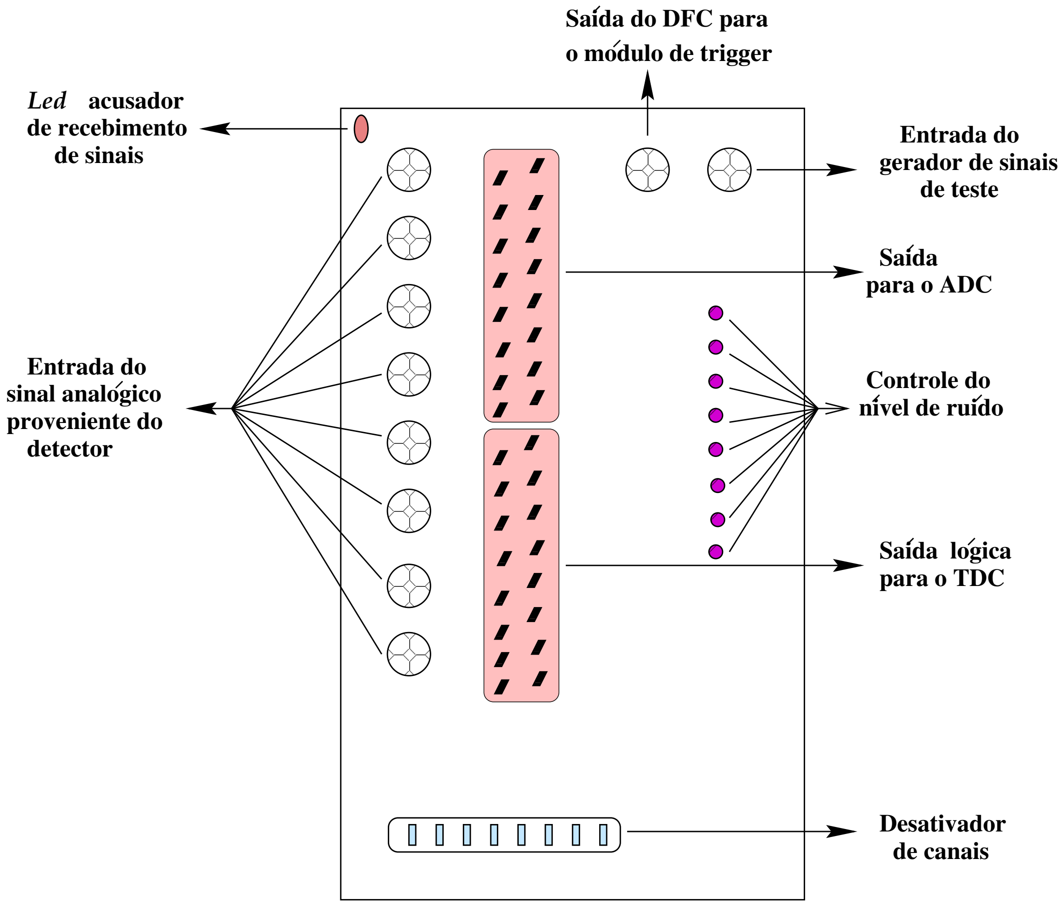

Figura 5.3: Módulo *Shaper* de amplificação e discriminação à fração constante dos sinais provenientes do detector.

será digitalizado pelos módulos de conversão.

A figura 5.4 mostra a nova lógica de aquisição para o circuito apresentado na figura 5.5. O sistema de *dead time flip-flop* é ilustrado na figura 5.6.

Tendo em vista que nos testes de 1995, com apenas um canal de leitura disponível, a frequência de aquisição no regime de física era de aproximadamente 0.5 Hz, então espera-se algo em torno de 50 Hz para 96 canais de leitura. Este valor pode ser 10 vezes maior nos regimes de alta taxa de *background* (*squeezing* e *adjusting*) definidos no capítulo 2.

Na figura 5.7 é mostrado o diagrama de tempo para a aquisição de dados. O intervalo

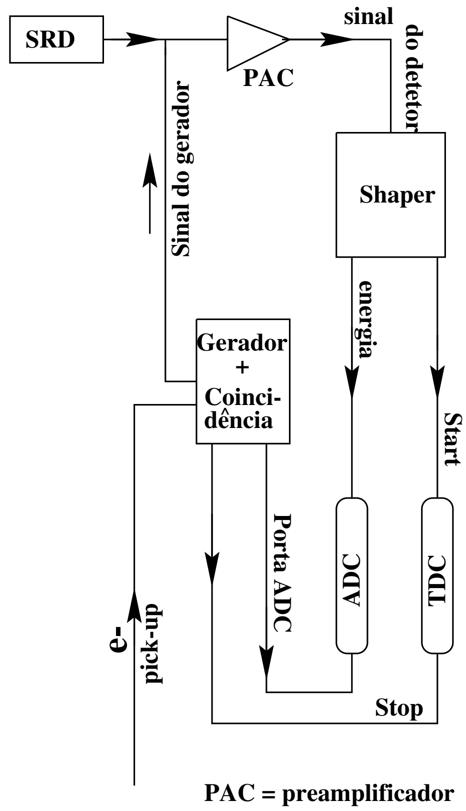

Figura 5.4: Novo esquema da lógica de aquisição.

dinâmico da medida do ToF é de 2 μs, equivalente ao intervalo de -237 m a 363 m para a identificação da fonte de radiação, com os valores negativos referentes às partículas adiantadas em relação às MIPs de referência da contagem do tempo de vôo (ver seção 4.4).

Para o envio à sala de operação do DELPHI de informações relativas à taxa de contagem de radiação síncrotron e de MIPs que sensibilizam o SRD, um sistema de *trigger* paralelo ao descrito acima foi montado, seguindo a mesma lógica de coincidência entre o BCO e o sinal proveniente do SRD, independente do sistema de bloqueio da aquisição para digitalização e leitura dos dados. Desta forma a taxa de contagem é algumas ordens

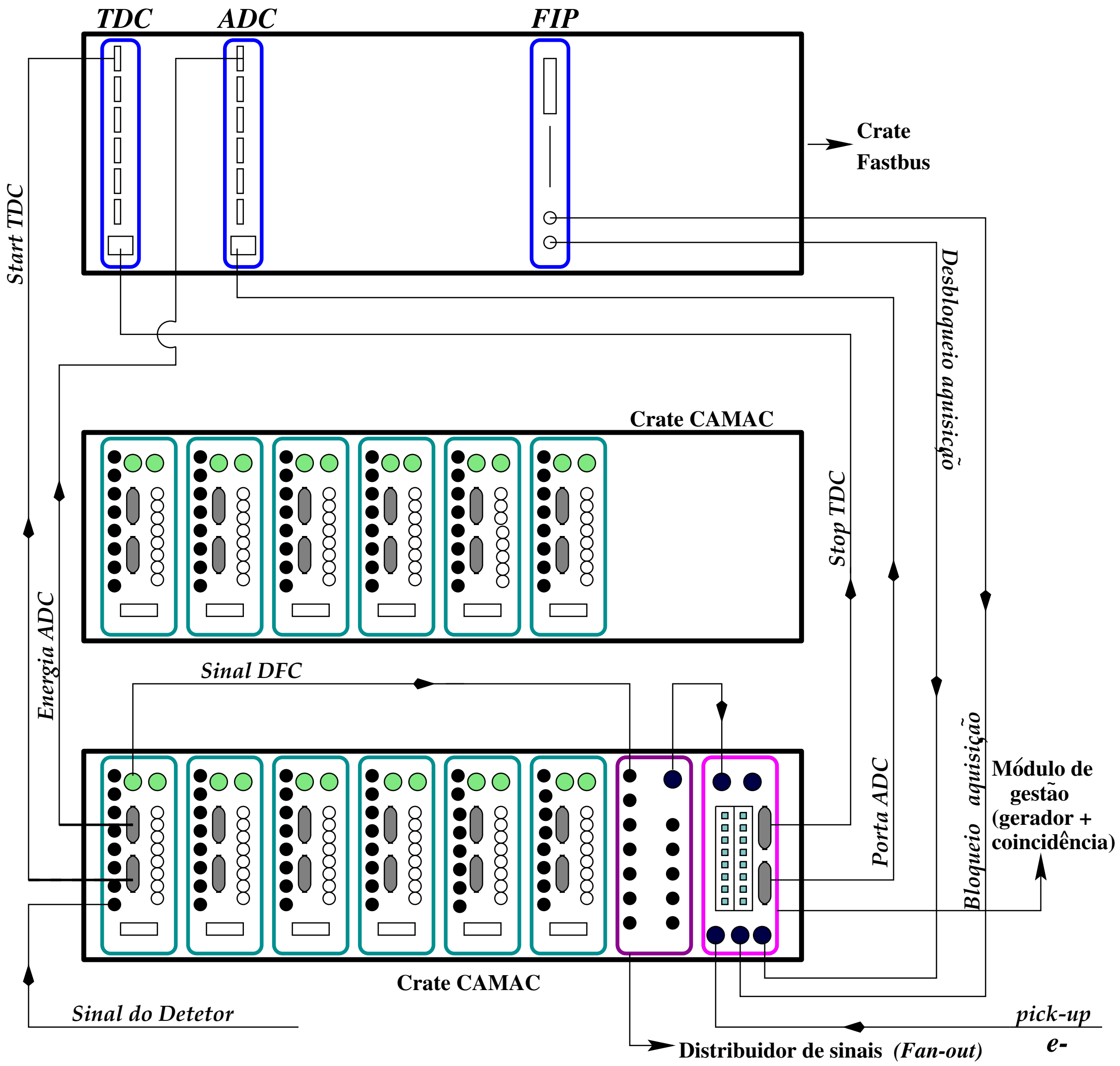

Figura 5.5: Circuito final da cadeia de aquisição de dados.

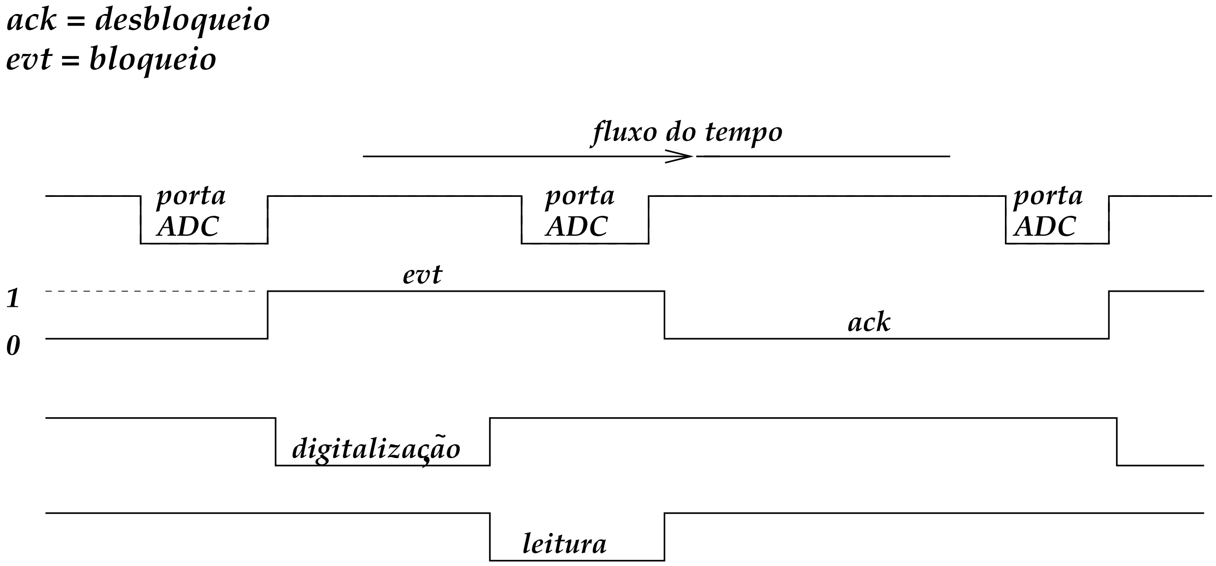

Figura 5.6: Diagrama temporal para o sistema de bloqueio da aquisição. Enquanto o sinal de reconhecimento do evento que libera a aquisição tem polaridade negativa (nível 0 na figura), o sinal de evento que bloqueia a aquisição possui polaridade positiva (nível 1). Assim que exista uma porta de aquisição, utilizada pelo ADC como limite de integração do sinal do SRD, a cadeia é bloqueada e permanece assim até que o processamento da digitalização (duração de 275 μs no ADC) e da leitura dos dados (duração de alguns nano-segundos para armazenamento no sistema OS9) nos *buffers* internos de memória do ADC ou TDC tenham sido efetuados. Completada esta etapa, o FIP emite um sinal de reconhecimento que libera a cadeia de aquisição para o recebimento de uma novo sinal do SRD.

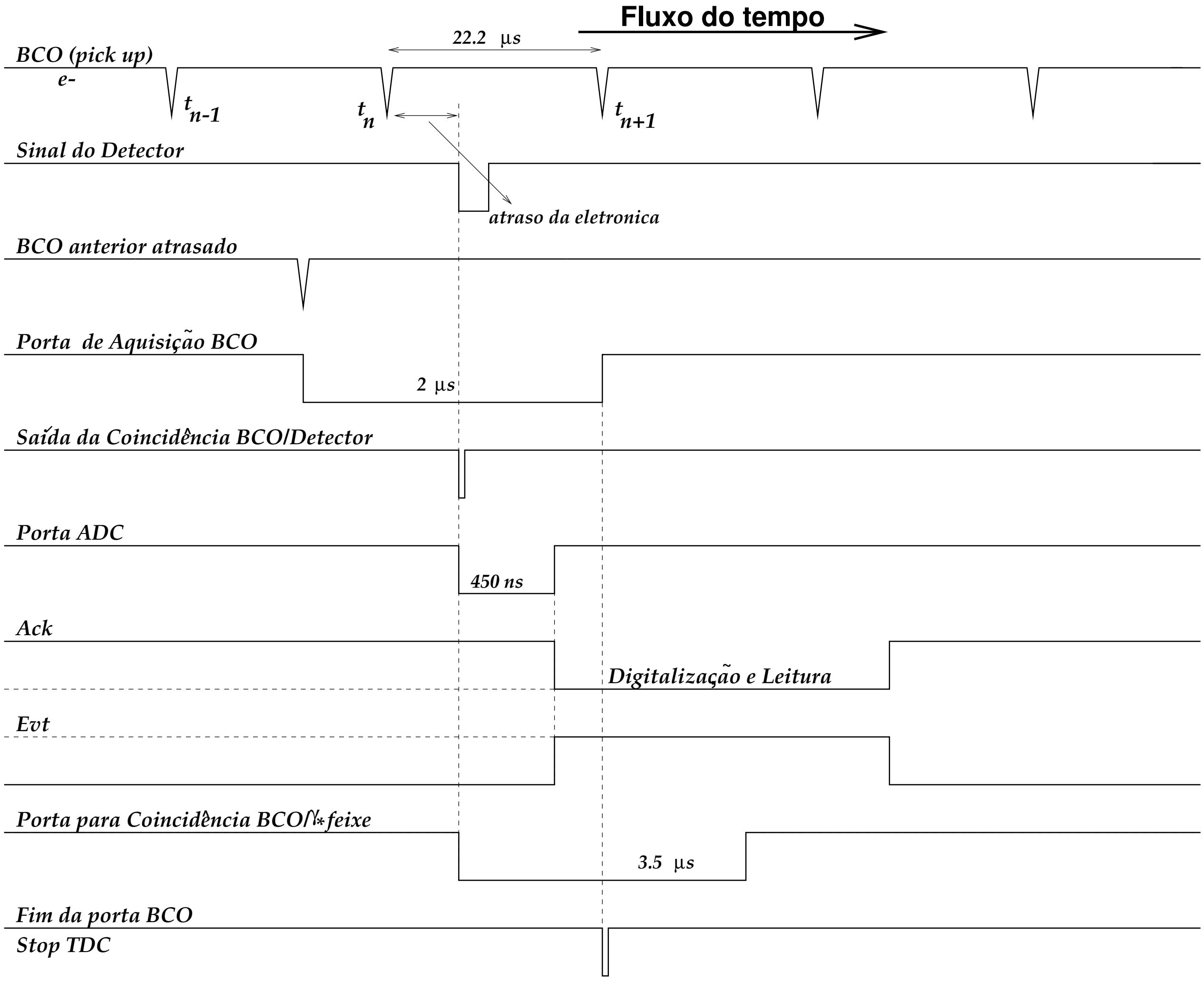

Figura 5.7: Diagrama de tempo para a lógica de aquisição de dados.

de grandeza superior àquela da frequência de aquisição. A figura 5.8 mostra este sistema, onde os sinais que passam pelo processo de *trigger* são enviados a dois módulos contadores (*Scalers*) e, então, direcionados para um sistema de contagem (*trace-plot*), na sala principal de controle do DELPHI, onde as informações da TPC, do VSAT e do SRD são normalizadas de modo a serem compatíveis entre si.

5.4 Aquisição e Análise dos Dados

A uma energia $\sqrt{s} = 182$ GeV, foram adquiridos os primeiros dados reais com todo o dispositivo final pronto. A calibração seguiu o exposto na seção 5.2. As figuras 5.9 e 5.10 mostram as calibrações e resoluções, respectivamente, em energia e em tempo.

O efeito de *off-set* entre os diferentes canais afeta as medidas do pedestal de ruídos e do sinal do gerador. Assim, levando em conta este fato, a energia medida E_k em um canal k $(0 \leq k \geq 95)$ é dada por:

$$E_k = (C_k^{ADC} - p_k) \times cal_k \tag{5.1}$$

onde, nesse canal, C_k^{ADC} é a medida bruta do ADC, p_k é o pedestal de ruído e cal_k é a calibração em energia obtida pelo método de simulação do sinal do Amerício.

A figura 5.11 mostra os comportamentos do ToF e da energia com o tempo de aquisição nos dois lados A e C do DELPHI, quando de uma tentativa de colocar os feixes em regime de *stable beam*. Este *run* mal sucedido devido às altas taxas de contaminação, levando assim a uma operação de *dumping*[4] dos feixes, fornece um bom exemplo para

[4]**Em situações de alta de taxa de *background*, ou no fim do regime de física, os feixes são purgados do duto através de uma operação chamada de *dumping*.**

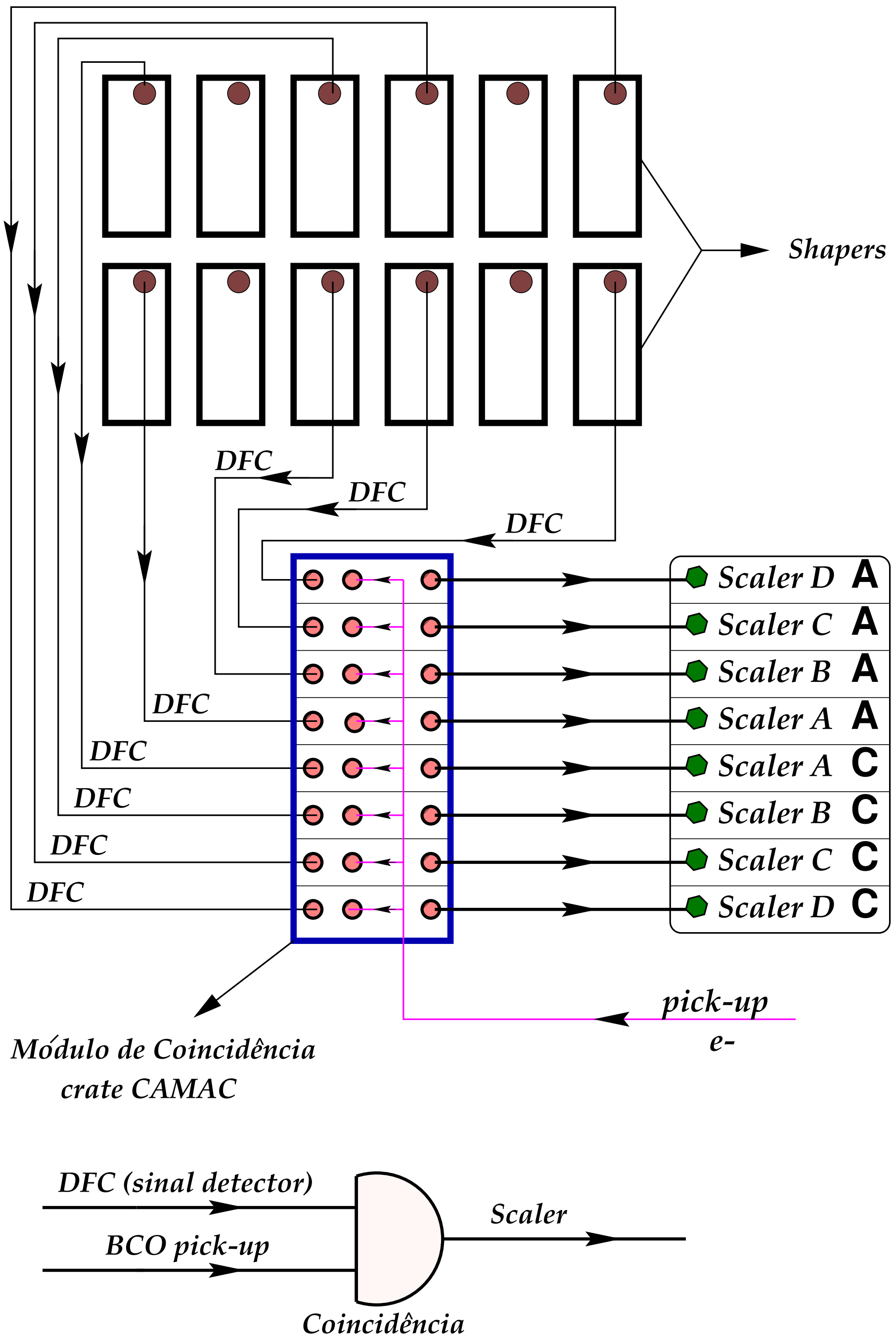

Figura 5.8: Processo de *trigger* para envio de sinal para o sistema de contagem de contaminação do DELPHI. As letras que identificam os *scalers* referem-se aos quatro módulos do SRD em cada lado A e C do DELPHI (figura 5.1), respectivamente.

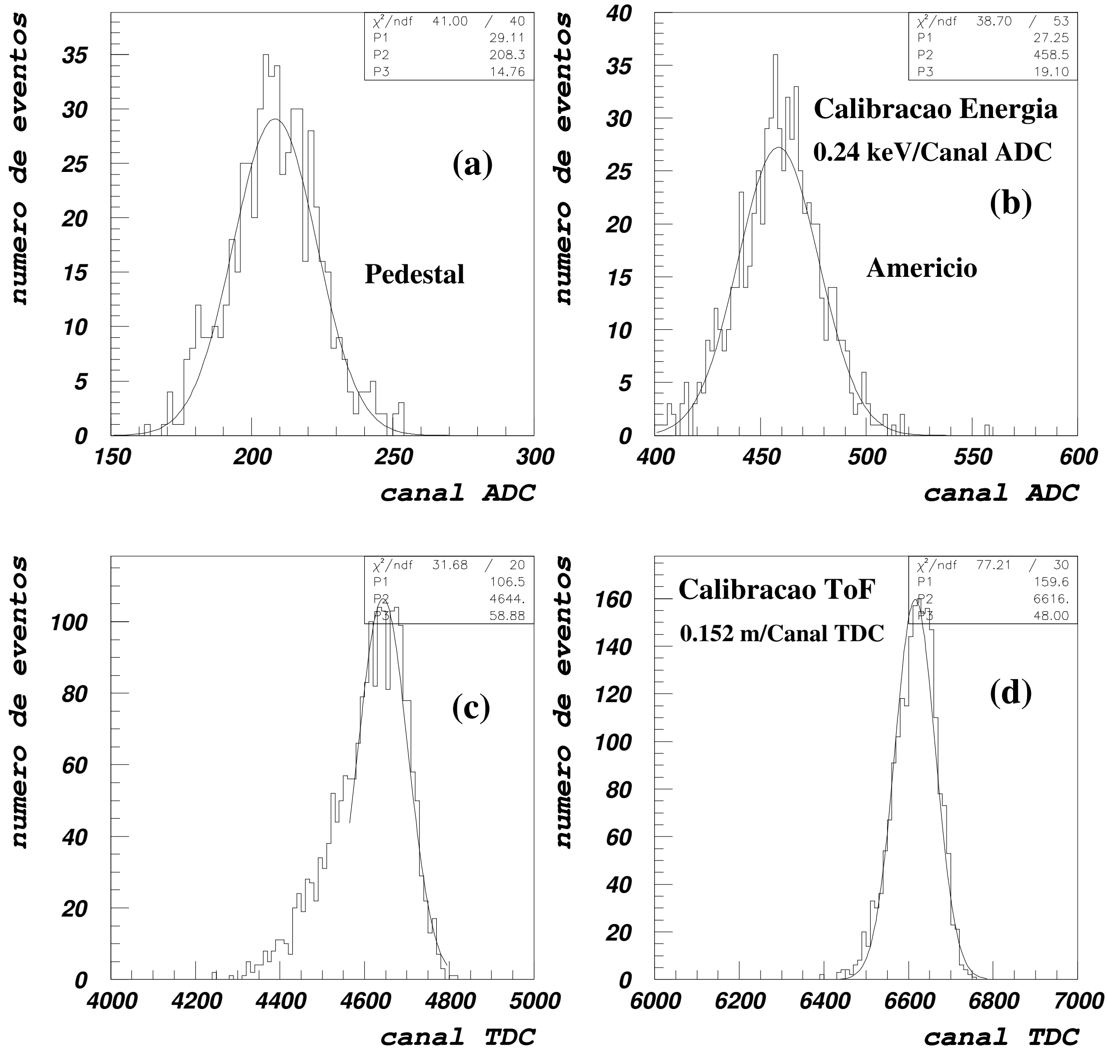

Figura 5.9: Calibrações em energia [(a) e (b)] e em tempo [(c) e (d)]. Para a calibração em tempo, dois sinais com um intervalo conhecido de 1000 ns foram gerados. Obteve-se 0.24 keV e 0.15 m por canal do ADC e TDC, respectivamente.

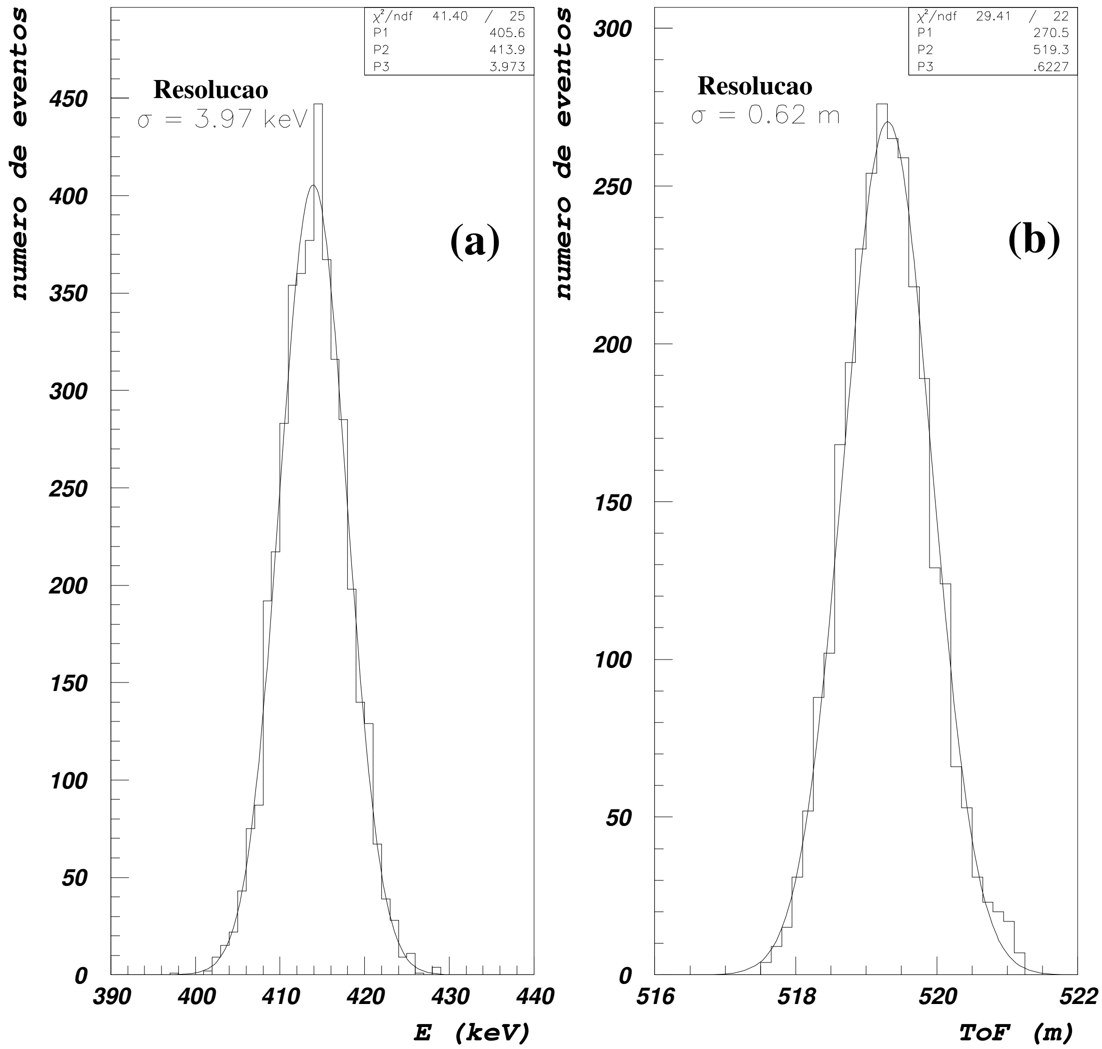

Figura 5.10: Resoluções em energia (a) e temporal (b) usando-se o gerador de sinais para as medidas da energia e do ToF.

provar a importância do SRD. De fato observam-se três períodos distintos **(a)**, **(b)** e **(c)** correspondentes a três intervalos de tempo de aquisição (0-10 min, 10-47 min e maior do que 47 min), identificados, respectivamente, como um regime de *adjusting* seguido de um *squeezing* (numa tentativa de diminuir a contaminação) e, novamente, um *adjusting*, quando ocorreu o *dumping*. Além disso, os dados coletados mostram uma diferença de comportamento entre os lados A e C do DELPHI.

Um estudo mais detalhado das medidas de energia e do ToF para este *run* é feito a seguir, onde as MIPs são consideradas tanto os elétrons ou pósitrons que escapam do tubo de vácuo, como também as partículas originadas da interação destes elétrons e pósitrons com os materiais presentes no LEP, apresentando um variado espectro de energia.

Para o período **(a)** de *adjusting* a figura 5.12 mostra a distribuição de energia. Enquanto no lado C (de incidência dos pósitrons) é observado um forte sinal na região de 61 keV, o lado A (de incidência dos elétrons) apresenta sinais pronunciados na região de 57 keV e 103 keV. Uma análise do tempo de vôo (figuras 5.13) e da correlação deste com a energia (figura 5.14) confirma a existência de uma assimetria entre o lado A, onde ambos os sinais citados acima chegam em tempo com o feixe (os de 57 keV sendo possivelmente γs gerados no lado C pela fluorêscencia do tungstênio e os de 103 keV sendo MIPs "e^+" e fótons de mais alta energia gerados também no lado C pelo quadrupolo QS0, figura 3.4), e o lado C, onde os sinais em torno 60 keV são compatíveis com um tempo de vôo de 1.7 m (figuras 5.13 e 5.14), sendo possivelmente fótons gerados no lado A pelo quadrupolo QS0 e/ou pela fluorescência do tungstênio e espalhados pela máscara de tungstênio a 2.3 m do IP no lado de incidência dos pósitrons (figuras 4.23a e 3.4), e os sinais entre 80

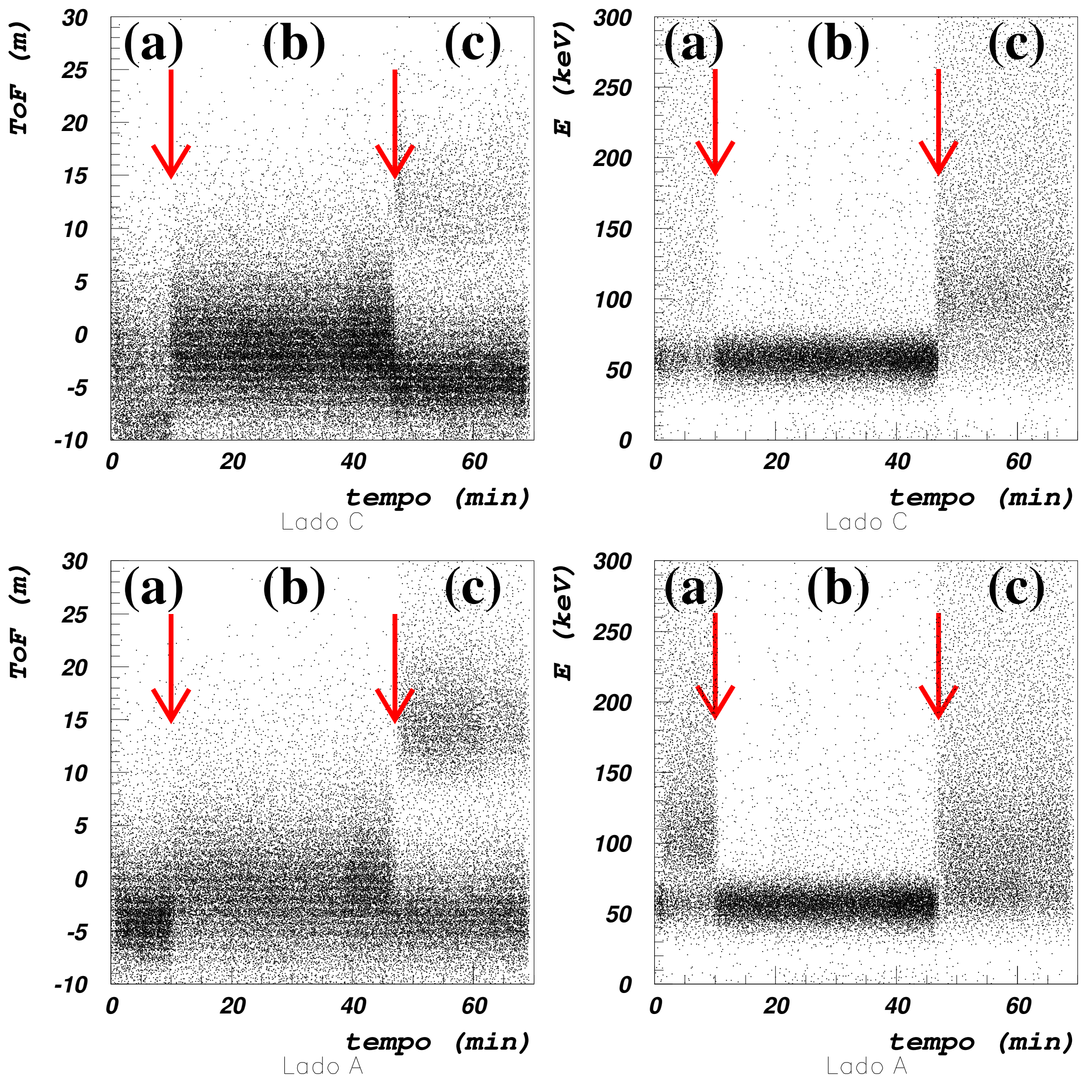

Figura 5.11: Energia e tempo de vôo das partículas detectadas durante o ajuste dos feixes do LEP. (a): *adjusting*; (b): *squeezing*; (c): *adjusting*.

keV e 300 keV chegam adiantados em relação às MIPs "e^-" de referência da contagem do tempo de vôo (ver seção 4.4), sendo MIPS "e^+" e provavelmente γs gerados no lado C pelo quadrupolo QS0 e incidindo diretamente sobre o SRD (ver figuras 4.23d e 3.4). Isto sugere que alguma anomalia estava presente nos feixes, produzindo MIPs e γs nas máscaras de tungstênio e/ou quadrupolo, principalmente no lado C.

Em relação ao período **(c)**, observa-se na figura 5.15 a persistência da assimetria entre os dois lados do DELPHI. No lado C nota-se uma maior taxa de fótons "síncrotons" no intervalo de tempo de aquisição entre 47 e 49 min. Um estudo mais detalhado desse período mostra que esses fótons apresentam uma energia em torno de 66 keV (figura 5.16) que, de acordo com a seção 4.4 e as figuras 5.17 e 5.18, correspondem ao espalhamento por uma fonte localizada a 10.4 m (ver figura 4.23a) ou 8.5 m (ver figura 4.23b) do IP no lado de incidência dos pósitrons ou dos elétrons, respectivamente. A figura 3.4 mostra as possíveis fontes localizadas a essas distâncias: os colimadores COLH/V QS1B (8.53 m) e o quadrupolo QS1B (10.2 m). Para o intervalo de tempo de aquisição maior que 49 min, a figura 5.19 mostra que os γs espalhados possuem energia em torno de 59 keV e as figuras 5.20 e 5.21 indicam que, segundo a hipótese 4.6 da seção 4.4, estes fótons originam-se a 9.5 m do IP. Dentro da resolução espacial obtida (figura 5.10b), a fonte localizada a esta distância é o quadrupolo QS1B (10.2 m) no lado de incidência dos pósitrons. A hipótese 4.7 da seção 4.4 fornece a localização de 7.5 m do IP para fonte, sem um obstáculo aparente na figura 3.4.

Um estudo semelhante para o lado A do DELPHI mostra que os γs espalhados possuem energia em torno de 60 keV (figura 5.16) no intervalo do tempo de aquisição entre 47 e 49

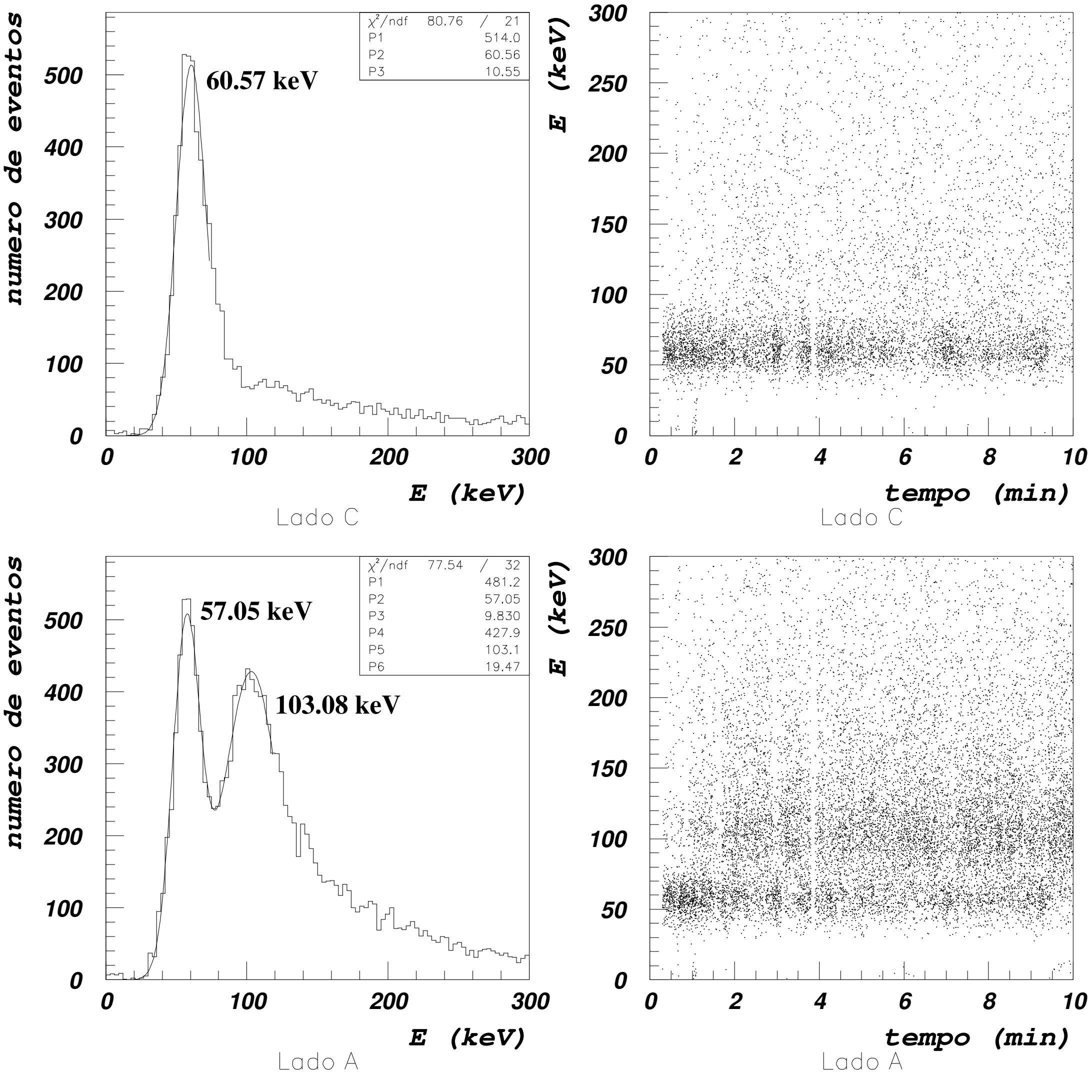

Figura 5.12: Distribuição da energia para os lados A e C do DELPHI no período do tempo de aquisição menor que 10 min.

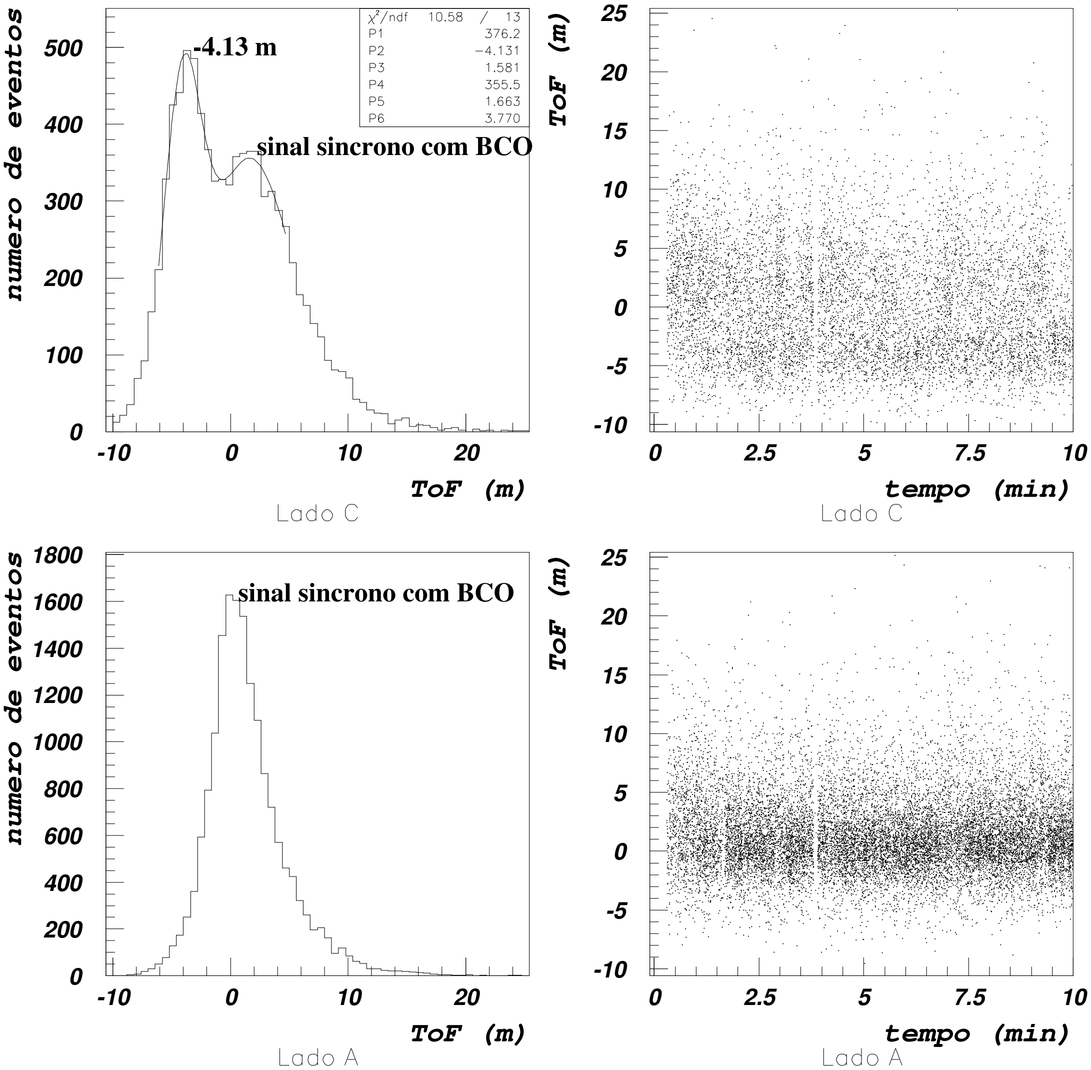

Figura 5.13: Distribuição do ToF para os lados A e C do DELPHI no período do tempo de aquisição menor que 10 min.

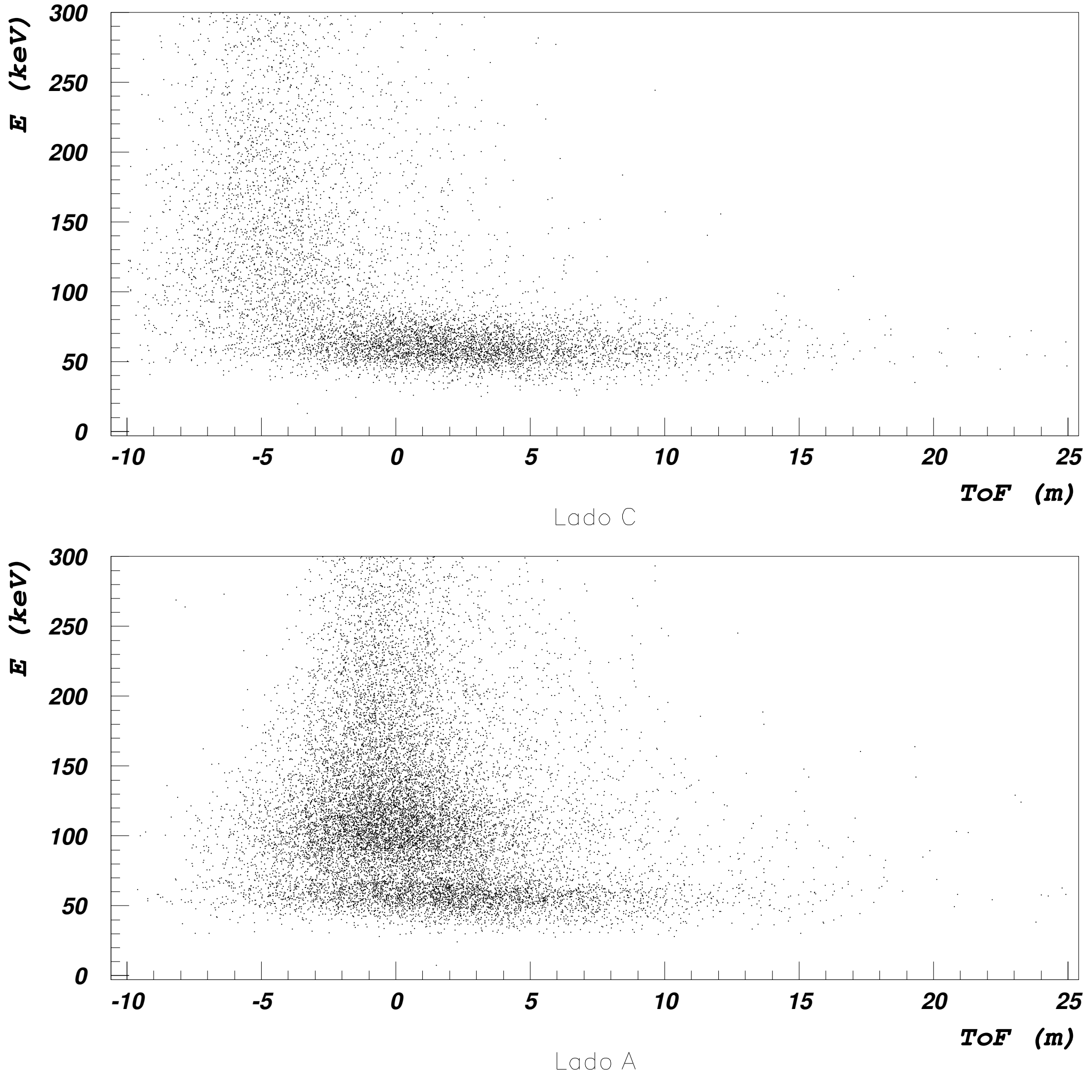

Figura 5.14: Correlação entre a energia e o ToF para os lados A e C do DELPHI no período do tempo de aquisição menor que 10 min.

min e em torno de 64 keV (figura 5.19) para esse tempo maior do que 49 min. De acordo com os histogramas para o ToF (figuras 5.17 e 5.20) e com a correlação ToF/energia (figuras 5.18 e 5.21), em ambos os intervalos a fonte associada a esses γs encontra-se a 10.9 m (ver figura 4.23a) ou 9 m (ver figura 4.23b) do IP no lado de incidência dos elétrons ou dos pósitrons, respectivamente. Dentro da resolução espacial do detector, as possíveis fontes são os colimadores COLH/V QS1B (8.53 m) e o quadrupolo QS1B (10.2 m).

Das análises acima, pode-se concluir que houve uma tentativa de diminuir a taxa de radiação síncrotron associada aos feixes de elétrons e de pósitrons. Porém esta permaneceu intensa no lado A do DELPHI, levando ao processo de *dumping* dos feixes.

O período de aquisição **(b)** não apresenta particularidades marcantes. Vale apenas ressaltar a presença da radiação γ em ambos lados do DELPHI, com a adição de MIPs no lado A, como mostra a figura 5.22. No entanto esta radiação chega em tempo com o feixe (figura 5.23). A figura 5.24 mostra a correlação entre a energia e o ToF.

Uma observação importante é quanto aos insistentes sinais em torno de 50 keV, seja no ano de 1995 como em 1996. Estes são em parte sinais provenientes da fluorescência das máscaras de tungstênio que emitem γs na região de 55 keV.

Quanto ao monitoramento da taxa de contagem, comunicada ao LEP a partir da sala de controle do DELPHI, a figura 5.25 mostra a correlação entre as contagens fornecidas pela TPC e pelo VSAT, chamadas de *Bg1* e *Bg2*, respectivamente (seção 3.3.2). As três figuras ao alto apresentam a diferença entre essas taxas, normalizadas de acordo com o fator indicado nos respectivos histogramas. Há uma concordância entre o SRD e o *Bg1* e ambos apresentam o mesmo comportamento em relação ao *Bg2*. As figuras inferiores

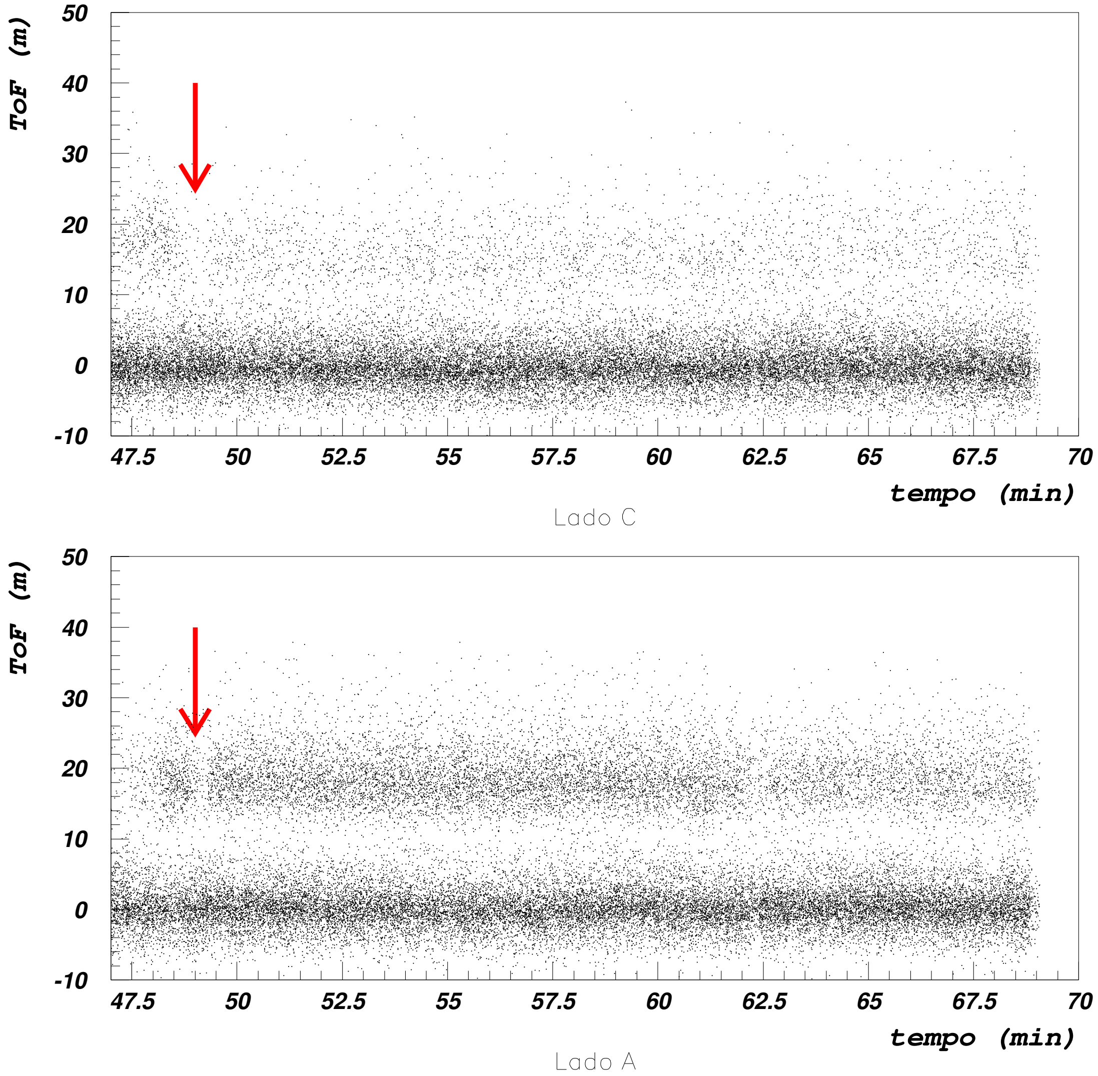

Figura 5.15: Correlação entre o ToF e o tempo de aquisição maior que 47 min.

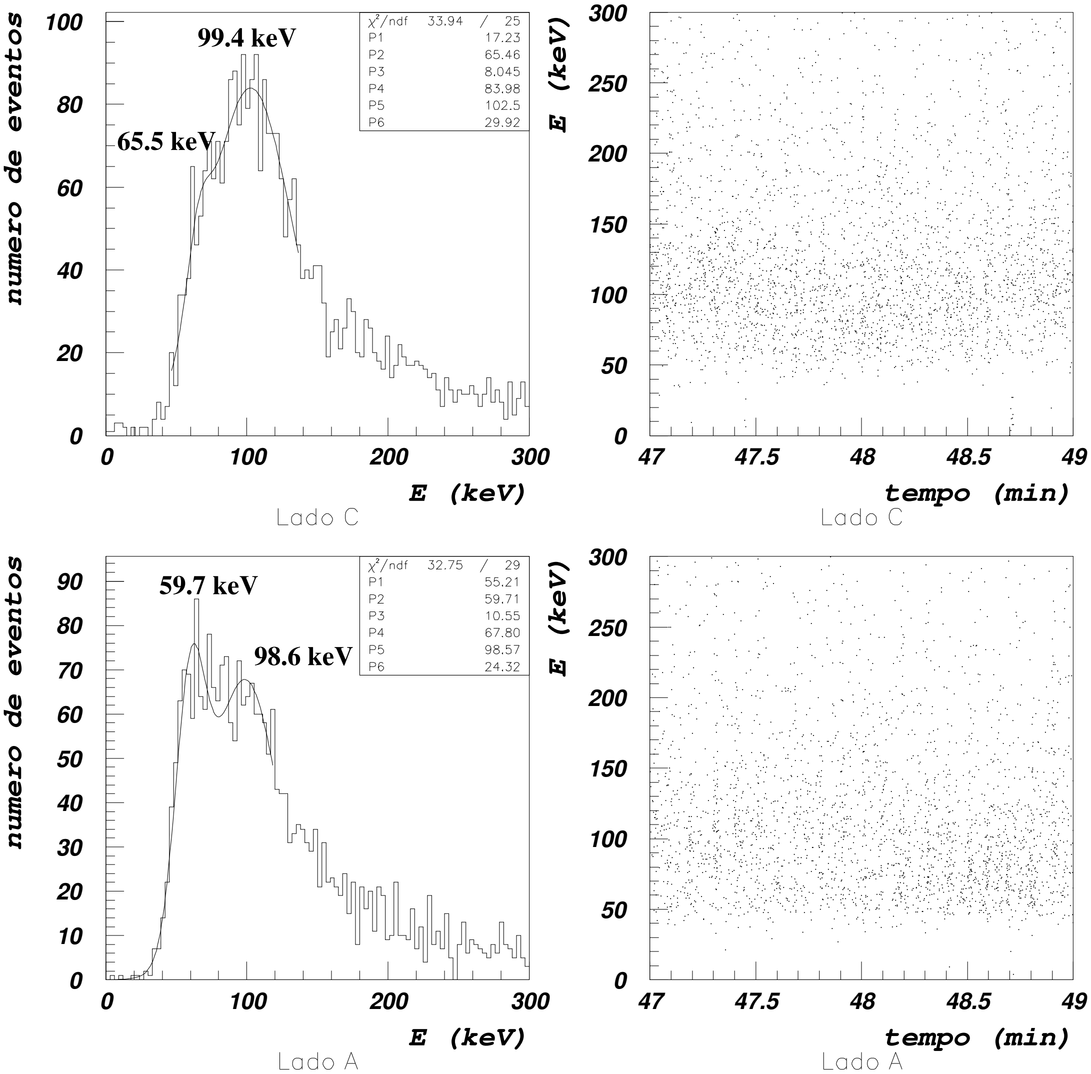

Figura 5.16: Distribuição da energia para os lados A e C do DELPHI no período do tempo de aquisição entre 47 e 49 min.

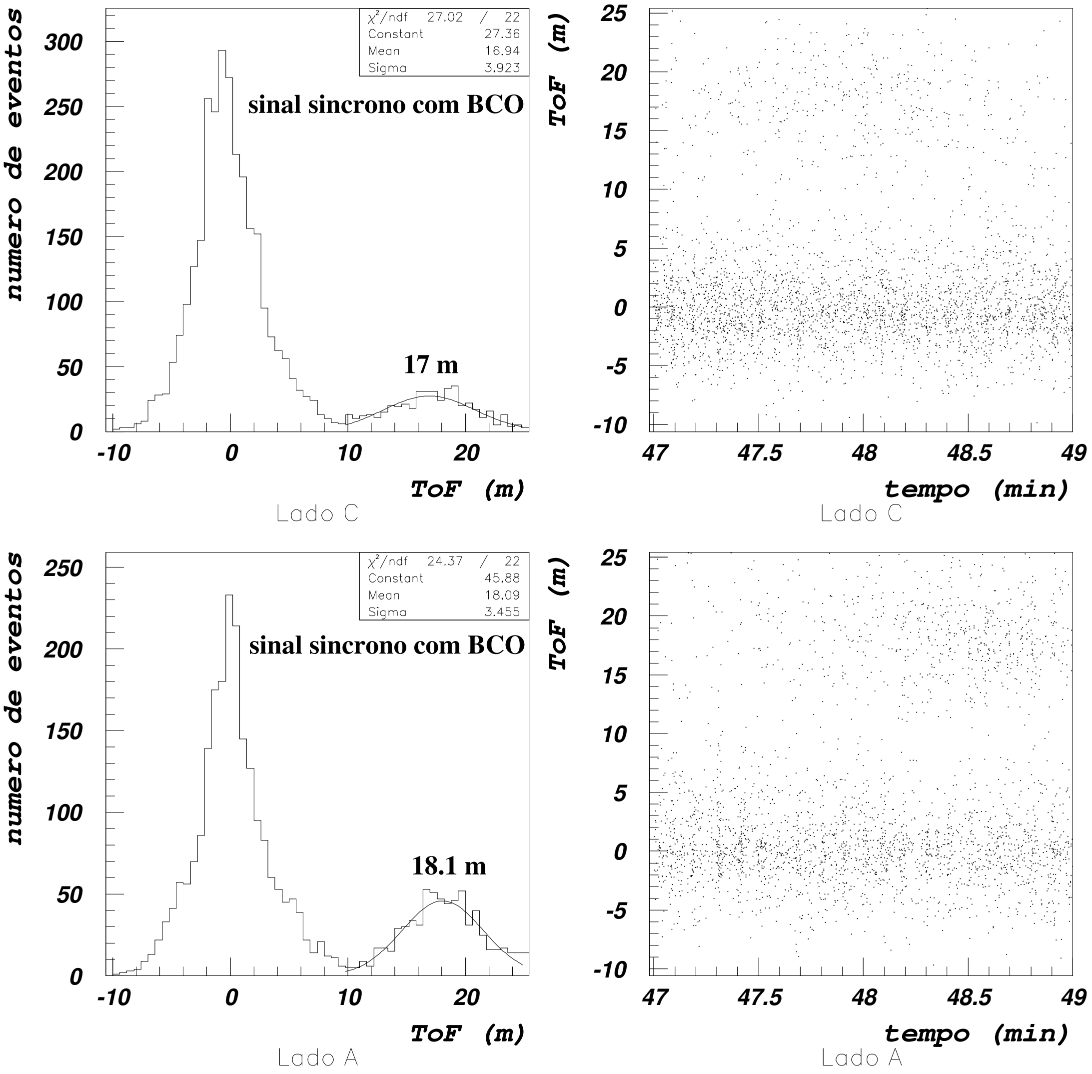

Figura 5.17: Distribuição do ToF para os lados A e C do DELPHI no período do tempo de aquisição entre 47 e 49 min.

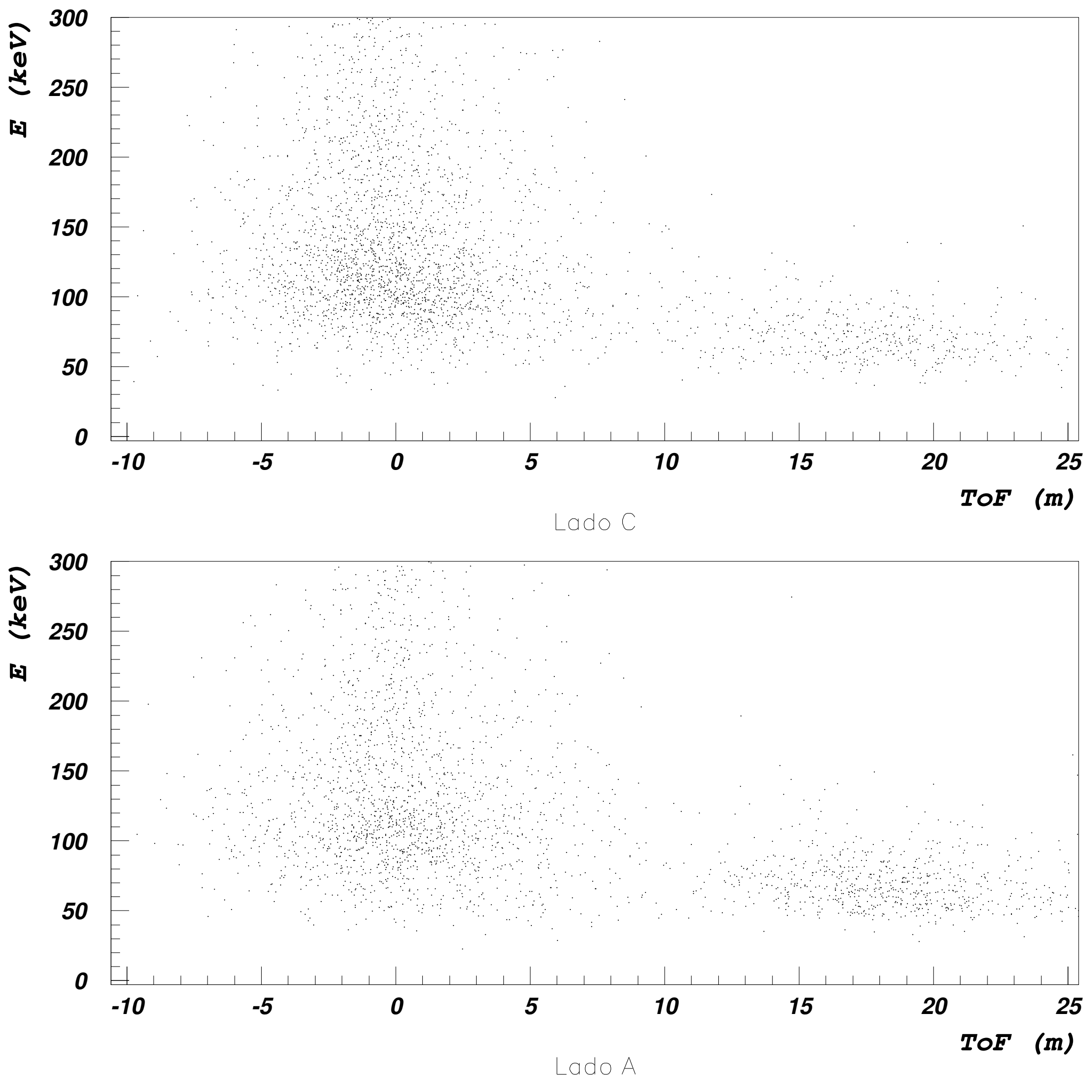

Figura 5.18: Correlação entre a energia e o ToF para os lados A e C do DELPHI no período do tempo de aquisição entre 47 e 49 min.

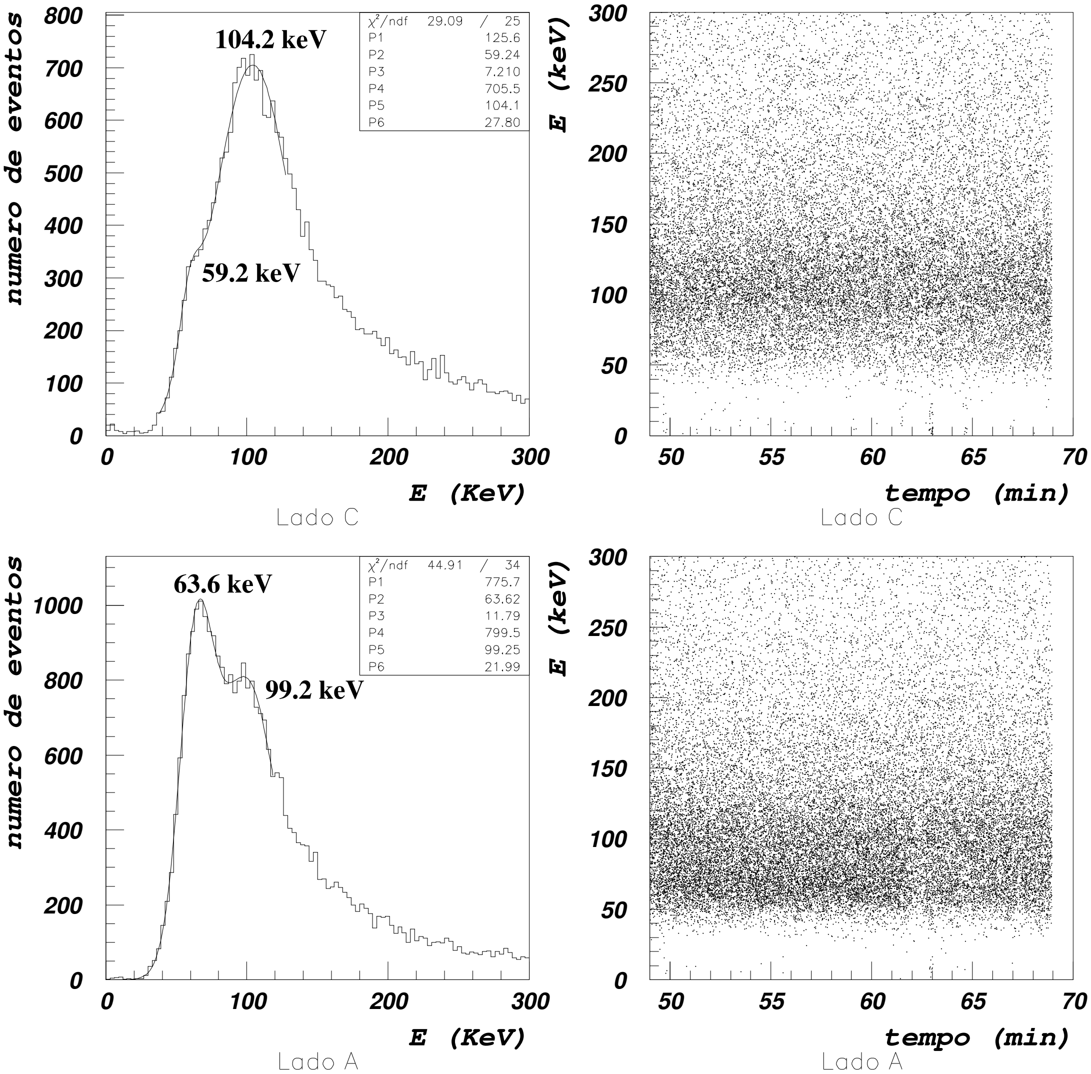

Figura 5.19: Distribuição da energia para os lados A e C do DELPHI no período do tempo de aquisição maior que 49 min.

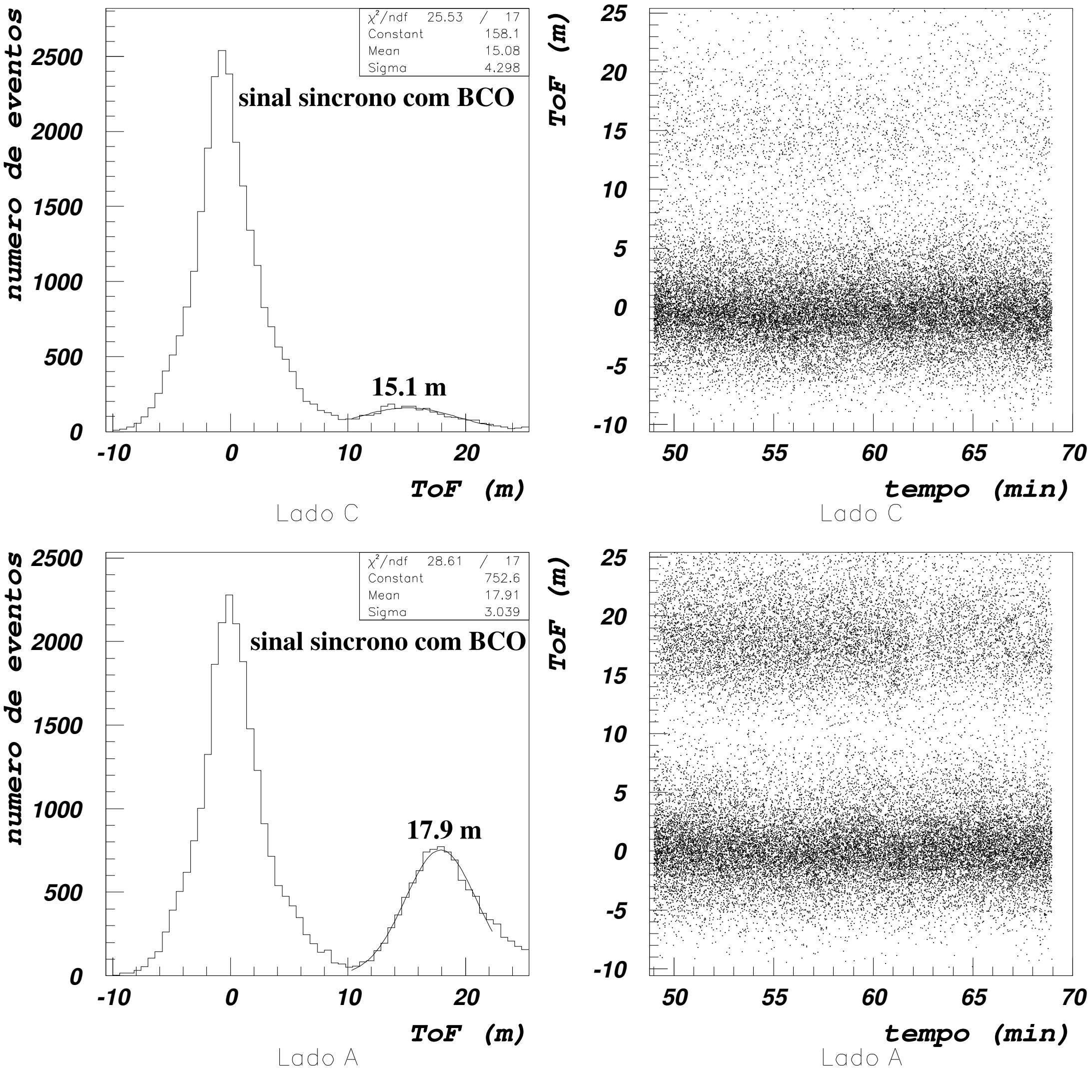

Figura 5.20: Distribuição do ToF para os lados A e C do DELPHI no período do tempo de aquisição maior que 49 min.

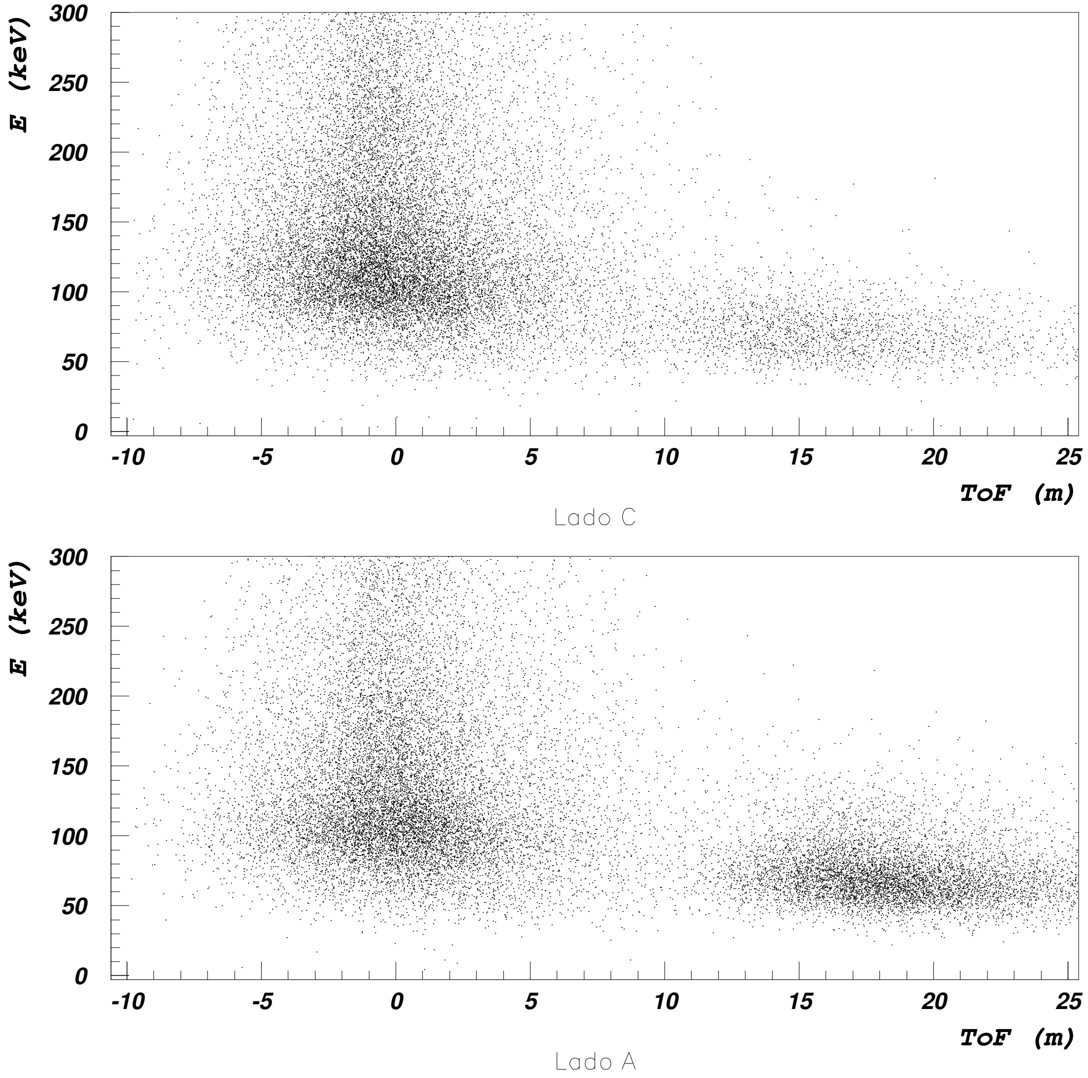

Figura 5.21: Correlação entre a energia e o ToF para os lados A e C do DELPHI no período do tempo de aquisição maior que 49 min.

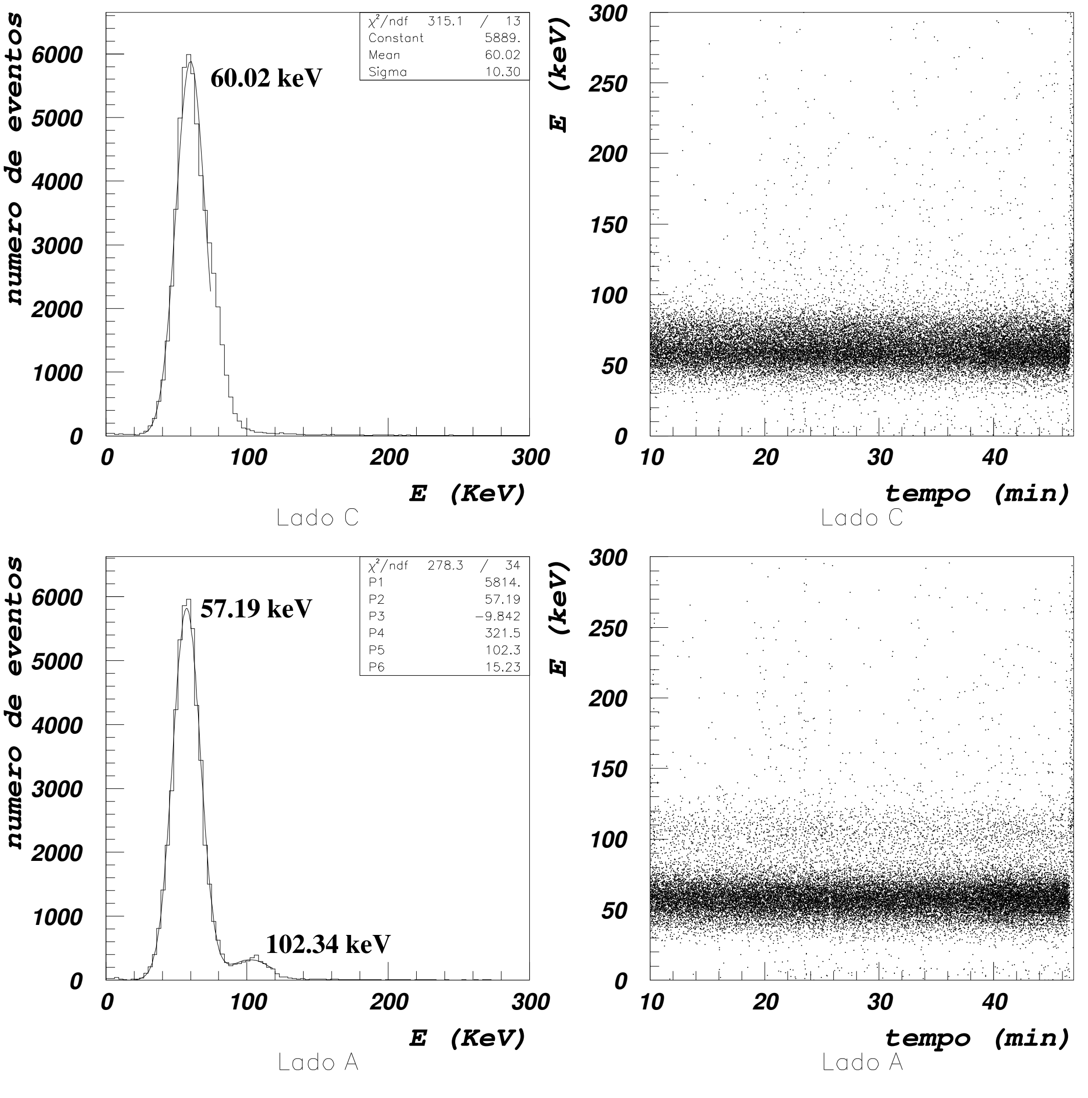

Figura 5.22: Distribuição da energia para os lados A e C do DELPHI no período do tempo de aquisição entre 10 min e 47 min.

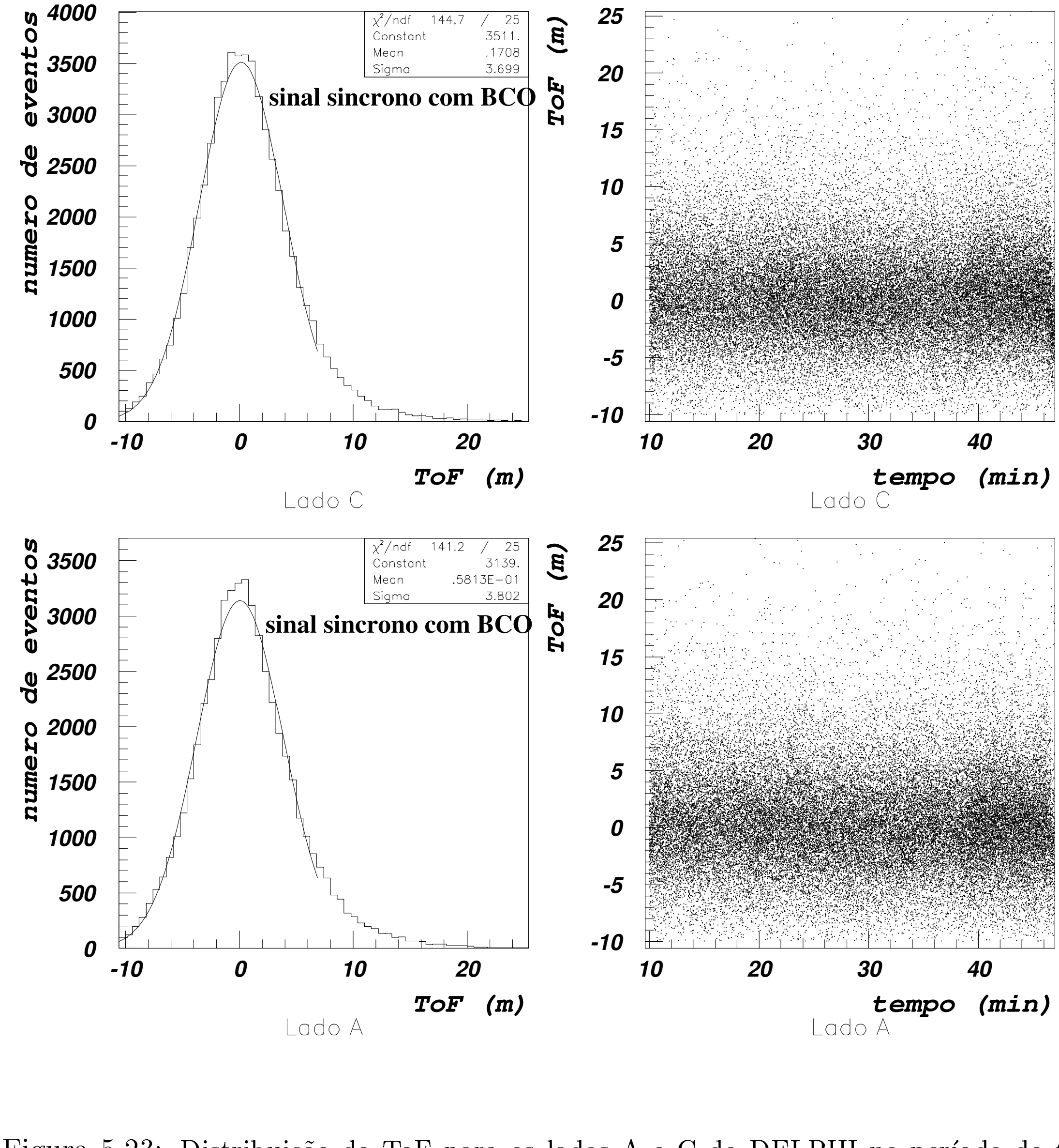

Figura 5.23: Distribuição do ToF para os lados A e C do DELPHI no período do tempo de aquisição entre 10 min e 47 min.

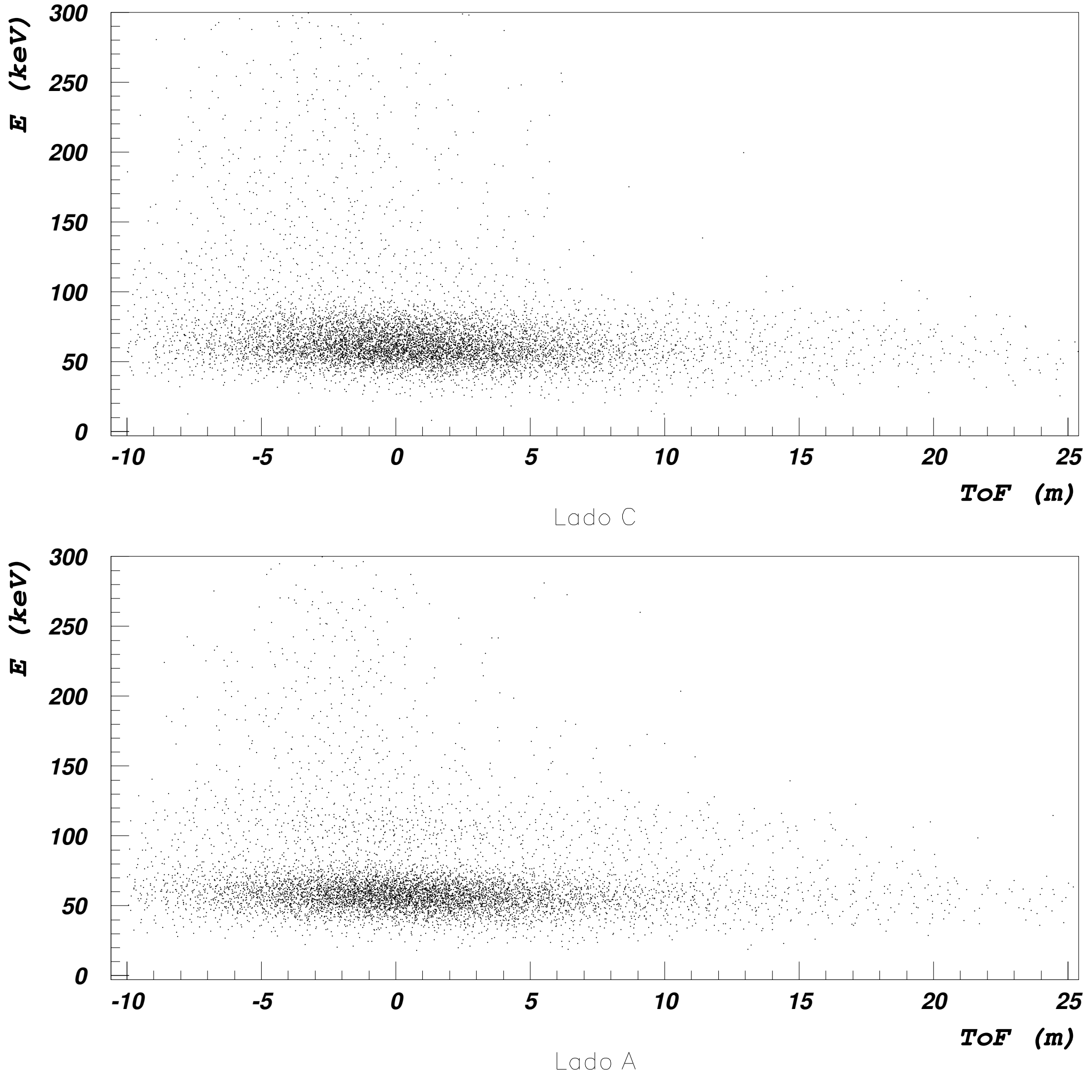

Figura 5.24: Correlação entre a energia e o ToF para os lados A e C do DELPHI no período do tempo de aquisição entre 10 min e 47 min.

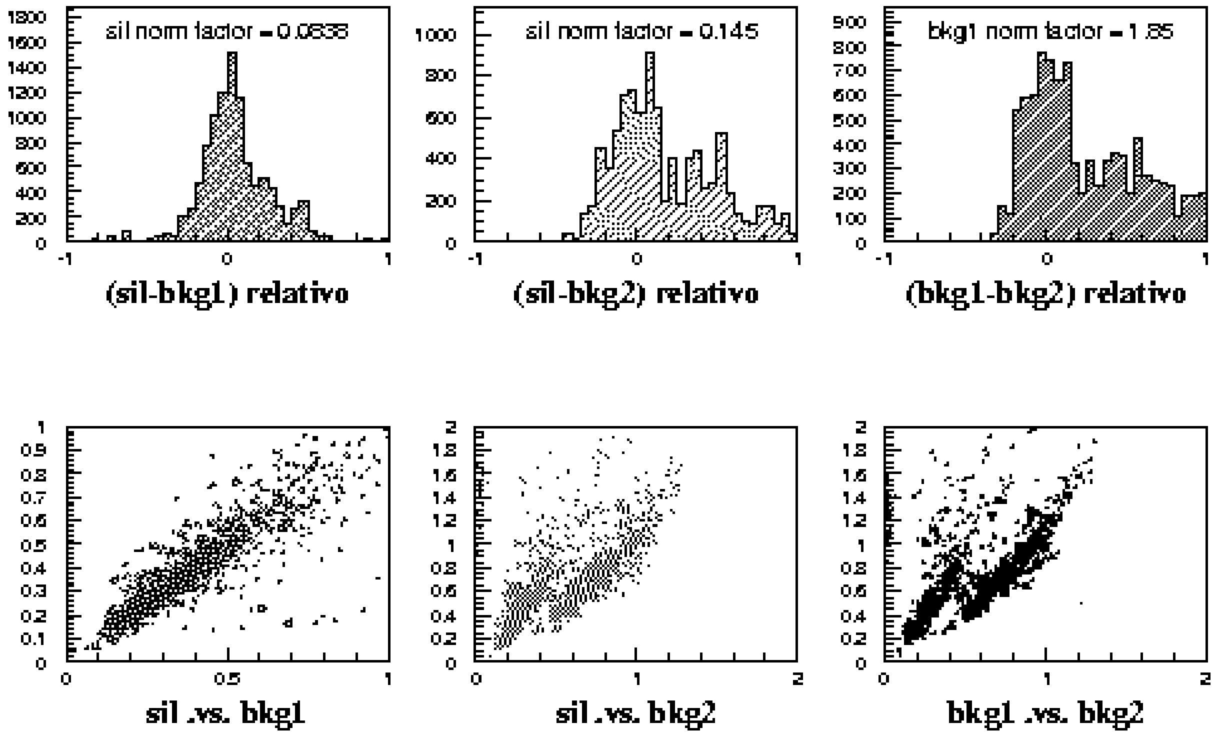

Figura 5.25: Correlações entre a contagem do detector de silício e as taxas de contagens *Bg1* e *Bg2*.

mostram as correlações entre as contagens, onde a taxa para a TPC é normalizada de forma que *Bg1* $= 1$ equivale ao valor de 0.15γ-síncroton/BCO/mA. As duas estruturas presentes nos dois últimos histogramas refletem o fato de que o *Bg2* monitora essencialmente MIPs, enquanto a TPC e o SRD são sensíveis tanto a esta contaminação como à radiação síncrotron, gerando diferentes taxas de contagem.

5.5 Conclusão

Neste capítulo foram apresentados os resultados obtidos com o sistema definitivo de detecção para monitoramento da radiação síncrotron e das MIPs. Com uma frequência de 50 Hz durante o regime *stable beam* do LEP, o SRD mostrou-se apto a identificar as fontes de radiação através da medida da energia e do tempo de vôo das partículas detectadas. Por operar em tempo integral e graças à sua precisão, o SRD foi capaz de diferenciar entre os diferentes regimes de operação do LEP, mostrando claramente o comportamento dos feixes gerando fótons e MIPs nas vizinhanças da TPC. Concluindo, o SRD demostra ter uma forte correlação com a TPC referente à contagem do *Bg1*, comprovando definitivamente a qualidade de suas informações .

Capítulo 6

O Modelo Padrão e os Parâmetros de Michel

6.1 Introdução

Este capítulo apresenta, de maneira sucinta, as principais características do Modelo Padrão [32]. Inicialmente faz-se um resumo das interações fracas, desde a observação do decaimento β até a universalização das correntes carregadas e neutras, culminando na unificação dessas com o eletromagnetismo e, a seguir, é exposta a parametrização da seção de choque diferencial para o canal de decaimento leptônico $\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ em termos dos parâmetros de Michel.

6.2 A Interação Fraca

A primeira evidência experimental do que viria a ser denominada de interação fraca ocorreu em 1896, quando H. Becquerel observou que alguns núcleos emitiam "raios" que atravessavam corpos opacos, velavam placas fotográficas e ionizavam os gases tornando-os condutores.

Em 1914, Chadwick notou que os elétrons emitidos através do decaimento β apresentavam um espectro contínuo, inconsistente com aquele referente à emissão de dois corpos, evidenciando que existia alguma partícula não-detectada associada ao elétron. Medidas calorimétricas constataram a não-conservação do momento linear e da energia neste processo.

W. Pauli sugeriu, em 1931, que uma partícula neutra, de massa nula ou quase nula e spin semi-inteiro, estava associada à produção do elétron no decaimento β, porém não era detectada devido à sua fraca interação com a matéria. E. Fermi chamou esta partícula de neutrino e, em analogia à eletrodinâmica quântica, propôs a teoria do decaimento β [33]. Nela ele define uma corrente carregada associada à interação fraca. Neste formalismo, a lagrangiana do processo:

$$n \rightarrow pe^{-}\bar{\nu}_e \tag{6.1}$$

pode ser escrita de acordo com a equação[1]:

$$\mathcal{L} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}(\bar{\Psi}_p\gamma_\mu\Psi_n\bar{\Psi}_e\gamma^\mu\Psi_{\nu_e} + \bar{\Psi}_n\gamma_\mu\Psi_p\bar{\Psi}_{\nu_e}\gamma^\mu\Psi_e) \tag{6.2}$$

onde $\bar{\Psi}_i\gamma_\mu\Psi_j$ é a corrente carregada, G_F a constante de acoplamento de Fermi e Ψ é o campo de spinores de Dirac.

A expressão 6.2 foi generalizada por Fermi e depois por Gamow e Teller [34], de forma que a corrente pudesse ser reescrita mantendo a invariância segundo uma transformação de Lorentz e de paridade, tal que:

$$\mathcal{J}_k = \bar{\Psi}_i\mathcal{O}_k\Psi_j \qquad , \tag{6.3}$$

[1]**Na representação de Dirac, γ^μ é tal que:**

$$\gamma^o = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}, \qquad \vec{\gamma} = \gamma^o \begin{pmatrix} \vec{\sigma} & 0 \\ 0 & -\vec{\sigma} \end{pmatrix}$$

onde σ são as matrizes (2×2) de Pauli.

$$\mathcal{O}_k \;=\; 1,\; \gamma_\mu,\; \sigma_{\mu\nu},\; \gamma_\mu\gamma_5,\; \gamma_5 \tag{6.4}$$

onde, $\gamma_5 = i\gamma_o\gamma_1\gamma_2\gamma_3$ e $\sigma_{\mu\nu} = -\frac{i}{2}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$. $k = S, V, T, A, P$ refere-se à corrente escalar, vetorial, tensorial, axial e pseudo-escalar, respectivamente.

Em termos da generalização acima, o elemento de matriz para o decaimento β pode ser escrito como:

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{nucleons} \sum_{k=S,V,T,A,P} \int_{volume\ nuclear} C_k \bar{\psi}_p(\vec{x}) \mathcal{O}_k \psi_n(\vec{x}) \bar{\psi}_e(\vec{x}) \mathcal{O}_k \psi_{\bar{\nu}_e}(\vec{x}) d\vec{x} \tag{6.5}$$

sendo C_k uma constante determinada experimentalmente.

A descoberta do múon, em 1930, e a observação de seu decaimento [35], em 1946, mostrou ser este processo semelhante àquele do decaimento β. De fato, com a descoberta do píon [36] em 1947, seguida dos káons e híperons, e com o desenvolvimento dos aceleradores de partículas e das câmaras de bolhas, na década de 50, ficou evidente que o conceito de corrente carregada da teoria de Fermi era na verdade um princípio universal, se aplicando a diferentes tipos de decaimentos regidos segundo o mesmo conceito do decaimento β.

A observação do decaimento de dois estados de mésons com idênticos números quânticos, massa, spin e tempo de vida, porém diferentes estados de paridade, levou a sugestão de Lee e Yang [37] de que, na verdade, ambos representavam a mesma partícula e de que a teoria de Fermi deveria incorporar a violação da simetria segundo o operador de paridade P.

6.3 O Acoplamento V-A para a Interação Fraca

Seguindo a sugestão de Lee e Yang, estendeu-se a teoria de Fermi, permitindo descrever uma violação de paridade. Desta forma, a expressão 6.5 foi reescrita [38] em termos do operador de chiralidade γ_5:

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{nucleons} \sum_{k=S,V,T,A,P} \int_{volume\ nuclear} \bar{\psi}_p(\vec{x}) \mathcal{O}_k \psi_n(\vec{x}) [\bar{\psi}_e(\vec{x}) \mathcal{O}_k (C_k + C'_k \gamma_5) \psi_{\bar{\nu}_e}(\vec{x}) d\vec{x} \tag{6.6}$$

onde os estados eram descritos pelas funções de onda ψ_i tal que:

$$\psi_i = \psi_i^L + \psi_i^R, \qquad \psi_i^L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\psi_i, \qquad \psi_i^R = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)\psi_i \tag{6.7}$$

$$\gamma_5 \psi_i^L = -\psi_i^L, \qquad \gamma_5 \psi_i^R = +\psi_i^R. \tag{6.8}$$

Observações , no decaimento β, de que os elétrons possuem estado de helicidade negativa (*esquerdo*) e os pósitrons positiva (*direito*), levou às relações [39]:

$$C_k = \begin{cases} -C'_k, & \text{k= V,A} \\ C'_k, & \text{k= S,T} \end{cases} \tag{6.9}$$

Medidas complementares sugeriram que os acoplamentos P, S e T deveriam ser nulos e, além disso, que $C_V = 1$.

No formalismo de Feynman e Gell-Mann [40], concebido em 1958, a generalização da teoria de Fermi se estendia a qualquer processo carregado fraco, de forma que a lagrangiana era escrita como:

$$\mathcal{L} = -\frac{G_F}{2\sqrt{2}} (\mathcal{J}_\mu \mathcal{J}^{\mu\dagger} + \mathcal{J}^{\mu\dagger} \mathcal{J}_\mu) \tag{6.10}$$

$$\mathcal{J}_\mu = j_\mu + J_\mu$$

onde j_μ e J_μ são as correntes leptônicas e hadrônicas, respectivamente. Levando em conta as considerações anteriores para o acoplamento V-A, escreveu-se a primeira corrente de acordo com:

$$j_\mu = \sum_{l=e,\mu} \bar{\Psi}_l \gamma_\mu (1-\gamma_5) \Psi_{\nu_l} \tag{6.11}$$

Nesta época, apenas os elétrons e múons, juntamente com os neutrinos associados a estes, eram os léptons conhecidos.

A corrente hadrônica foi escrita observando a não-conservação da estranheza, verificada em processos como $K^+ \to \mu^+ \nu_\mu$. No formalismo de Cabibo [41] tem-se:

$$J_\mu = \bar{D}_c \gamma_\mu (1-\gamma_5))U \tag{6.12}$$

$$D_c = D\cos\theta_c + S\sin\theta_c \tag{6.13}$$

onde D, S e U são os operadores associados aos campos dos quarks d (*down*), s (*strange*) e u (*up*), respectivamente.

O esquema de Feynman e Gell-Mann permitia não só a violação da paridade, como também da conjugação da carga. No entanto, o esquema era invariante segundo uma operação conjunta de CP e do operador de inversão temporal T, de forma que a simetria CPT era conservada.

6.4 O Modelo Padrão

Apesar do sucesso na descrição da interação fraca, a generalização de Feynman e Gell-Mann apresentava algumas dificuldades quanto às divergências em diagramas de ordem superior, sendo não-renormalizável. Em correções radiativas, para o decaimento nuclear β, as divergências apareciam em primeira ordem em α (constante da estrutura fina). Sendo assim, esta descrição encontrava sérios problemas na explicação de certos processos.

Desta forma, procurou-se uma nova descrição da interação fraca que incorporasse a quebra de simetria quanto ao operador de paridade, fosse invariante segundo a operação de CPT e tivesse representação em um grupo de simetria renormalizável. Esta generalização culminou no Modelo Padrão, que descreve a interação forte no grupo $SU(3)$ e unifica, no grupo $SU(2) \otimes U(1)$, a teoria das interações fracas com a eletrodinâmica quântica.

6.4.1 Os Bósons Vetoriais de Yang-Mills

O teorema CPT [42][43][39] diz que um grupo invariante segundo uma transformação local de calibre, onde os observáveis são representados por operadores hermitianos, sempre conserva a simetria segundo a operação CPT.

Um grupo renormalizável, obedecendo à invariância CPT, é o SU(2), estudado por Yang e Mills [44] para um campo de isodubletos escalares. Para exigir neste grupo a invariância local de calibre, um campo de tripletos foi introduzido com auto-estados iguais a 1, 0 e -1 do operador de isospin T_i, representado em função das matrizes de Pauli:

$$T_i = \frac{1}{2}\tau_i, \qquad \tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \qquad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \qquad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{6.14}$$

Estes auto-estados correspondem aos bósons vetoriais não-massivos de Yang-Mills. É interessante notar que este grupo admite um bóson de carga nula. Por outro lado, a interação fraca é de curto alcance, exigindo bósons massivos de calibre. Assim, se esses bósons eram aqueles da interação fraca, então deveria existir algum mecanismo que provesse massa a estes sem levar ao problema da não-renormalização do grupo.

6.4.2 A Quebra Espontânea de Simetria e o Bóson de Higgs

Um mecanismo para gerar massa para um bóson de calibre é a quebra espontânea de simetria. Usando um campo ϕ de isodubleto complexo[2] e escrevendo a lagrangiana para o sistema numa forma geral, admitindo um termo de auto-interação para o campo, com a constante de auto-acoplamento λ, tem-se:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi^\dagger)(\partial^\mu \phi) - m^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \tag{6.15}$$

Considerações no limite clássico exigem $\lambda \geq 0$. Acima, o primeiro termo do lado direito refere-se à energia cinética e, escrevendo:

$$V = m^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \tag{6.16}$$

como o termo da energia potencial do campo, então o estado de vácuo corresponderá ao mínimo em relação a $\phi^\dagger \phi$ da igualdade 6.16. São obtidos, assim, dois estados de vácuo ϕ_0, correspondentes a duas possibilidades:

$$\phi_0(m^2 > 0) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{6.17}$$

$$\phi_0(m^2 < 0) = \begin{pmatrix} 0 \\ \sqrt{-\frac{m^2}{2\lambda}} \end{pmatrix} \tag{6.18}$$

---

[2]

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + \phi_4 \end{pmatrix}$$

onde ϕ_i $(i = 1, 2, 3, 4)$ são campos reais escalares.

Estudando uma pequena perturbação da lagrangiana em torno dos estados acima, obtêm-se, a partir da expressão 6.17, quatro bósons escalares de mesma massa m e, a partir da expressão 6.18, três bósons escalares de massa nula (bósons de Goldstone) e um quarto, de massa:

$$m_H = \sqrt{-2m^2} \tag{6.19}$$

A simetria é total no estado correspondente a $m^2 > 0$, já que não existe nenhum estado preferencial de isospin. Por outro lado, o segundo estado, correspondente a $m^2 < 0$, possue uma direção preferencial de isospin, de forma que a simetria é quebrada naturalmente no estado do vácuo.

A lagrangiana 6.15 é renormalizável[3], porém não apresenta uma simetria local no grupo $SU(2) \otimes U(1)$, mas sim global. Assim, uma nova generalização em relação à lagrangiana deve ser levada em conta, tornando-a invariante localmente. Isto é feito reescrevendo a equação 6.15 em termos das derivadas covariantes D_μ:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\mathbf{W}_\mu.\mathbf{T} + \frac{1}{2}ig'B_\mu \tag{6.20}$$

onde $\mathbf{T}$ é o operador de isospin, definido na relação 6.14, e $\mathbf{W}_\mu$ e B_μ formam um isotripleto e um isosingleto de campos de calibre, correspondentes às transformações de calibre nos grupos SU(2) e U(1), respectivamente, sendo g e g' as constantes de acoplamento.

Dessa forma, a lagrangiana é invariante segundo uma transformação local de calibre. Os estados de vácuo são similares aos das relações apresentadas em 6.18 para $m^2 < 0$. Os bósons intermediários são obtidos mediante uma escolha apropriada do calibre, chamado

[3]Na verdade, por simplicidade esta lagrangiana não está apresentada em sua forma completa. Assim, a afirmação presente no texto vale, na realidade, para a lagrangiana completa.

de calibre unitário, onde aparecem quatro bósons vetoriais em adição aos quatro escalares anteriores, sendo três de cargas 0, +1 e −1 correspondentes ao grupo $SU(2)$ e um de carga 0 referente ao grupo $U(1)$. Dos quatro bósons escalares originais, apenas o quarto campo permanece representando um bóson massivo, chamado de Higgs. Cada bóson de Goldstone corresponde, nesta descrição, a um estado de polarização para cada um dos três bósons vetoriais do $SU(2)$, implicando estes serem massivos.

6.4.3 Os Bósons da Interação Eletrofraca e as Famílias de Partículas

Os bósons vetorias, citados na seção anterior, são escritos em termos dos campos $\mathbf{W}_\mu$ e B_μ, correspondentes ao grupo de isospin SU(2) e hipercarga U(1), respectivamente.

Para a interação fraca, as correntes carregadas acoplam-se aos bósons $W^\pm$, onde :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \tag{6.21}$$

A corrente neutra se acopla ao bóson Z^0, tal que:

$$Z_\mu^0 = W_\mu^3 \cos\theta_W - B_\mu \sin\theta_W \tag{6.22}$$

Para o campo eletromagnético, o fóton é representado pelo campo de bóson A_μ, não massivo, onde:

$$A_\mu = W_\mu^3 \sin\theta_W + B_\mu \cos\theta_W \tag{6.23}$$

Nas expressões acima W_μ^i $(i = 1, 2, 3)$ são as componentes do campo de isotripleto $\mathbf{W}_\mu$ e θ_W o ângulo de Weinberg, escrito como:

$$tan\theta_W = \frac{g'}{g} \tag{6.24}$$

As massas dos bósons $W^{\pm}$ e Z^0 são tais que:

$$m_W = \frac{g}{2}\sqrt{\frac{m_H^2}{2\lambda}} \tag{6.25}$$

$$m_Z = \frac{g}{2\cos\theta_W}\sqrt{\frac{m_H^2}{2\lambda}} \tag{6.26}$$

onde m_H é dado pela equação 6.19 e representa a massa do bóson de Higgs.

O acoplamento dos bósons vetoriais aos férmions foi feito por Glashow [45], Weinberg [46] e Salam [47], impondo o esquema V-A de Feynman e Gell-Mann e exigindo que os férmions *esquerdo* na interação fraca sejam isodubletos e os *direito* isosingletos do operador de isospin. Este formalismo ficou conhecido como modelo GSW.

O Modelo Padrão (*SM - Standard Model*) é a composição do grupo $SU(2) \otimes U(1)$ do modelo GSW com o grupo $SU(3)$ da interação forte. Segundo o SM, os léptons e os quarks são divididos em famílias, ou gerações, de acordo com os esquemas abaixo:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, (e)_R, (\mu)_R, (\tau)_R. \tag{6.27}$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L, (u)_R, (d)_R, (c)_R, (s)_R, (t)_R, (b)_R. \tag{6.28}$$

onde $L =$ esquerdo, $R =$ direito e os estados obedecem a equação 6.7.

Os férmions d', s' e b' são escritos em relação ao quarks d, s e b através da matriz V de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (mistura CKM):

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_L = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \tag{6.29}$$

sendo:

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \tag{6.30}$$

onde $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ $(i = 1, 2, 3)$, $\theta_{12} = \theta_c$ e δ uma fase arbitrária. Experimentalmente tem-se $s_{12} \approx 0.22$, $s_{23} \sim s_{12}^2$ e $s_{13} \sim s_{12}^3$.

A lagrangiana para a corrente carregada é escrita como:

$$\mathcal{L}^{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}}(\mathcal{J}_\mu^C W^{\mu+} + \mathcal{J}_\mu^{C\dagger} W^{\mu-}) \tag{6.31}$$

onde,

$$\mathcal{J}_\mu^C = (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_L \gamma_\mu \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_L + (\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau)_L \gamma_\mu \begin{pmatrix} e^- \\ \mu^- \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \tag{6.32}$$

$$g^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} 8 m_W^2 G_F \tag{6.33}$$

Para a corrente neutra, o ângulo de Weinberg leva a uma mistura dos estados de chiralidade. Assim, obtêm-se:

$$\mathcal{L}^{CN} = \frac{g}{2\cos\theta_W} \mathcal{J}_\mu^N Z^\mu \tag{6.34}$$

tal que,

$$\mathcal{J}_\mu^N = \sum_f \bar{f}\gamma_\mu(g_V^f - g_A^f\gamma_5)f \tag{6.35}$$

onde f representa cada família de férmions *esquerdo*, representada em 6.27 e 6.28. As constantes de acoplamento vetorial g_V^f e axial g_A^f são escritas como:

$$g_V^f = T_3^f - 2Q^f sin^2\theta_W, \qquad g_A = T_3^f \tag{6.36}$$

Na expressão acima T_3^f e Q^f são a terceira componente do estado de isospin e a carga para o férmion do tipo f, respectivamente.

A lagrangiana para a corrente eletromagnética é representada na sua forma usual:

$$\mathcal{L}^{EM} = -ej_\mu A^\mu \tag{6.37}$$

onde e é o módulo da carga elementar do elétron e:

$$g \sin\theta_W = g' \cos\theta_W = e = \sqrt{4\pi\alpha} \tag{6.38}$$

A geração de massa para os férmions é obtida através do acoplamento destes com o campo de Higgs. Na lagrangiana para este acoplamento, a massa de cada férmion é proporcional a massa do bóson de Higgs.

6.5 A Corrente Eletrofraca no Modelo Padrão - Considerações Experimentais

O Modelo Padrão previu a existência da corrente neutra antes de sua descoberta [48] e introduziu uma série de parâmetros a serem determinados experimentalmente. Além disso impôs certas restrições, como o acoplamento V-A. Desta forma, uma fase experimental começou, no início da década de 70, com o intuito de medir os parâmetros livres e testar o modelo.

As grandezas acessíveis experimentalmente, importantes na interação eletrofraca, são as massas dos bósons W e Z e as constantes G_F e α. Os outros parâmetros podem ser obtidos das relações apresentadas anteriormente. Assim, medidas experimentais destas grandezas podem ser confrontadas com as previstas pelo Modelo Padrão.

As medidas mais recentes para m_W, m_Z, G_F e α são [49]:

$$m_Z = 91.187(7)\ GeV, \quad m_W = 80.33(15)\ GeV \tag{6.39}$$

$$G_F = 1.16639(2) \times 10^{-5}\ GeV^{-2}, \quad \alpha = 1/137.0359895(61). \tag{6.40}$$

A obtenção da massa do Higgs não pode ser feita indiretamente através das relações apresentadas, pois elas envolvem também a constante de auto-acoplamento do campo de Higgs. Assim, tem-se tentado outras técnicas de forma que esta massa possa ser medida e, então, o Modelo Padrão tenha todos os seus parâmetros determinados. Atualmente, diversos experimentos procuram pelo bóson de Higgs. O LEP, operando a $\sqrt{s} \cong 192$ GeV, deverá colocar limites inferiores em sua massa. Com o advento do novo acelerador do CERN, o LHC (*Large Hadron Collider*), operando com dois feixes de prótons colidindo a $\sqrt{s} \cong 14$ TeV, espera-se finalmente observar esta partícula. Esta procura é muito importante para a confirmação do modelo.

Até a presente data não foi detectado nenhum desvio do Modelo Padrão, embora existam algumas perguntas sem respostas, como, por exemplo, o porque de apenas 3 gerações de férmions e qual a origem da diferença de massa entre os léptons. Relacionada aos quarks, existe a possibilidade da violação de CP, devido à presença de uma fase na matriz de CKM.

6.6 O Lépton τ

No final da década de 60 especulava-se sobre a existência de um lépton pesado além do μ, mas apenas em 1975 o τ [50] foi detectado [51] na colaboração MARK I, no anel de colisões SPEAR(e^+e^-). Suas propriedades são [49]:

$$\tau_\tau = (2.907 \pm 0.013) \times 10^{-13}\ s, \quad spin = \frac{1}{2}, \quad m_\tau = 1777.00^{+0.30}_{-0.27}\ MeV. \tag{6.41}$$

A massa do τ permite que haja diversos modos de decaimento. Além disto, suas propriedades são bem definidas no Modelo Padrão. Assim, o estudo do τ torna-o um bom teste quanto à validade deste modelo.

No formalismo do SM, o τ decai acoplando-se com o bóson W, segundo o diagrama mostrado na figura 6.1, não possuindo massa suficiente para decair em estados de quarks do tipo $\bar{c}s'$ ou $\bar{t}'b$. A lagrangiana deste processo é a da equação 6.31, onde neste caso existem duas contribuições correspondentes aos canais leptônicos:

$$\tau^- \to \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e \tag{6.42}$$

$$\tau^- \to \nu_\tau \mu^- \bar{\nu}_\mu \tag{6.43}$$

e três outras decorrentes dos três estados de cores dos quarks no processo:

$$\tau^- \to \nu_\tau (d'\bar{u}) \tag{6.44}$$

onde $(d'\bar{u})$ representa estado(s) hadrônico(s).

Levando em conta a universalidade da constante de acoplamento na corrente carregada, espera-se uma razão de ramificação da ordem de 20% para cada um dos modos de decaimentos acima. De fato, a tabela 6.1 [49] mostra recentes valores medidos experimentalmente para as razões de ramificações dos decaimentos do τ, confirmando essa previsão[4]

A produção do par $\tau^+\tau^-$ em aneis de colisão como o LEP, com feixes calibrados para $\sqrt{s} \simeq 91.2$ GeV, segue o processo:

$$e^+e^- \to \gamma, Z^0 \to \tau^+\tau^- \tag{6.45}$$

[4]Na verdade, os valores na tabela não são exatamente 20% devido a restrições físicas, como a supressão por Cabibbo de certos processos.

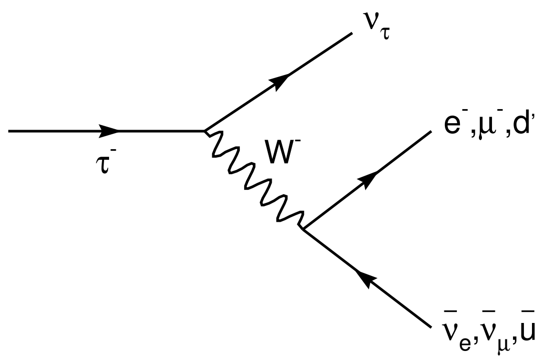

Figura 6.1: Diagrama para o decaimento do lépton τ. O quark d' é associado ao operador D_c definido na relação 6.13.

representado no diagrama da figura 6.2, permitindo o estudo das correntes neutras da interação eletrofraca, onde as lagrangianas estão apresentadas nas relações 6.34 e 6.37. Assim, medindo grandezas como a polarização do Z^0, ligada à mistura entre os acoplamentos vetorial e axial (g_V e g_A), pode-se obter o ângulo θ_W de Weinberg.

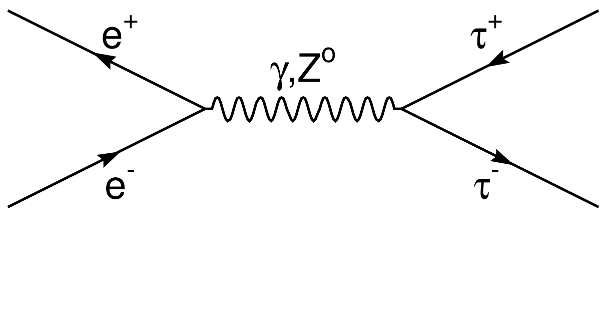

Figura 6.2: Produção do par $\tau^+\tau^-$ no LEP para $\sqrt{s} \simeq 91.2$ GeV.

Os resultados mais recentes a cerca das medidas relacionadas ao lépton τ podem ser encontrados nas referências [49] e [52]. Maiores detalhes sobre a Física do τ podem ser obtidos nas referências [53] [54] [55].

canal	$BR(\tau \to canal)[\%]$
$e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$	17.83 ± 0.08
$\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	17.35 ± 0.10
$\pi^-\nu_\tau$	11.31 ± 0.15
$K^-\nu_\tau$	0.71 ± 0.05
$\rho^-\nu_\tau$	25.24 ± 0.16
$K^{*-}\nu_\tau$	1.28 ± 0.08
$h^-2\pi^0\nu_\tau$	9.50 ± 0.14
$h^- \geq 3\pi^0\nu_\tau$	1.46 ± 0.11
$h^-h^-h^+\nu_\tau$	9.80 ± 0.10
$h^-h^-h^+ \geq 1\pi^0\nu_\tau$	5.08 ± 0.11

Tabela 6.1: Razões de ramificação para os canais de decaimento do lépton τ.

6.7 Os Parâmetros de Michel

O acoplamento V-A entre os bósons e os férmions, proposto por Glashow-Weinberg-Salam, pode ser verificado através dos decaimentos leptônicos, assumindo uma mistura entre os acoplamentos[5] V e A, de forma que a estrututa do vértice $ff'W$, mostrado na figura 6.3, é do tipo apresentado na relação 6.31, porém com $\mathcal{J}_\mu^C$ igual a:

$$\mathcal{J}_\mu^C = \frac{1}{2}(\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_L \sum_{i=V,A} \mathcal{O}_i(G_i + G_i'\gamma_5)V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L + \frac{1}{2}(\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau)_L \sum_{i=V,A} \mathcal{O}_i(G_i + G_i'\gamma_5) \begin{pmatrix} e^- \\ \mu^- \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \tag{6.46}$$

onde, neste caso, $\mathcal{O}_V = \gamma_\mu$ e $\mathcal{O}_A = \gamma_\mu\gamma_5$. G_i e G_i' são constantes arbitrárias.

6.7.1 O Decaimento $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$

O decaimento do tau em elétron é dado por:

$$\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau \tag{6.47}$$

[5]**Por simplicidade, os acoplamentos S, T e P são excluídos, já que, efetivamente, não contribuem para a interação.**

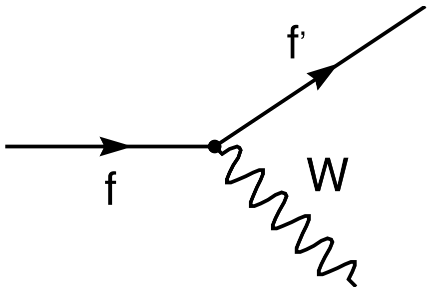

Figura 6.3: Acoplamento $ff'W$.

Seguindo o formalismo apresentado na expressão 6.46, a lagrangiana para este processo é [56] [57]:

$$\mathcal{L} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{i=V,A} \bar{\phi}_e(x)\mathcal{O}_i\phi_{\bar{\nu}_e}(x)\bar{\phi}_{\bar{\nu}_\tau}(x)\mathcal{O}_i(G_i + G_i'\gamma_5)\phi_\tau(x) \quad + \quad h.c. \tag{6.48}$$

onde $h.c.$ é o hermitiano conjugado da primeira expressão do lado direito da equação acima.

Redefinindo as constantes G_i e G_i' de forma que:

$$g_{11} = \frac{1}{4}(G_V + G_A + G_V' + G_A') \tag{6.49}$$

$$g_{22} = \frac{1}{4}(G_V + G_A - G_V' - G_A') \tag{6.50}$$

$$g_{12} = \frac{1}{4}(G_V - G_A - G_V' + G_A') \tag{6.51}$$

$$g_{21} = \frac{1}{4}(G_V - G_A + G_V' - G_A') \tag{6.52}$$

e explicitando as variáveis cinemáticas em termos das definições espaciais apresentadas na figura 6.4, tais que:

$$p = (E_e, \vec{P}_e) \tag{6.53}$$

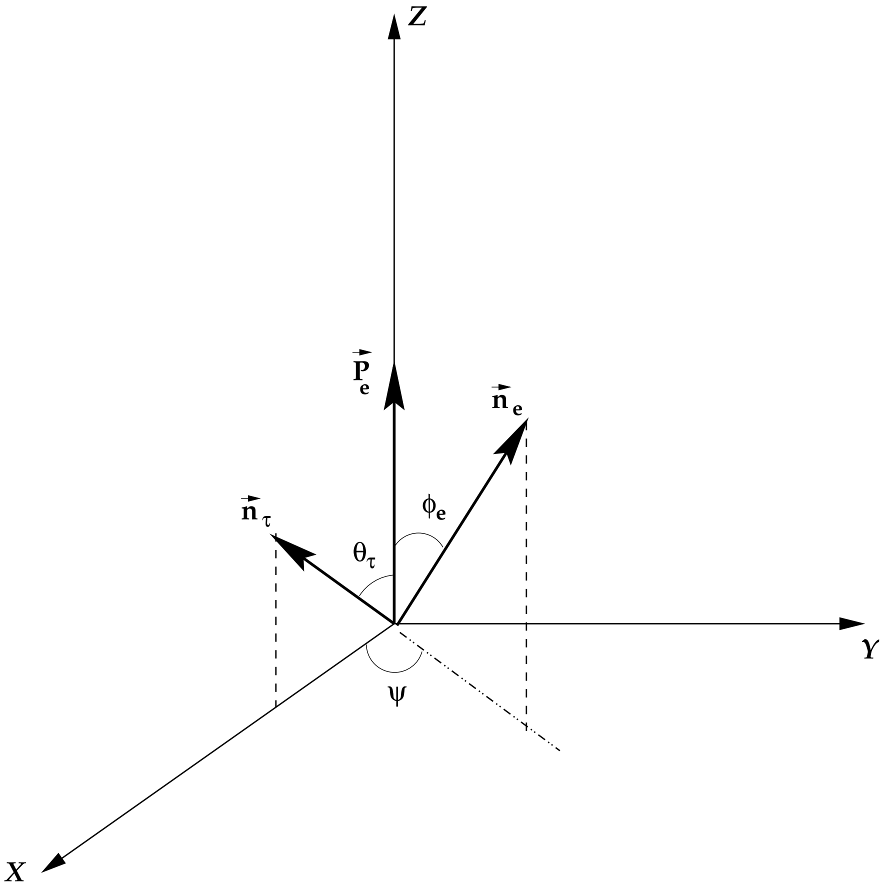

Figura 6.4: Definições das variáveis cinemáticas para o decaimento do tau no seu referencial de repouso. $\vec{n}_e$ e $\vec{n}_\tau$ são as direções dos spins do elétron e do tau, respectivamente. $\vec{P}_e$ é o momento do elétron.

$$q = (m_\tau, 0) \tag{6.54}$$

$$Q = q - p \tag{6.55}$$

$$\chi = (0 \ , \ \mathcal{P}_\tau \vec{n}_\tau) \tag{6.56}$$

$$s = (\frac{1}{m_e}\vec{P}_e.\vec{n}_e \ , \ \vec{n}_e + \frac{\vec{P}_e.\vec{n}_e}{m_e(E_e + m_e)}\vec{P}_e) \tag{6.57}$$

sendo m_τ = massa do τ, $\mathcal{P}_\tau$ = Polarização[6] do τ ($-\mathcal{P}_\tau$ para o τ^+) e m_e = massa do

[6] A polarização define o quanto o *spin* de uma partícula é alinhado em relação à direção de seu momento linear.

eletron, obtem-se a taxa de decaimento do τ segundo o processo 6.47:

$$\begin{aligned}\frac{E_e}{A}\frac{d^3\Gamma}{d^3p} &= a^+ Q_\nu Q^\nu\Big(p_\alpha q^\alpha - m_e m_\tau \chi_\alpha s^\alpha\Big) - a^- Q_\nu Q^\nu\Big(m_\tau \chi_\alpha p^\alpha - m_e s_\alpha q^\alpha\Big)\\ &+ \frac{2}{3}b^+\Big(m_e m_\tau \chi_\nu s^\nu Q_\alpha Q^\alpha - 2m_e m_\tau s_\nu q^\nu \chi_\alpha p^\alpha + p_\nu q^\nu Q_\alpha Q^\alpha + 2Q_\nu q^\nu Q_\alpha p^\alpha\Big) + \\ &\frac{2}{3}b^-\Big(m_e\Big(2Q_\nu q^\nu s_\alpha q^\alpha + Q_\nu Q^\nu s_\alpha q^\alpha\Big) + m_\tau\Big(-2Q_\nu p^\nu \chi_\alpha p^\alpha + Q_\nu Q^\nu \chi_\alpha p^\alpha\Big)\Big) \quad (6.58)\end{aligned}$$

onde:

$$d^3p = |\vec{P}_e|^2 d|\vec{P}_e| d\Omega \simeq E_e^2 dE_e d\Omega \quad (6.59)$$

$$A = \frac{\pi G_F^2}{8(2\pi)^5 m_\tau} \quad (6.60)$$

$$a^\pm = 16\Big(|g_{12}|^2 \pm |g_{21}|^2\Big), \qquad b^\pm = 4\Big(|g_{11}|^2 \pm |g_{22}|^2\Big) \quad (6.61)$$

Levando em conta que:

$$\chi_\nu p^\nu = -|\vec{P}_e|\mathcal{P}_\tau \cos\theta_\tau \simeq -E_e \mathcal{P}_\tau \cos\theta_\tau \quad (6.62)$$

$$m_e \chi_\nu s^\nu = -E_e \mathcal{P}_\tau \cos\theta_\tau \sin\phi_e - m_e \mathcal{P}_\tau \sin\theta_\tau \sin\phi_e \cos\psi \simeq -E_e \cos\theta_\tau \cos\phi_e \quad (6.63)$$

$$m_e s_\nu q^\nu = m_\tau |\vec{P}_e| \cos\phi_e \simeq m_\tau E_e \cos\phi_e \quad (6.64)$$

e

$$Q_\nu Q^\nu = (q_\nu - p_\nu)(q^\nu - p^\nu) \simeq m_\tau(m_\tau - 2E_e) \quad (6.65)$$

obtem-se a seguinte expressão para a taxa de decaimento:

$$\begin{aligned}\frac{d^2\Gamma}{dy d(\cos\theta_\tau)} &= \frac{\mathcal{N} m_\tau^5 G_F^2}{6(2^{10})\pi^3} y^2\Big(\Big(6(1-y) + \frac{4}{3}\rho(4y-3)\Big) + \xi \mathcal{P}_\tau \cos\theta_\tau\Big(2(y-1) + \frac{4}{3}\delta(3-4y)\Big)\\ &+ \xi' \cos\phi_e\Big(6(y-1) + 4\delta'(3-4y)\Big) + \xi'' \mathcal{P}_\tau \cos\theta_\tau \cos\phi_e\Big(2(1-y) + \frac{4}{3}\rho'(4y-3)\Big)\Big) \quad (6.66)\end{aligned}$$

onde,

$$y = \frac{E_e}{E_{e,max}} \simeq \frac{2E}{m_\tau} \tag{6.67}$$

já que a energia máxima para o elétron é $E_{e,max} = \frac{m_\tau^2 + m_e^2}{2m_\tau}$,

$$\mathcal{N} = a^+ + 4b^+ \ , \tag{6.68}$$

$$\rho = \frac{3b^+}{\mathcal{N}} \ , \tag{6.69}$$

$$\xi = -\frac{3a^- + 4b^-}{\mathcal{N}} \ , \tag{6.70}$$

$$\delta = -\frac{3b^-}{\mathcal{N}\xi} \ , \tag{6.71}$$

$$\xi' = -\frac{a^- + 4b^-}{\mathcal{N}} \ , \tag{6.72}$$

$$\delta = -\frac{b^-}{\mathcal{N}\xi'} \ , \tag{6.73}$$

$$\xi'' = \frac{3a^+ + 4b^+}{\mathcal{N}} \ , \tag{6.74}$$

$$\rho' = \frac{3b^+}{\mathcal{N}\xi''} \ . \tag{6.75}$$

Na equação 6.66, os termos proporcionais a ξ' e ξ'' são eliminados somando-se sobre os possíveis estados de spin do elétron. Assim, reescrevendo esta expressão, levando em conta a normalização:

$$\Gamma = \frac{\mathcal{N} m_\tau^5 G_F^2}{3(2^{10})\pi^3} \tag{6.76}$$

obtem-se:

$$\frac{1}{\Gamma}\frac{d\Gamma}{dy} = 6y^2(1-y) + \frac{4}{3}\rho y^2(4y-3) + \xi \mathcal{P}_\tau \cos\theta_\tau \Big(2y^2(1-y) + \frac{4}{3}\delta y^2(3-4y)\Big) \tag{6.77}$$

As constantes ρ, ξ e δ são chamadas de parâmetros de Michel [58]. Em particular, ρ foi de grande importância na comprovação do acoplamento V-A, por ter sido este o parâmetro medido na década de 60 [59] [60] [61] [62] para o processo $\mu^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ e para o decaimento inverso do múon $\nu_\mu e^- \to \mu^- \nu_e$. Obteve-se o valor compilado:

$$\rho = 0.7518 \pm 0.0026 \tag{6.78}$$

Por outro lado, segundo as relações 6.49 à 6.52, 6.61, 6.68 e 6.69, o valor de ρ é dado por:

$$\rho = \frac{3}{4}\frac{g_{11}^2 + g_{22}^2}{(g_{12}^2 + g_{21}^2) + (g_{11}^2 + g_{22}^2)} = \frac{3}{4}\frac{(G_V + G_A)^2 + (G'_V + G'_A)^2}{(G_V + G_A)^2 + (G'_V + G'_A)^2 + (G_V - G_A)^2 + (G'_V - G'_A)^2} \tag{6.79}$$

Assim, para a hipótese do acoplamento ser do tipo V, A, $V{+}A$ ou $V{-}A$ na expressão 6.48, o valor previsto para ρ é mostrado na tabela 6.2.

Acoplamento	G_V	G'_V	G_A	G'_A	ρ
V	C_V	0	0	0	3/8
A	0	0	C_A	0	3/8
$V+A$	C_V	C_V	C_V	C_V	0
$V-A$	C_V	-C_V	-C_V	C_V	3/4

Tabela 6.2: Valores previstos para o parâmetro de Michel ρ em função da estrutura do vértice do acoplamento da corrente carregada no decaimento do tau.

De acordo com a tabela acima, o único valor condizente com o exposto na expressão 6.78, assumindo a universalidade entre os léptons, equivale ao obtido através do esquema $V{-}A$.

De uma análise semelhante à realizada acima, obtêm-se os seguintes valores para os parâmetros ξ e δ de acordo com a hipótese do acoplamento $V-A$:

$$\xi = 1; \qquad \delta = \frac{3}{4} \tag{6.80}$$

Um dos objetivos deste trabalho é determinar o parâmetro ρ no decaimento descrito nesta seção, onde os τ são produzidos nas condições de operação do LEP1, ou seja, segundo o processo 6.45. Assim, é interessante reescrever a expressão 6.77 fazendo um *boost* [63] do sistema de repouso do τ para o do laboratório, pois nas condições do DELPHI os momentos e as energias das partículas estão avaliados neste referencial, no caso o sistema de repouso do Z^0. Desta forma, tem-se:

$$F(x) = \frac{1}{\Gamma^{\pm}}\frac{d\Gamma^{\pm}}{dx} = f_0(x) + \frac{4}{9}\rho f_\rho(x) \mp \mathcal{P}_\tau(\xi f_\xi(x) + \frac{4}{9}(\delta\xi) f_{\delta\xi}(x)) \tag{6.81}$$

onde o sinal $\pm$ refere-se ao $\tau^{\pm}$. $\mathcal{P}_\tau$ é a polarização do tau, x é a função de energia do elétron no sistema do laboratório, normalizada à energia do feixe de elétrons (ou pósitrons):

$$x = E_e/E_{feixe} \tag{6.82}$$

e $f_i(x)$ $(i = 0, \rho, \xi, \delta\xi)$ são polinômios simples de terceiro grau dados por (figura 6.5):

$$\begin{aligned} f_0(x) &= 2 - 6x^2 + 4x^3, \\ f_\rho(x) &= -1 + 9x^2 - 8x^3, \\ f_\xi(x) &= -\frac{2}{3} + 4x - 6x^2 + \frac{8}{3}x^3, \\ f_{\delta\xi}(x) &= 1 - 12x + 27x^2 - 16x^3 \end{aligned} \tag{6.83}$$

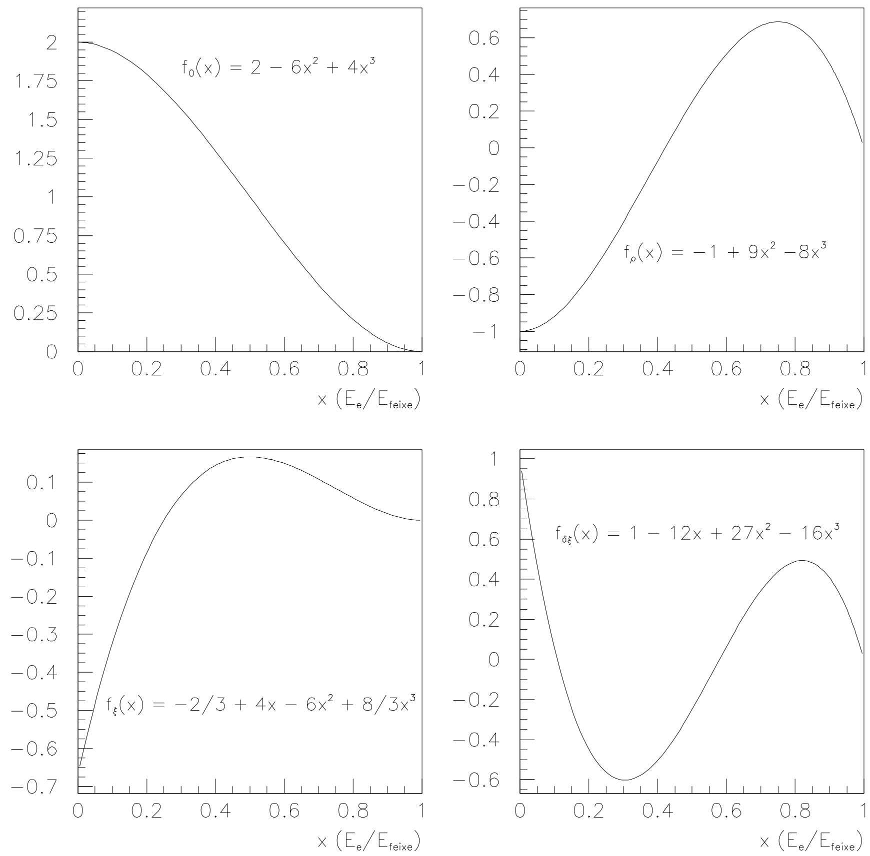

Figura 6.5: Gráficos dos polinômios que contribuem para a seção de choque normalizada no processo $\tau \to e\nu\bar{\nu}$.

A distribuição 6.81 não contém nenhum tipo de correção radiativa e já é normalizada a 1, uma vez que:

$$\int_0^1 f_0(x)dx = 1, \qquad \int_0^1 f_i(x)dx = 0, \quad i = \rho, \xi, \delta\xi \tag{6.84}$$

Capítulo 7

Determinação do Parâmetro de Michel ρ no Canal $\tau \to e\nu\bar{\nu}$

7.1 Introdução

Neste capítulo é descrita a análise dos dados obtidos em 1994 na experiência DELPHI, no intuito de medir o parâmetro de Michel ρ no canal de decaimento leptônico $\tau \to e\nu\bar{\nu}$ para o τ produzido de acordo com o processo 6.45.

Para avaliação dos *backgrounds* e da eficiência de seleção, são usados dados simulados para o mesmo ano de 1994. Estes são confrontados aos dados reais, de forma que possíveis discrepâncias possam ser avaliadas na simulação.

O parâmetro ρ é medido a partir do ajuste da curva teórica (equação 6.81) à combinação das distribuições dos momentos medidos para o elétron e para o pósitron, normalizados pela energia do feixe. O método utilizado é o dos mínimos quadrados e o erro estatístico é do tipo binomial, tal que dado o número N^s de eventos selecionados de uma amostra com N eventos, então:

$$\sigma^2(N^s) = \frac{N^s}{N}(N - N^s) \tag{7.1}$$

7.2 Reconstrução dos Eventos Reais e Simulação dos Dados

A reconstrução dos eventos é feita usando o *software* DELANA [64] (*DELphi ANAlysis software*). Este combina as informações dos subdetectores, acumuladas em estruturas chamadas *RAW data*. Após a reconstrução, as informações úteis para as análises físicas são armazenadas em unidades de fitas, chamadas de DST [65] (*Data Summary Tapes*), por meio do *software* PXDST.

Os eventos simulados (sinal e *background*) são reconstruídos de forma similar à anterior, porém neste caso as *RAW data* são geradas pelo *software* DELSIM [66] (*DELPHI Event Generation and Detector Simulation*), simulando as respostas dos detectores. No caso específico da produção, decaimento e detecção do par $\tau^+\tau^-$, é usado um pacote de simulação interligado ao DELSIM, o KORALZ [67]. Neste, estão incluídas as correções radiativas para os processos eletrofracos e fortes na região de massa do Z^0. Da mesma forma, eventos do tipo $e^+e^- \to e^+e^-$, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \to q\bar{q}$ e $e^+e^- \to e^+e^- f\bar{f}$ são gerados pelos *softwares* BABAMC [68], DYMU3 [69], JETSET 7.3 [70] e DIAG36, respectivamente.

Após os processamentos acima, o estudo de cada canal é feito por meio de *softwares* específicos. Para a produção dos pares $\tau^+\tau^-$, o programa TAUPLUS [71] (*Tau Physics Analysis Package*) gera variáveis, associadas às medidas físicas para este processo, que podem ser armazenadas em estruturas de *ntuples* e lidas através do pacote PAW [72] (*Physics Analysis Workstation*). O TAUPLUS realiza cortes preliminares, selecionando os prováveis candidatos $\tau^+\tau^-$.

Na identificação de elétron, π^0 e múon utiliza-se o pacote ELEPHANT [73]. Este combina as informações da HPC e TPC, corrigindo a energia e o momento mal reconstruído devido aos processos gerados por conversão de fótons e irradiação por Bremsstrahlung. O ELEPHANT é usado após o DELANA.

7.3 Considerações Preliminares para a Seleção de Eventos $\tau \to e\nu\bar{\nu}$

Para a análise do canal $\tau \to e\nu\bar{\nu}$, foram usados os dados adquiridos em 1994, na energia de $\sqrt{s} \cong 91.2$ GeV, tendo sido catalogados $\approx$270000 decaimentos leptônicos do Z^o, sendo 36000 de pares $\tau^+\tau^-$, para uma luminosidade integrada de 40 pb^{-1} no DELPHI.

7.3.1 Definição da Topologia dos Eventos

Cada evento é classificado topologicamente em dois hemisférios, divididos por um plano perpendicular a um eixo $\vec{n}$ ($|\vec{n}| = 1$), chamado de eixo do *thrust* T, tal que:

$$T = max_{\vec{n}} \frac{\sum_i |\vec{p}_i.\vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \tag{7.2}$$

onde, $max_{\vec{n}}$ significa a maximização da expressão acima em relação ao vetor $\vec{n}$, $\vec{p}_i$ é o momento da partícula associada a um traço carregado i e o somatório é sobre todas os traços carregadas do evento.

A figura 7.1 mostra a definição dos hemisférios para a produção do par $\tau^+\tau^-$. Neste caso os eventos são *back to back* e $T = 1$.

Em termos topológicos, um evento é classificado como do tipo N-M, onde N e M são os números de traços carregados em cada hemisfério.

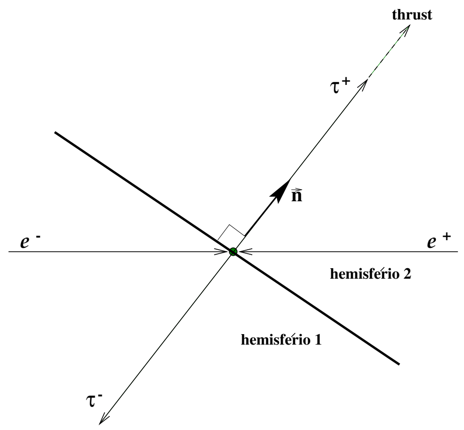

Figura 7.1: Definição topológica dos eventos do tipo $\tau^+\tau^-$.

A multiplicidade de um evento esta relacionada ao número de traços carregados que este possui.

7.3.2 Definições das Variáveis de Corte

É interessante definir algumas variáveis, úteis para os cortes usados na seleção dos eventos candidatos ao processo $\tau \to e\nu\bar{\nu}$.

- **Ângulo de acolinearidade** θ_{acol} : em eventos com dois traços carregados no estado final e momentos medidos $\vec{p}_1$ e $\vec{p}_2$, o ângulo de acolinearidade é dado por:

$$\cos\theta_{acol} = -\frac{\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2}{|\vec{p}_1||\vec{p}_2|} \tag{7.3}$$

- **Ângulo de acoplanaridade** θ_{acop} : é ângulo entre dois planos, cada um definido pelo traço de uma partícula carregada de momento $\vec{p}_i$ $(i = 1, 2)$ e a direção do momento $\vec{p}_e$ do feixe de elétrons, ou seja:

$$\cos\theta_{acop} = -\frac{(\vec{p}_1 \times \vec{p}_e).(\vec{p}_2 \times \vec{p}_e)}{|\vec{p}_1 \times \vec{p}_e||\vec{p}_2 \times \vec{p}_e|} \tag{7.4}$$

- **Ângulo de isolamento** θ_{iso} : é definido como o menor ângulo entre dois traços carregados em hemisférios opostos.

- **Energia Visível** E_{vis} : é a energia total (neutra[1] e carregada) medida no evento.

- **Momento Tranversal** P_T : é a componente transversal, em relação ao eixo do feixe, do momento $\vec{P}$ de uma partícula.

- **Momento Tranversal Faltante** $p_{T_{miss}}$: é o momento transversal, em relação ao eixo do feixe, faltante no evento, obtido a partir do princípio de conservação da energia e do momento.

- **Momento Radial** p_{rad} : é definido em termos dos momentos p_1 e p_2, associados ao traço mais energético em cada hemisfério, sendo normalizado pela energia do feixe.

$$p_{rad} = \frac{2}{E_{CM}}\sqrt{p_1^2 + p_2^2} \tag{7.5}$$

  onde E_{CM} é a energia no centro de massa dos feixes.

- **Energia Radial** E_{rad} : similar a p_{rad}, é relacionada à energia eletromagnética E_i (i=1,2) medida no cone de 30^o em torno do traço mais energético no hemisfério i. É também normalizada pela energia do feixe.

$$E_{rad} = \frac{2}{E_{CM}}\sqrt{E_1^2 + E_2^2} \tag{7.6}$$

- **Pull** dE/dx : É o desvio entre os valores medido e esperado da ionização associada a um traço na TPC, para as hipóteses da partícula ser um elétron ou um píon. O

[1] Medida nos calorímetros.

Pull $\Pi_{dE/dx}$ é dado por:

$$\Pi^i_{dE/dx} = \frac{(\frac{dE}{dx})_{medido} - (\frac{dE}{dx})^i_{esperado}}{\delta(dE/dx)} \tag{7.7}$$

onde $\delta(dE/dx)$ é a incerteza (desvio padrão) na medida de dE/dx e $i = e, \pi$.

- **Pull** E/P : Mede o desvio entre o valor medido e o esperado para a razão E/P, onde E é a energia eletromagnética, medida na HPC, e P é o momento reconstruído do traço sem as informações do OD (*Outer Detector*), pois este está localizado após o subdetector RICH que apresenta uma grande quantidade de material em sua composição, contribuindo para processos de Bremsstrahlung. O Pull $\Pi_{E/P}$ é escrito como:

$$\Pi_{E/P} = \frac{(\frac{E}{P})_{medido} - (\frac{E}{P})_{esperado}}{\delta(E/P)} \tag{7.8}$$

onde $(\frac{E}{P})_{esperado} = 1$.

7.3.3 Características dos Eventos na Região de Massa do Z^0

Antes de fazer a análise dos dados, é importante conhecer as características dos eventos produzidos na região de massa do Z^0 (figura 7.2), de forma que toda uma sistemática de cortes possa ser elaborada, visando a seleção dos candidatos ao canal estudado e a identificação dos *backgrounds*.

Abaixo segue uma sucinta descrição dos principais eventos considerados nesta análise.

- **Eventos do tipo** $e^+e^- \to Z^0 \to \tau^+\tau^-$ **:** eles apresentam tipicamente uma baixa multiplicidade no seu estado final, visto que o τ decai, no máximo, em três partículas

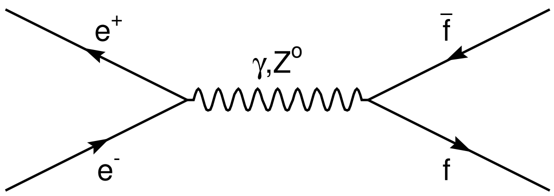

Figura 7.2: Produção de férmions na região de massa do Z^0.

carregadas. Sua principal característica é a emissão de neutrinos (ao menos dois, um associado a cada tau), não detectados pelos experimentos, ocasionando uma falta de momento e energia visíveis no evento e levando a uma acolinearidade entre os traços. Em geral eles possuem um alto momento transverso e seus traços estão associados à região de interação dos feixes. A figura 7.3 mostra um evento onde o τ^+ decai em um pósitron e o τ^- em um múon.

- **Eventos do tipo** $e^+e^- \to Z^0 \to \mu^+\mu^-$ **:** Eles são caracterizados por uma topologia 1-1 e as partículas deixam traços com alta energia, bem colineares, praticamente não interagindo na HPC, sendo identificados com a ajuda do HCA e das câmaras de múons. No caso de algum múon (ou os dois) irradiar fótons, o momento medido será menor que o produzido, dificultando na seleção do evento. A figura 7.4 mostra um típico evento $e^+e^- \to Z^0 \to \mu^+\mu^-$, também chamado de di-múon.

- **Eventos do tipo** $e^+e^- \to Z^0 \to e^+e^-$ **:** estes eventos possuem um traço isolado em cada hemisfério, de alta energia e produzido em pequeno ângulo relativo ao

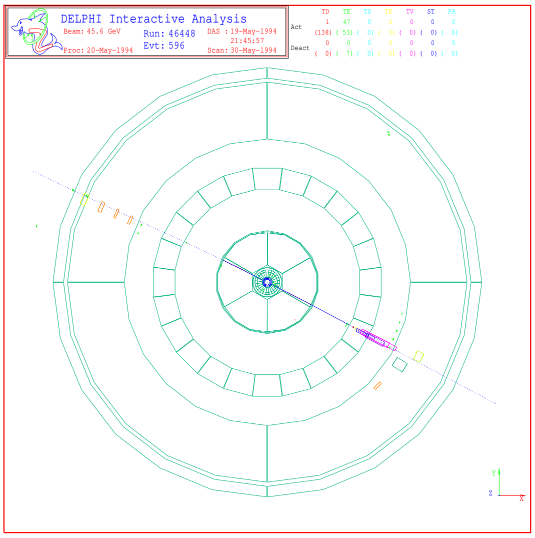

Figura 7.3: Processo $e^+e^- \to Z^0 \to \tau^+\tau^- \to (e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau)(\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau)$. O pósitron é identificado como o traço com depósito de energia na HPC e o múon deposita alguma energia no HCA, sendo identificado no MUB. A energia total medida para o evento mostra a falta de 30 GeV, correspondendo aos neutrinos não detectados.

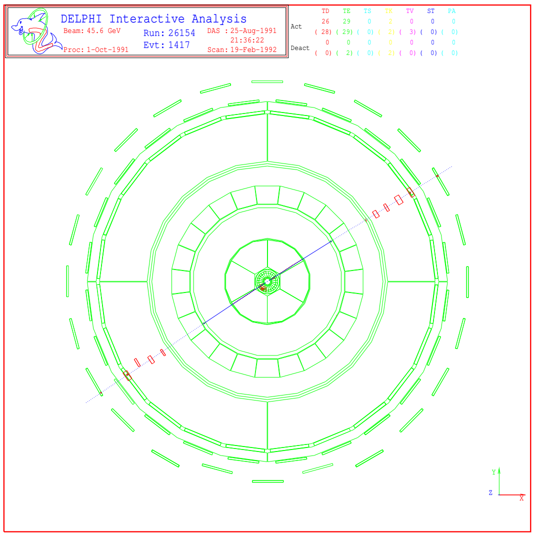

Figura 7.4: Identificação de um processo $e^+e^- \to Z^0 \to \mu^+\mu^-$. Na figura, identificam-se dois traços de mínima ionização na HPC, com sinais nas câmaras de múons e detectores de traços.

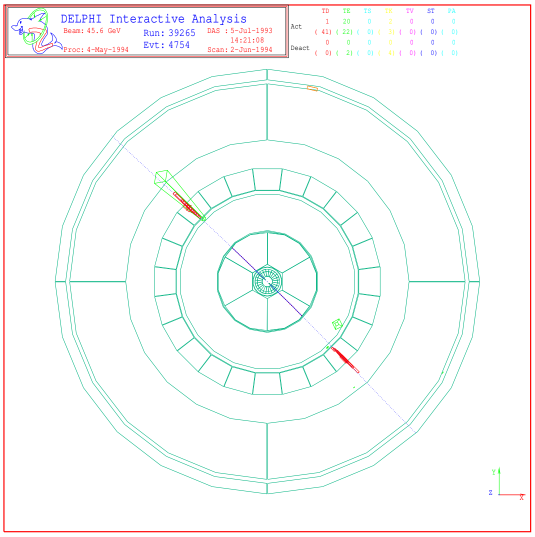

Figura 7.5: Na figura identificam-se dois traços isolados, com depósitos de energia na HPC e medidas no ID, VD e TPC, com energias correspondentes à produção de Bhabha.

feixe de elétrons. Os dois traços são bastante colineares entre si. Este tipo de evento é chamado de Bhabha. Como os múons, os elétrons perdem energia pela emissão de γ, principalmente por processos de Bremsstrahlung, dificultando assim sua identificação. A figura 7.5 mostra a produção de um evento deste tipo.

- **Eventos do tipo $e^+e^- \to e^+e^- f\bar{f}$:** neste tipo de evento (figura 7.6), também chamado de $\gamma\gamma$, os elétrons são bastante energéticos, normalmente dispersados em pequenos ângulos relativos ao feixe de elétrons, perdendo-se no duto condutor dos feixes, portanto não detectados. Os traços destes eventos são devidos aos férmions $f\bar{f}$, produzidos com baixa energia e altamente acolineares. Os eventos apresentam uma baixa energia visível. Nesta análise serão considerados apenas os eventos do tipo $e^+e^- \to e^+e^-(e^+e^-)$, pois outros processos deste tipo são bastante suprimidos pelos cortes usados. Assim, toda citação aos processos do tipo $\gamma\gamma$ será referente a

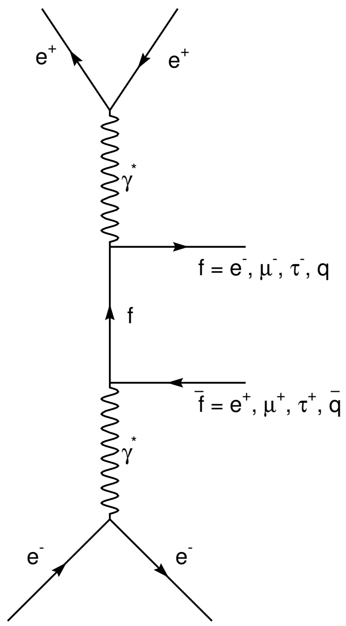

Figura 7.6: Esquema de produção de eventos do tipo $e^+e^- \to e^+e^-f\bar{f}$.

este canal de produção.

- **Eventos do tipo $e^+e^- \to Z^0 \to q\bar{q}$:** eles apresentam uma alta multiplicidade de traços, resultado da hadronização dos quarks, e são caracterizados por jatos de partículas, cada um representando um conjunto de traços agrupados em cones. A figura 7.7 mostra um desses eventos.

- **Eventos do tipo raio cósmico :** como visto no capítulo 3, tais eventos apresentam grandes valores de parâmetros de impacto, sendo assíncronos com a passagem do feixe. Além do mais, possuem apenas um traço que pode atravessar ambos os hemisférios, simulando traços praticamente colineares. Um desses eventos é mostrado na figura 7.8.

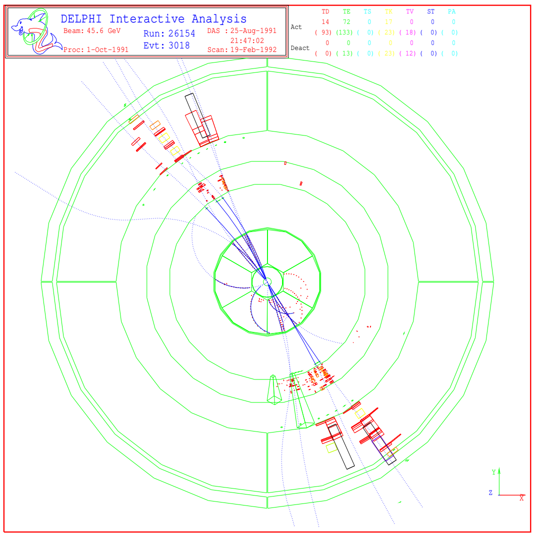

Figura 7.7: Um evento do tipo $e^+e^- \to q\bar{q}$, com a presença de dois jatos depositando grande quantidade de energia no calorímetro hadrônico.

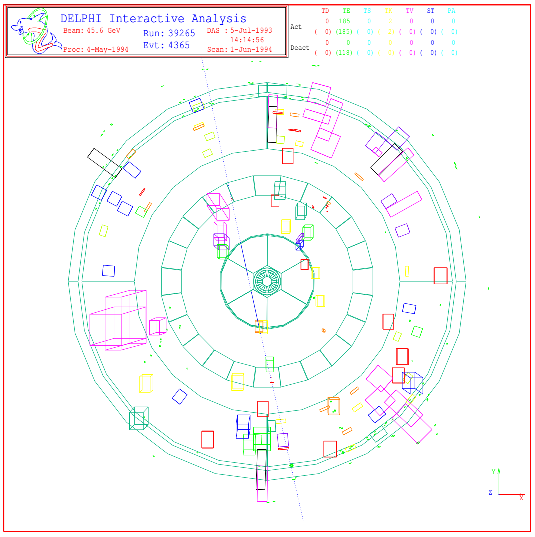

Figura 7.8: Evento do tipo raio cósmico. Um múon é identificado com dois traços *back-to-back* na TPC, não associados ao ponto de interação, com mínima ionização nos calorímetros.

- **Eventos do tipo** *Beam-Wall* **e** *Beam-Gas* - estes eventos foram também definidos no capítulo 3, apresentando baixo valor para a componente tranversal do momento. Na maioria das vezes escapam pelo duto condutor dos feixes.

7.3.4 Definição dos *Backgrounds*

A amostra final de eventos apresenta, além dos sinais desejados, outros que a contaminam. Estes *backgrounds* são estimados por meio de simulações de Monte Carlo e eliminados dos eventos reais selecionados, de modo a tornar a amostra a mais pura possível. De acordo com sua origem, os *backgrounds* são classificados em **internos**, quando provenientes do próprio decaimento do τ, e **externos** no caso contrário.

As principais contaminações na amostra são :

- Eventos do tipo Bhabha, onde um elétron (pósitron) é, erroneamente, identificado como proveniente do decaimento do τ. São em grande parte eliminados por cortes baseados nas variáveis p_{rad} e E_{rad}.

- Má classificação do canal de decaimento $\tau \to e\bar{\nu}\nu$, principalmente devido aos canais de decaimento do τ com a presença de píons e káons carregados, mal identificados como elétrons. Estes tipos de *backgrounds* são bastante suprimidos através de cortes sobre o depósito de energia no HCA e sobre as variáveis $\Pi_{dE/dx}$ e $\Pi_{E/P}$. Critérios baseados em sinais nas câmaras de múons ajudam a eliminar eventos $\tau \to \mu\nu\bar{\nu}$.

Existem outros *backgrounds* menos intensos, tais como a contaminação por eventos di-múons, eliminados com cortes baseados nos sinais das câmaras de múons e na variável p_{rad}. Os processos do tipo $q\bar{q}$ são praticamente eliminados exigindo-se uma baixa multiplicidade no evento. Cortes sobre as variáveis E_{vis} e θ_{iso} subtraem os eventos $\gamma\gamma$ e os raios cósmicos são suprimidos após análise dos parâmetros de impacto e da acolinearidade θ_{acol}.

7.3.5 Diretrizes da Análise

A análise segue a lógica representada simplificadamente na figura 7.9. Após reconstruir os eventos, é utilizado um *software*, onde são aplicados critérios específicos para a identificação destes. A pureza da amostra e a eficiência na seleção dos eventos são avaliados de acordo com as simulações, seguindo os mesmos procedimentos usados para os dados reais.

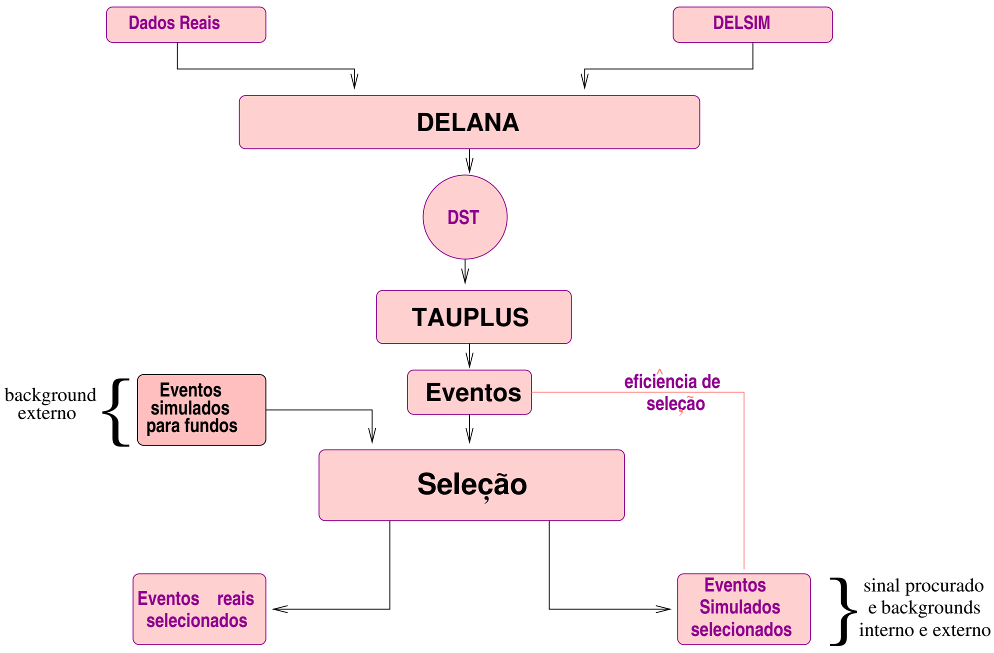

Figura 7.9: A lógica da análise dos eventos.

O número de eventos simulados para cada canal e usados no estudo dos *backgrounds* na amostra de candidatos selecionados, está descrito na tabela 7.1. As simulações referem-se ao ano de 1994, com exceção do processo $\gamma\gamma$ gerado para o ano de 1993, porém represen-

Eventos	Número de simulados	Região angular
$\tau\tau$	1277491	4π
Bhabha	118835	$36^o < \theta < 144^o$
di-múon	340421	$20^o < \theta < 160^o$
$q\bar{q}$	857511	4π
$\gamma\gamma$	21730	$20^o < \theta < 160^o$ ‘

Tabela 7.1: Número de eventos simulados para estudo da eficiência de seleção dos eventos e estimativa dos *backgrounds* na amostra final.

tando bem os dados daquele ano. O número de dados reais analisados no ano de 1994 foi de 263680 eventos.

O *software* de seleção é dividido em duas etapas. Na primeira são feitos cortes globais, ou seja, sobre todo o evento reconstruído. Na segunda é feito um estudo separado em cada hemisfério.

A tabela 7.2 apresenta as definições das variáveis utilizadas na análise para as estimativas da eficiência de seleção dos eventos, das frações de *backgrounds* interno e externo e da pureza da amostra final.

	Número de Eventos Reais	Número de Eventos Simulados
bruto	N	$\mathcal{N}$
reconstruído	N^r	$\mathcal{N}^r$
selecionado	N^s	$\mathcal{N}^s$

Tabela 7.2: Definições das variáveis representando os números totais (sinal + *background*) de eventos reais e de eventos simulados. Para discriminar entre sinais, *background* interno e *background* externo as definições são acrescidas dos índices sg, bg_i e bg_e, respectivamente.

O número de eventos na amostra final selecionada pode ser decomposto da seguinte forma:

$$N^s = N^s_{sg} + \sum_i N^s_{bg_i} + \sum_e N^s_{bg_e} \tag{7.9}$$

onde os somatórios são sobre os possíveis *backgrounds*.

A eficiência da seleção é definida por:

$$\epsilon_k = \frac{\mathcal{N}^s_k}{\mathcal{N}^r_k} \tag{7.10}$$

onde k=sg,bg_i,bg_e.

7.3.6 Subtração do *Background*

Os *backgrounds* na expressão 7.9 são avaliados por estimativa através de Monte Carlo. Reescrevendo esta expressão para os valores estimados $\mathcal{N}^{est}_{sg}$, $\mathcal{N}^{est}_{bg_i}$ e $\mathcal{N}^{est}_{bg_e}$ dos números de eventos de sinais e *backgrounds* interno e externo, respectivamente, tem-se:

$$\mathcal{N}^{est} = \mathcal{N}^{est}_{sg} + \sum_i \mathcal{N}^{est}_{bg_i} + \sum_e \mathcal{N}^{est}_{bg_e} \tag{7.11}$$

onde $\mathcal{N}^{est}$ é o número total de eventos estimados após a seleção.

Levando em conta a luminosidade $\mathcal{L}$, integrada em todo o período da aquisição de dados, e as seções de choque σ_{sg}, σ_{bg_i} e σ_{bg_e}, correspondentes ao sinal e aos *backgrounds* interno e externo, respectivamente, obtem-se que:

$$\mathcal{N}^{est}_{sg} = \epsilon_{sg}\sigma_{sg_i}\mathcal{L} \tag{7.12}$$

$$\mathcal{N}^{est}_{bg_i} = \epsilon_{bg_i}\sigma_{bg_i}\mathcal{L} \tag{7.13}$$

$$\mathcal{N}^{est}_{bg_e} = \epsilon_{bg_e}\sigma_{bg_e}\mathcal{L} \tag{7.14}$$

As seções de choque são escritas em termos da seção de choque de produção do par $\tau^+\tau^-$ no processo $Z^0 \to \tau^+\tau^-$. Desta forma, tem-se:

$$\sigma_{sg} = BR(\tau \to e\nu\bar{\nu})\sigma_{\tau\tau} \tag{7.15}$$

$$\sum_i \sigma_{bg_i} = \Big(1 - BR(\tau \to e\nu\bar{\nu})\Big)\sigma_{\tau\tau} \tag{7.16}$$

$$\sigma_{bg_e} = \frac{BR(m \to bg_e)}{BR(Z^0 \to \tau\tau)}\sigma_{\tau\tau} \tag{7.17}$$

onde m=Z^0 para bg_e=(Bhabha,di-múon,$q\bar{q}$) e m=e^+e^- para bg_e=$\gamma\gamma$. Os modos bg_i estão representados na tabela 6.1. Por simplicidade, todos os *backgrounds* internos foram agrupados de forma que eles são tratados como um único *background*. Neste caso, o somatório sobre a expressão 7.13 é equivalente a:

$$\sum_i \mathcal{N}^{est}_{bg_i} = \epsilon_{int}\Big(1 - BR(\tau \to e\nu\bar{\nu})\Big)\sigma_{\tau\tau}\mathcal{L} \tag{7.18}$$

onde:

$$\epsilon_{int} = \frac{\sum_i \mathcal{N}^s_{bg_i}}{\sum_i \mathcal{N}^r_{bg_i}} \tag{7.19}$$

Definindo:

$$\beta^\tau_{sg} = BR(\tau \to e\bar{\nu}\nu) \tag{7.20}$$

$$\xi_{bg_e} = \frac{BR(m \to bg_e)}{BR(Z^0 \to \tau\tau)} \tag{7.21}$$

então:

$$\mathcal{N}^{est} = \sigma_{\tau\tau}\mathcal{L}\Big(\epsilon_{sg}\beta^\tau_{sg} + \epsilon_{int}(1 - \beta^\tau_{sg}) + \sum_e \epsilon_{bg_e}\xi_{bg_e}\Big) \tag{7.22}$$

De acordo com as expressões 7.17 e 7.21, ξ_{bg_e} representa a razão entre as seções de choque de produção do *background* bg_e e do τ, utilizadas na simulação dos eventos. A tabela 7.3 mostra estas razões para cada *background* externo considerado na análise. O valor β_{sg} utilizado na simulação é::

$$\beta_{sg} = .18462502 \pm 0.00000028 \tag{7.23}$$

canal	razão $(\frac{\sigma_{canal}}{\sigma_{\tau\tau}})$
Bhabha	$1.12739960 \pm 0.00581890$
di-múon	$0.99139000 \pm 0.00035488$
$q\bar{q}$	$21.43786300 \pm 0.06496284$
$\gamma\gamma$	$0.23568507 \pm 0.00000439$

Tabela 7.3: Razões entre as seções de choque de produção dos *backgrounds* e do τ.

A fração de *background* externo na amostra é dada por:

$$\alpha_{bg_e} = \frac{\epsilon_{bg_e}\xi_{bg_e}}{\mathcal{N}^{est}_{norm}} \tag{7.24}$$

onde:

$$\mathcal{N}^{est}_{norm} = \frac{\mathcal{N}^{est}}{\sigma_{\tau\tau}\mathcal{L}} \tag{7.25}$$

Da mesma forma, a fração de *background* interno e a pureza da amostra são dados por:

$$\alpha_{int} = \frac{\epsilon_{int}(1-\beta^{\tau}_{sg})}{\mathcal{N}^{est}_{norm}} \tag{7.26}$$

$$\alpha_{sg} = \frac{\epsilon_{sg}\beta^{\tau}_{sg}}{\mathcal{N}^{est}_{norm}} \tag{7.27}$$

Desta forma, o número de eventos reais candidatos ao sinal procurado será:

$$N^s_{sg} = N^s - (\sum_e \alpha_{bg_e} + \alpha_{int})N^s = \alpha_{sg} N^s \tag{7.28}$$

7.4 Seleção de Eventos $\tau \to e\nu\bar{\nu}$

Como mencionado na subseção 7.3.5, a seleção é feita em duas etapas, a primeira utilizando cortes globais no evento e a segunda cortes por hemisférios, visando a identificação do canal $\tau \to e\nu\bar{\nu}$. Em ambas aplicam-se cortes, ditos técnicos, baseados no *status* do funcionamento dos detectores durante a aquisição de dados. Os outros cortes são definidos utilizando parâmetros físicos associados aos eventos.

Toda a seleção é desenvolvida na região do barril do DELPHI, correspondente a $43^o < \theta < 137^o$ e chamada de região de aceitação. Isto garante uma boa reconstrução do traço da partícula pela TPC. Nas regiões das tampas, os detectores apresentam características diferentes daquelas do barril, exigindo rotinas de seleção específicas, não sendo usadas neste trabalho.

Para a maioria dos cortes, é mostrado um histograma apresentando a variável utilizada como critério de seleção, com todo os outros cortes aplicados, exceto este. Os pontos nos histogramas representam os dados reais. O valor do corte é indicado por uma (ou mais) seta(s) grandes e outras setas menores indicam os valores usados na seção 2.7 para avaliar o erro sistemático na medida de ρ, proveniente da estimativa da eficiência de seleção.

Os cortes globais, apresentados abaixo, seguem os padrões estipulados pela colaboração DELPHI. Maiores explicações sobre estes podem ser encontradas nas referências [8] [53].

7.4.1 Cortes Globais

Os cortes globais visam eliminar os *backgrounds* externos do tipo Bhabha, di-múon, $q\bar{q}$, $\gamma\gamma$ e raios cósmicos. Eles são aplicados simultaneamente nos dois hemisférios definidos pelo plano ortogonal ao eixo do *thrust*.

1. Exige-se que o traço mais energético de cada hemisfério esteja compreendido na região do Barril e não esteja na região compreendida entre $88^o < \theta < 92^o$, onde a HPC apresenta uma zona ineficiente para a medida da energia (figura 7.10). Assim, exige-se que os traços mais energéticos obedeçam a expressão:

$$0.035 < |\cos\theta_i| < 0.732 \tag{7.29}$$

   onde, dependendo do hemisfério, $i = 1, 2$.

2. Durante a aquisição de dados, é requerida uma eficiência maior que 90% para o funcionamento da HPC e da TPC.

3. São eliminados os eventos cujos traços mais energéticos estejam direcionados para os módulos (definidos no capítulo 2) inoperantes da HPC.

4. Os eventos do tipo raio cósmico, *beam-wall* e *beam-gas* são, em parte, descartados através de cortes sobre os valores dos parâmetros de impacto, associados ao traço deixado por estes. Na figura 7.11 são definidos os parâmetros de impacto r_{imp} e z_{imp}, relativos ao ponto de maior aproximação do IP. Assim, exige-se para o traço mais energético em cada hemisfério as seguintes expressões:

$$|r_{imp}| < 0.3\ cm \qquad |z_{imp}| < 4.5\ cm \tag{7.30}$$

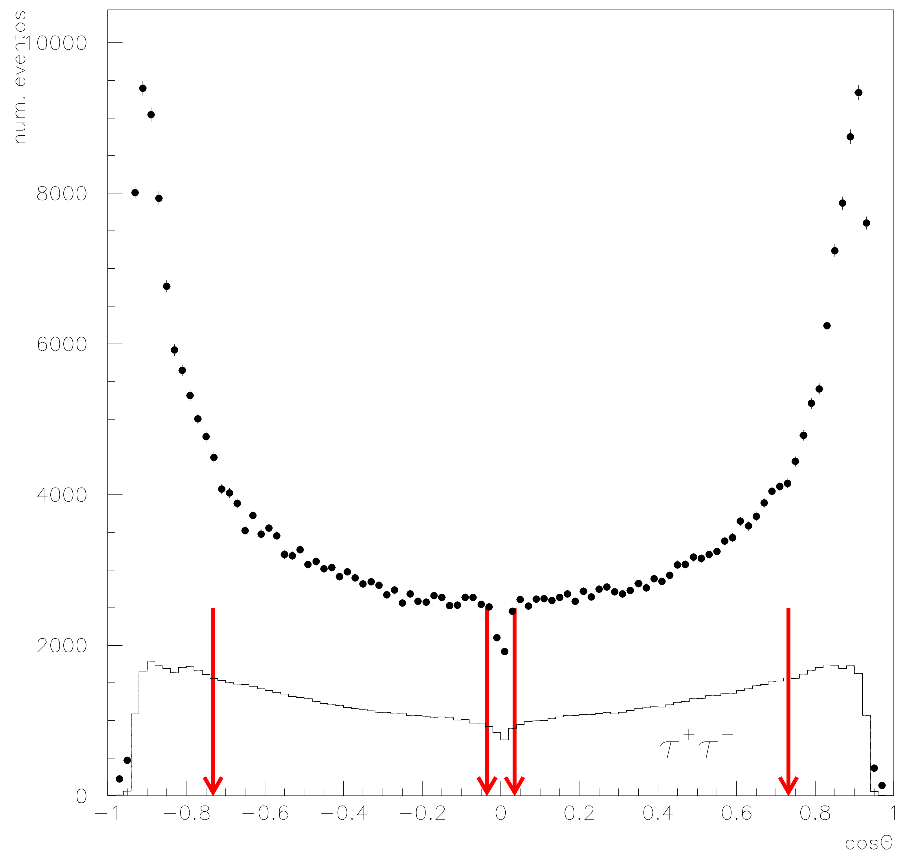

Figura 7.10: Ângulo associado ao traço mais energético reconstruído, simulado em ambos hemisférios, mostrando uma região ineficiente de detecção em torno de $\theta = 90^o$, antes do corte na região de aceitação do DELPHI. A linha cheia é o MC para $\tau^+\tau^-$.

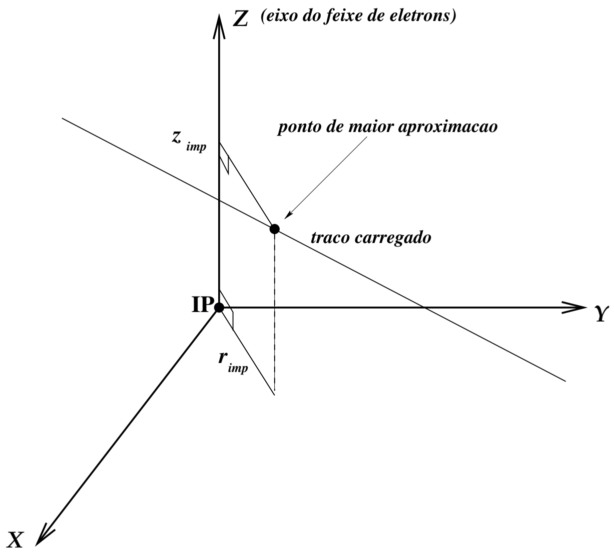

Figura 7.11: Definição dos parâmetros de impacto r_{imp} e z_{imp}.

5. Eventos do tipo $\gamma\gamma$ são parcialmente eliminados exigindo-se θ_{iso} tal que:

$$\theta_{iso} \geq 160^o \tag{7.31}$$

   Este corte ajuda na eliminação de eventos do tipo $q\bar{q}$.

   A figura 7.12 mostra a distribuição de θ_{iso} para amostras simuladas de eventos $\gamma\gamma$, $q\bar{q}$, $\tau^+\tau^-$ e para dados reais.

6. Para eliminar ainda mais eventos $\gamma\gamma$ que apresentam baixa energia visível, como visto na seção 7.3.3, requere-se:

$$E_{vis} > 8\ GeV \tag{7.32}$$

   A distribuição desta variável para os eventos simulados $\tau^+\tau^-$, $\gamma\gamma$ e para os eventos reais é representada na figura 7.13.

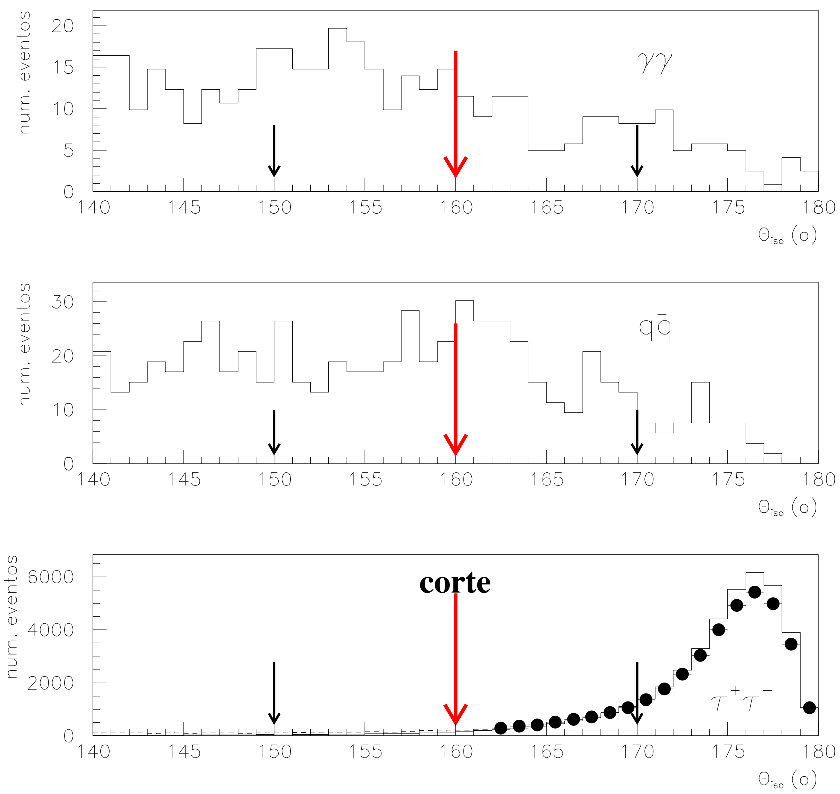

Figura 7.12: Distribuição do ângulo de isolamento θ_{iso}.

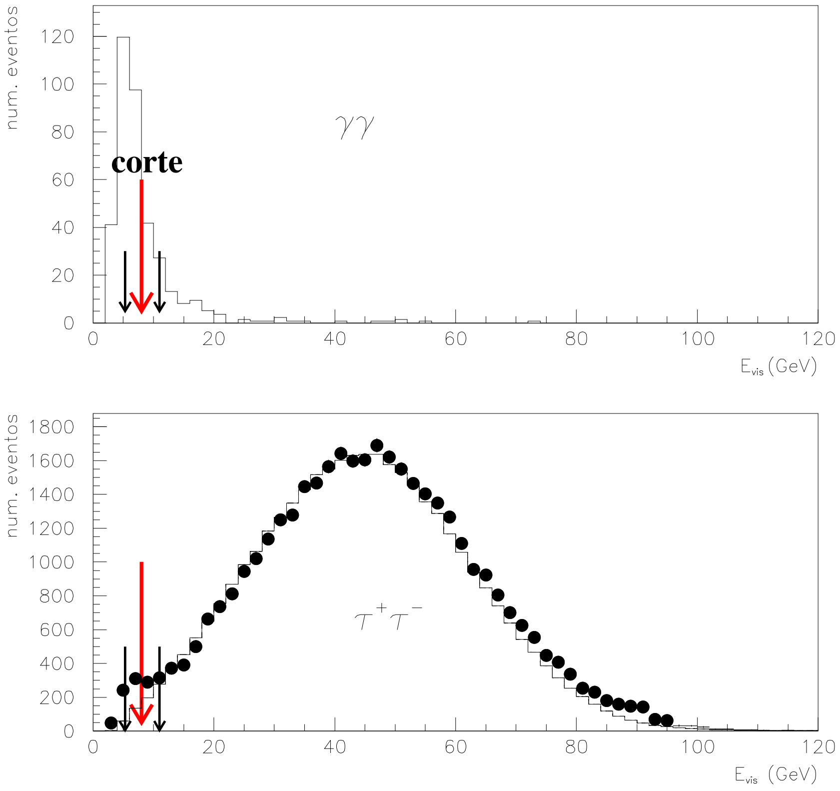

Figura 7.13: Distribuição da energia visível E_{vis}.

7. Eventos com topologia 1-1:

   (a) Eventos do tipo raio cósmico, remanescentes na amostra, são subtraídos através de corte na acolinearidade e nos parâmetros de impacto. Exige-se:

$$\theta_{acol} > 0.5^o \tag{7.33}$$

$$|z^1_{imp} - z^2_{imp}| < 3\ cm \tag{7.34}$$

onde z^i_{imp} refere-se a z_{imp} do traço no hemisfério $i = 1, 2$.

A expressão 7.33 se deve ao fato, apontado na seção 7.7.3, de que eventos do tipo raio cósmico são altamente colineares. Por outro lado, este corte ajuda em boa parte na eliminação de eventos Bhabha e di-múon, como visto na figura 7.14.

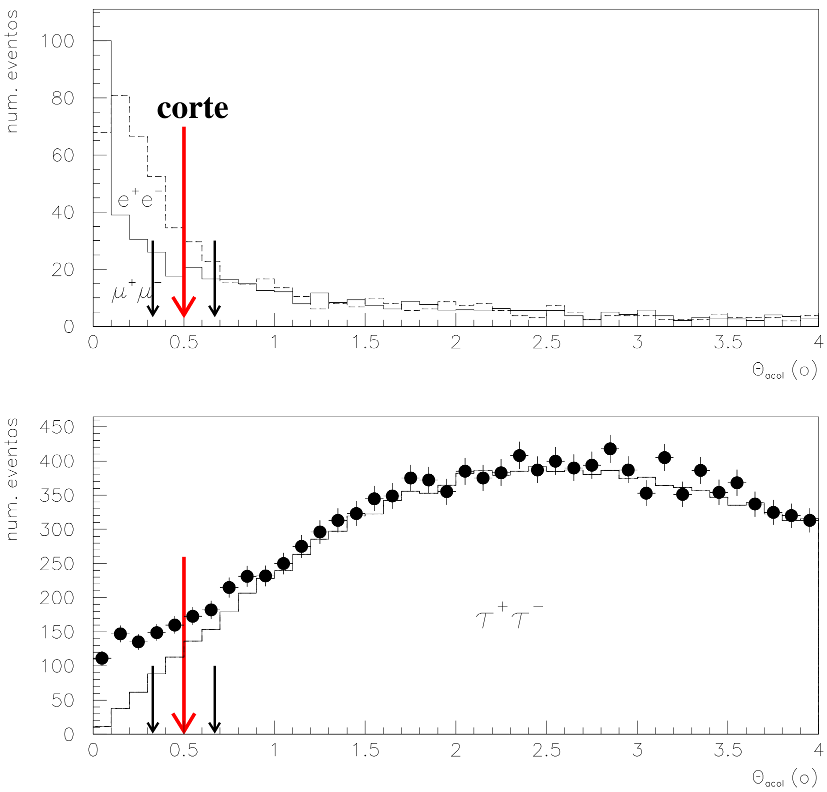

Figura 7.14: Distribuição da variável θ_{acol} para amostras simuladas de Bhabha, di-múon e $\tau^+\tau^-$.

A desigualdade 7.34 esta associada ao cálculo do tempo de deriva na TPC. Caso este tempo esteja mal determinado, pode-se interpretar que dois traços distintos foram reconstruídos, um em cada hemisfério, onde, na verdade, trata-se de um único traço relativo à passagem de um raio cósmico.

(b) O elétron e o pósitron mais energéticos, no processo $\gamma\gamma$, escapam pelo duto condutor dos feixes. O valor medido para a componente transversal do momento é, assim, devido ao elétron e ao pósitron de baixa energia, identificados pelo detector. Desta forma, pela conservação do momento, este evento apresentará um pequeno momento transversal faltante. Portanto, para eliminar parte destes tipos de contaminação, é usado o seguinte corte (ver figura 7.15):

$$P_{T_{MISS}} > 0.4\ GeV \tag{7.35}$$

(c) Eventos do tipo di-múon e Bhabha são em grande parte eliminados através da variável p_{rad}. A figura 7.16 justifica o corte para estes eventos.

$$p_{rad} < 1.0 \tag{7.36}$$

(d) Processos remanescentes do tipo Bhabha são, na sua maioria, eliminados através do corte na variável E_{rad} (figura 7.17). É exigido o critério:

$$E_{rad} < 1.0 \tag{7.37}$$

7.4.2 Identificação do Canal de Decaimento $\tau \to e\nu\bar{\nu}$

A identificação do elétron (pósitron), proveniente do decaimento do τ, baseia-se na seleção de eventos para a análise da polarização do τ, apresentada nas referências [74] e [54].

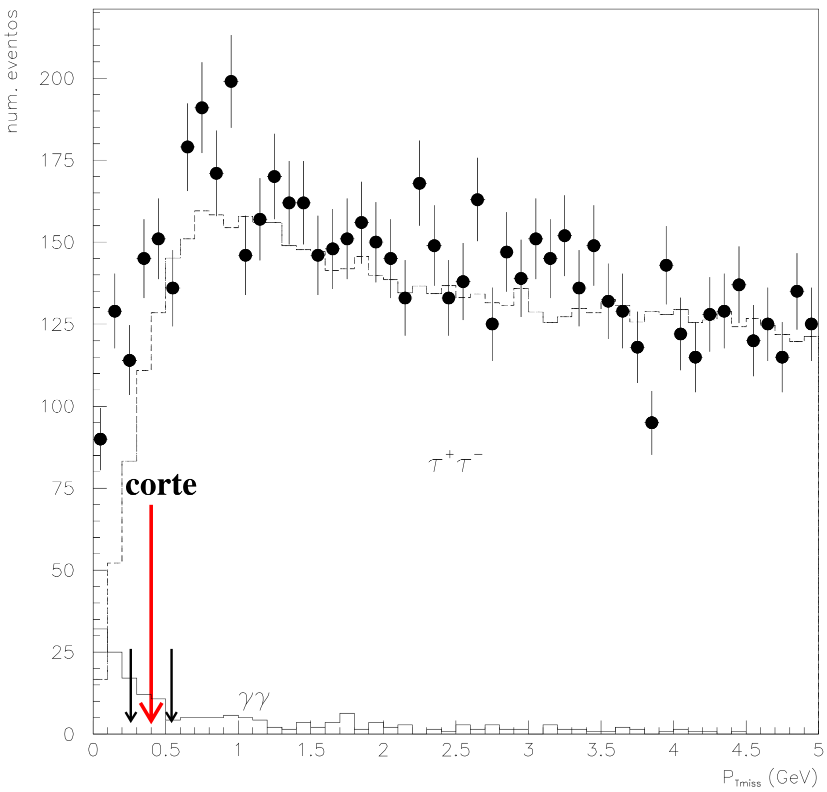

Figura 7.15: Distribuição da variável $P_{T_{MISS}}$ para amostras simuladas de $\gamma\gamma$ e $\tau^+\tau^-$.

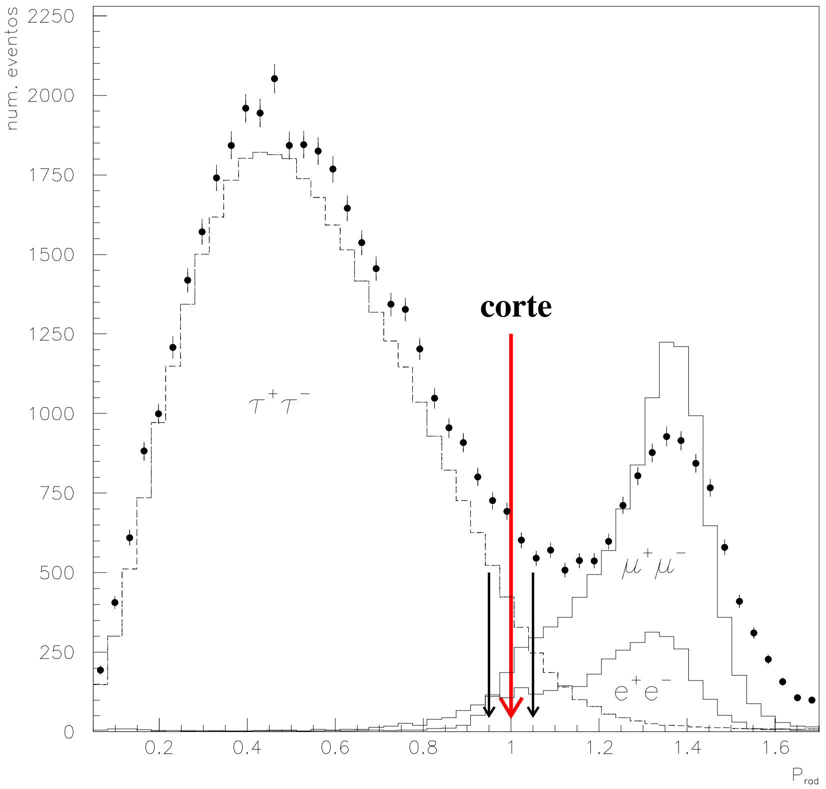

Figura 7.16: Distribuição da variável p_{rad} para amostras simuladas de di-múon, Bhabha e $\tau^+\tau^-$.

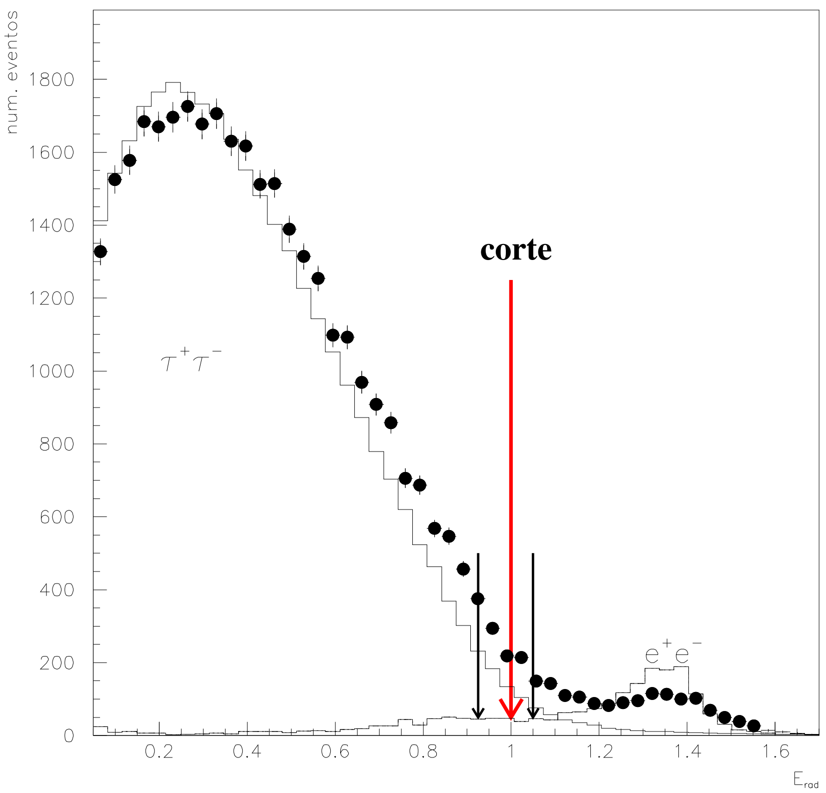

Figura 7.17: Distribuição da variável E_{rad} para amostras simuladas de Bhabha e $\tau^+\tau^-$.

Os critérios de seleção fundamentam-se, principalmente, nas medidas da energia eletromagnética, da perda de energia por ionização na TPC, do momento do traço reconstruído (corrigido pelo *software* ELEPHANT), na topologia do evento e na correlação HPC/TPC.

Nesta etapa, os critérios de seleção são aplicados a cada hemisfério separadamente.

1. Regiões ineficientes da HPC prejudicam a medida da energia eletromagnética. Neste caso, eventos do tipo Bhabha, que passaram pelo critério de seleção global, terão suas energias medidas inferiores aos valores reais, podendo ser mal identificados como elétrons (pósitrons) provenientes do τ. Desta forma, requere-se que o traço mais energético do hemisfério esteja direcionado, segundo sua coordenada azimutal ϕ, a pelo menos 1^o das bordas dos *gaps* entre os módulos da HPC.

   $$|mod(\phi, 15^o) - 7.5^o| > 1^o \tag{7.38}$$

   As extremidades da HPC também são ineficientes na medida da energia eletromagnética. Portanto, os traços carregados mais energéticos no hemisfério são excluídos da amostra de candidatos caso não satisfaçam a relação:

   $$0.035 < |\cos\theta| < 0.707 \tag{7.39}$$

   A figura 7.18 mostra este corte.

2. É exigido um número ($nwir$) mínimo de 30 fios sensibilizados na TPC, o que corresponde a um percurso de 12 cm realizado pela partícula, assegurando uma boa reconstrução.

   $$nwir > 30 \tag{7.40}$$

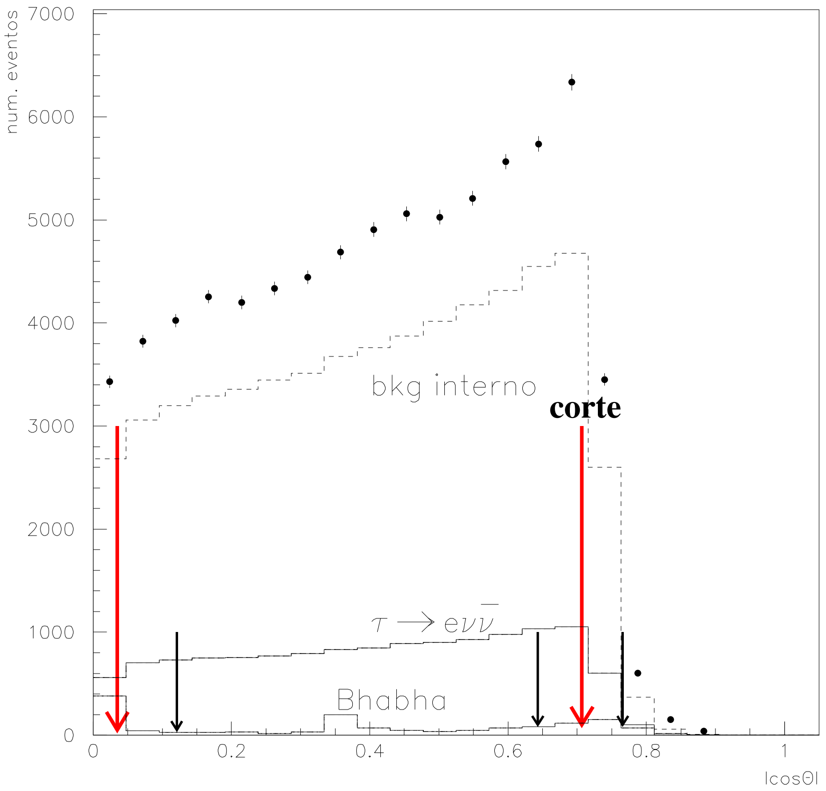

Figura 7.18: Distribuição de $|\cos\theta|$ para amostras simuladas de eventos $\tau \to e\nu\bar{\nu}$ e Bhabha.

A figura 7.19 mostra a distribuição de $nwir$.

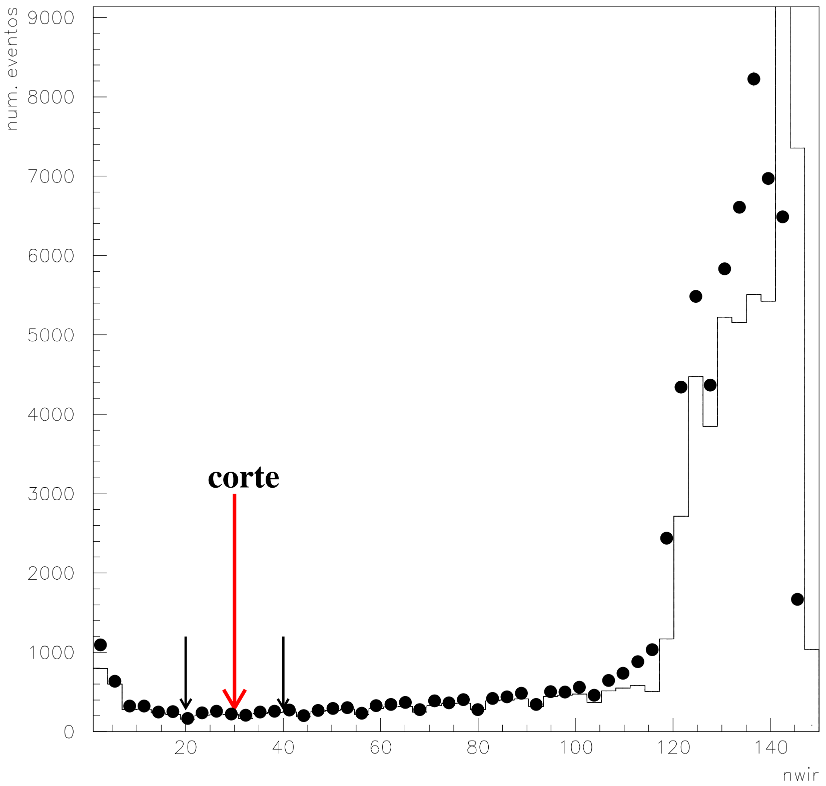

Figura 7.19: Distribuição do número de fios $nwir$, sensibilizados na TPC, para uma amostra simulada de eventos $\tau^+\tau^-$.

3. O sinal proveniente da identificação de um elétron (pósitron), associado ao decaimento do τ, caracteriza-se por apenas um traço carregado no hemisfério. Assim, pede-se (ver figura 7.20) que:

$$nchah = 1 \tag{7.41}$$

onde $nchah$ é o número de traços carregados no hemisfério.

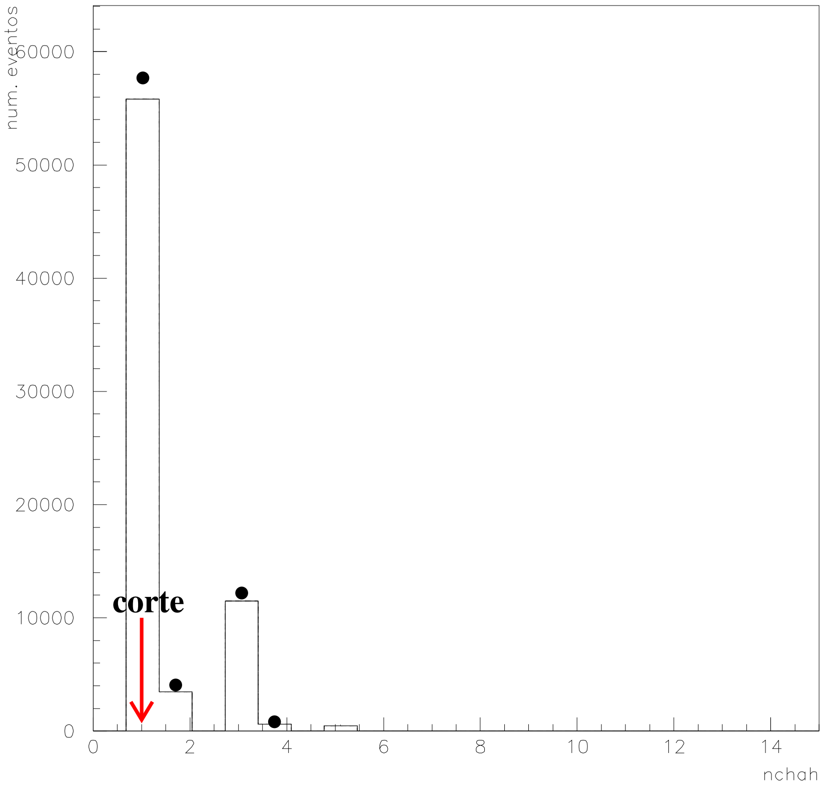

Figura 7.20: Distribuição do número de traços *nchah* para uma amostra simulada de eventos $\tau^+\tau^-$.

4. O momento do traço carregado deve exceder um valor mínimo para que a partícula alcance a HPC e possa ser bem identificada. Exige-se, então, que o momento P_{ele} associado ao candidato a elétron (pósitron) satisfaça:

$$P_{ele} > 0.01 P_{feixe} \tag{7.42}$$

onde P_{feixe} é o momento das partículas do feixe.

5. Os elétrons (pósitrons) interagem na TPC e na HPC onde depositam praticamente toda sua energia. No entanto, por vezes eles podem atingir a primeira camada

do calorímetro hadrônico HCA. Assim, exige-se que não exista nenhuma energia associada ao traço, além da primeira camada deste subdetector.

$$E_{HCA}^{2\to4} = 0 \tag{7.43}$$

onde $E_{HCA}^{2\to4}$ é a energia total depositada entre a segunda e a quarta camada do HCA. Este corte elimina, em geral, grande parte dos *backgrounds* internos (principalmente múons) e, ainda, processos remanescentes do tipo $q\bar{q}$ e di-múon existentes na amostra.

6. Para eliminar múons, requere-se nenhum sinal depositado nas câmaras de múon.

7. Outro critério para suprimir *background* interno é baseado na medida da ionização, deixada pela passagem de uma partícula pela TPC. Devido às suas massas, os π, K e μ ionizam o gás diferentemente dos elétrons (pósitrons). A figura 7.21 mostra a distribuição do *Pull* $\Pi_{dE/dx}^{e}$ para amostras simuladas de *background* interno, de elétrons e dados reais. É exigido, assim, o corte:

$$\Pi_{dE/dx}^{e} > -2 \tag{7.44}$$

8. Os *backgrounds* internos, que passam pelo corte anterior, são bastante reduzidos usando um critério baseado na combinação entre as variáveis $\Pi_{E/P}$ e $\Pi_{dE/dx}^{\pi}$.

   (a) Para o traços com momento associado maior que $0.05 * P_{feixe}$, é exigido o seguinte corte:

$$\Pi_{E/P} > -2 \tag{7.45}$$

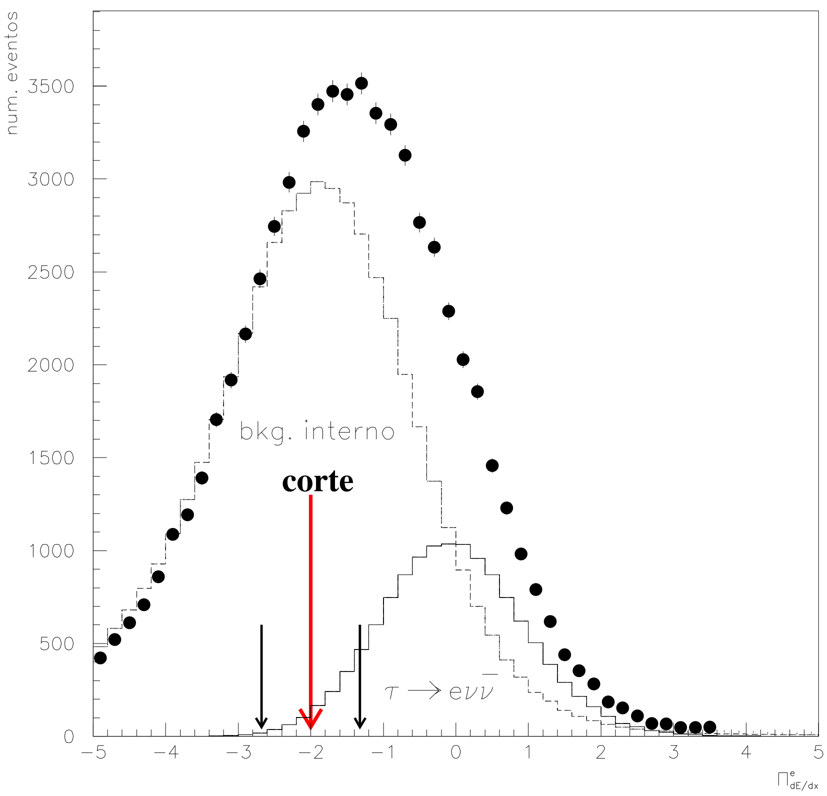

Figura 7.21: Distribuição da variável $\Pi^e_{dE/dx}$.

Este corte deve-se ao fato de que, enquanto os elétrons depositam praticamente toda sua energia no HPC, de forma que sua energia eletromagnética equivale ao momento medido, os píons, káons e múons depositam pouca energia neste calorímetro. Desta forma, é esperada uma distribuição em torno de zero para a variável $\Pi_{E/P}$ numa amostra de elétrons, e em direção a valores negativos no caso de hádrons e múons. A figura 7.22 mostra a distribuição de $\Pi_{E/P}$ para amostras simuladas de *backgrounds* internos, de elétrons e dados reais.

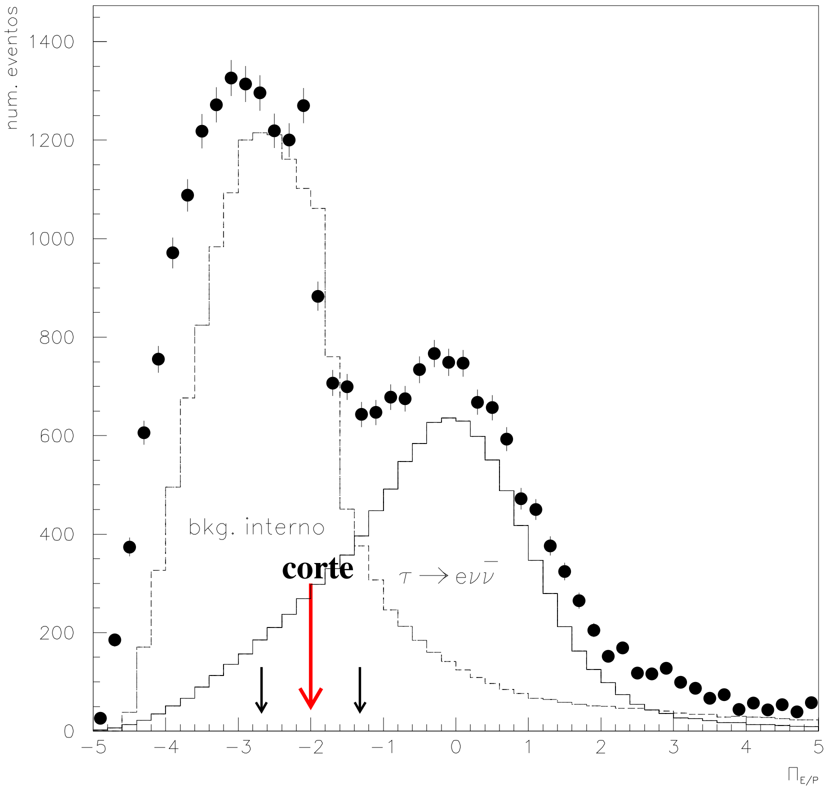

Figura 7.22: Distribuição da variável $\Pi_{E/P}$.

(b) Caso o critério anterior não se verifique e sendo o momento associado ao traço

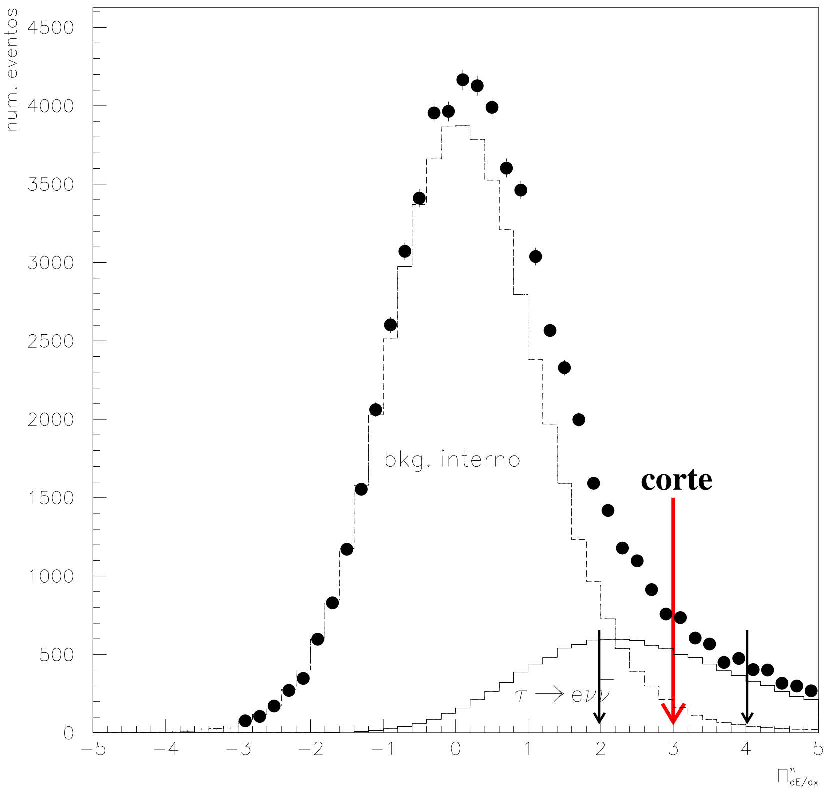

Figura 7.23: Distribuição da variável $\Pi^{\pi}_{dE/dx}$ para amostras simuladas de *backgrounds* internos, de elétrons e dados reais.

menor que $0.5 * P_{feixe}$, é aplicado um corte complementar (figura 7.23), onde é exigido que a ionização deixada pela partícula na TPC exceda aquela esperada para partículas massivas como píons, káons e múons. Assim:

$$\Pi^{\pi}_{dE/dx} > 3, \qquad para\ P_{ele} < 0.5 P_{feixe} \tag{7.46}$$

O motivo da existência de dois cortes alternativos, apresentados acima, deve-se ao critério na expressão 7.46 apresentar baixa eficiência de seleção com o aumento do momento P_{ele}, como ilustrado na figura 7.24. Por outro lado, o corte expresso na inequação 7.45 apresenta baixa eficiência para P_{ele} menor que $0.05 * P_{feixe}$.

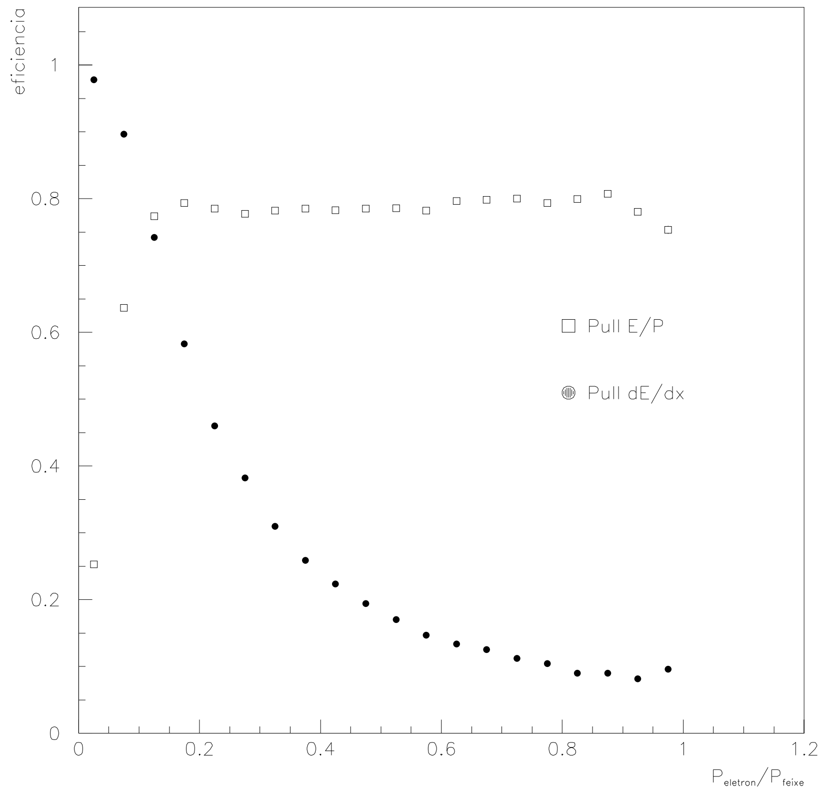

Figura 7.24: Eficiência de seleção para os cortes baseados no Pull $\Pi^{\pi}_{dE/dx}$ e $\Pi_{E/P}$. Observa-se que a eficiência varia de 99% em baixos momentos até 20% para P_{ele} igual a $0.5 * P_{feixe}$.

9. Hádrons remanescentes, provenientes principalmente do decaimento do τ, são eliminados exigindo-se que não haja nenhum chuveiro com energia eletromagnética neutra excedendo 4 GeV, depositada num cone de meio ângulo de 18^o centrado na trajetória do traço carregado. Este corte visa especialmente eliminar os eventos com píons neutros, não medidos pela TPC. Não é computada a energia depositada em

torno de 1^o do traço, pois essa pode ser proveniente de fótons originados por efeito de Bremsstrahlung dos elétrons (pósitrons).

$$E_{neu}^{18^o} < 4\ GeV \tag{7.47}$$

onde $E_{neu}^{18^o}$ é a energia no cone de meio ângulo de 18^o.

A figura 7.25 mostra a distribuição de $E_{neu}^{18^o}$ para uma amostra simulada de hádrons, de elétrons e dados reais.

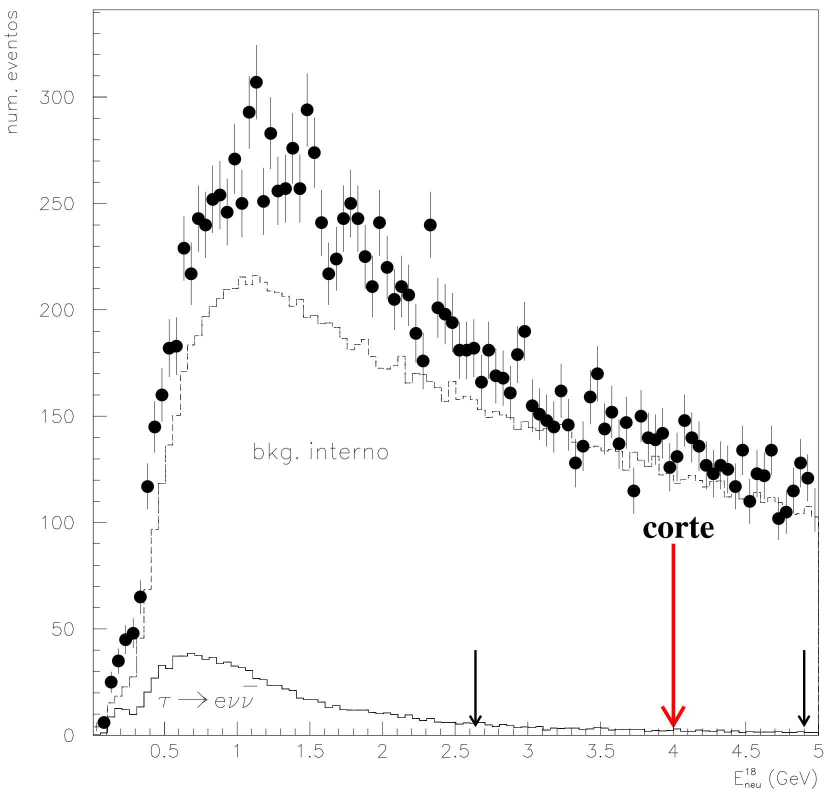

Figura 7.25: Distribuição da variável $E_{neu}^{18^o}$.

10. Finalizando a seleção, são feitos cortes de modo a eliminar elétrons (posítrons) remanescentes de processos do tipo Bhabha e $\gamma\gamma$, associados erroneamente ao decaimento $\tau \to e\nu\bar{\nu}$.

    (a) Eventos residuais, do tipo Bhabha, são subtraídos da amostra através de critérios baseados na energia eletromagnética total $E_{em}^{30(op)}$, depositada num cone de meio ângulo de 30^o em torno do traço mais energético[2], no hemisfério oposto ao do elétron (posítron) identificado. São aplicados, então, os seguintes cortes para o caso de uma topologia 1-1:

$$P_{ele} \leq 0.7P_{feixe} \qquad \Rightarrow \qquad E_{em}^{30(op)} < 0.8P_{feixe} \tag{7.48}$$

$$P_{ele} > 0.7P_{feixe} \qquad \Rightarrow \qquad E_{em}^{30(op)} < 0.7P_{feixe} \tag{7.49}$$

    A figura 7.26 mostra a distribuição da variável $E_{em}^{30(op)}$ para amostras simuladas de Bhabha, de elétrons provenientes do τ e dados reais, para as duas faixas de momento.

    (b) Eventos remanescentes do tipo $\gamma\gamma$ são eliminados, em caso de topologia 1-1, exigindo-se o seguinte critério:

$$P_{ele} < 0.2P_{feixe} \;\; e \;\; P_{ele}^{(op)} < 0.2P_{feixe} \qquad \Rightarrow \qquad \Pi_{dE/dx}^{\pi(op)} < 3 \tag{7.50}$$

    onde $\Pi_{dE/dx}^{\pi(op)}$ é o Pull para dE/dx no hemisfério oposto ao do elétorn (pósitron) identificado.

---

[2]**Para assegurar uma máxima eficiência destes critérios, sempre que o traço mais energético do hemisfério oposto passe, segundo a coordenada azimutal, a menos de 0.5^o, segundo a das bordas dos módulos da HPC, é somada a $E_{em}^{30(op)}$ a energia depositada na primeira camada do HCA.**

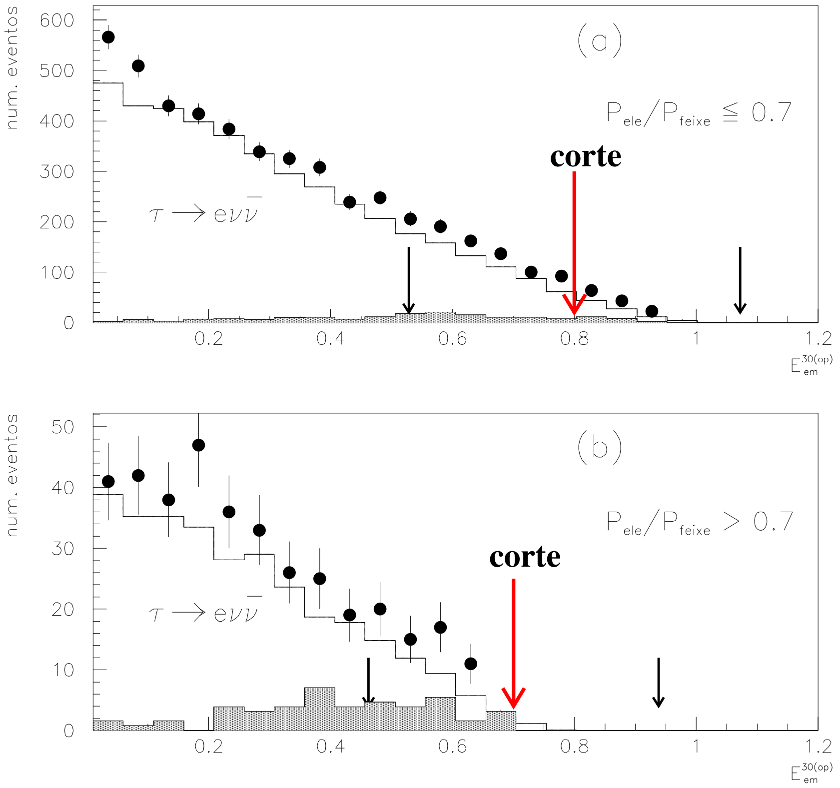

Figura 7.26: Distribuição da variável $E_{em}^{30^o(op)}$.

O corte acima exige que a partícula no hemisfério oposto seja incompatível com um elétron (pósitron).

A figura 7.27 mostra a distribuição do Pull $\Pi^{\pi(op)}_{dE/dx}$ para amostras simuladas e de dados reais.

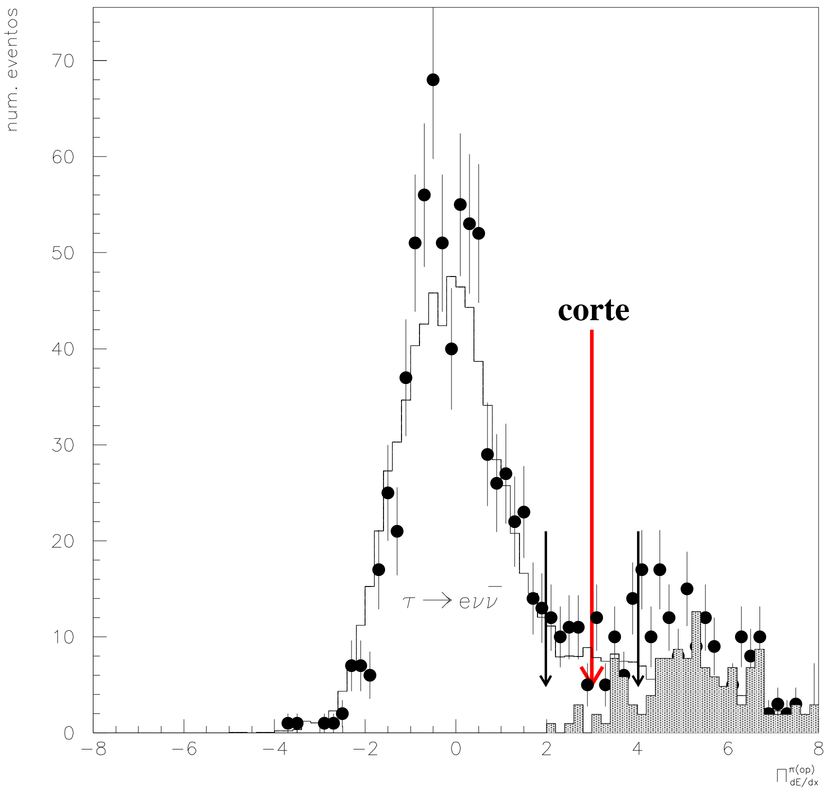

Figura 7.27: Distribuição da variável $\Pi^{\pi(op)}_{dE/dx}$ para amostras simulada de $\gamma\gamma$ (sombreado), elétrons provenientes do τ e dados reais.

7.5 Eficiência e *Background*

A tabela 7.4 mostra a fração de eventos que passam por cada corte de seleção nas etapas global e de identificação, apresentadas na seção anterior. O número de eventos iniciais simulados, para cada processo, encontra-se na tabela 7.1.

Critério	$\tau \to e\nu\bar{\nu}$ (%)	bkg. interno (%)	Bhabha (%)	di-múon (%)	$q\bar{q}$ (%)	$\gamma\gamma$ (%)
global-1.	**76.57**	**76.67**	85.05	**70.83**	**40.59**	**39.58**
global-2.-3.	99.76	99.80	99.99	99.99	99.39	**74.47**
global-4.	99.53	99.28	99.90	99.97	97.68	99.86
global-5.	96.22	96.44	97.66	96.73	**13.31**	**26.86**
global-6.	98.91	99.60	100.00	96.73	100.00	**21.27**
global-7.a	98.89	99.14	**9.75**	**65.40**	100.00	98.47
global-7.b	99.08	99.30	99.60	97.10	100.00	**58.55**
global-7.c	96.57	94.61	**8.03**	**1.79**	97.64	99.49
global-7.d	98.28	98.50	**16.82**	99.77	98.45	100.00
id-1.	87.04	90.79	**71.54**	94.57	90.34	87.85
id-2.	97.65	96.62	95.43	**57.35**	91.67	98.33
id-3.	97.06	**73.46**	90.06	96.96	**16.74**	98.40
id-4.	99.02	99.64	98.76	99.69	100.00	97.29
id-5.	99.84	**38.14**	96.20	**5.67**	**36.36**	100.00
id-6.	99.98	97.62	99.83	**33.60**	100.00	100.00
id-7.	98.06	**27.44**	85.57	100.00	**75.00**	100.00
id-8.a-b	93.00	**16.71**	**74.99**	**69.05**	**55.56**	99.43
id-9.	98.91	**62.82**	88.74	**37.93**	**80.00**	100.00
id-10.a	98.90	99.10	90.63	90.90	100.00	100.00
id-10.b	98.64	99.38	100.00	100.00	100.00	**19.32**

Tabela 7.4: Frações remanescentes de diversos tipos de eventos para cada passo na seleção do canal $\tau \to e\nu\bar{\nu}$. Os critérios estão divididos em *global-i* e *id-i*, correspondentes, respectivamente, aos itens da etapa de seleção global e de identificação apresentadas nas seções 7.4.1 e 7.4.2, onde i é número do critério. Os valores em negrito destacam os processos onde o corte relativo a estes números atua mais acentuadamente.

A tabela 7.5 explicita os cortes para o *background* interno, segundo cada canal de decaimento do τ na etapa de identificação do canal $\tau \to e\nu\bar{\nu}$.

A tabela 7.6 apresenta a eficiência total de seleção, na região angular de 4π, e a taxa de background, estimada de acordo com o formalismo apresentado na seção 2.3.6 e presente na amostra de candidatos ao canal $\tau \to e\nu\bar{\nu}$. É mostrada, também, a pureza desta amostra e o número de eventos selecionados. A principal fonte de contaminação provém

Canal	μ (%)	π (%)	ρ (%)	$a1$ (%)	K (%)	K^* (%)	$(N>3)\pi$ (%)
Eventos Gerados	227683	133852	306502	104294	8806	15917	211258
Eficiência	%	%	%	%	%	%	%
id-1.	92.10	89.64	90.78	90.87	89.97	90.50	90.14
id-2.	96.57	96.61	96.99	96.99	96.67	94.85	92.53
id-3.	99.56	98.50	85.06	**73.28**	98.57	**82.98**	**10.32**
id-4.	99.49	99.47	99.75	99.81	99.99	99.89	99.89
id-5.	**5.60**	**43.88**	**57.12**	**58.97**	**32.89**	**39.26**	**46.87**
id-6.	**49.48**	99.96	99.92	99.91	99.84	99.48	99.89
id-7.	**15.67**	**37.11**	**25.52**	**25.74**	**8.11**	**14.56**	**22.99**
id-8.a-b	**3.21**	**10.34**	**17.72**	**23.43**	**8.96**	**24.53**	**30.35**
id-9	100.00	98.37	**60.05**	**45.17**	100.00	**63.29**	**41.25**
id-10.a	96.43	98.80	99.15	99.91	94.44	97.98	98.36
id-10.b	100.00	99.12	99.49	99.54	100.00	99.00	99.18

Tabela 7.5: A explicação é similar à encontrada na tabela 7.4.

da má identificação entre os elétrons e os hádrons provenientes do decaimento de um τ, seguida de eventos do tipo Bhabha, com uma pequena proporção de $\gamma\gamma$ e desprezíveis quantidades de $q\bar{q}$ e di-múon.

As figuras 7.28 e 7.29 mostram a distribuição final do momento P_{ele}, normalizado pelo momento do feixe, para a amostra selecionada dos candidatos a pósitrons e elétrons,

	elétron	pósitron	elétron+pósitron
Eficiência - 4π	$(57.133 \pm 0.250)\%$	$(57.111 \pm 0.250)\%$	$(57.122 \pm 0.093)\%$
Pureza da amostra	$(93.227 \pm 0.508)\%$	$(93.562 \pm 0.514)\%$	$(93.345 \pm 0.468)\%$
Bkg. interno	$(4.148 \pm 0.070)\%$	$(3.660 \pm 0.066)\%$	$(3.903 \pm 0.049)\%$
Bkg. Bhabha	$(2.168 \pm 0.182)\%$	$(2.198 \pm 0.185)\%$	$(2.191 \pm 0.194)\%$
Bkg. $\gamma\gamma ee$	$(0.407 \pm 0.102)\%$	$(0.461 \pm 0.109)\%$	$(0.433 \pm 0.074)\%$
Número de cand. sel.	4510	4513	9023

Tabela 7.6: Eficiência total em 4π, pureza, taxa de *background* e número de candidatos selecionados da amostra de eventos.

respectivamente, bem como o *background* total estimado e a distribuição simulada de eventos $\tau \to e\nu\bar{\nu}$. De maneira similar, a figura 7.30 mostra a distribuição da amostra de candidatos a pósitrons ou elétrons.

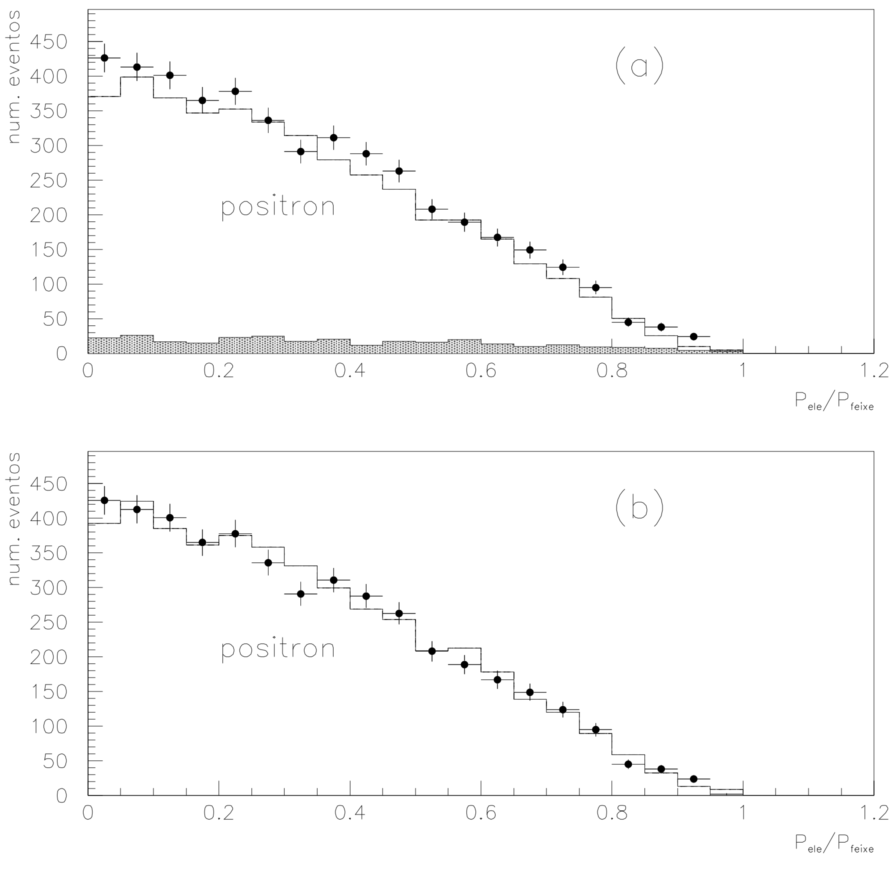

Figura 7.28: Distribuição do momento P_{ele} para pósitrons candidatos a $\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$. Em (a) a área sombreada é o *background* total estimado, a linha cheia é uma amostra simulada de pósitrons, provenientes do decaimento de um τ^+, e os pontos com barras de erros são os dados reais. Na figura (b) são apresentados estes dados e a soma do *background* total com a amostra simulada, representada pela linha cheia.

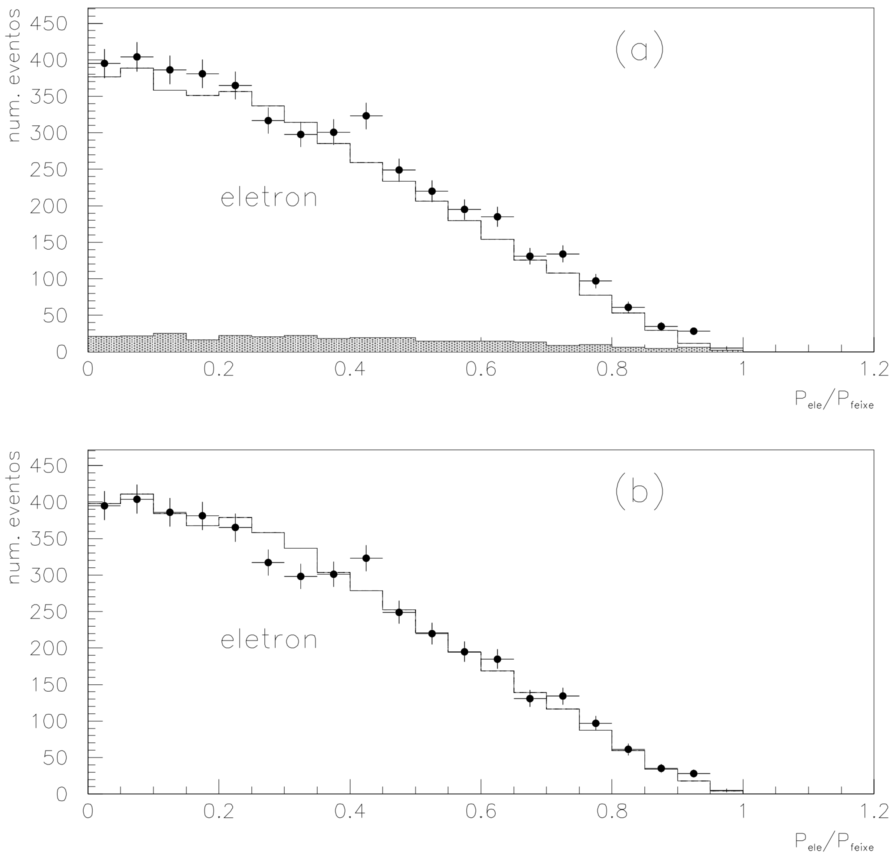

Figura 7.29: Mesma legenda da figura anterior, porém para elétrons candidatos a $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$.

7.6 Obtenção do Parâmetro de Michel ρ

O parâmetro de Michel ρ é obtido a partir da distribuição da fração de momento[3] P_{ele}/P_{feixe}, equação 6.81.

A distribuição da fração de momento $x = P_{ele}/P_{feixe}$ é dividida em 20 intervalos para o ajuste da distribuição teórica $F(x)$ aos dados experimentais. Esta distribuição é obtida

[3]O momento do elétron é melhor medido que a sua energia e, nas condições do LEP, se equivalem. Por outro lado, para os elétrons (pósitron) do feixe tem-se $p_{feixe} \approx E_{feixe}$.

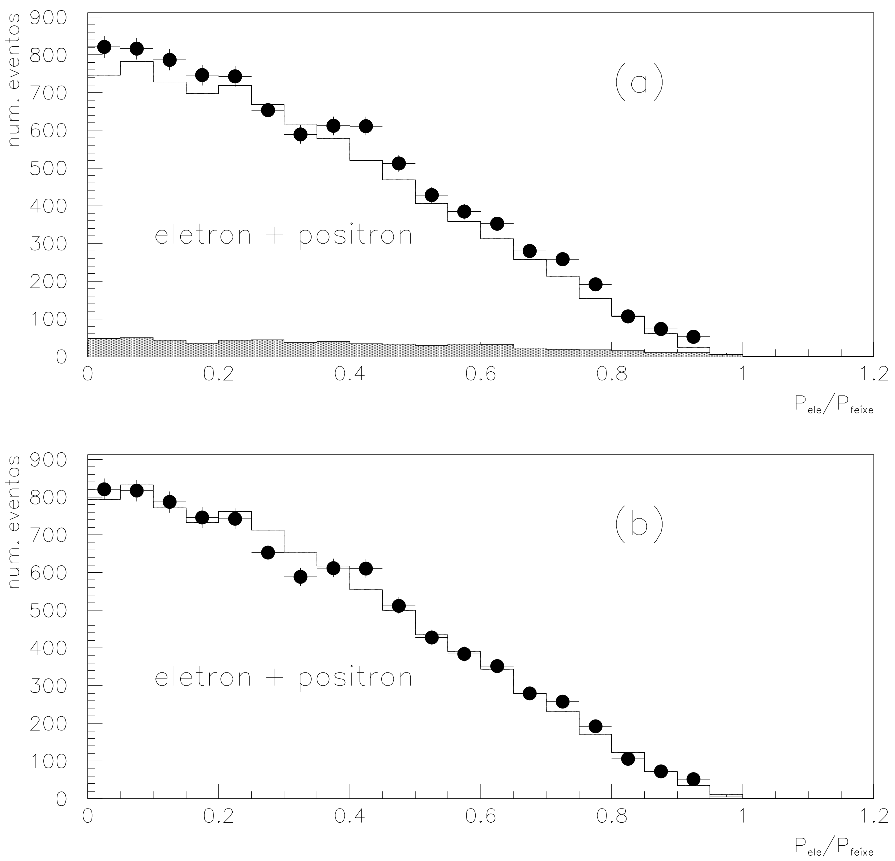

Figura 7.30: Distribuição do momento P_{ele} para candidatos a elétron ou pósitron provenientes do decaimento do τ. A interpretação é a mesma apresentada na figura 7.28.

a partir da expressão 6.81, tal que:

$$F(x) = \frac{1}{\Gamma^+}\frac{d\Gamma^+}{dx} + \frac{1}{\Gamma^-}\frac{d\Gamma^-}{dx} \tag{7.51}$$

onde é assumida a invariância da interação eletrofraca relativa a operação CP, de modo que P_τ seja o mesmo para τ^+ e τ^-.

Em termos dos polinômios explicitados na equação 6.83, tem-se:

$$F(x) = 2(f_0(x) + \frac{4}{9}f_\rho(x)) = 2 - \frac{4}{9}\rho + (4\rho - 6)x^2 + (4 - \frac{32}{9}\rho)x^3 \tag{7.52}$$

A expressão acima é um método original que permite explicitar a distribuição a ser ajustada em função apenas de ρ, além de praticamente dobrar a estatística experimental, uma vez que as distribuições de pósitrons e elétrons assemelham-se. Com isto mede-se um valor de ρ mais preciso.

A distribuição experimental dos candidatos a elétrons (pósitrons) deve ser corrigida devido à migração dos valores do momento entre diferentes *bins*, causada pelas resoluções dos detectores na reconstrução dos eventos[4]. Assim, é construída a matriz de resolução S, de forma que:

$$S_{ij} = \frac{\mathcal{N}^{sg}_{ij}}{\mathcal{N}^{sg_r}_{j}} \tag{7.53}$$

onde, seguindo a nomeclatura definida na tabela 7.2, $\mathcal{N}^{sg}_{ij}$ é o número de sinais gerados no *bin* i da fração de momento, porém reconstruídos no *bin* j, e $\mathcal{N}^{sg_r}_{j}$ é o número de sinais reconstruídos no *bin* j.

A figura 7.31 representa a matriz S, definada de modo que:

$$\sum_i S_{ij} = 1 \tag{7.54}$$

Desta forma a distribuição reconstruída é corrigida, obtendo-se a gerada $\mathcal{N}^{sg}$ antes da aplicação da simulação dos detectores:

$$S_{ij}\mathcal{N}^{sg_r}_{j} = \mathcal{N}^{sg}_{i} \tag{7.55}$$

[4]**São chamados como gerados os eventos puros, simulados por MC, e como reconstruídos aqueles correspondentes aos gerados que passaram pela simulação do DELSIM, foram reconstruídos pelo DELANA e corrigidos pelo ELEPHANT.**

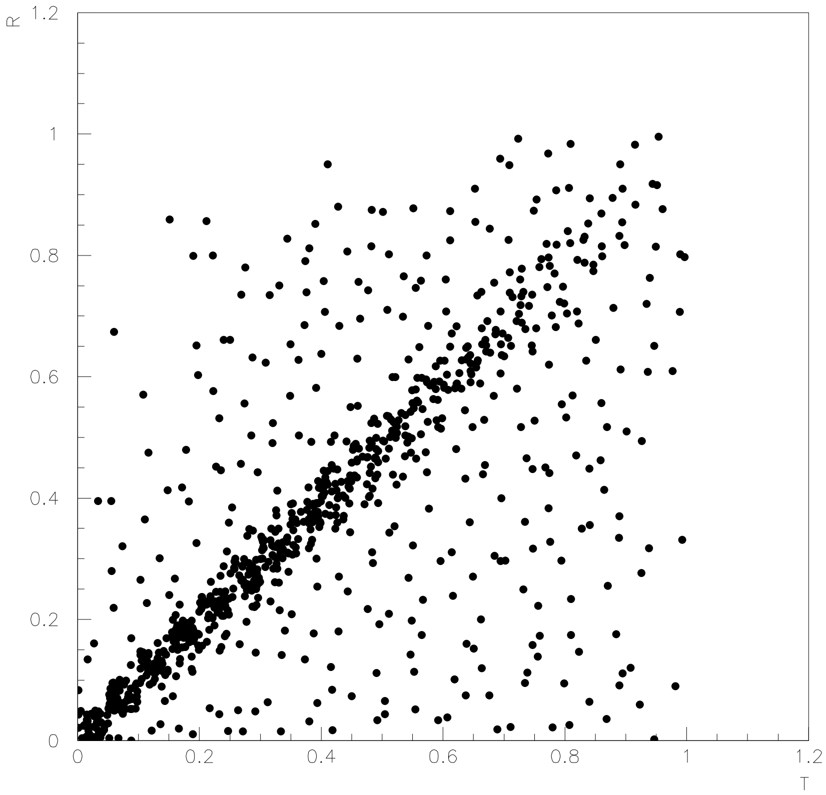

Figura 7.31: Representação da matriz de resolução S_{ij} em termos das distribuições de momentos gerados para o canal estudado, antes e após a reconstrução do DELANA.

Seguindo a expressão acima, a distribuição experimental corrigida N é dada por:

$$N_i = S_{ij}\Big(\frac{\alpha_j^{sg} N_j^s}{\varepsilon_j^{sg}}\Big) \tag{7.56}$$

onde ε_j e α_j são a eficiência de seleção e a pureza estimada da amostra N^s de candidatos selecionados no *bin* j.

Na figura 7.32 é mostrada a distribuição de momento para uma amostra gerada $\mathcal{N}^{sg}$ confrontada com a experimental N^{sg}.

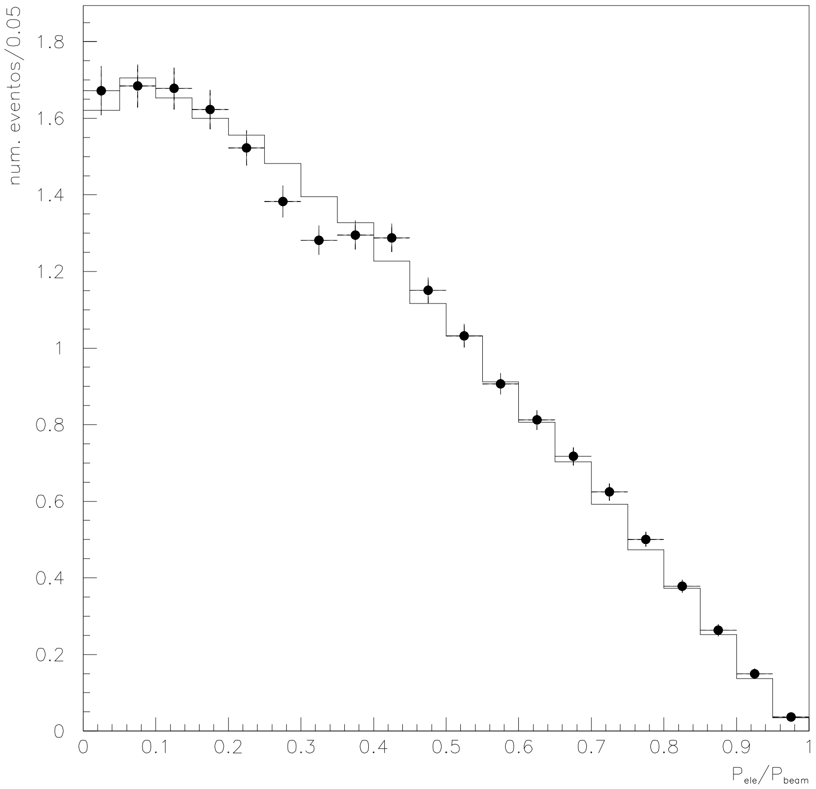

Figura 7.32: Distribuições do momento para uma amostra de eventos gerados (linha cheia), antes da simulação do DELSIM, e experimental (pontos com barras de error), selecionado e corrigido pela eficiência de seleção e resoluções dos detectores. O número de eventos é normalizado a $1/\Delta x$, onde $\Delta x = 0.05$ é a largura de cada *bin* da fração de momento.

O método de ajuste é o dos mínimos quadrados, onde o valor de χ^2 é dado por:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{20} \frac{(F_i - \frac{N_i}{\Delta x})^2}{\sigma^2(\frac{N_i}{\Delta x})} \tag{7.57}$$

sendo $\sigma^2(\frac{N_i}{\Delta x})$ o erro quadrático do número de eventos N_i dividido pela largura $\Delta x = 0.05$ de cada *bin* e F_i o valor esperado teórico da função $F(x)$ no *bin* i da fração de momento.

A figura 7.33 mostra o ajuste da distribuição $F(x)$ ao valor experimental N. Obteve-se o seguinte resultado:

$$\rho = 0.7454 \pm 0.0231 \tag{7.58}$$

para o valor de $\chi^2/n.d.f. = 1.59$. A expressão acima apresenta apenas o erro estatístico.

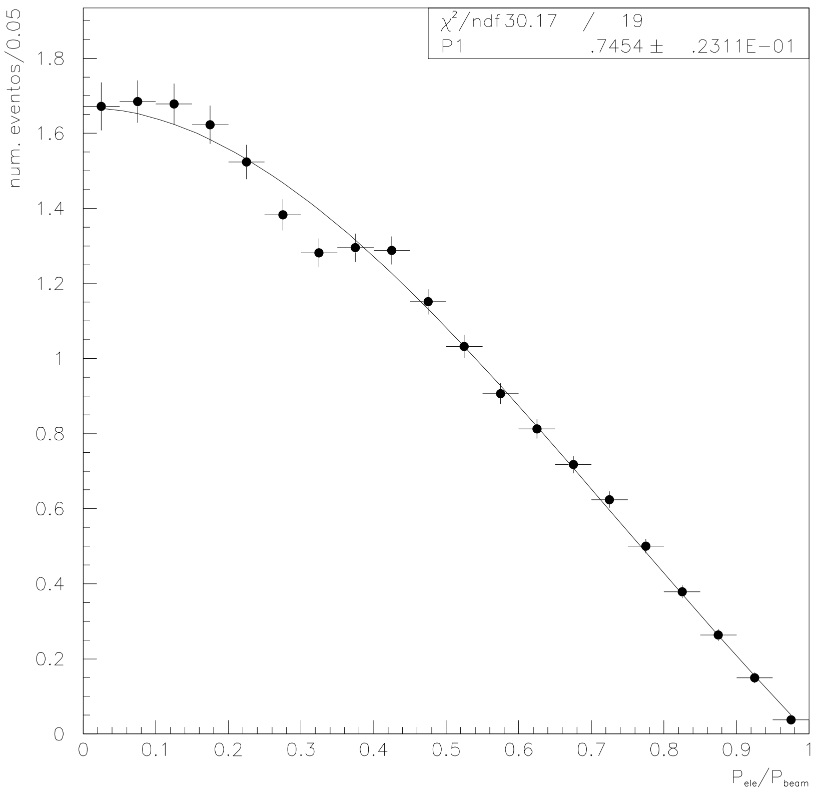

Figura 7.33: Ajuste da distribuição da fração de momento teórico aos dados experimentais.

7.7 Erro Sistemático

O objetivo do estudo do erro sistemático, associado à medida de ρ, é avaliar a estabilidade dos critérios utilizados na seleção dos eventos.

São consideradas três as fontes de erros sistemáticos:

1. Estimativa da eficiência de seleção;

2. Estimativa da pureza da amostra;

3. Estatística para a construção da matriz de migração.

Nos três casos, o erro sistemático σ_{sys} é avaliado em termos da variação do valor central medido de ρ (expressão 7.58) em função dos valores utilizados nos critérios de seleção.

$$\sigma_{sys} = \frac{|\rho_1 - \rho_2|}{2} \tag{7.59}$$

onde ρ_1 e ρ_2 são os valores medidos de ρ segundo dois valores diferentes utilizados dentro de um mesmo critério.

Na avaliação do erro sistemático proveniente da estimativa da eficiência, estuda-se a estabilidade dos cortes empregados em cada etapa variando-se os valores de cada um, de acordo com o citado no início da seção 2.4. Alguns cortes apresentam erros sistemáticos desprezíveis, não sendo considerados nesta avaliação. A tabela 7.7 mostra os valores obtidos para esses erros em cada corte, onde o valor total é a soma quadrática dos erros de cada etapa.

Para a avaliação do erro sistemático introduzido pela estimativa da pureza na amostra, o estudo é feito variando-se as proporções de *backgrounds* definidas na tabela 7.3 em 30% de seus valores para mais e para menos. A tabela 7.8 mostra o resultado para cada *background*.

Avalia-se o erro sistemático, introduzido pela construção da matriz de migração, variando-se a estatística do Monte Carlo dentro do valor de 1 sigma do valor total de eventos gerados. Obtem-se o valor 0.0008 para este erro.

Corte	Erro Sistemático	Corte	Erro Sistemático
global-1.	0.0071	id-1.	0.0026
global-4.	0.0002	id-2.	0.0014
global-5.	0.0041	id-4.	0.0009
global-6.	0.0060	id-7.	0.0045
global-7.a	0.0069	id-8.a-b	0.0051
global-7.b	0.0054	id-9	0.0020
global-7.c	**0.0176**	id-10.a	0.0055
global-7.d	**0.0237**	id-10.b	0.0038
Total	0.0324	Total	0.0102

Tabela 7.7: Erros sistemáticos associado à estimativa da eficiência de seleção. Os valores apresentados em negrito são referentes às maiores fontes de erro sistemático.

Background	Erro Sistemático
Interno	0.0074
Bhabha	0.0228
$\gamma\gamma$	0.0019
di-múon	0.0003
$q\bar{q}$	0.0006
Total	0.0241

Tabela 7.8: Erros sistemáticos introduzidos na avaliação da pureza da amostra.

As maiores fontes de erros sistemáticos devem-se à eliminação dos eventos Bhabha da amostra. Tanto na tabela 7.7 quanto na tabela 7.8, estas fontes estão associados ao estudo desta contaminação.

É bastante difícil selecionar elétrons (pósitrons) e identificá-los entre aqueles provenientes do τ ou Bhabha, principalmente na região da fração de momento próxima ao valor de 1, onde encontra-se a maioria deste *background*. Nesta região a estatística é baixa e qualquer variação na eficiência de seleção, ou na pureza da amostra, afeta de maneira sensível o valor de ρ.

A figura 7.34 mostra que as variações dos cortes global-7.d (e de maneira semelhante global-7.c) de um mesmo valor, para mais ou para menos daquele utilizado na seleção, levam a desvios consideráveis em relação ao valor medido $\rho = 0.7454$. Este comportamento correlaciona-se ao domínio do polinômio $f_\rho(x)$ em relação a $f_0(x)$ no espectro da fração de momento acima de 0.5, como mostra a figura 6.5. Assim, é esperada uma maior sensibilidade do espectro relativo ao parâmetro ρ nessa região. Por outro lado, este é o intervalo da fração de momento mais crítico em relação à contaminação por Bhabha. Para o corte p_{rad} (ou E_{rad}) em valores maiores do que 1, a influência é da má reconstrução dos eventos devido às resoluções dos detectores. Nesse caso o número de Bhabhas aumenta na amostra final, mas também cresce a eficiência de seleção. Por outro lado, para cortes p_{rad} (ou E_{rad}) em valores menores do que 1, além da diminuição da eficiência de seleção, o espectro de momento é truncado a valores menores do que o intervalo físico esperado para esta distribuição (teoricamente $p_{ele}/p_{feixe} \leq 1$), comprometendo a medida de ρ. Provando este fato, para $p_{rad} < 0.9$ tem-se $\chi^2/n.d.f. = 18.92$ para o ajuste teórico.

O resultado de toda esta estimativa é um erro sistemático total de 0.0417.

7.8 Os Parâmetros de Michel ξ e δ

A tentativa de obtenção dos parâmetros ξ e δ foi feita segundo dois métodos. No primeiro tentou-se o ajuste da distribuição teórica à distribuição experimental para os elétrons e os pósitrons separadamente. Porém as distribuições são insensíveis aos valores de ξ e δ, sendo dominadas pelos polinômios $f_0(x)$ e $f_\rho(x)$, como mostra a figura 6.5. A polarização também não foi obtida, pois de acordo com a expressão (6.81) ela é determi-

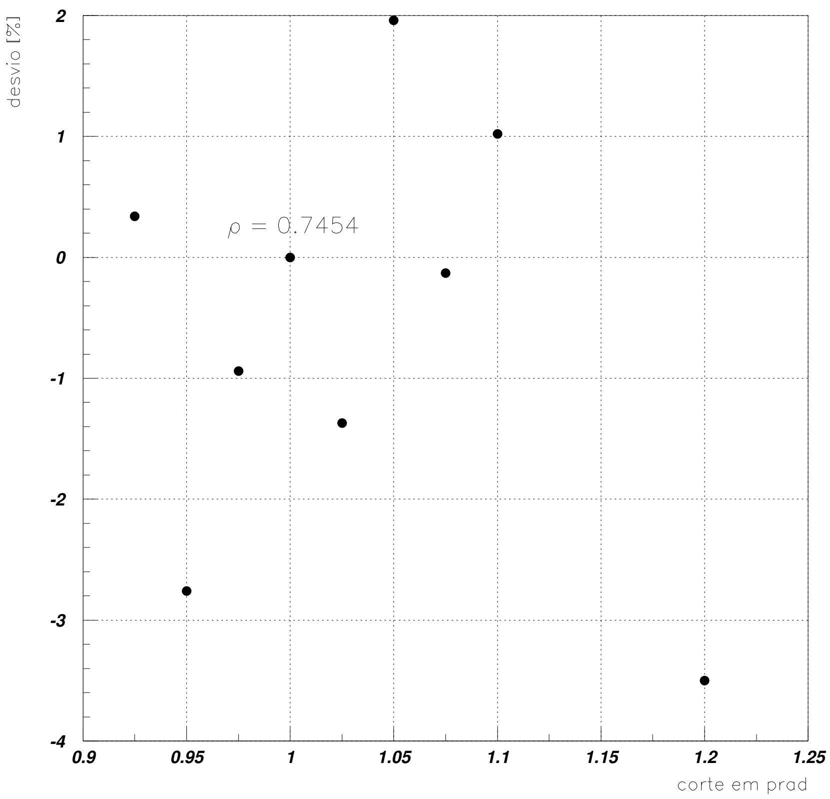

Figura 7.34: Desvio (em porcento) do valor medido de ρ para diversos valores de corte na variável prad.

nada a partir dos produtos $P_\tau\xi$ e $P_\tau\delta\xi$. De fato, reordenando esta expressão, obtem-se para os pósitrons:

$$\frac{1}{\Gamma^+}\frac{d\Gamma^+}{dx} = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 \tag{7.60}$$

onde:

$$a_0 = 2 - \frac{4}{9}\rho - \frac{2}{3}P_\tau\xi + \frac{4}{9}P_\tau\delta\xi \tag{7.61}$$

$$a_1 = \qquad 4P_\tau\xi - \frac{16}{3}P_\tau\delta\xi \tag{7.62}$$

$$a_2 = -6 + 4\rho - 6P_\tau\xi + 12P_\tau\delta\xi \tag{7.63}$$

$$a_3 = 4 - \frac{32}{9}\rho + \frac{8}{3}P_\tau\xi - \frac{64}{9}P_\tau\delta\xi \tag{7.64}$$

A matriz que representa o sistema de equações acima possui determinante igual a zero, logo este sistema não possui um conjunto único de parâmetros como solução.

O segundo método é similar ao utilizado para a obtenção do parâmetro ρ, porém subtraindo-se as distribuições de pósitron e de elétrons:

$$F(x) = \frac{1}{\Gamma^+}\frac{d\Gamma^+}{dx} - \frac{1}{\Gamma^-}\frac{d\Gamma^-}{dx} \tag{7.65}$$

tal que:

$$F(x) = (\frac{-4}{3}P_\tau\xi + \frac{8}{9}P_\tau\delta\xi) + (8P_\tau\xi - \frac{32}{3}P_\tau\delta\xi)x + (-12P_\tau\xi + 24P_\tau\delta\xi)x^2 + (\frac{16}{3}P_\tau\xi - \frac{128}{9}P_\tau\delta\xi)x^3 \tag{7.66}$$

O problema deste método consiste no fato das distribuições possuirem estatísticas altas e semelhantes, de forma que $F(x)$ apresentará valores de x muito menores que seus erros. Assim, qualquer tentativa de ajuste conduz a incertezas estatísticas muito grandes, se comparadas com os valores esperados dos parâmetros a serem ajustados.

Capítulo 8

Conclusão

São apresentados a seguir os principais resultados obtidos neste trabalho. A primeira seção é dedicada ao desenvolvimento do detector de radiação síncrotron, enquanto o segundo versa sobre a obtenção do parâmetro de Michel ρ.

8.1 Detector

O Detector de Radiação Síncrotron mostrou-se capaz de fornecer informações sobre o tempo de vôo e a energia da radiação síncrotron e das partículas de mínima ionização, com grande precisão e rapidez. Assim, os níveis de radiação síncrotron nas vizinhanças da TPC podem ser monitorados, contribuindo para as decisões do acionamento da alta voltagem deste subdetector e prevenindo-o de danos causados pelas altas taxas de *background*, e as fontes de radiação podem ser identificadas.

Na tabela 8.1 são mostradas as resoluções e as calibrações para a medida da energia e do tempo de vôo para o aparato final, hoje em operação rotineira no DELPHI.

Uma das características principais do SRD é a de ser um detector totalmente independente do sistema de aquisição do DELPHI, tornando-o um monitor operacional em regime

	ADC $[keV]$	TDC $[m]$
resolução	3.97	0.62
calibração por canal	0.24	0.152

Tabela 8.1: Resolução e calibração final para a medida da energia e do tempo de vôo, convertido para unidades de metro.

de tempo integral. Isto o faz único entre os experimentos do LEP no que diz respeito a observação das taxas de *background* provenientes de fótons síncrotrons, permitindo obter informações durante o regime de pré-física do acelerador, quando os feixes são ajustados para serem postos em colisão. Além disso, ainda fornece informações sobre os elétrons e pósitrons de mínima ionização que escapam do duto condutor dos feixes.

Alguns detalhes sobre este detector e informações atualizadas sobre a análise dos dados podem ser encontradas na referência [75].

8.2 Parâmetro de Michel ρ

A seleção dos candidatos ao canal $\tau \to e\nu\bar{\nu}$ $(e = e^-, e^+)$ foi realizada com uma eficiência de $(57.122 \pm 0.093)\%$, resultando numa amostra final com $(93.345 \pm 0.468)\%$ de pureza. O parâmetro de Michel ρ foi obtido usando um método original de ajuste, fazendo a soma das distribuições dos momentos nos processos $\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$ e $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$, assumindo a invariância CP. Obtem-se uma distribuição dependente apenas deste parâmetro e com uma estatística de 9023 eventos selecionados.

Foi levado em conta o efeito de migração de eventos entre diferentes *bins* de momento, corrigindo a distribuição experimental através da matriz de resolução S.

O valor de ρ foi obtido empregando o método dos mínimos quadrados e o resultado do ajuste foi:

$$\rho = 0.7454 \pm 0.0231, \qquad \chi^2/n.d.f. = 1.59 \tag{8.1}$$

O erro sistemático total foi estimado em 0.0417.

O resultado expresso em 8.1 está em total acordo com a previsão do acoplamento $V - A$ para a interação eletrofraca, descrita pelo Modelo Padrão.

A figura 8.1 mostra o valor de ρ obtido nesta tese e em outros experimentos [49] usando o canal $\tau \to e\nu\bar{\nu}$. É mostrado ainda o valor previsto pelo Modelo Padrão. Para os valores medidos pela colaborção ARGUS, foram usados eventos $\tau \to e\nu\bar{\nu}$ somente para processos onde foram identificados um par $\tau^+\tau^-$, onde um dos taus decai em elétron (pósitron) e o outro em μ^+ (μ^-). A distribuição da fração de momento do elétron (pósitron) identificado é correlacionada ao produto do outro tau. Neste caso a estatística é reduzida pela exigência de que o evento apresente o par $\tau^+\tau^-$. A colaboração ALEPH também usa um método baseado na correlação entre o decaimento do τ^+ e do τ^- no mesmo evento, porém usando também processos semi-leptônicos com um dos taus decaindo em elétron (pósitron) e o outro em hádrons.

Não foi possível obter os outros parâmetros de Michel ξ e $\delta\xi$, mesmo conhecendo-se ρ. O fato é que a distribuição para o canal leptônico utilizado não apresentou sensibilidade suficiente para a determinação destes parâmetros, sendo dominada pela contribuição proveniente dos polinômios $f_o(x)$ e $f_\rho(x)$, como mostrado na figura 6.5.

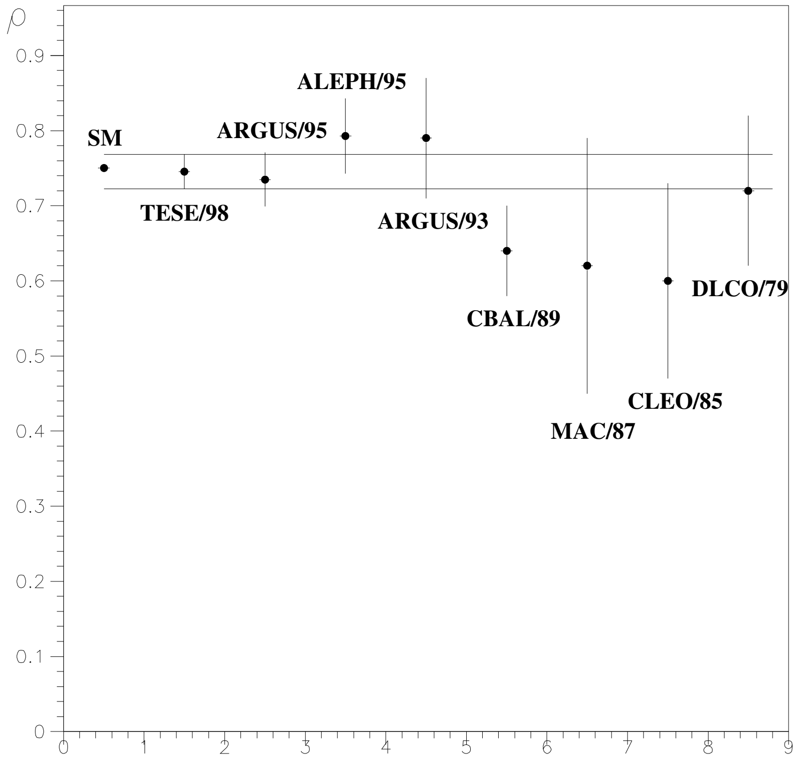

Figura 8.1: Valores obtidos para o parâmetro de Michel ρ nesta tese e em outros experimentos. As barras verticais são os erros estatísticos de cada medida.

8.3 Sumário da Atividades

Durante o período em que realizei meu projeto de tese de doutoramento, tive a oportunidade de trabalhar em dois tópicos que se complementam: o desenvolvimento de um detector e a análise de dados referente a um teste do Modelo Padrão. No primeiro caso adquiri conhecimentos sobre eletrônica, desenvolvimento de *hardware* para aquisição, métodos de controle de contaminações nos dados e desenvolvimento de *software* de aquisição. Por outro lado, no segundo caso pude desenvolver meus conhecimentos a cerca da Física das Partículas Elementares, tanto no tocante à teoria como na análise dos dados.

Concluíndo o trabalho, darei início a elaboração de Notas Internas no DELPHI, referentes as duas partes discutidas na tese, visando publicações em revistas especializadas.

Referências

[1] Proceedings of the LEP Summer Study, CERN 79-1.

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

[3] L3 Collaboration, The Construction of the L3 Experiment, NIM A289 (1990)35-102.

[4] ALEPH Collaboration, A Detector for Electron-Positron Annihilations at LEP, NIM A294 (1990)121.

[5] OPAL Collaboration, The OPAL Detector at LEP, NIM A305 (1991)275-319.

[6] LEP collaboration, A Combination of Preliminary Eletroweaks Measurements and Constraints on the Standard Model, DELPHI 97-30 PHYS 683.

[7] DELPHI Collaboration, The DELPHI Detector at LEP, NIM A303 (1991)233.

[8] F.M. Matorras, Determinación de Parámetros Electrodébiles por Medio de la Reacción $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ en el Experimento DELPHI del Acelerador LEP, Tese de Doutorado, Universidade de Cantabria, Espanha, 3 de fevereiro de 1992.

[9] G. Valenti et al, Basic Concepts and Architectural Details of the DELPHI Trigger System, CERN-EPC/94-18.

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

[11] DELPHI Collaboration, Performance of the DELPHI Detector, CERN-PPE/95-194.

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

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

[14] Vertex Detector DELPHI Collaboration, The DELPHI Silicon Strip Microvertex Detector with Double Sided Readout, NIM A368 (1996)314.

[15] M. Berggren et al, NIM A289 (1984)477.

H.G. Fischer et al, NIM A265 (1988)218.

[16] P. Checchia et al, NIM A275 (1989)49.

[17] G.D. Alekseev et al, NIM A269 (1988)652.

[18] W. Adam et al, NIM A338 (1994)284.

[19] G. von Holtey, Estimates of Particles Backgrounds at the LEP Detectors, CERN-LEP-BI/88-52.

[20] H. Burkhardt, G. von Holtey, J. Miles, J. Rothberg, Experience with Particle Background at LEP, CERN-SL/94-25 (EA).

G. von Holtey, Simulation of Photon Background to LEP Detectors at 90 GeV Beam Energy, CERN-SL/92-54 (EA).

[21] E. Falk, V. Hedberg, G. von Holtey, Simulation of Off-Energy Electron Background in DELPHI, CERN-SL/97-004.

[22] G. von Holtey, Off-energy Electron Background with Bunch Trains in LEP, CERN-SL/95-86.

[23] H. Burkhardt, G. Von Holtey, A. Ball, Particle Background at LEP with Head-On colliding Bunch Trains, CERN-SL/96-033.

[24] W. Herr et al, Study of Photon Background with Bunch Train, CERN-SL-MD/95-143.

[25] J. Jackson, Classical Electrodynamics,New York:Wiley,1962, p. 471.

[26] R. Fernow, Introduction to Experimental Particle Physics, Cambridge University Press, 1986, p. 98.

[27] G. von Holtey, Background Control at High Energy, 1994 Chamonix LEPC Meeting.

[28] G. von Holtey, W. Niessen, P.Roudeau, Synchrotron Radiation Masks for LEP2, CERN-SL/94-23

[29] P. Siegrist et al, DELPHI Measurements of Synchrotron Radiation Background, DELPHI 95-178 LEDI 5.

[30] William R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, Second Revised Edition.

[31] G. von Holtey, Proposal for Background MD, CERN comunicação interna, 15/11/95.

[32] E.D. Commins e P.H. Bucksbaum, Weak Interactions of Leptons and Quarks, Cambridge University Press, Cambridge, London, 1983.

[33] E. Fermi, Z. Phys. 88 (1934)161.

[34] G. Gamow e E. Teller, Phys. Rev. 49 (1936)895.

[35] M. Conversi, E. Pancini e O. Piccioni, Phys. Rev 68(1946), 232.

[36] C.M. Lattes, H. Muirhead, G.P.S. Occhialini e C.F. Powell, Nature (*London*) 159(1947), 694.

[37] T.D. Lee e C.N. Yang, Phys. Rev. 104(1956), 254.

[38] E.C.G.Sudershan e R.E. Marshak, Phys. Rev. 114(1958), 1329.

[39] M. Morita, Beta decay and Muon Capture, p. 58. W.A. Benjamin Inc., Reading, Massachusetts, 1973.

[40] R. P. Feynman e M. Gell-Mann, Phys. Rev. 110(1958),193.

[41] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10(1963), 531.

[42] W. Pauli, Niels Bohr and the Development of Physics, p. 30. Pergamon Press, Elmsford, N.Y., 1955.

[43] G. Luders, Danske Mat. fys. Medd 28(1954), 5.

[44] C.N. Yang e R. Mills, Phys. Rev. 96(1954), 191.

[45] S.L. Glashow, J. Iliopoulos e L. Maiani, Phys. Rev. D2(1970), 1285.

[46] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19(1967), 1264.

[47] A. Salam, Nobel Symposium, No. 8, p. 367. N. Svartholm. Almquist and Wiksell, Stockholm, 1968.

[48] F.J. Hasert et al., Phys. Lett. B46(1973), 138.

[49] Particle Data Groupe, R.M. Barmett et al, Phys. Rev. D54(1996).

[50] M.L. Perl, Rep. Prog. Phys. 55(1992).

[51] M.L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. 35(1975), 1489.

[52] LEP Collaboration, A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model, SLD Phys. Note 61, abril/1997.

[53] J.P. Miragaia, Measurement of $\tau^+\tau^-$ Pairs from the Z^0 Decays, Tese de Doutorado, Universidade Técnica de Lisboa, Portugal, novembro de 1990.

[54] M. Dam, Tests of the Electroweak Theory with the DELPHI Detector at LEP, Tése de Doutorado, Department of Physics, University of Oslo, abril de 1995.

[55] A. Pich, Tau Physics, CERN-TH.6237/91.

B.C Barish e R. Stroynowski, The Physics of τ Lepton, Phys. Rep. 157, no. 1 (1988) 1-62.

[56] F. Scheck, Leptons, Hadrons and Nuclei, p. 319, North-Holland Physics Publishing, Amsterdam, The Netherlands, 1983.

[57] F.Scheck, Phys. Rep. (Rev. Section of Phys. Lett.), 44, no.4(1978), 187-248.

[58] L. Michel, Proc. Phys. Soc. London, A63(1950), 514.

[59] R. Plano, Phys. rev, 119(1960), 1400.

[60] M. Bardon, P. Norton, J. Peoples, A.M. Sachs e J. Lee-Franzini, Phys. Rev. Lett., 14(1965), 449.

[61] B. Sherwood, Phys. Rev., 156(1967), 1475.

[62] D. Fryberger, Phys. Rev, 166(1968), 1379.

[63] C. Nelson, Phys. Rev, D40(1989), 123.

[64] DELPHI collaboration, DELPHI Data Analysis Program (DELANA), DELPHI 89-44 PROG 137.

DELPHI collaboration, Description of the DELANA Pilot Record and DST Content, DELPHI 97-171 PROG 225.

[65] DELPHI collaboration, Description of the DELPHI DST Content, DELPHI 94-161 PROG 210.

[66] DELPHI collaboration, DELPHI Event Generation and Detector Simulation, DELPHI 89-68 PROG 143.

[67] S. Jadach, B.F.L. Ward e Z. Was, Comp. Phys. Commun., 66(1991), 276.

[68] F.A. Berends, W. Hollik e R. Kleiss, Nucl. Phys., B304(1988), 712.

M. Bohm, A. Danner e W. Hollik, Nucl. Phys., B304(1988), 687.

[69] J.E. Campagne e R. Zitoun, Z. Phys., C43(1989), 469.

[70] 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.

[71] DELPHI collaboration, TAUPLUS - A Tau Physics Analysis Package - Version 5.4, DELPHI 98-15 PROG 229.

[72] O. Couet et al., PAW Physisc Analysis Workstation, CERN Program Library, versão 2.08/14, 1997.

[73] M. Feindt, C. Kreuter e O. Podobrin, ELEctron PHoton ANalysis Tool ELEPHANT, DELPHI 96-82 PROG 217.

[74] DELPHI collaboration, Measurements of the τ Polarisation in Z^0 Decays, CERN-PPE 95-30.

[75] http://wwwcn.cern.ch/~lethuill/physics/sil/