Análise de interações $e^+e^- \to Z^0(\gamma) \to \tau^+\tau^-(\gamma)$ no experimento DELPHI a $\sqrt{s}$=172 GeV

Tese de Mestrado

Roberto da Silva

Orientadora: Marcia Begalli
Co-orientadora: María Elena Pol

Resumo

Trabalhamos com dados **reais** e **simulados** vindos do DELPHI, um dos experimentos do acelerador LEP do CERN, na fronteira franco-suíça. Nosso objetivo era estudar os eventos $e^+e^- \to Z^0(\gamma) \to \tau^+\tau^-(\gamma)$ com energias de centro de massa de 172 GeV (sinal), separando-os dos demais (fundo). Para isso, estudamos as **simulações**, tanto do sinal quanto do fundo, e desenvolvemos um conjunto de critérios de seleção, que permitem rejeitar quase todo o fundo (99,99%), mantendo boa quantidade de sinal (cerca de 15%). Dificuldades foram trazidas principalmente por eventos de fundo com radiação de estado inicial, que têm topologias semelhantes às dos eventos de sinal. Aplicando nossa seleção aos dados **reais**, obtivemos os eventos de **sinal**.

Como resultado, obtivemos a seção de choque desse tipo de interação. Encontramos um valor que está de acordo com a previsão teórica (segundo o Modelo Padrão) e com outros resultados experimentais, embora não tenhamos encontrado análises como esta, na qual não há restrições nas energias dos fótons de radiação inicial.

Abstract

We have worked over **real** and **simulated** data from DELPHI, one of LEP collider's experiments at CERN, on Switzerland-France border. Our goal was to study the events $e^+e^- \rightarrow Z^0(\gamma) \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ at center of mass energies of 172 GeV (signal), separating them from the remaining ones (background). So, we have studied both the signal and the background **simulations**, developing a set of selection criteria, which allow us to reject almost all background (99,99%) and to keep a good number of signal events (near 15%). Problems came from Intitial State Radiation (ISR) background events which emulate signal topologies. Applying our selection to **real** data, we have found the signal events.

As a result, we have found the cross section for this kind of interaction. Our value agrees with the theoretical prediction (calculated according to Standard Model) and we have found some agreement with experimental results, although we haven't found any analysis which, like ours, have no restriction on ISR photons energies.

Índice

Figuras

Tabelas

Introdução

Neste trabalho, estudamos as interações $e^+e^- \rightarrow Z^0(\gamma) \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ a uma energia de centro de massa ($\sqrt{s}$) de 172 GeV ocorridas no experimento DELPHI, do acelerador LEP do CERN, localizado na fronteira franco-suíça.

No capítulo 1, apresentamos o cálculo, segundo o Modelo Padrão, da seção de choque do tipo de interação que queremos estudar.

No capítulo 2, é descrito o LEP (com outros aceleradores que são utilizados como estágios de pré-aceleração). Já no capítulo 3, descreve-se o detector DELPHI e o processamento dos dados dele provenientes, bem como os eventos obtidos através de simulações dos diferentes tipos de interações ocorridas e de suas detecções pelo experimento.

É importante ressaltar que não trabalhamos diretamente com o aparato experimental, apenas utilizamos os dados dele provenientes para realizar a análise que é mostrada nos capítulos seguintes. Estudamos uma amostra representativa, como explicado no capítulo 4, das simulações já mencionadas para encontrar as características de cada tipo de interação, que permitem distinguir os eventos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ (sinal) dos demais eventos (fundo). Também explicamos os problemas de detecção que dificultaram essa identificação. Tendo obtido, com base em simulações, os critérios que permitem eliminar o maior número possível de eventos de fundo, mantendo o maior número possível de eventos de sinal, aplicamos essa nossa seleção aos dados reais para obter os eventos $e^+e^- \rightarrow Z^0(\gamma) \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$. Isto feito, calculamos a seção de choque desse tipo de interação e analisamos os resultados encontrados.

Capítulo 1

Seção de choque da interação $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$

Interações entre elétrons e pósitrons de mesma energia e momentos opostos, como as que ocorrem no LEP, têm algumas características importantes:

- a energia disponível no centro de massa para a produção de novas partículas é a soma das energias das partículas incidentes;
- o centro de massa está em repouso (no referencial de laboratório) no momento da colisão;
- as partículas iniciais comportam-se como partículas pontuais.

Com isto, torna-se mais simples a descrição da interação $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$ segundo o Modelo Padrão.

Calculamos a aproximação de primeira ordem para a seção de choque da interação $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$, como será mostrado a seguir.

Também fazemos algumas considerações sobre as correções de segunda ordem, sobretudo aquela relativa à possibilidade de emissão de um fóton de radiação de estado inicial, representado como (γ), no processo $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$.

1.1 Cálculo em primeira ordem

Estudamos aqui o processo $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ que pode ocorrer via interação eletromagnética ou corrente neutra fraca, como mostrado nos diagramas de Feynman (de primeira ordem) da figura 1.1.

De acordo com as regras de Feynman (ver [1]), as amplitudes correspondentes à interação eletromagnética mediada por um fóton ($\mathcal{M}_\gamma$) e à interação fraca mediada pelo bóson Z^0 de massa M_Z ($\mathcal{M}_Z$) valem:

$$\mathcal{M} = J^\mu \mathcal{P} J_\mu^\dagger \tag{1.1}$$

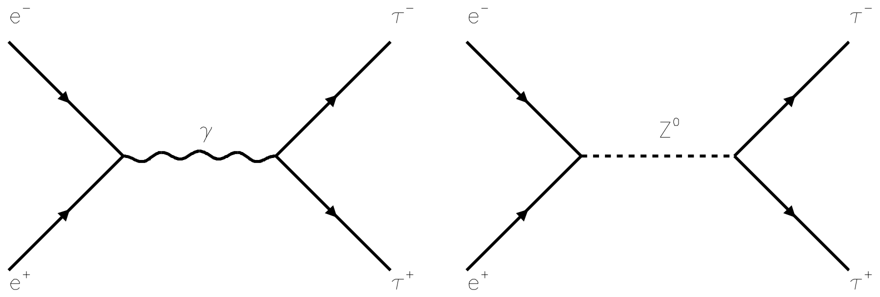

Figura 1.1: Interações eletromagnética (à esquerda) e via corrente neutra fraca (à direita).

onde os J_μ são as correntes e $\mathcal{P}$ é o propagador.

Assim[1]:

$$\mathcal{M}_\gamma = [ie'\bar{\tau}\gamma^\mu\tau]\left[\frac{1}{k^2}\right][ie'\bar{e}\gamma_\mu e] = -\frac{e'^2}{k^2}(\bar{\tau}\gamma^\mu\tau)(\bar{e}\gamma_\mu e) \tag{1.2}$$

$$\mathcal{M}_Z = -\frac{g^2}{4\cos^2\theta_W}\left[\bar{\tau}\gamma^\nu\left(c_V - c_A\gamma^5\right)\tau\right]\left[\frac{g_{\nu\sigma} - \frac{k_\nu k_\sigma}{M_Z^2}}{k^2 - M_Z^2}\right]\left[\bar{e}\gamma^\sigma\left(c_V - c_A\gamma^5\right)e\right] \tag{1.3}$$

Nas equações acima, k é o momento do bóson intermediário, e' é o módulo da carga eletrônica, τ e e são, respectivamente, os spinores do lépton τ e do elétron. Além disso, o primeiro termo entre colchetes é a corrente $\tau^+\tau^-$ e o terceiro, a corrente e^+e^-. Note-se que ambas as correntes têm estrutura $V - A$ (ver [1]). O segundo termo representa o propagador da interação. As constantes de acoplamento axial c_A e vetorial c_V são dadas por:

$$c_V = T^3 - 2sen^2\theta_W Q \tag{1.4}$$

$$c_A = T^3 \tag{1.5}$$

onde T^3 é a terceira componente do isospin fraco (ver [1]) e Q, a carga da partícula (em termos de e').

Concluímos, então, que estas constantes têm valores idênticos para os três léptons (o que é denominado universalidade dos léptons).

As massas dos léptons são muito menores do que E_{cm}/c^2 (E_{cm} é a energia de centro de massa da interação, que é próxima de 200 GeV), então podem ser desprezadas de maneira que a equação de Dirac para o pósitron incidente fica:

$$k_\sigma\bar{e}\gamma^\sigma = 0 \tag{1.6}$$

[1]Neste cálculo, utilizamos $c = 1$.

Logo, podemos escrever $\mathcal{M}_Z$ explicitando as componentes de polarização para a direita (D) e para a esquerda (E) dos spinores:

$$\mathcal{M}_Z = -\frac{\sqrt{2}GM_Z^2}{s - M_Z^2}\left[c_D\left(\bar{\tau}_D\gamma^\mu\tau_D\right) + c_E\left(\bar{\tau}_E\gamma^\mu\tau_E\right)\right]\left[c_D\left(\bar{e}_D\gamma_\mu e_D\right) + c_E\left(\bar{e}_E\gamma_\mu e_E\right)\right] \tag{1.7}$$

com $c_{E(D)} = c_V + (-)c_A$.

Separando, desta maneira, as componentes de polarizações diferentes, existem quatro configurações possíveis com produções de partículas polarizadas. Uma das possibilidades, por exemplo, leva à seguinte seção de choque diferencial:

$$\frac{d\sigma(e_E^+e_D^- \to \tau_E^-\tau_D^+)}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}(1+\cos\theta)^2|1 + rc_Ec_E|^2 \tag{1.8}$$

com:

$$r = \frac{\sqrt{2}GM_Z^2}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z}\left(\frac{s}{e^2}\right) = \frac{\sqrt{2}GM_Z^2}{(s-M_Z^2)^2 + (M_Z\Gamma_Z)^2}\left(\frac{s}{e^2}\right)\left[(s - M_Z^2) - iM_Z\Gamma_Z\right] \tag{1.9}$$

onde Γ_Z é a largura da ressonância Z. O termo em que ela aparece é importante sobretudo quando $s \approx M_z^2$.

Para encontrar a seção de choque diferencial final, não polarizada, basta tomar a média das quatro seções de choque diferenciais polarizadas. O resultado final é:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}\left[A_0(1+\cos^2\theta) + A_1\cos\theta\right] \tag{1.10}$$

onde θ é o ângulo em relação ao eixo de incidência das partículas iniciais e as grandezas A_0 e A_1 valem:

$$A_0 = 1 + 2c_V^2 Re(r) + |r|^2(c_V^2 + c_A^2)^2 \tag{1.11}$$

$$A_1 = 4c_A^2 Re(r) + 8|r|^2 c_V^2 c_A^2 \tag{1.12}$$

com $Re(r)$ e $|r|^2$ dados por (ver equação 1.9):

$$Re(r) = \frac{\sqrt{2}GM_Z^2}{(s-M_Z^2)^2 + (M_Z\Gamma_Z)^2}\left[\frac{s(s-M_Z^2)}{e^2}\right] \tag{1.13}$$

$$\begin{aligned} |r|^2 &= \left[\frac{\sqrt{2}GM_Z^2}{(s-M_Z^2)^2 + (M_Z\Gamma_Z)^2}\left(\frac{s}{e^2}\right)\right]^2\left[(s-M_Z^2)^2 + (M_Z\Gamma_Z)^2\right] = \\ &= \frac{2G^2M_Z^4}{(s-M_Z^2)^2 + (M_Z\Gamma_Z)^2}\left(\frac{s}{e^2}\right)^2 \end{aligned} \tag{1.14}$$

Integrando a equação 1.10, encontramos a seção de choque final:

$$\sigma = \left(\frac{4\pi\alpha^2}{3s}A_0\right) \tag{1.15}$$

Conhecendo os valores das constantes (extraídos de [2]):

$$\begin{aligned}
c_A &= -0,5008 \pm 0,0008 \\
c_V &= -0,0377 \pm 0,0007 \\
\Gamma_Z &= 2,490 \pm 0,007 \text{ GeV} \\
M_Z &= 91,187 \pm 0,007 \text{ GeV} \\
G &= 1,16639 \times 10^{-5} \pm 10^{-10} \text{ GeV}^{-2} \\
\alpha &= 137,03599976^{-1} \pm 3 \times 10^{-11}
\end{aligned}$$

calculamos as seções de choque σ para diversas energias de centro de massa ($\sqrt{s}$) utilizadas no LEP, obtendo os resultados dispostos na tabela 1.1.

$\sqrt{s}$ (GeV)	σ (pb)
130	8,01
136	6,93
140	6,36
172	3,76
183	3,26

Tabela 1.1: Seções de choque para diferentes valores de $\sqrt{s}$.

1.2 Contribuições de segunda ordem

Devemos frisar que os cálculos anteriores são a aproximação em primeira ordem para a interação $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$. No entanto, verifica-se que as contribuições de segunda ordem modificam significativamente a seção de choque.

Para as energias que estamos estudando, maiores do que $M_Z c^2$ ("pico de massa do Z^0"), quanto maior é a energia, menor é a seção de choque da interação fraca $e^+e^- \to Z^0 \to \tau^+\tau^-$ e mais importante se torna a emissão de um fóton por uma das partículas iniciais (o que é denominado ISR - "Initial State Radiation" - radiação de estado inicial). Para o nosso trabalho, as características mais importantes desse processo [3], mostrado nos diagramas da figura 1.2, são:

- ele causa uma diminuição de aproximadamente 75% da seção de choque para energias de centro de massa próximas ao "pico do Z^0" e um aumento de aproximadamente 100% para as energias mais altas, como mostrado na figura 1.3;

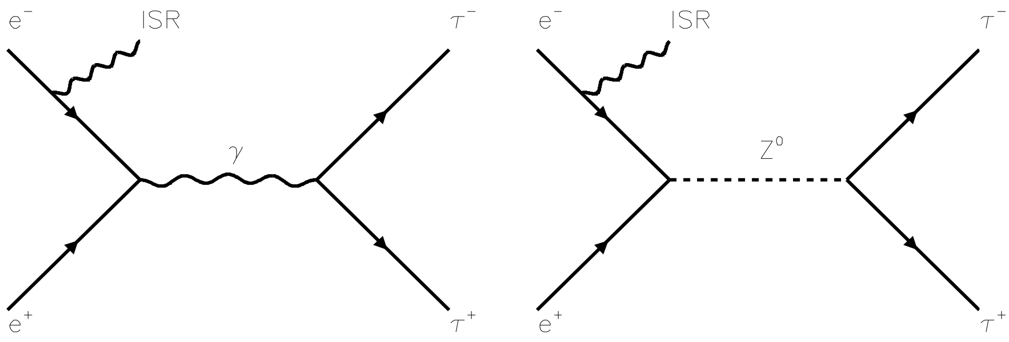

Figura 1.2: Interações com ISR.

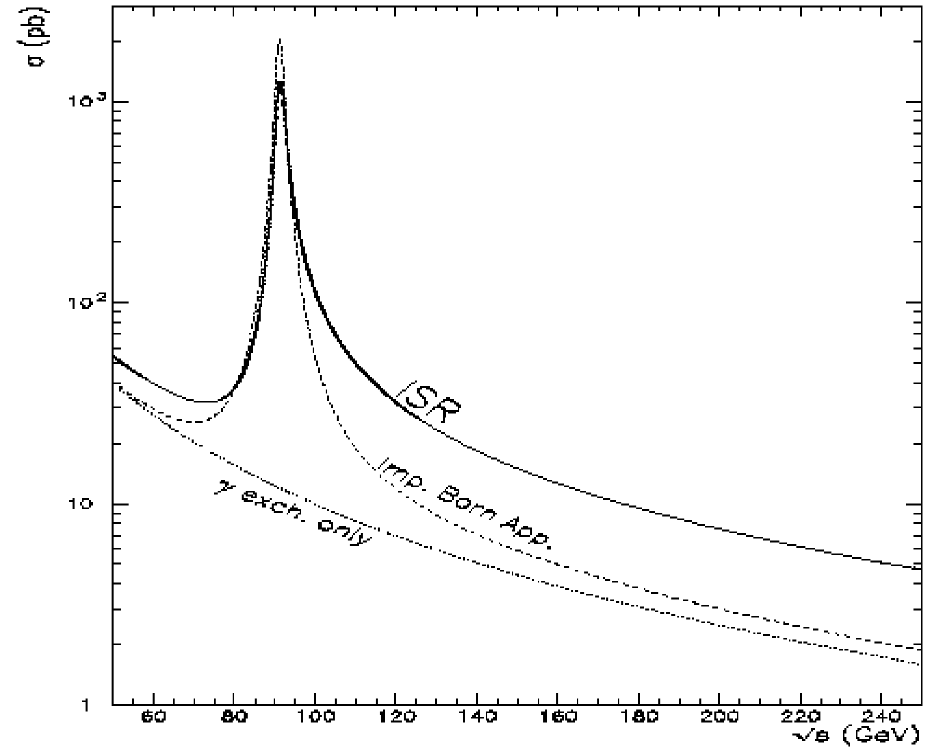

Figura 1.3: Seções de choque: γ *exch. only* é a contribuição devida apenas à troca de um fóton; *Imp. Born App.* (*Improved Born Approximation*, em português, aproximação de Born aperfeiçoada) é a seção de choque dada pela equação 1.15 e *ISR* é essa seção de choque com a correção de ISR. Fonte: [3].

- para grande parte dos eventos, a soma $\sqrt{s'}$ das energias das partículas resultantes, excluído o fóton de ISR, é igual a $M_Z c^2$, como mostrado na figura 1.4;
- na maior parte dos eventos, o fóton de ISR é emitido com um ângulo muito baixo em relação às partículas incidentes, não podendo ser detectado.

Outras contribuições vêm de "loops"(ciclos), ou seja, processos onde as partículas são criadas e destruídas em seguida; exemplos, incluídos na figura 1.5, são a emissão de um fóton que é reabsorvido pela partícula que o emitiu, ou pela outra partícula inicial, e a criação e aniquilação de um par férmion-antiférmion no processo $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to f\bar{f} \to Z^0/\gamma \to \tau^+\tau^-$, onde Z^0/γ significa que o bóson intermediário pode ser o Z^0 ou o fóton[2].

Também contribuem diagramas de "caixas", ou seja, de produção de pares de bósons intermediários virtuais (ver figura 1.6). É importante não confundi-los com os processos de fundo $e^+e^- \to B\bar{B} \to f\bar{f}f\bar{f}$, onde B é um bóson intermediário (W^+, Z^0 ou fóton) real que decai em um par férmion (f)-antiférmion ($\bar{f}$).

Tudo isto faz com que a seção de choque seja muito diferente da que foi obtida em primeira ordem. Como existem muitos processos de ordens superiores possíveis, o cálculo da seção de choque torna-se muito complexo, mas pode ser realizado com programas de computador específicos, como o "ZFITTER" [4]. Verifica-se que os resultados são próximos aos de primeira ordem apenas se o fóton de ISR tem baixa energia. Alguns resultados obtidos pelo "ZFITTER" para eventos com $\sqrt{s'}$ >75 GeV são mostrados na tabela 1.2[3]:

$\sqrt{\mathbf{s}}$ (GeV)	σ (pb)
130	20,2
136	17,2
160	10,3
172	8,8
183	7,73

Tabela 1.2: Seções de choque calculadas com o "ZFITTER" só com eventos onde $\sqrt{s'}$ >75 GeV.

Na energia de centro de massa em que estamos trabalhando (172 GeV), a seção de choque total, mostrada na figura 1.3, onde se incluem eventos com todos os valores possíveis[4] de $\sqrt{s'}$ (como fizemos na nossa seleção, que será discutida adiante), vale:

$$\boxed{\sigma_{MP} = 10,30 \pm 0,07 \text{ pb}} \tag{1.16}$$

Note que este valor é diferente daquele mostrado na tabela 1.2, já que, ao contrário daquele, abrange as interações $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ para qualquer valor de $\sqrt{s'}$.

[2]Quando, diferentemente da seção anterior, não é necessário distinguir interações $e^+e^- \to Z^0 \to ...$ de interações $e^+e^- \to \gamma \to ...$, é muito mais freqüente usar a notação (mais simples) $\boldsymbol{e^+e^- \to Z^0 \to ...}$ para as interações $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to ...$. Faremos isto daqui por diante.

[3]Dados obtidos em [5] e [6].

[4]Evidentemente, $\sqrt{s'}$ tem que ser menor ou igual a $\sqrt{s}$.

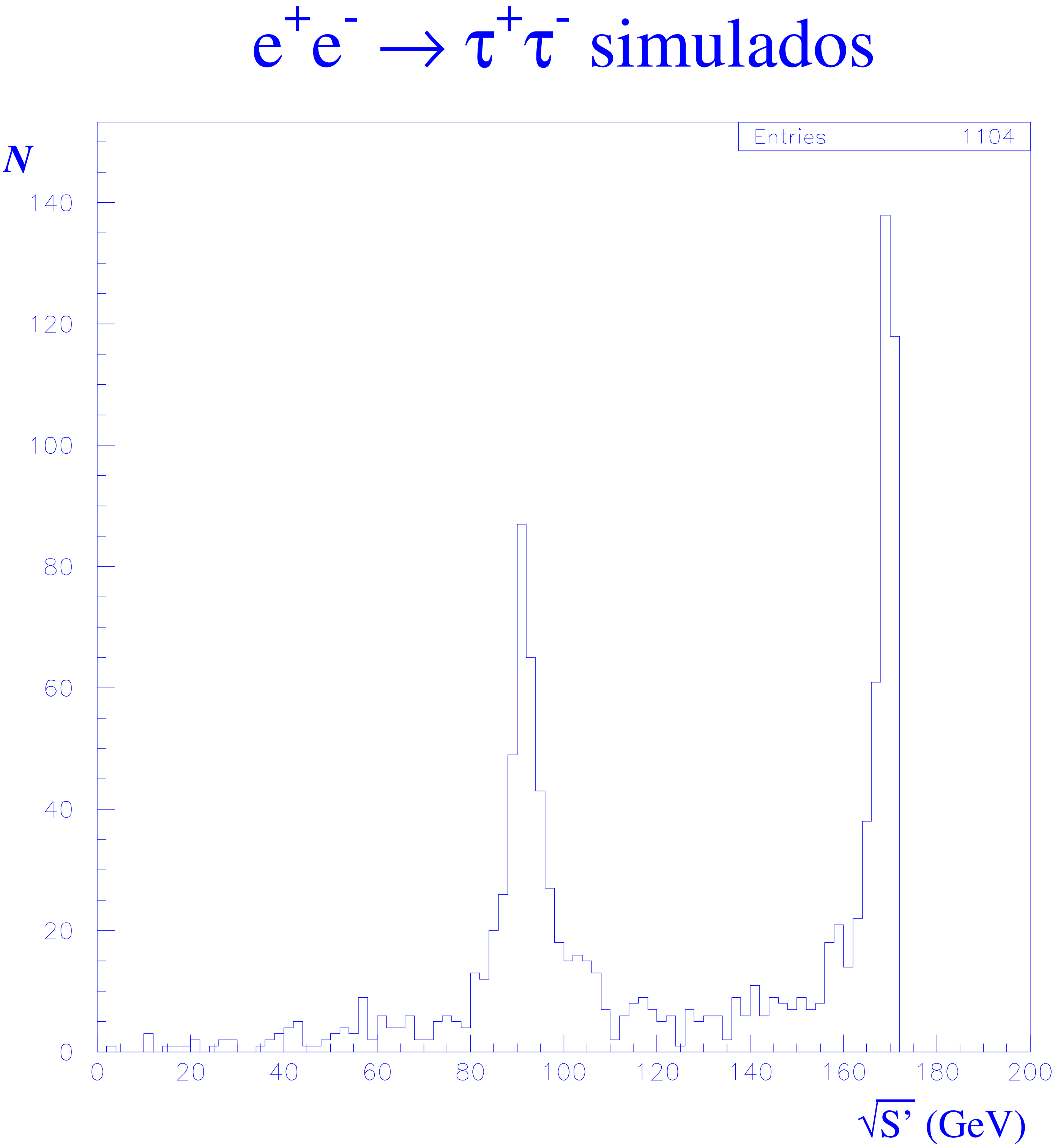

Figura 1.4: Número (N) de eventos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ com $\sqrt{s}$ =172 GeV (simulados - ver capítulo 3) em função de $\sqrt{s'}$.

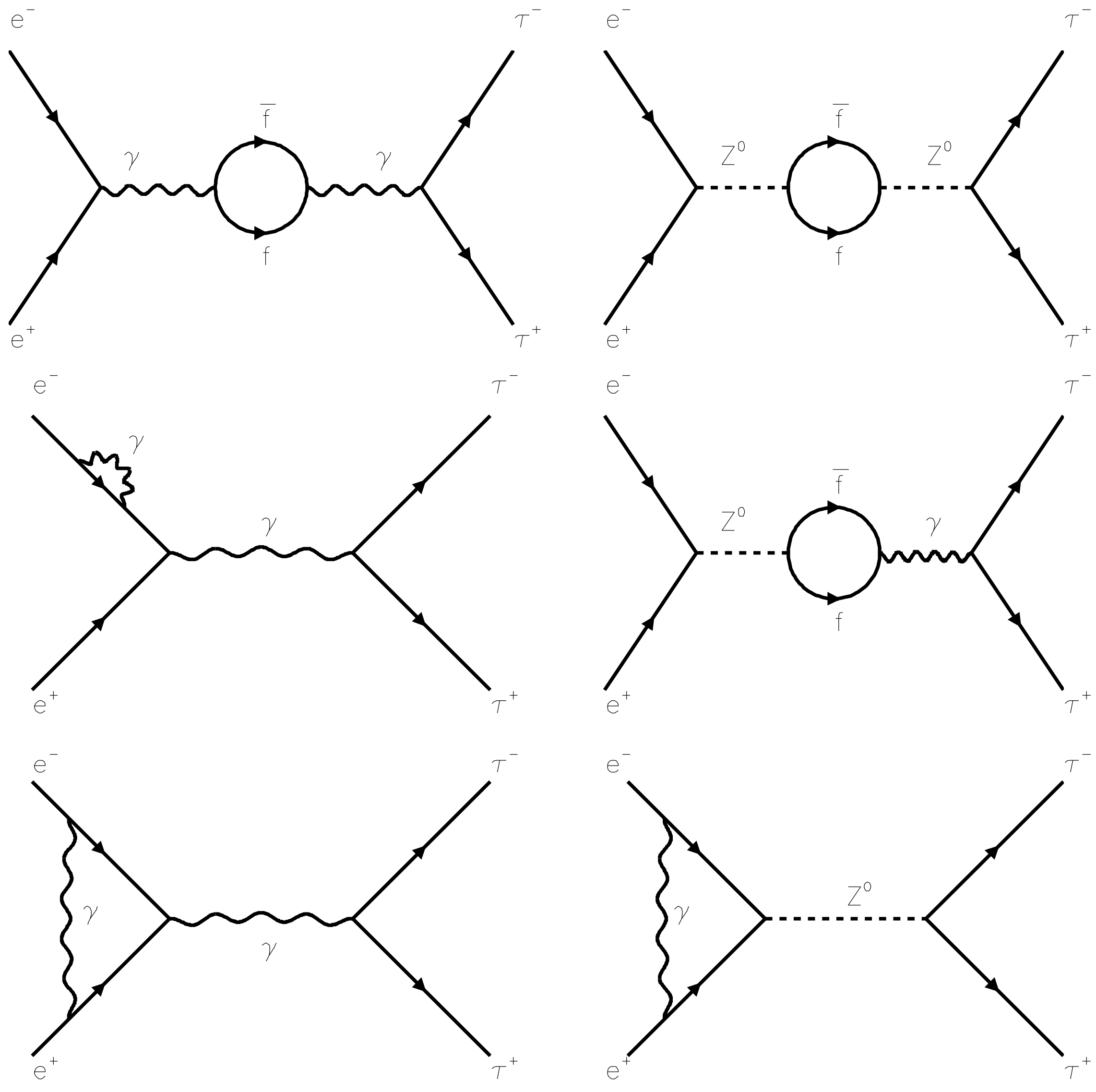

Figura 1.5: Exemplos de interações de segunda ordem com "loops".

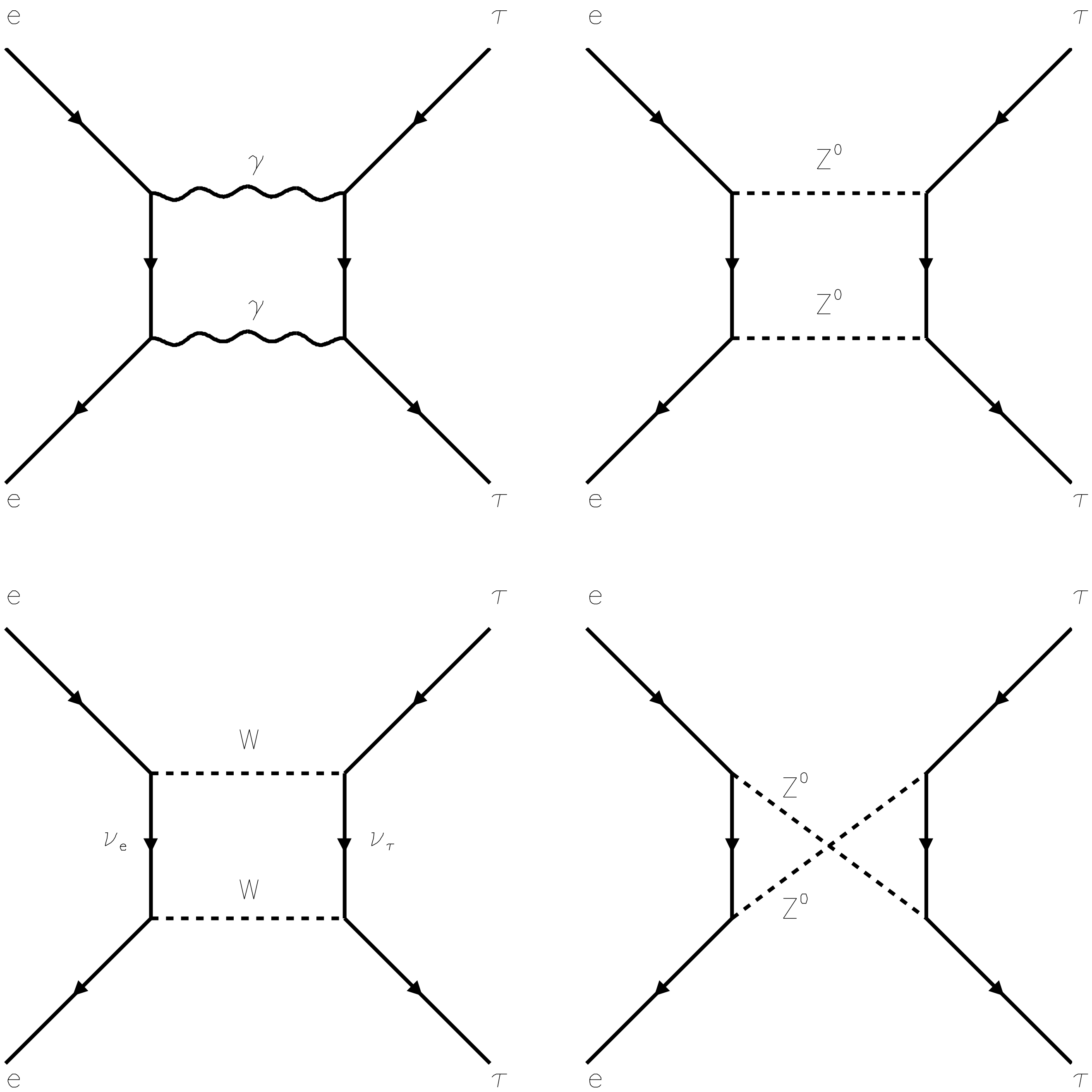

Figura 1.6: Diagramas de processos com pares de bósons intermediários.

Capítulo 2

Aceleradores do CERN

Os aceleradores do CERN (Centro Europeu de Física de Partículas), entre os quais inclui-se o LEP (“Large Electron Positron collider”- grande colisor elétron-pósitron), localizam-se na fronteira da França com a Suíça, próximo à cidade de Genebra.

Neste complexo de aceleradores (mostrado na figura 2.1), localiza-se o anel colisor SPS (“Super Proton Syncrotron”), um síncrotron com 6 km de circunferência construído na década de 1970, onde foram observados pela primeira vez os bósons W^+, W^- e Z^0 em colisões próton-antipróton. No SPS, também se realizam colisões de íons pesados. Além disto, este acelerador é um dos estágios de pré-aceleração do LEP.

Antes de serem aceleradas pelo LEP, as partículas passam por vários estágios (que são aceleradores mais antigos do que o LEP). Inicialmente, os elétrons são extraídos de átomos através de campos elétricos; os pósitrons são produzidos (em taxas bem menores) por elétrons que atravessam alvos de tungstênio e produzem fótons por “bremsstrahlung” que, por sua vez, produzem pares de elétrons (que são removidos com campos magnéticos) e pósitrons. O feixe de elétrons e o de pósitrons são impulsionados pelo LIL (“LEP Injector Linac”) a 600 MeV. Então as partículas entram no EPA (“Electron Positron Accumulator”), um anel acumulador, onde ficam enquanto mais pósitrons são produzidos, acelerados pelo LIL e levados ao EPA. Quando o número destas partículas é igual ao número de elétrons, os feixes são introduzidos no próximo estágio de aceleração.

O estágio de aceleração que se segue é o PS (“Proton Syncrotron”), um síncrotron com 100 metros de raio construído em 1959, onde os feixes de elétrons e de pósitrons são levados a 3,5 GeV. Eles seguem para o SPS onde a energia aumenta para 20 GeV e, com esta energia, finalmente são injetados no LEP.

2.1 O LEP

O LEP é um síncrotron, com 26,7 km de circunferência e localizado a 100 metros de profundidade, que começou a funcionar em 1989.

O feixe de elétrons e o de pósitrons circulam em sentidos opostos dentro de um mesmo tubo, separados por distância suficiente para que a atração eletrostática seja desprezível, sendo acelerados pelas mesmas cavidades e eletroímas, até atingirem as energias máximas. O tubo, com 8 cm de raio e pressão de cerca de 10^{-9} Torr em seu interior, é

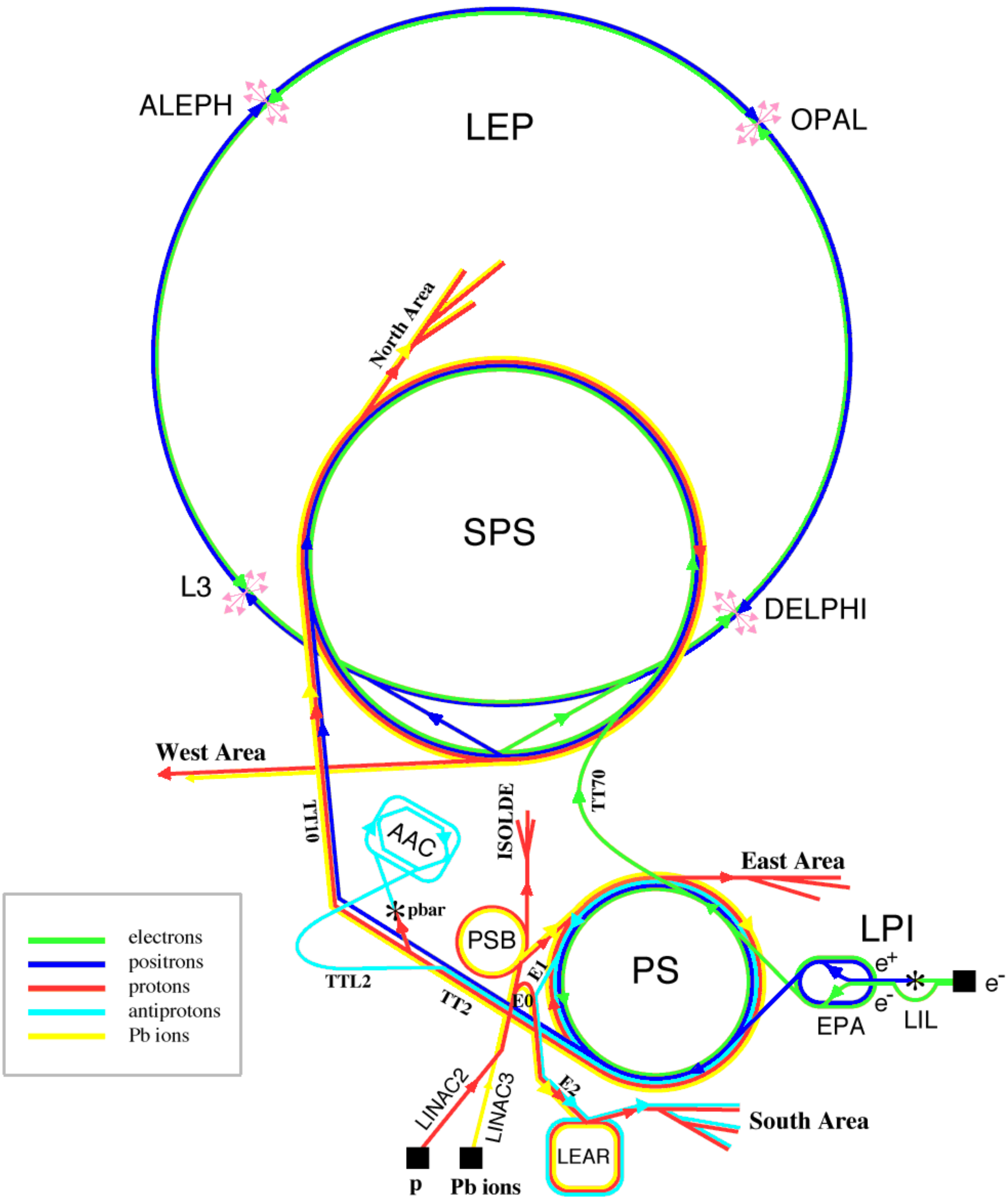

Figura 2.1: Aceleradores do CERN. Os percursos das partículas são indicados pelas setas. Fonte: [7].

feito de alumínio revestido por chumbo (para evitar que partículas saiam). No interior dos detectores (explicados adiante), o raio do tubo do feixe diminui para 5 cm e o material utilizado é o berílio, para diminuir as interações com as paredes do tubo, permitindo que as partículas produzidas nas interações dos feixes saiam para os detectores.

De 1989 a 1995, a energia no c.m. era de 91,2 GeV (a energia de máxima seção de choque de produção do bóson intermediário Z^0); de 1995 a 1997, a energia foi sucessivamente aumentada até alcançar 184 GeV (a energia limite para a produção de um par de bósons Z^0) e, desde então, vem sendo aumentada com o objetivo de alcançar 210 GeV. Essa energia é medida através de um modelo teórico que leva em conta as contribuições de diversas grandezas (medidas experimentalmente), como os campos gerados pelos eletroímãs e pelas cavidades aceleradoras e as temperaturas desses equipamentos. Ainda há pequenas correções devido a correntes espúrias que circulam por esses dispositivos, efeitos das marés (que modificam o raio do acelerador) e outros fatores [8].

Com a energia máxima, as partículas são ligeiramente desviadas para colidir em um dos pontos de interação. O LEP possui 8 pontos de interação eqüidistantes (indicados na figura 2.2 como **IP** - do inglês "Interaction Point"), dos quais apenas quatro estão sendo utilizados, e em cada um destes está um conjunto de detectores. Os experimentos do LEP são: L3 (LEP-3) [9], ALEPH ("Apparatus for LEP Physics" - Aparato para Física do LEP) [10], OPAL ("Omni Purpose Apparatus for LEP" - Aparato de uso geral para o LEP) [11] e DELPHI ("DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification" - Detector com identificação de léptons, fótons e hádrons) [12].

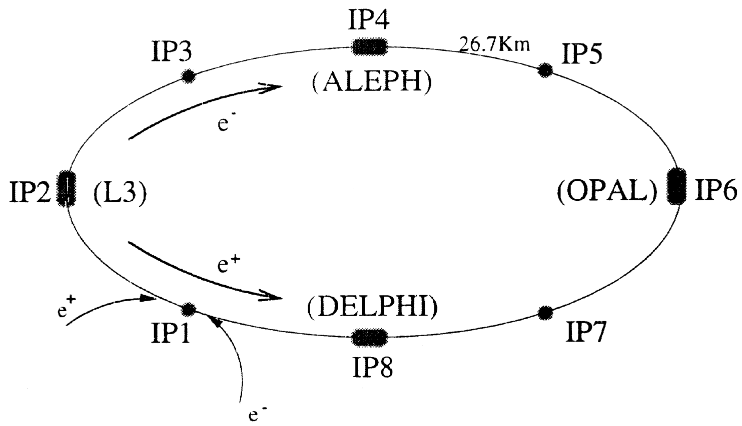

Figura 2.2: Pontos de interação e experimentos do LEP. Fonte: [13].

O LEP possui eletroímãs de dipolo que, devido ao grande raio do anel, precisam gerar um campo de apenas 0,1 Tesla (o que reduz a radiação síncrotron) para manter as partículas na órbita correta. Além disso, há pares de eletroímãs focalizadores de quadrupolo, que são supercondutores e geram campos intensos, bem como eletroímãs focalizadores de sextupolo. Para melhorar a sincronia entre o movimento das partículas e os campos responsáveis pela aceleração e pela focalização, aquelas são agrupadas em "pacotes". Por exemplo, em 1994, com $\sqrt{s} = 91,2$ GeV, cada feixe, com cerca de 10^{12} partículas, era dividido em 8 grupos (com cerca de 15 mm de comprimento) e cada grupo era dividido em quatro pacotes menores (como mostrado na figura 2.3). Atualmente, utilizam-se 4 grupos, com 1 pacote por grupo.

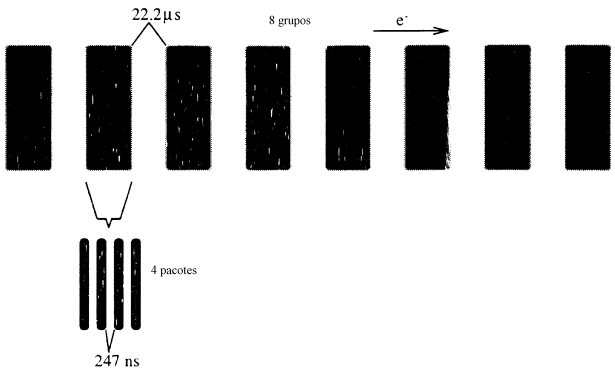

Figura 2.3: Agrupamento de partículas em um feixe no LEP (1994). Fonte: [13].

Os feixes têm seção transversal em forma de elipse, com eixo vertical de 8 μm e horizontal de 210 μm.

2.1.1 Luminosidade

A luminosidade do feixe é medida nos 4 experimentos do LEP. No DELPHI são utilizados calorímetros muito próximos aos feixes incidentes, o VSAT e o STIC, descritos no capítulo seguinte. Eles permitem detectar (e distinguir do fundo) as partículas resultantes de espalhamentos elásticos (Bhabha) com ângulos de desvio muito baixos. Este tipo de espalhamento é utilizado para esta medida porque tem uma seção de choque que é alta e pode ser calculada teoricamente com grande precisão. Sabendo-se o número (N) de eventos desse tipo (corrigido levando-se em conta a existência de processos de fundo) e a seção de choque integrada dentro dos limites de aceitação dos detectores (σ), a luminosidade ($\mathcal{L}$) é dada por:

$$\mathcal{L} = \frac{N}{\sigma} \tag{2.1}$$

Capítulo 3

O DELPHI

O DELPHI ("DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification" — Detector com Identificação de Léptons, Fótons e Hádrons), que começou a operar em 1989, é composto por camadas cilíndricas coaxiais de subdetctores (ver figura 3.1). Este cilindro tem 5 metros de raio e 10 metros de comprimento e pesa 3.500 toneladas. Ele é fechado por duas tampas iguais que contêm outros subdetectores. As camadas cilíndricas são centradas no ponto de interação 8 do LEP e paralelas à direção do feixe. Próximo do ponto de interação, cada feixe é colimado por um conjunto de quadrupolos (indicado na figura 3.1 por "Quadrupole"), para que chegue à região de interação com menor área, o que aumenta a luminosidade.

3.1 Coordenadas do detector

O sistema de coordenadas utilizado no estudo do DELPHI é definido da forma mostrada na figura 3.2. Em coordenadas cartesianas, o eixo z é o de incidência do elétron, o eixo x aponta para o centro do LEP e o eixo y, para cima. Com esse sistema definido, também podem ser obtidos os ângulos polares ϕ e θ do sistema de coordenadas esféricas.

3.2 Solenóide

O **solenóide supercondutor** ("Superconducting Coil" na figura 3.1) tem 7,4 metros de comprimento e 5,2 de diâmetro e é composto por fios de Nb-Ti, resfriados com hélio líquido à temperatura de 4K. O campo que ele fornece vale 1,23 T e tem a direção z. Tal campo faz que as partículas carregadas produzidas nas interações tenham trajetórias curvas e esta curvatura (obtida através das medidas de posição realizadas por vários subdetectores) é utilizada para determinar carga e momento.

3.3 Subdetectores do DELPHI

Alguns dos subdetectores constituem as camadas cilíndricas do DELPHI, que cobrem a região de $42° < \theta < 138°$, denominada "barrel" ("barril"). Os demais compõem a tampa esquerda e a direita (que não aparece na figura 3.1, mas é simétrica à tampa esquerda) que cobrem os

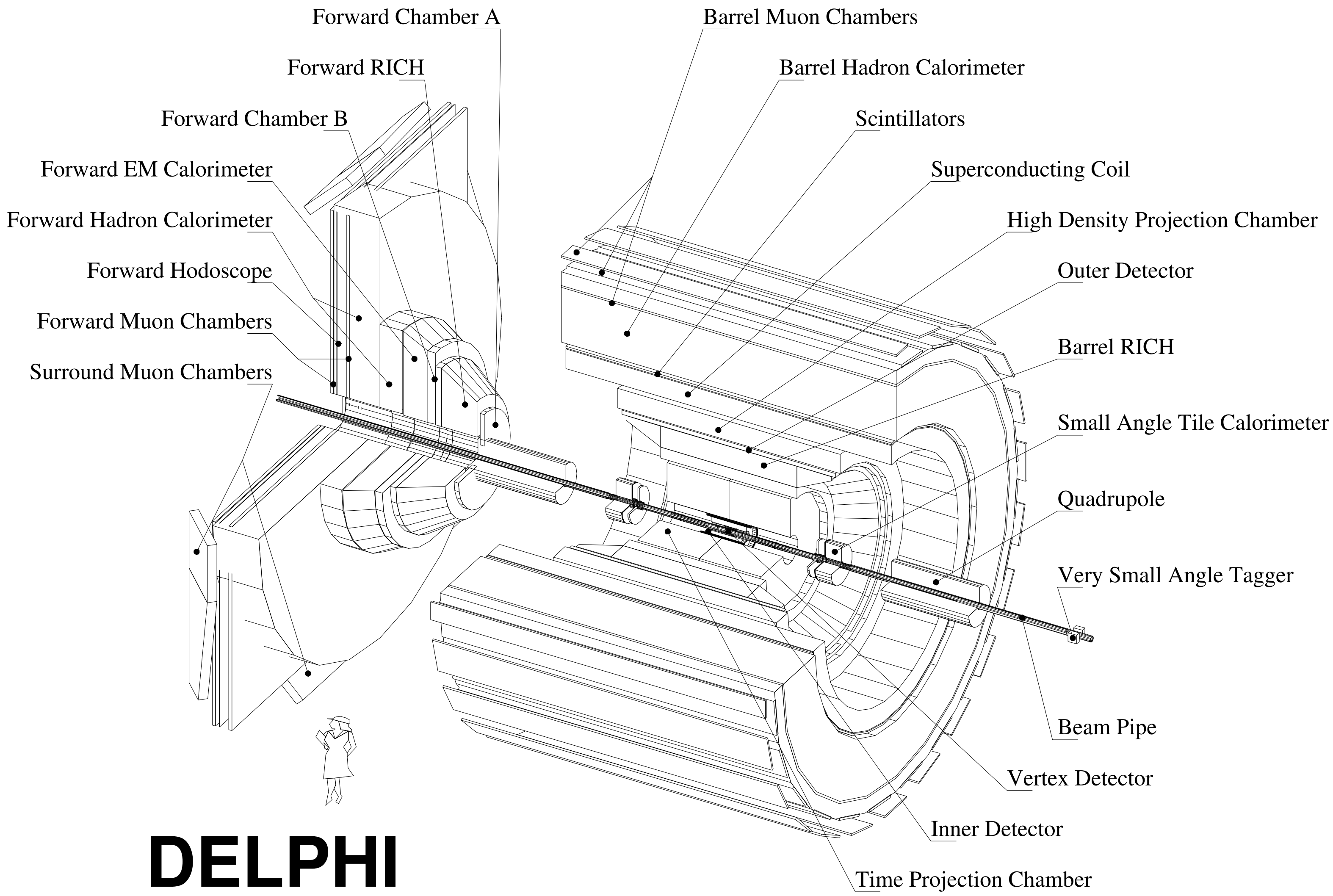

Figura 3.1: O detector DELPHI e seus subdetectores. Fonte: [12]

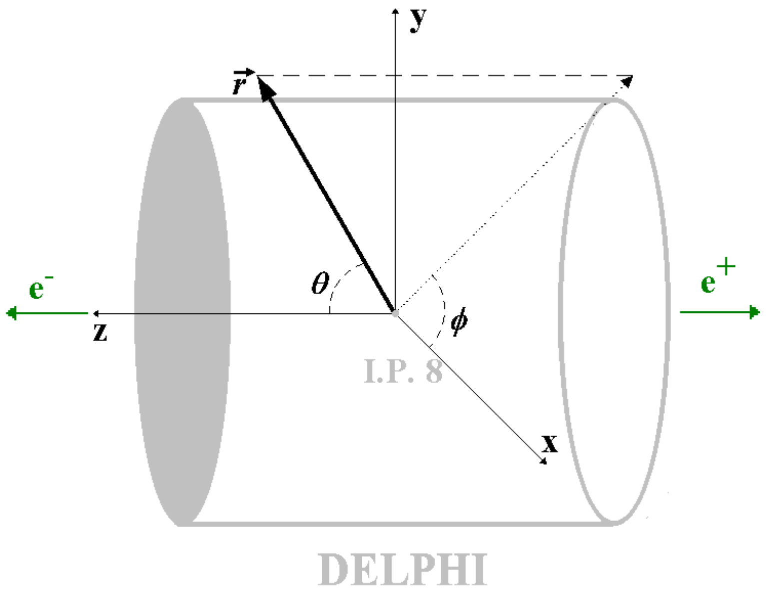

Figura 3.2: Sistema de coordenadas do DELPHI.

ângulos restantes, mais próximos da direção do feixe, e esta região é denominada "forward" (frontal [ao feixe]). Portanto, o DELPHI foi projetado para cobrir todos os ângulos. No entanto, existem problemas de detecção nas junções entre as tampas e o cilindro, por onde os cabos dos componentes eletrônicos dos subdetectores têm de passar, e na região próxima de $\theta = 90°$, porque ali fica uma estrutura de ferro que sustenta todos os detectores da região do "barril" do DELPHI. A seguir, serão descritos os subdetectores do DELPHI, que estão mostrados na figura 3.1.

- Os subdetectores mais internos formam o conjunto denominado "Silicon Tracker" (medidor de trajetórias de silício) ilustrado na figura 3.3. Esse conjunto é composto pelo detector de vértice do "barril" — indicado na figura 3.1 como "Vertex Detector" (**VD**) — e pelo sistema VFT ("Very Forward Tracker"- medidor de trajetórias a baixos ângulos). Este conjunto permite determinar as coordenadas das partículas com erro menor que 10 μm, o que é importante para medições de tempos de decaimento de partículas instáveis. O VD, composto por diodos de silício, tem comprimento de 48 cm e é dividido em três camadas cilíndricas (como indicado na figura 3.3) com raios de 63, 90 e 103 mm que cobrem a região $25° < \theta < 155°$. Nas extremidades desse cilindro foi adicionado, em 1996, o sistema VFT, composto por duas camadas de mini-lâminas de silício ("ministrip layers" mostradas na figura 3.3) e duas camadas de detectores de "pixels" (também mostradas na figura 3.3, como "pixel layers"), para detectar partículas com ângulos de espalhamento entre 10 e 25 graus.

- O **ID** ("Inner Detector"— detector interno), mostrado na figura 3.4, tem raio interno de 12 cm e raio externo de 28 cm. A parte mais interna é a Câmara de Jatos, uma câmara de arrasto, dividida em 24 setores preenchidos com CO_2 misturado com pequena porcentagem de isobutano, que mede as coordenadas r e ϕ das partículas. Esta

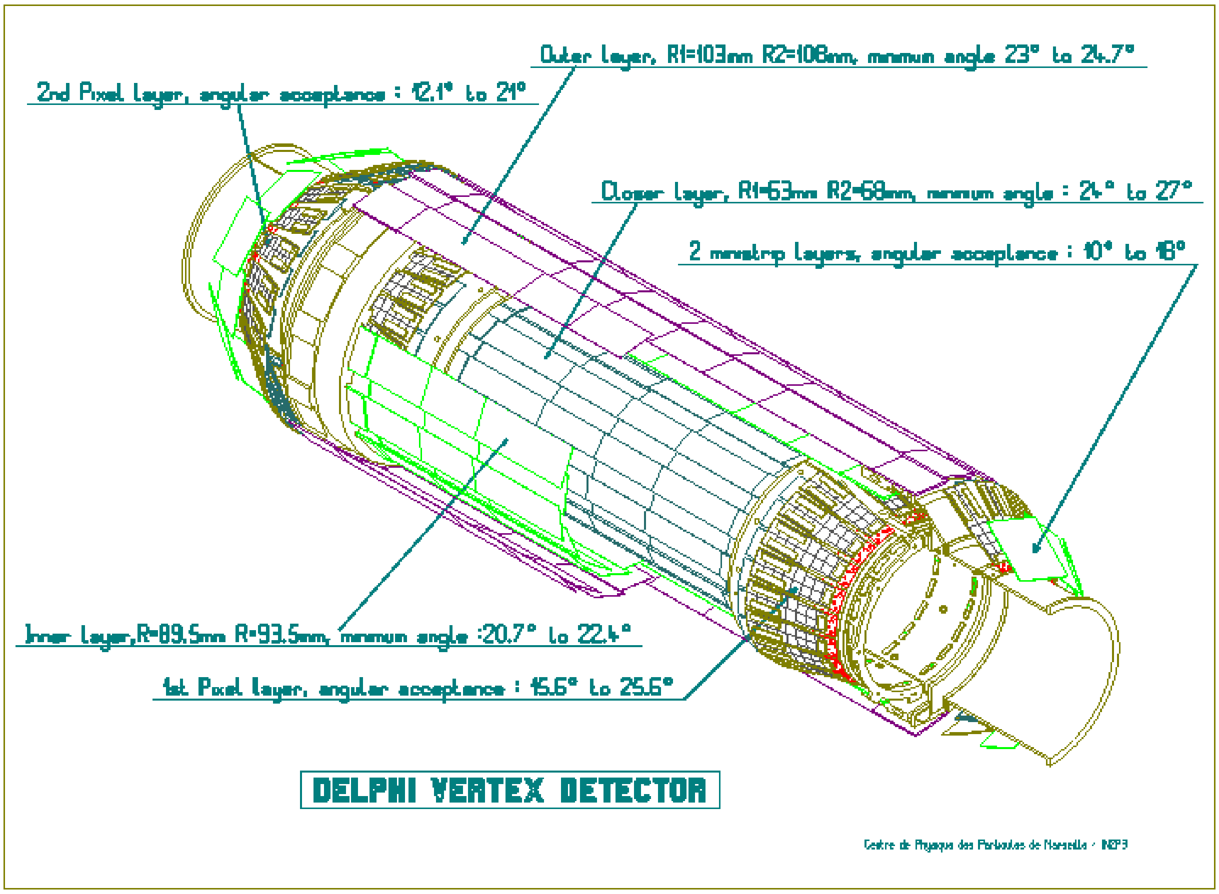

Figura 3.3: "Silicon Tracker", composto pelo VD e pelo VFT. Fonte: [12]

Câmara é encimada pela Camada de "Trigger"[1], assim denominada porque o seu baixo tempo de resposta permite que ela seja utilizada no nível de "trigger" mais rápido. Ela era composta por um conjunto de 5 câmaras proporcionais multifilares, que detectavam as coordenadas z das partículas; em 1995 as câmaras multifilares foram substituídas por 5 camadas cilíndricas de 192 detectores tubulares ("straw tubes") que também fornecem as coordenadas r e ϕ das partículas, aumentando a precisão dessas medidas.

Estes sistemas combinados dão medidas de posições de partículas com precisão de 80 μm. A região coberta pelo ID é $15° < \theta < 165°$.

- A **TPC** ("Time Projection Chamber" — câmara de projeção temporal), mostrada na figura 3.5, tem raios interno e externo de 29 cm e 122 cm, respectivamente, e é dividida em duas regiões sensíveis (separadas pela placa de alta tensão mostrada na figura 3.5), cada uma com 130 cm de comprimento. A região coberta por ela é $20° < \theta < 160°$. A TPC fornece medidas de posições de partículas carregadas com resolução de 180 μm em $r\phi$ e 500 μm em z, contribuindo para medição dos momentos. Também fornece o valor da perda de energia (por ionização) por unidade de comprimento dE/dx, o que contribui para identificar partículas, como será mostrado adiante (na figura 3.6).

[1] A definição de "trigger", assim como explicações sobre o "trigger" utilizado no DELPHI, está na seção 3.4.

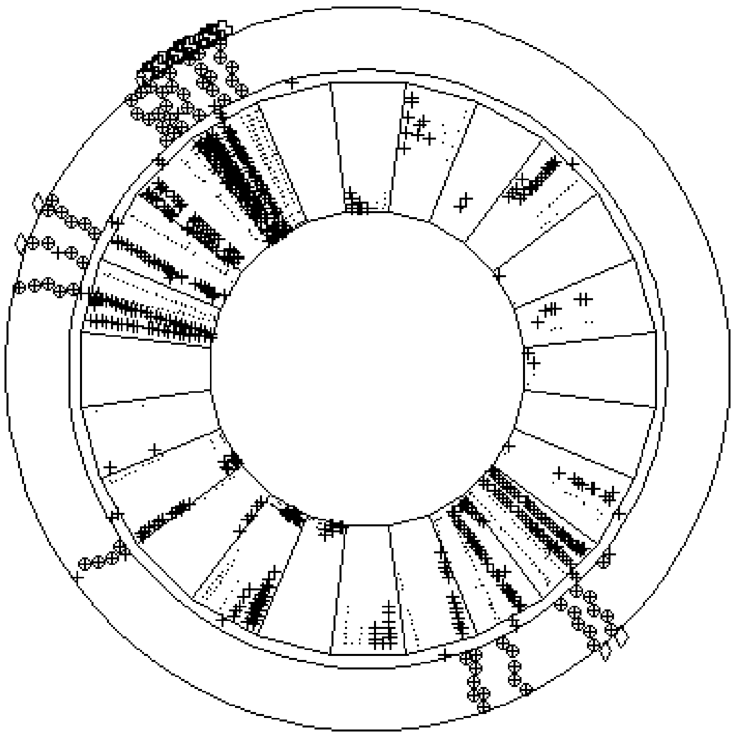

Figura 3.4: "ID" (seção transversal) com os sinais oriundos de um decaimento de Z^0. Fonte: [12].

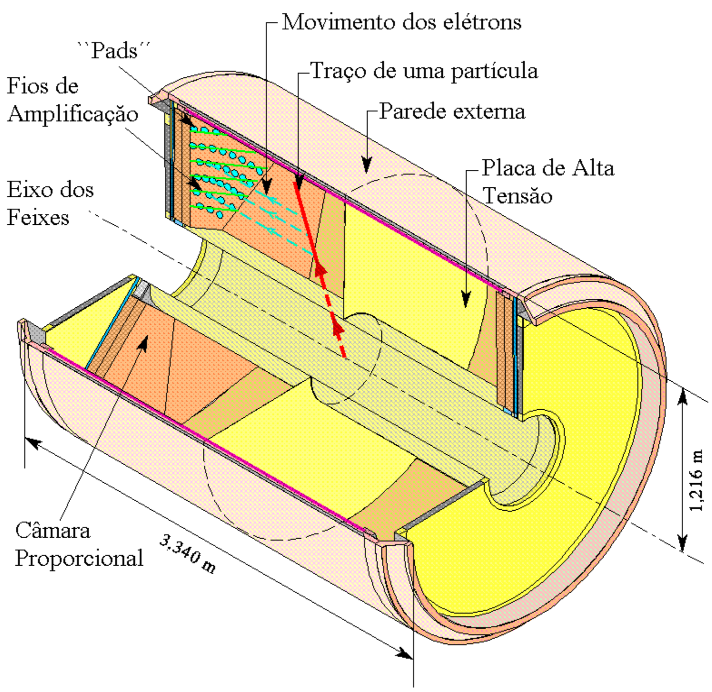

Figura 3.5: TPC. Fonte: [12].

As regiões sensíveis são preenchidas por uma mistura de gases: 80% de argônio e 20% de metano. Com a passagem de uma partícula carregada, este gás é ionizado e os elétrons criados nesse processo são empurrados para as tampas da TPC, uma vez que a placa com alta tensão (-20 kV) está no centro da TPC. Nas extremidades, estão câmaras proporcionais que medem as correntes relativas a esses elétrons, obtendo-se dE/dx. Através da medida do tempo que os elétrons demoram para atingir as tampas da TPC, também se obtém a coordenada z da partícula original.

- O **RICH** ("Ring Imaging CHerenkov" — formador de imagens por anéis de Čerenkov) tem duas partes: a do "barril" (indicada na figura 3.1 como "Barrel RICH"), que cobre a região $40° < \theta < 140°$, e a da tampa (indicada como "Forward RICH"), que cobre as regiões $15° < \theta < 35°$ e $145° < \theta < 165°$. Estes detectores medem o ângulo segundo o qual a radiação Čerenkov [14] é emitida. Com esta informação, podem se identificar partículas (através da determinação de suas massas), como mostrado na figura 3.6, se os momentos forem conhecidos. O "Barrel RICH" tem raios interno e externo de 123 e 197 cm, respectivamente, e comprimento de 350 cm. Para cobrir uma faixa maior de momento linear, há dois meios radiadores com índices de refração diferentes: um gasoso (C_5F_{12}, com índice de refração n=1,00194) e um líquido (C_6F_{14}, com n=1,2718).

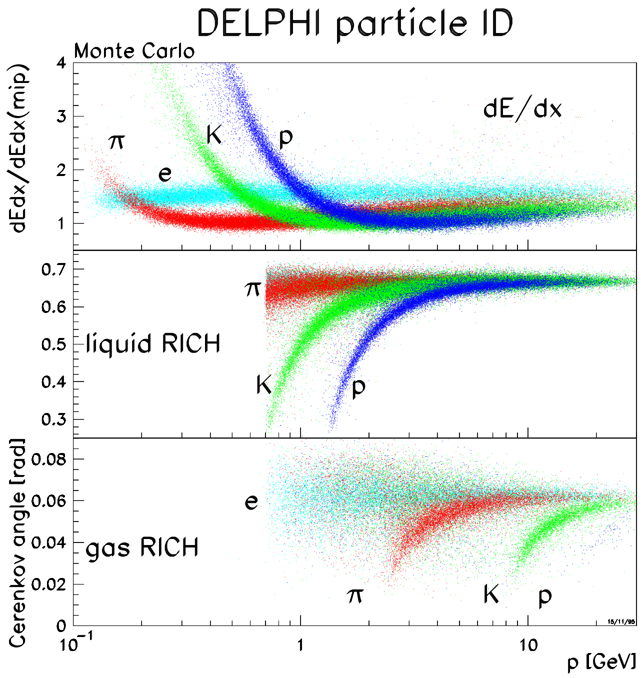

Figura 3.6: Identificação de partículas no DELPHI ("DELPHI particle ID") na TPC (pela medida de dE/dx em termos da energia depositada por uma partícula de mínima ionização - $dE/dx(mip)$, como mostrado no gráfico do alto) e no RICH (através dos ângulos dos cones de radiação Čerenkov mostrados nos gráficos do centro - para o meio radiador líquido - e de baixo - para o meio radiador gasoso). Fonte: [12].

- O **OD** ("Outer Detector"— detector externo) é formado por cinco camadas de câmaras de arrasto. Tem raios interno e externo de 197 e 206 cm e cobre a região $42° < \theta <138°$. Também fornece medidas de posição das partículas, melhorando a medida de momento realizada pela TPC (mais interna).

- As câmaras de arrasto para baixos ângulos "**Forward Chamber A**" e "**Forward Chamber B**" medem as posições das partículas produzidas nas regiões $11° < \theta < 36°$ e $144° < \theta < 169°$ com precisão de 300 μm.

- A **HPC** ("High density Projection Chamber" — câmara de projeção de alta densidade) é o calorímetro eletromagnético da região do "barril" do DELPHI. A área de cobertura é dada por $42° < \theta <138°$. Suas dimensões são: 508 cm de comprimento e raios interno e externo de 208 e 260 cm. A HPC é dividida em 144 módulos independentes dispostos em 6 anéis de 24 módulos cada. Cada módulo (ver figura 3.7) é composto por 41 camadas de chumbo[2], separadas entre si por espaços de 8 mm que são preenchidos com uma mistura de 80% de argônio e 20% de metano, no entanto, o espaço acima da décima camada é preenchido por cintiladores que fornecem resposta mais rápida, contribuindo para o "trigger" (que, como já foi dito, será explicado mais tarde). As partículas incidentes interagem com o chumbo, formando muitas outras partículas de energias menores (o que é denominado "chuveiro" de partículas), o "chuveiro" ioniza o gás e, com a aplicação de campos elétricos, estes íons são levados para câmaras proporcionais onde energia e posição do "chuveiro" são medidos.

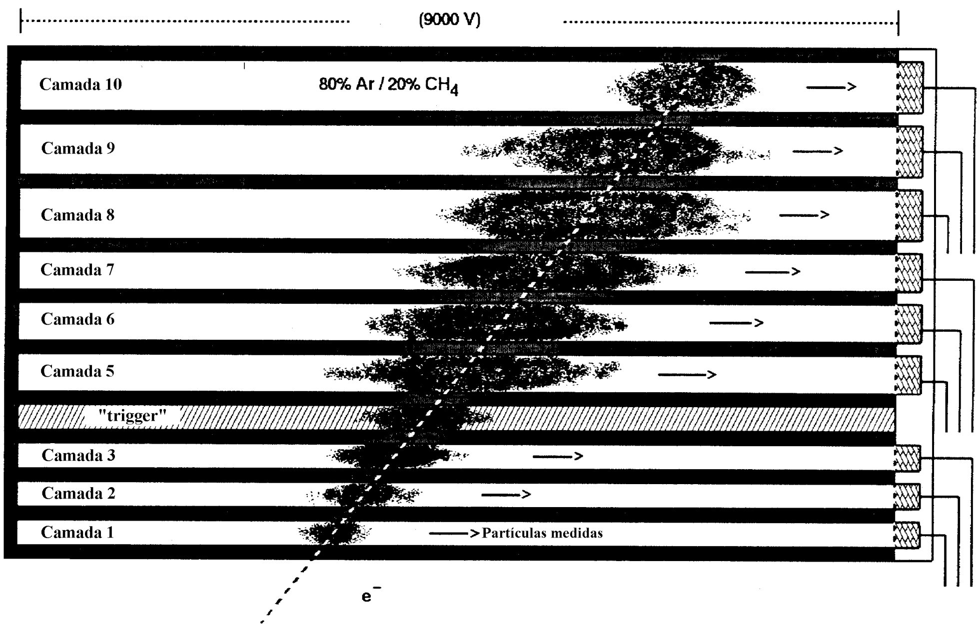

Figura 3.7: Esquema **simplificado** de módulo da HPC, onde ele é dividido em apenas 10 camadas. São mostradas a partícula incidente (linha tracejada) gerando o "chuveiro" e as partículas carregadas se movimentando para as câmaras proporcionais (à direita). Adaptado de [15].

[2]A divisão simplificada, com apenas 10 camadas, utilizada na figura 3.7, também é empregada para o armazenamento dos dados relativos à HPC (ver apêndice B).

Os fótons e os elétrons tendem a perder toda a energia por interação eletromagnética neste calorímetro com 18 comprimentos de radiação.

Um exemplo da diferenciação entre fótons e π^0's (que decaem em 2 fótons) é mostrado na figura 3.8.

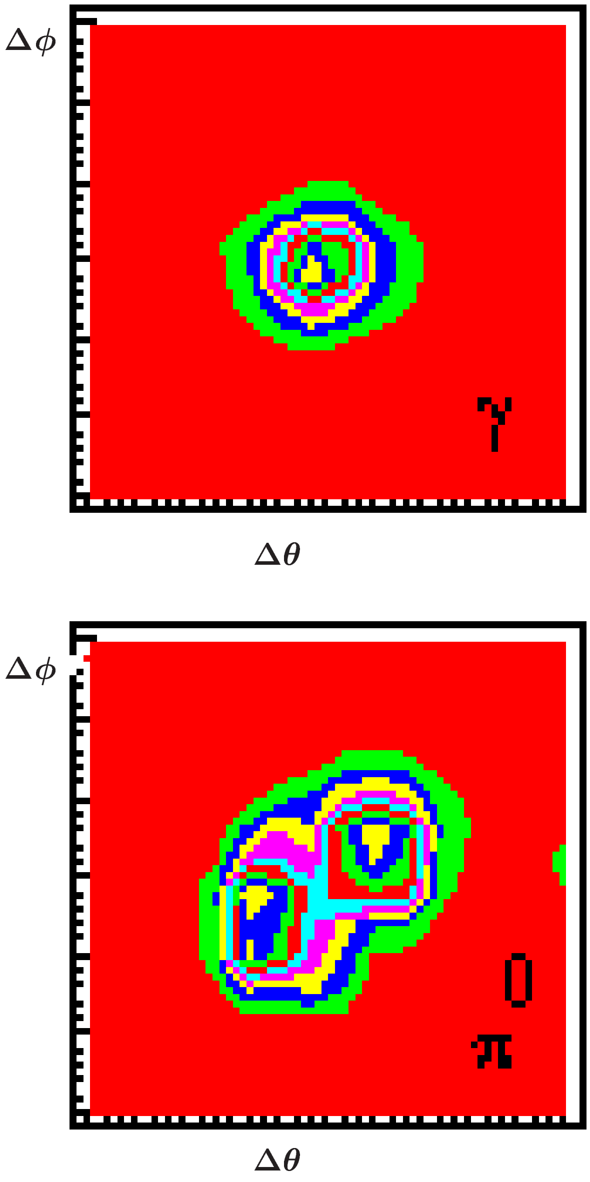

Figura 3.8: Distribuições angulares ($\Delta\phi$ X $\Delta\theta$) das deposições características de energia na HPC para fótons, no alto, e píons neutros. Fonte: [12].

- O **FEMC** ("Forward ElectroMagnetic Calorimeter" — calorímetro eletromagnético frontal) cobre as regiões $8° < \theta < 35°$ e $145° < \theta < 172°$. É composto por dois discos (cada um com 2,5 m de raio e centrado no eixo z, a 284 cm do centro do DELPHI). Cada disco é feito de 4.532 blocos de vidro misturado a chumbo. Ao incidirem nesse material, as partículas produzem radiação Čerenkov, que é medida por fotomultiplicadoras, que têm de ser adaptadas para trabalhar nos altos campos magnéticos dentro do DELPHI.

- Os **cintiladores** ("Scintilators") formam um cilindro com raio de 310 cm e cobrem a região $41° < \theta < 139°$. Eles servem para identificar fótons de alta energia, raios cósmicos e partículas que vêm de interações do feixe com partículas espúrias antes do ponto de interação. Com a mesma finalidade existem cintiladores nas regiões das tampas, formando o "Forward Hodoscope" (também indicado na figura 3.1). Os cintiladores também são importantes para o "trigger" porque têm baixos tempos de resposta e podem indicar a presença de partículas que deixem de ser detectadas pela HPC, mais interna.

- O **HCAL** ("Hadron Calorimeter", mostrado na figura 3.9) é o calorímetro hadrônico do DELPHI. Tem uma parte no "barril" e duas partes nas tampas. Assim, cobre a região $11° < \theta < 169°$. É composto de ferro (que também cumpre a função de núcleo do eletroímã supercondutor), nele os hádrons incidentes sofrem interação forte e produzem "chuveiros", depositando toda a energia nesse calorímetro com espessura de cerca de 5,5 comprimentos de interação.

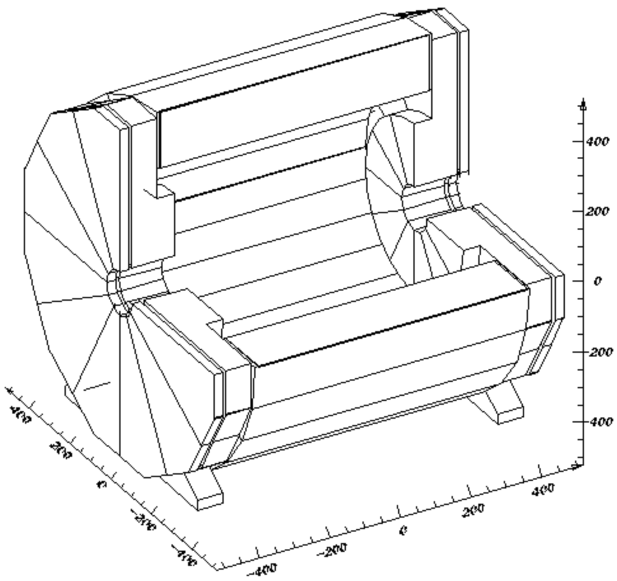

Figura 3.9: Calorímetro Hadrônico. Eixos: comprimentos em cm. Fonte: [12].

- As **Câmaras de múons** ("Muon Chambers") são dispostas em três conjuntos, operando de modo semelhante: "Barrel Muon Chambers" que ocupa a região $53° < \theta < 88{,}5°$ e $91{,}5° < \theta < 127°$; "Forward Muon Chambers" que cobre $13° < \theta < 42°$ e $138° < \theta < 167°$ e "Surround Muon Chambers" que cobrem os intervalos deixados pelas duas câmaras mencionadas. São câmaras de arrasto (ver figura 3.10), com linhas de retardo, que medem trajetórias de partículas com precisão de 1 a 3 mm. São denominadas câmaras de múons, porque estes léptons são as únicas partículas que conseguem chegar a estes subdetectores (os mais externos do DELPHI) praticamente sem perder energia, pois não sofrem interação forte no HCAL e sofrem interação eletromagnética muito reduzida na HPC por terem massas bem maiores do que as dos elétrons.

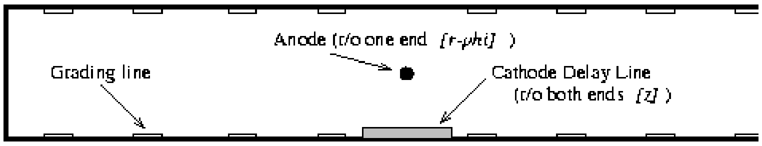

Figura 3.10: Câmara de arrasto componente da câmara de múons ("barril") com anodo ("anode"), catodo ("cathode") - com a linha de retardo ("delay line") encaixada logo abaixo - e linha de correção de efeitos de borda do campo elétrico ("grading line"). Fonte: [12].

- O **STIC** ("Small angle TIle Calorimeter"— calorímetro de telhas para pequenos ângulos) é utilizado na medição da luminosidade, como já foi mencionado. Ele é composto de dois calorímetros cilíndricos idênticos colocados em posições diametralmente opostas. Um deles (ver figura 3.11) fica a 2,2 metros de distância do ponto de interação e cobre a região 1,67° < θ <10,6°. Cada um desses módulos é composto por camadas de placas de chumbo com cintiladores (indicados como "Scintillators" na figura 3.11) entre elas. Cada módulo tem um anel de tungstênio (indicado como "Tungsten Nose" na figura 3.11), que pode ser movido ao longo do tubo do feixe para reduzir a região angular de cobertura, através da frenagem dos elétrons vindos de espalhamentos Bhabha. Também existem, como indicado na figura 3.11, proteções interna ("Inner Shield") e externa ("Outer Shield") contra radiação síncrotron e uma proteção contra partículas originárias de interações espúrias ("Inner Mask").

- O VSAT ("Very Small Angle Tagger"— marcador para ângulos muito pequenos) é um conjunto de quatro calorímetros localizado a 7,70 metros de distância do ponto de interação cobrindo a região de 0,29° < θ <0,40°, como mostrado na figura 3.12. Estes calorímetros utilizam camadas de placas (feitas de ligas de tungstênio) com diodos de silício entre elas e também contribuem para a seleção de espalhamentos Bhabhas a ângulos baixos utilizados na medida da luminosidade.

3.4 "Trigger"

Devido ao alto número de interações que ocorrem no DELPHI (cerca de 10000 por segundo), um elemento muito importante é o "trigger". Em física nuclear e de altas energias, "trigger" é a denominação dada a um sinal eletrônico que indica a ocorrência de uma interação importante para o experimento. Tal sinal eletrônico é produzido com auxílio de microprocessadores que analisam os pulsos elétricos vindos dos subdetectores e separam os sinais importantes dos sinais produzidos por ruído eletrônico ou por eventos que não são interessantes para a análise. Assim, somente os dados relativos a interações importantes são armazenados.

No DELPHI há quatro níveis sucessivos de "trigger": T1, T2, T3 e T4, que utilizam sinais vindos dos subdetectores explicados anteriormente. No nível T1, realizado em 3,9 μs, verifica-se se existe algum sinal em cada um dos subdetectores com resposta eletrônica mais rápida: os cintiladores, as "Forward Chambers" A e B, o FEMC, o ID e o OD. Se houver sinais, o nível T2 verifica se eles são compatíveis com configurações características envol-

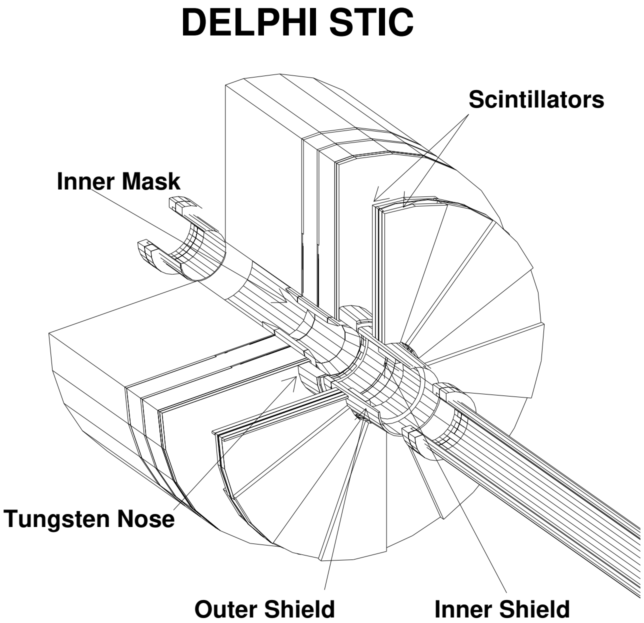

Figura 3.11: Módulo do STIC. Fonte: [12].

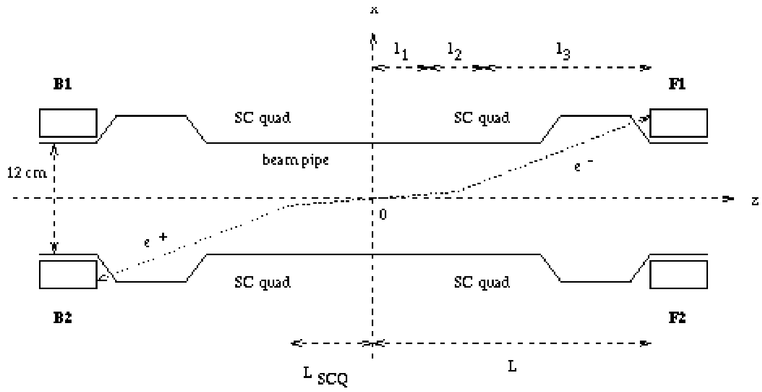

Figura 3.12: Posições dos módulos ($B1$, $B2$, $F1$ e $F2$) do VSAT. “Beam pipe” é o tubo do feixe, “SC quad” significa QUADrupolo SuperCondutor e L=7,7 m. Fonte: [12].

vendo combinações de sinais dos subdetectores utilizados no T1, assim como de detectores com respostas mais lentas: HPC, TPC e as câmaras de múons. O nível T2 é muito mais demorado que o T1 (39 μs contra 22 μs de intervalo entre duas colisões de feixes), fazendo com que interações deixem de ser detectadas, já que durante o processamento dessa seleção o detector não adquire novos dados. Enfim, no nível T2, é verificado se os sinais eletrônicos relativos ao evento obedecem a padrões característicos (expressos em álgebra booleana como "OR's" e "AND's" dos pulsos) [16] de sinais deixados por partículas físicas, portanto este nível, assim como o T1, é baseado apenas em circuitos eletrônicos. Já os níveis T3 e T4, que não funcionam em sincronia com o intervalo de interações dos feixes, são compostos por programas de computador que aplicam critérios de seleção mais restritivos envolvendo informações mais detalhadas acerca dos sinais já mencionados. O nível T3 permite rejeitar metade do ruído que sobra depois da seleção T2. Os eventos que passam pela seleção T3 ocorrem com freqüência da ordem de 2 Hz. As informações relativas a tais eventos são organizadas de acordo com o formato de dados ZEBRA [17]. Em seguida, o nível T4 é aplicado para cortar aproximadamente metade do fundo ainda restante.

Finalmente, os sinais que passaram pelo "trigger" são gravados em fitas no formato de dados ZEBRA FZ.

3.5 Processamento de Dados

Nesta seção, será discutida a produção de **simulações** de eventos. Também será descrito o processamento dos **dados reais** (os dados experimentais obtidos pelo DELPHI da forma já exposta neste capítulo), que é exatamente o mesmo para os dados criados nas simulações.

3.5.1 Simulações

É possível obter dados simulados para os eventos que ocorrem no DELPHI. Tais dados são muito importantes para a análise, como será mostrado mais tarde. O primeiro passo da preparação dos dados simulados é a **geração** das interações. Existem programas de computador específicos para isto, que geralmente são escritos na linguagem FORTRAN, como PYTHIA [18], JETSET [18] e HERWIG [19], que são de uso geral; TWOGAM [20, 21] e geradores criados por Berends, Daverveldt e Kleiss [22], como o BDK, (voltados para eventos com produção de fótons); ARIADNE [23] e KORALZ [24] (para eventos com produção de 2-férmions); EXCALIBUR [25] e GRACE [26] (voltados para eventos com produção de 4-férmions); além de geradores voltados para processos específicos como o BABAMC [27] (espalhamento Bhabha) e DYMU3 [28] (interações $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$). Todos estes programas utilizam o método estatístico de Monte Carlo para "sortear" as características de um evento, de acordo com as probabilidades previstas pelo Modelo Padrão. Assim são criadas as variáveis cinemáticas das partículas iniciais e das produzidas nos eventos. Freqüentemente, mais de um desses programas é utilizado para obter um conjunto de dados simulados.

O programa DELSIM [29] ("DELPHI SIMulation"), que é escrito em FORTRAN e é compatível com os programas de geração já mencionados[3], simula as respostas dos subde-

[3] O DELSIM também dispõe de um gerador de eventos próprio, mas a utilização de um programa de geração externo é muito mais freqüente.

tectores do DELPHI quando atravessados pelas partículas geradas. Para isto, esse programa utiliza arquivos que contêm informações detalhadas sobre os subdetectores e o LEP. Também podem ser adicionadas informações sobre as condições reais dos subdetectores para que a simulação leve em conta eventuais problemas dos subdetectores que prejudicam a detecção para os dados reais. Os dados relativos a essa simulação da resposta dos detectores têm o mesmo formato dos dados reais (ZEBRA FZ) e também são gravados em fitas.

3.5.2 Reconstrução

Tanto os dados das detecções dos eventos reais quanto os das simulações são processados pelo programa DELANA [30] ("DELPHI data ANAlysis" - Análise de dados do DELPHI), que transforma os sinais dos detectores em variáveis físicas, ou seja, reconstrói os eventos. O DELANA armazena estas variáveis no formato ZEBRA FZ em fitas denominadas "Full DST's" (DST's completas, onde DST [31] é a sigla para "Data Summary Tapes" - Fitas de dados). O DELANA, assim como o DELSIM, é um conjunto de programas em FORTRAN.

Finalmente, estas fitas são lidas pelo programa DSTANA ("DST ANAlysis" - Análise de DST's) que faz a identificação das partículas e grava os dados corrigidos, assim como informações sobre as correções efetuadas, em fitas do tipo "Long DST"(Fita de dados grande). Essa gravação também pode ser feita em fitas com informações menos detalhadas, as "Short DST's" (DST's pequenas) e as "EXtended Short DST's" ("Short DST's" ampliadas), ou, simplesmente, XSHORT DST's.

No fim de todo este processamento realizado pelos físicos da Colaboração DELPHI, estão disponíveis, nos Computadores do CERN, arquivos com as grandezas físicas relativas às interações reais (dados reais) e arquivos com as mesmas grandezas físicas obtidas por simulações de Monte Carlo de todos os canais de decaimento de interações e^+e^-.

Capítulo 4

Simulações e dados reais utilizados

As DST's de simulação de todos os canais finais estão disponíveis para as interações do DELPHI com $\sqrt{s}$=172 GeV. Aqui discutimos as características dos arquivos de simulação que escolhemos para nossa análise e do arquivo de dados reais.

4.1 Simulações

Todos os eventos simulados para $\sqrt{s} = 172$ GeV foram feitos no ano de 1996 e armazenados em DST's. Para muitos tipos de interação existe mais de um arquivo de simulação[1]. Selecionamos várias destas simulações de modo que cada tipo de evento possível no DELPHI com $\sqrt{s} = 172$ GeV estivesse representado por uma única "LONG" DST de simulação, com exceção do espalhamento $e^+e^- \to Z^0(\gamma) \to e^+e^-(\gamma)$, que tem um número muito grande de eventos e é representado por duas DST's: uma que contém somente os eventos na região do "barril" do DELPHI (região definida no capítulo 3) e outra com os eventos das demais regiões.

As simulações escolhidas de eventos do tipo que queremos estudar (de sinal) e dos demais eventos (fundo) têm as características mostradas na tabela 4.1, onde σ é a seção de choque do processo (obtida em [32]), N_{sim} é o número de eventos gerados contidos na DST. Os **geradores** utilizados também estão indicados.

O último arquivo da tabela é o que contém a simulação dos eventos de sinal. Os demais arquivos de simulação mostrados são dos eventos de fundo.

4.2 Dados reais

Os dados experimentais (reais) também estavam armazenados em uma "LONG" DST produzida em 1996 com $\sqrt{s} = 172$ GeV. O número de "eventos" gravados foi 934.669, mas cabe

[1]Diferentes arquivos de simulação podem ser preparados por diferentes grupos de pesquisa. Também podem ser utilizados geradores ou parâmetros diferentes nos cálculos ou, ainda, podem ser incluídos critérios de pré-seleção diferentes. Além disso, os dados de um mesmo tipo de interação também podem ser armazenados em diferentes arquivos com os formatos de "LONG", "SHORT" ou "XSHORT" DST's como explicado na seção 3.5.2.

Tipo de Evento	σ**(pb)**	N_{sim}	**Gerador**
$e^+e^- \to Z^0(\gamma) \to e^+e^-(\gamma)$ **na região do Barril**	50,0±1,2	5668	BABAMC
$e^+e^- \to Z^0(\gamma) \to e^+e^-(\gamma)$ **a baixos Ângulos**	1441,7±1,5	79999	BABAMC
Espalhamento Compton	189±1	22075	Berends e Kleiss
$e^+e^- \to Z^0(\gamma) \to \mu^+\mu^-(\gamma)$	11,64	7801	DYMU3
$e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$	0,480±0,027	1009	EXCALIBUR e JETSET7.409
$e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$	135	14119	BDK
$e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$	0,442 ±0,006	1050	EXCALIBUR e JETSET7.409
$e^+e^- \to e^+e^-q\overline{q}$	21,3	3422	EXCALIBUR e JETSET7.409
$e^+e^- \to e^+e^-\tau^+\tau^-$	0,100 ±0,004	700	EXCALIBUR e JETSET7.409
$e^+e^- \to ee\nu_e\overline{\nu}_e$	0,195± 0,002	1050	EXCALIBUR e JETSET7.409
$e^+e^- \to ee\nu_\mu\overline{\nu}_\mu$	0,028 ± 0,001	700	EXCALIBUR e JETSET7.409
$e^+e^- \to ee\nu_\tau\overline{\nu}_\tau$	0,027 ±0,001	700	EXCALIBUR e JETSET7.409
$e^+e^- \to Z^0(\gamma) \to \nu\overline{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$	29,0±0,3	13356	PYTHIA5.722 e JETSET7.409
$e^+e^- \to l^+l^-l^+l^-$ $(l = \mu$ **ou** $\tau)$	0,035	300	EXCALIBUR e JETSET7.409
$e^+e^- \to \mu^+\mu^-q\overline{q}$	0,191	300	EXCALIBUR e JETSET7.409
$e^+e^- \to \tau^+\tau^-q\overline{q}$	0,111	278	EXCALIBUR e JETSET7.409
$e^+e^- \to \nu\nu q\overline{q}$	0,127	300	EXCALIBUR e JETSET7.409
$e^+e^- \to We\nu$	0,48	413	PYTHIA5.722 e JETSET7.409
$e^+e^- \to W^+W^-$	12,28±0,04	12069	PYTHIA5.722 e JETSET7.409[2]
$e^+e^- \to Z^0(\gamma) \to q\overline{q}(\gamma)$	121	28563	PYTHIA5.722 e JETSET7.409
$e^+e^- \to Z^0(\gamma) \to \tau^+\tau^-(\gamma)$	10,30±0,07	1499	KORALZ4.2

Tabela 4.1: Simulações usadas na análise dos eventos com $\sqrt{s} = 172$ GeV.

ressaltar que grande parte desses dados se referia a sinais espúrios provenientes de ruído eletrônico, interações dos feixes fora do ponto de interação e raios cósmicos. Interações e^+e^- são "limpas", ou seja, na aniquilação do elétron com o pósitron temos energia pura para criar os produtos de interação. Por isto, qualquer interação produzida é interessante para o estudo da física de altas energias. Com isso, não são eliminados pelo "trigger" (sendo gravados, portanto) os sinais espúrios citados, que fazem o número de eventos reais gravados ser tão alto. Com o objetivo de eliminar tais "eventos", aplicamos os critérios de pré-seleção a serem discutidos adiante.

O valor da luminosidade ($\mathcal{L}$) para esta amostra de dados, cuja medição foi explicada na seção 2.1.1, é 10,16 pb^{-1} com erro relativo de 1,5% [33].

[2]Na simulação que utilizamos considerou-se m_W=80,35 GeV. Também existem simulações que utilizam diferentes valores de m_W.

Capítulo 5

Características esperadas para os eventos

As características que esperávamos encontrar nos eventos estudados eram aquelas ditadas pelas leis de conservação da carga elétrica, dos números leptônicos (eletrônico, do μ e do τ) e bariônico, do momento (todos com somas nulas na nossa configuração inicial explicada no capítulo 2) e da energia. As funções dos subdetectores explicados no capítulo 3 também devem ser levadas em conta. Os critérios de seleção foram elaborados com base nestas características.

5.1 Eventos de sinal

A respeito dos eventos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$, é importante mencionar, em primeiro lugar, que a vida média do lépton τ vale $(290,0 \pm 1,2) \times 10^{-15}$ segundos [2]. Isto significa que a maior parte (cerca de 70%) dos τ's produzidos percorre menos de 5 milímetros dentro do tubo do feixe antes de decair e que a probabilidade de que um τ alcance o DELPHI, cujo primeiro subdetector está a alguns centímetros do vértice primário, é muito pequena. Assim, na prática, só são detectados os produtos dos decaimentos dos τ's. Vários tipos de decaimentos são possíveis: $\tau \to \mu\nu\nu$, $\tau \to e\nu\nu$, $\tau \to \pi\nu$, $\tau \to \pi\pi^0\nu$, $\tau \to \rho\nu$, e muitos outros (ver [2]). Todos os decaimentos têm um ponto em comum, a produção de pelo menos um neutrino do τ (ν_τ) ou antineutrino do τ ($\bar{\nu}_\tau$). Os neutrinos não podem ser detectados, mas carregam momento e energia. Assim, as partículas detectadas em um evento deste tipo terão energias que, somadas, serão menores do que $\frac{\sqrt{s}}{2}$ e momentos com módulos que, somados, serão menores que $\frac{\sqrt{s}}{2c}$. Além disso, a soma vetorial dos momentos dessas partículas não será mais nula, por isso as partículas detectadas são acolineares, ou seja, seus momentos têm direções diferentes.

Uma característica, válida para a energia em que estamos trabalhando, é que todas as partículas provenientes do decaimento de um τ têm que estar separadas por ângulos α que têm um valor máximo (α_{corte}) menor que 15°. Isto é previsto pela cinemática relativística, como está mostrado no apêndice A. Além disso, a probabilidade de decaimento em cinco ou mais partículas carregadas é muito menor do que aquela para a produção de três partículas carregadas que, por sua vez, é menor do que a probabilidade de decaimento em apenas uma[1]. Assim os eventos de sinal tendem a ter poucas (6 ou menos) partículas carregadas (traços).

5.2 Eventos de fundo

Agora analisamos os diversos tipos de eventos de fundo. É importante estudá-los porque, nos dados reais, eles aparecem misturados aos eventos de sinal. Temos que comparar suas características com aquelas dos eventos de sinal, para eliminá-los dos dados reais, ficando apenas com os eventos (de sinal) que queremos estudar.

5.2.1 Interações $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow e^+e^-$

Esta interação (denominada espalhamento Bhabha) caracteriza-se pela produção de dois traços separados por um ângulo de 180° (colineares) e com momentos iguais a $\frac{\sqrt{s}}{2c}$. Além disso, as duas partículas carregadas devem deixar toda a energia nos calorímetros eletromagnéticos.

5.2.2 Interações $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$

Neste tipo de evento também são produzidos dois traços colineares cada um com momento igual a $\frac{\sqrt{s}}{2c}$. No entanto, os μ's (léptons 200 vezes mais pesados que os elétrons) interagem pouco e atravessam todo o detector praticamente sem perder energia nos calorímetros eletromagnéticos e hadrônicos. Os dois traços deixam sinais nas câmaras de múons (os múons são as únicas partículas que chegam a esses subdetectores).

5.2.3 Interações $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q} \rightarrow$ *hádrons*

Aqui é produzido um par de quarks com altas energias e momentos opostos. Um quark não pode existir isolado. Quando eles se separam por uma distância equivalente ao alcance da interação forte (cerca de 10^{-15} m), são produzidos glúons, que por sua vez dão origem a novos pares $q - \bar{q}$ e esse processo pode se repetir, dando origem a grande quantidade de quarks que, finalmente, se reúnem formando hádrons (o processo todo é denominado hadronização). Então o que se detecta são os hádrons que aparecem agrupados (nos denominados "jatos") segundo as direções dos quarks iniciais e, às vezes, também de um glúon emitido por um deles. Os hádrons devem passar pelo calorímetro eletromagnético depositando pouca energia, mas devem parar no calorímetro hadrônico.

5.2.4 Interações $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}f'\bar{f}'$

A produção de dois pares férmion-antiférmion (representados por $f\bar{f}f'\bar{f}'$ [2]), também chamada de evento de 4-férmions, pode ocorrer de diversas maneiras nas energias de centro de massa

[1] Mais especificamente, a Razão de Ramificação (RR) do decaimento de um τ com produção de apenas um traço vale cerca de 85%, a RR para decaimentos em que se produzem 3 partículas carregadas, menos de 15% e para 5 traços, a RR vale menos de 1% [2].

[2] As partículas f e f' podem ser iguais ou diferentes. f e f' podem ser q, e, τ, μ ou ν.

acima de 90 GeV (energia de repouso do Z^0)[3]. Uma possiblidade é a produção de pares de bósons intermediários (W^+W^-, Z^0Z^0 e $\gamma\gamma$) reais, seja pelo processo de "aniquilação" $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to B\bar{B}$ (onde B representa qualquer dos bósons intermediários), seja por "conversão" ($e^+e^- \to B\bar{B}$); tais bósons decaem em seguida dando origem aos pares férmion-antiférmion que podem ser lépton-antilépton ou quark-antiquark (tipo que dá origem a hádrons). Além disso, existem muitos outros processos com produção de bósons intermediários virtuais [3] que também dão origem ao tipo de estado final em questão.

Como, ao contrário dos eventos $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to f\bar{f}$, as partículas finais não provêm do decaimento de uma única partícula, esperamos que os traços deste tipo de evento sejam acolineares e não estejam contidos em um mesmo plano (devem ser acoplanares).

5.2.5 Interações $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to f\bar{f}\gamma$

Os eventos de sinal $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to \tau\tau\gamma$ (eventos com ISR) foram discutidos na seção 1.2. Da mesma forma, também existem eventos de fundo $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to f'\bar{f}'\gamma$, onde f' é um férmion diferente de τ.

Para estes eventos de ISR (tanto de sinal como de fundo), o fóton tende a ser produzido a ângulos muito baixos, saindo pelo tubo do LEP sem ser detectado pelo DELPHI. Neste caso, apenas se detecta o par férmion-antiférmion (ou os produtos dos decaimentos, se os férmions forem τ's, ou, ainda, as partículas resultantes da hadronização, no caso em que os férmions são quarks). Sem a detecção do fóton, a soma das energias das partículas detectadas não chega a $\sqrt{s}$, os momentos têm módulos inferiores a $\frac{\sqrt{s}}{2c}$ e a soma desses vetores é diferente de 0. Com isto, os traços detectados devem ser acolineares mesmo nos eventos com apenas dois traços e sem produções de neutrinos como $e^+e^- \to \mu\mu\gamma$ e $e^+e^- \to ee\gamma$.

Enfim, sem a detecção do fóton, a detecção deste tipo de evento é idêntica à de eventos de sinal, tornando-se impossível diferenciá-los.

5.2.6 Interações do feixe fora do Vértice Primário

As partículas dos feixes iniciais de elétrons e pósitrons também podem interagir antes de alcançar o centro do DELPHI.

Como estão sendo aceleradas, elas podem emitir fótons (radiação síncrotron). Também é possível que e^+ ou e^- que perderam energia sejam suficientemente desviados da órbita normal para que colidam com as paredes do tubo do feixe. Outro processo possível é a interação com partículas de gás residual no interior do tubo do LEP[4]. Os fótons criados nessas interações produzem pares e^+e^- ou, menos freqüentemente, $\mu^+\mu^-$.

As partículas finais desse tipo de processo devem ser emitidas com baixos ângulos de desvio em relação ao feixe e devem se originar longe do centro do DELPHI, ao contrário do que ocorre nos processos anteriormente mencionados.

[3]Este tipo de evento é muito mais provável para as energias com que estamos trabalhando do que para as energias em torno de 90 GeV.

[4]O alto vácuo no interior desse tubo (ver capítulo 2) serve justamente para minimizar a probabilidade desse tipo de interação, mas não é possível anulá-la completamente.

5.2.7 Raios cósmicos

As partículas provenientes de raios cósmicos (gerados por fontes extra-terrestres que não têm nenhuma relação com o LEP) que atingem o DELPHI são μ's, uma vez que as demais partículas são freadas pelo solo acima do LEP (que fica a grande profundidade como foi dito no capítulo 2). Por isto, em tais eventos, o detector registra uma configuração parecida com a interação $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, porém trata-se de um único traço que não deve passar necessariamente pelo vértice primário e seu aparecimento não deve se dar em sincronia com as interações dos feixes do LEP. Além disso, esse μ entra no DELPHI deixando sinal em câmaras de múons, atravessa outros subdetectores e **algum tempo depois** deixa sinais em outras câmaras de múons, saindo do detector. Nos eventos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ câmaras de múons em posições opostas do DELPHI registram os sinais **simultaneamente**.

Capítulo 6

Pré-seleção e processamento dos dados

As DST's devem ser processadas para que possam ser lidas com o pacote de análise de dados que utilizamos. Durante esse processamento também aplicamos critérios de pré-seleção. Com esses critérios, eliminamos grande quantidade de eventos que não puderam ser reconstruídos adequadamente e de eventos de fundo (sobretudo aqueles que não provêm de interações e^+e^-, como explicado na seção 4.2).

6.1 Critérios de pré-seleção

Com base em características esperadas para os eventos (mencionadas no capítulo anterior) e para o DELPHI (descrito no capítulo 3), obtivemos os seguintes critérios de pré-seleção:

- **Parâmetro de impacto[1] pequeno**, ou seja, em coordenadas cilíndricas, essa distância tem de ser menor do que 10 cm na direção z e menor que 4 cm no plano $r\phi$.

  Se uma partícula passa a grande distância do ponto de interação, ela é proveniente de interações fora do vértice primário, como raios cósmicos que atravessam o detector (como mostrado nas figuras 6.1 e 6.2), ou de interações de partículas do feixe com as paredes do tubo do feixe ou com gás residual em seu interior.

- **Percurso da partícula maior que 30 cm**.

  Este critério serve para garantir que a partícula gerada no centro do DELPHI percorreu espaço suficiente no interior do detector para possibilitar uma medição adequada do momento.

- **A partícula deve ter momento maior que 1 GeV/c**.

  Isto permite a eliminação de partículas vindas da interação do feixe com partículas espúrias, que tendem a gerar partículas com baixos momentos.

[1] Parâmetro de impacto é a menor distância entre o ponto de interação e a trajetória reconstruída da partícula.

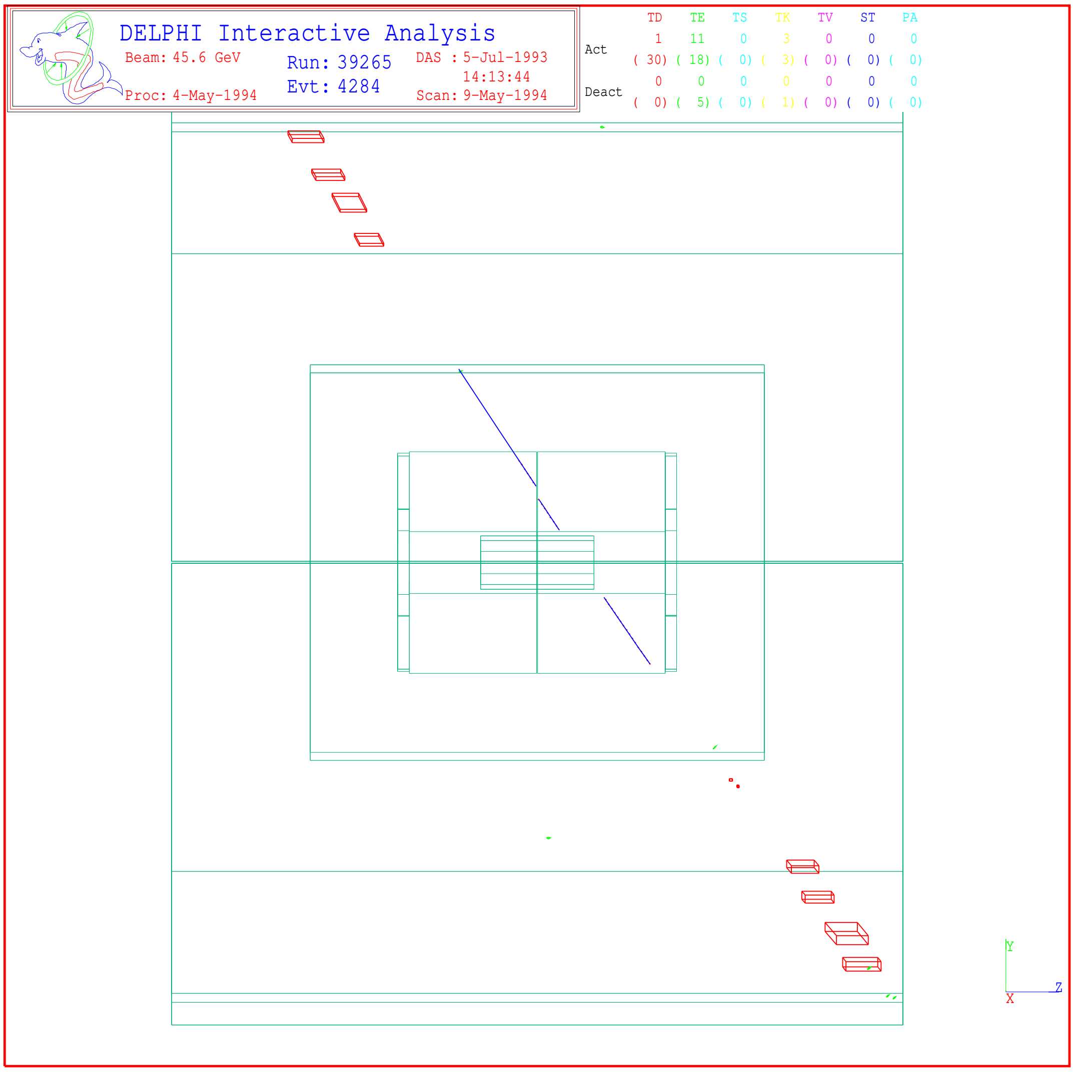

Figura 6.1: Evento real onde o μ cósmico tem a trajetória indicada pelo traço azul em cujo prolongamento há retângulos, que indicam depósito de energia. Corte longitudinal do DELPHI (em verde) - notar o sistema de coordenadas no canto inferior direito desta e das seguintes figuras de eventos. Fonte: [34].

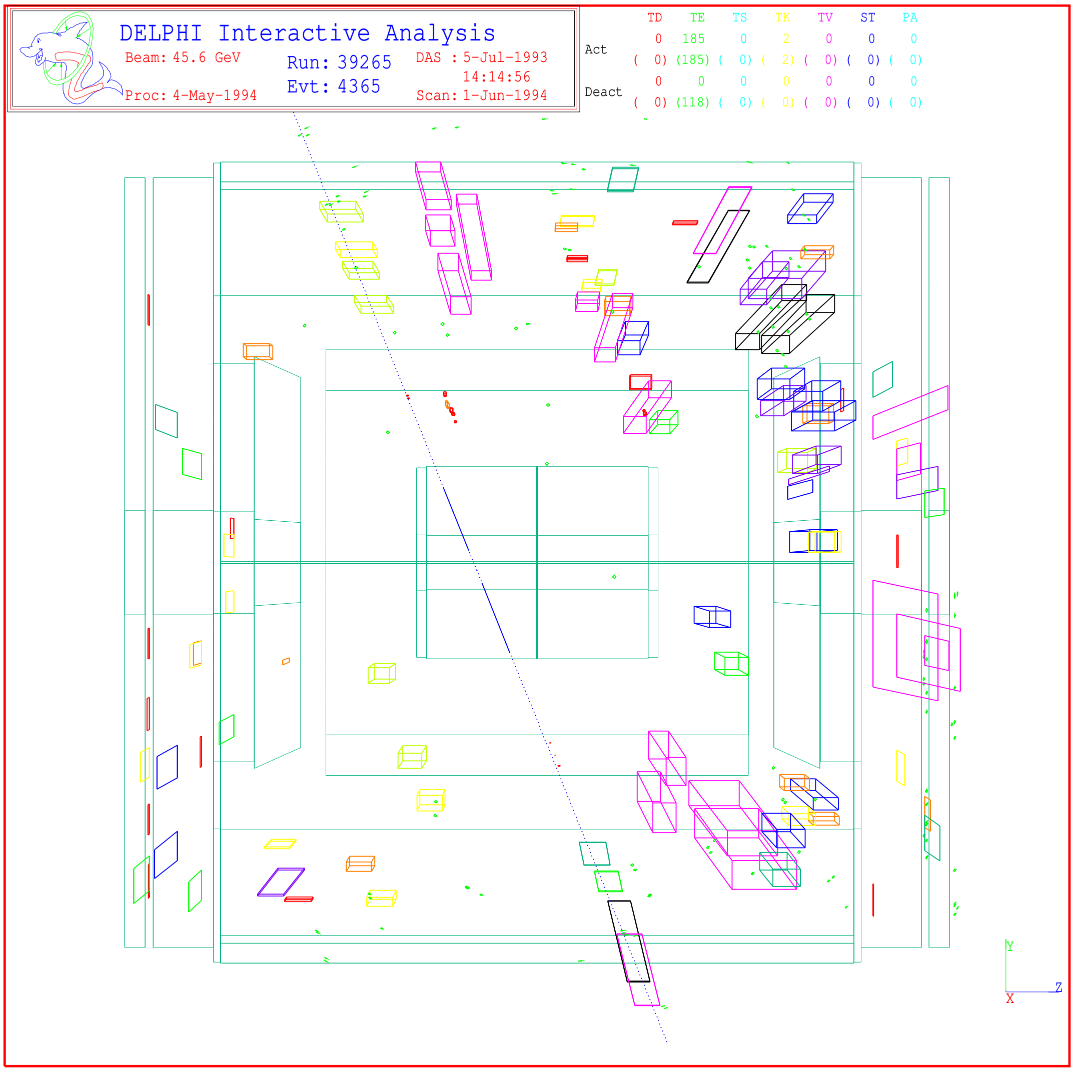

Figura 6.2: Outro evento real onde o μ cósmico tem a trajetória indicada pelo traço azul. Além disso, outros μ's cósmicos, que não passaram pelos detectores mais internos do DELPHI, não têm trajetórias reconstruídas, mas depositam energia nos calorímetros (corte longitudinal do DELPHI). Fonte: [34].

- $2 \leq IEVLEP \leq 10$

  Para um dado evento, *IEVLEP* é o número de partículas carregadas que não foram rejeitadas com os 3 critérios de pré-seleção (das partículas) explicados anteriormente. Este critério de seleção (global, de eventos) possibilita, em primeiro lugar, a eliminação de eventos em que apenas um traço foi detectado, porque os demais passaram por áreas não cobertas pelo DELPHI.

  Além disso, também ocorre a rejeição de grande parte das interações $e^+e^- \to q\bar{q} \to$ *hádrons*, nas quais, como já mencionamos e está mostrado nas figuras 6.3 e 6.4, são produzidas muitas partículas carregadas. As interações leptônicas, em que são produzidas poucas partículas carregadas, como mostrado nas figuras 6.5, 6.6, 6.7 e 6.8, não são eliminadas por este corte.

A pré-seleção aplicada aos diferentes canais de simulações de Monte Carlo e aos dados reais deu como resultado:

- um arquivo com os dados da reconstrução dos **eventos reais** que passaram pela pré-seleção;
- um arquivo para os eventos simulados de **sinal** contendo as variáveis de geração e de reconstrução para todos os eventos, sendo que aqueles que não passaram pela pré-seleção não foram reconstruídos e, conseqüentemente, suas variáveis de reconstrução são todas iguais a 0;
- um arquivo para cada um dos demais tipos de processos (de **fundo**) simulados, contendo as informações da reconstrução dos eventos que passaram pela pré-seleção.

Estes arquivos consistem em "Ntuplas", onde são armazenadas as variáveis físicas de interesse, descritas no apêndice B, que foram analisadas posteriormente usando o pacote de análise de dados PAW++ [35].

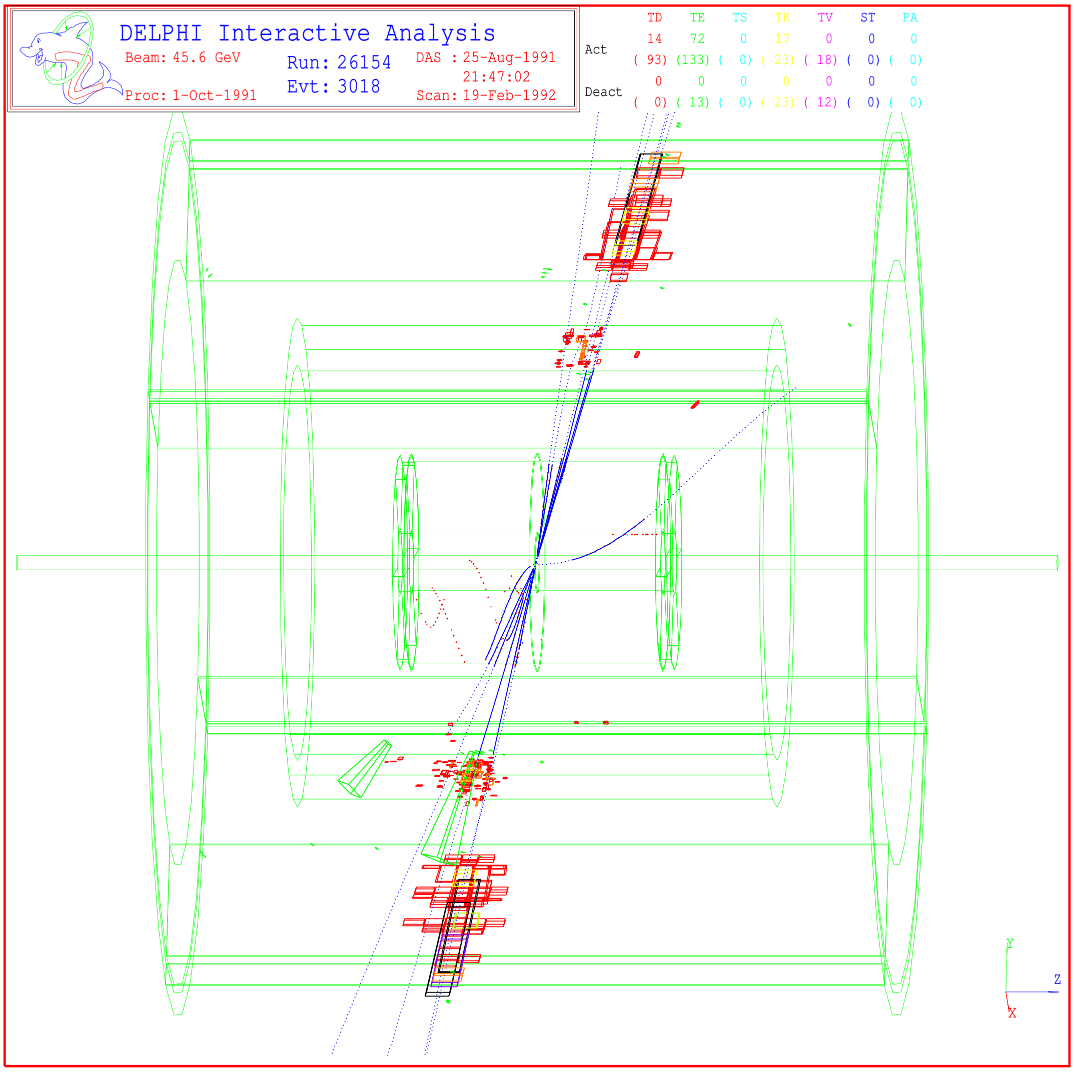

Figura 6.3: Em azul, aparecem as trajetórias reconstruídas das partículas carregadas produzidas em uma interação $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q} \rightarrow h$ádrons (2 jatos). Em verde está o detector (seção longitudinal - notar o sistema de coordenadas no canto inferior direito desta e das posteriores figuras de eventos). Figura de evento real obtida em [34].

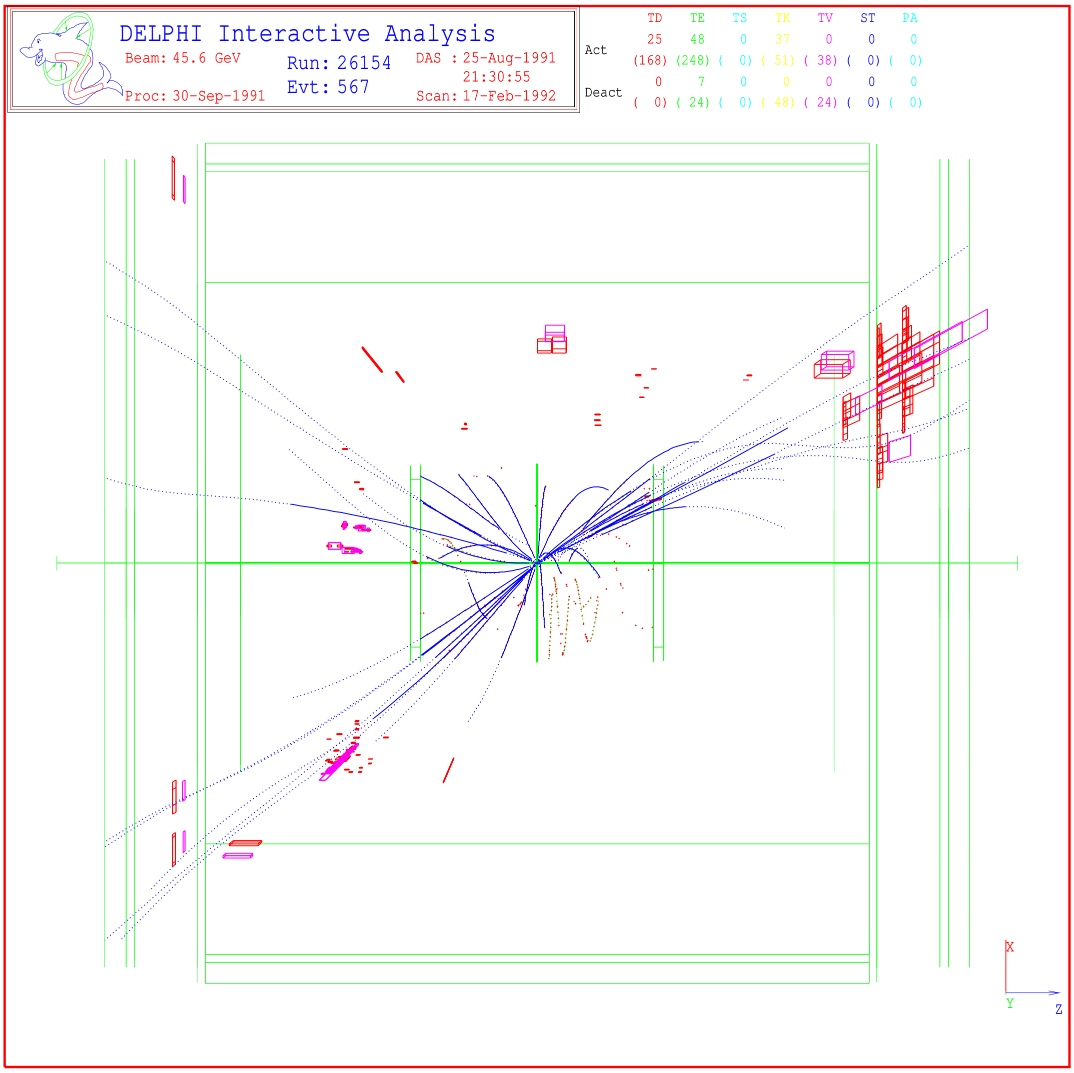

Figura 6.4: Figura análoga à anterior para um evento $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow$ *hádrons (3 jatos)*. Fonte: [34].

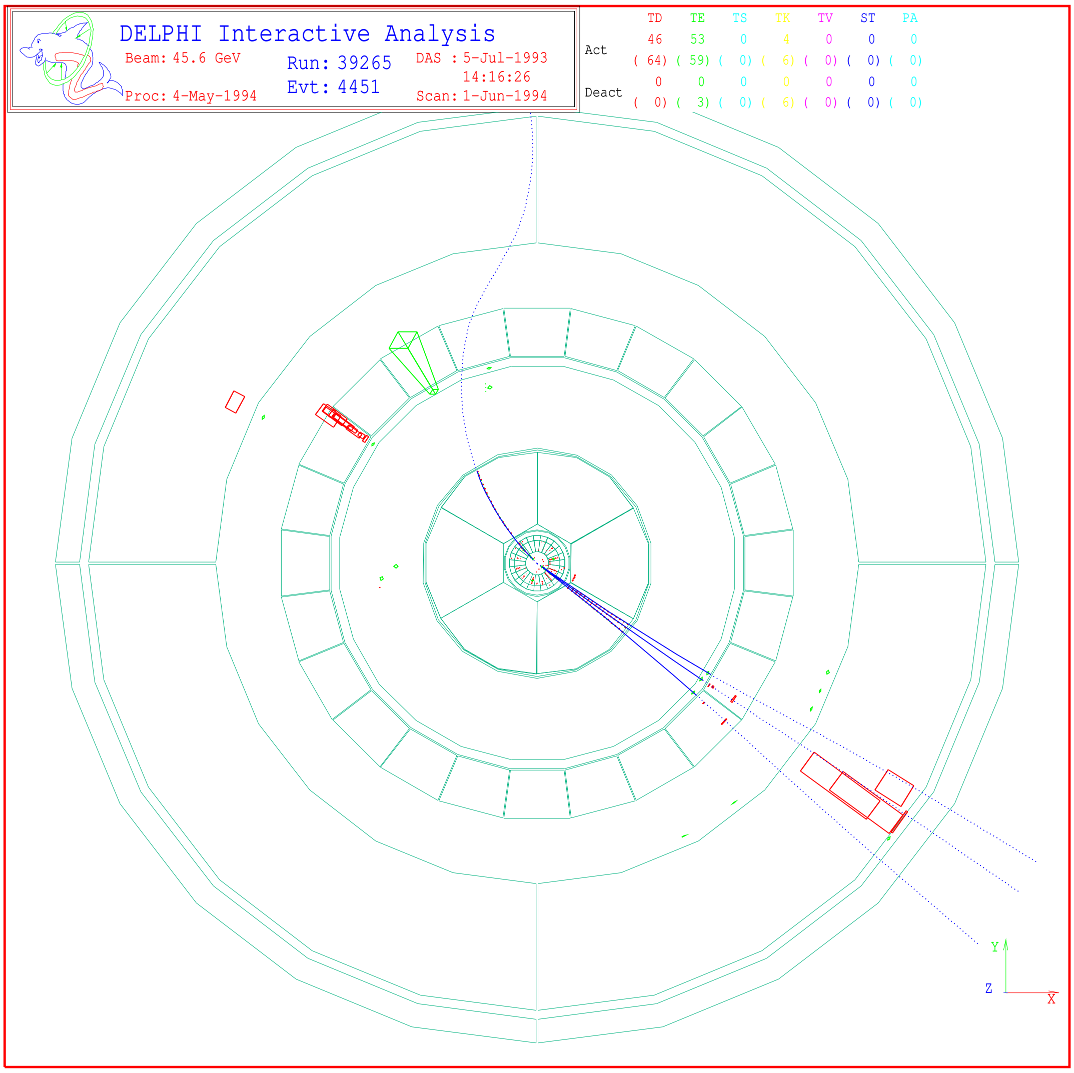

Figura 6.5: Evento real com interação $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to \tau^+\tau^-$, onde um dos τ's decai em 3 hádrons carregados (seção transversal do DELPHI). Fonte: [34].

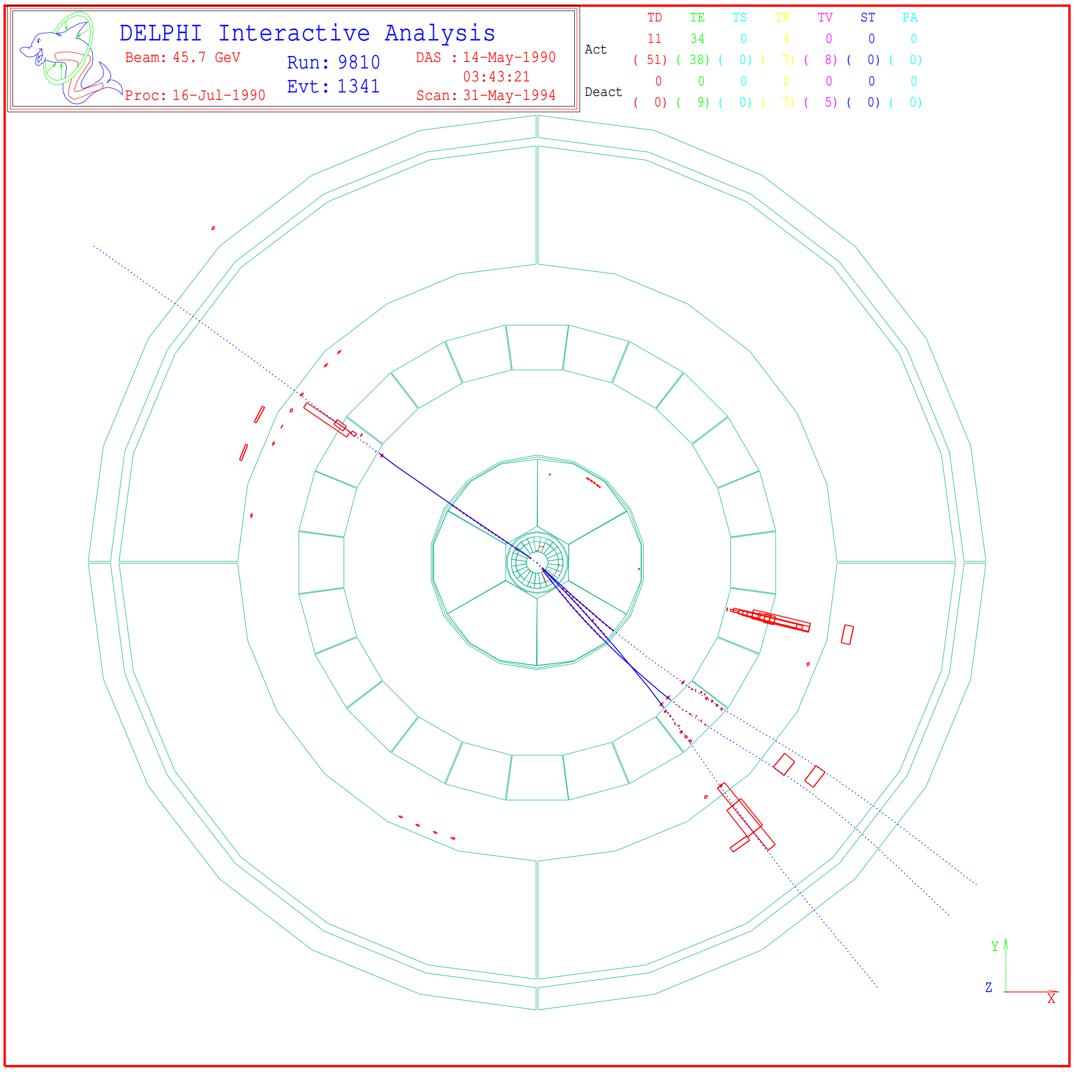

Figura 6.6: Evento real com interação $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to \tau^+\tau^-\gamma$ (seção transversal do DELPHI). O γ (neutro, sem trajetória detectada) deposita energia na HPC (o que é representado por finos retângulos vermelhos que ocupam sozinhos um dos 24 setores da HPC que aparecem na figura). Fonte: [34].

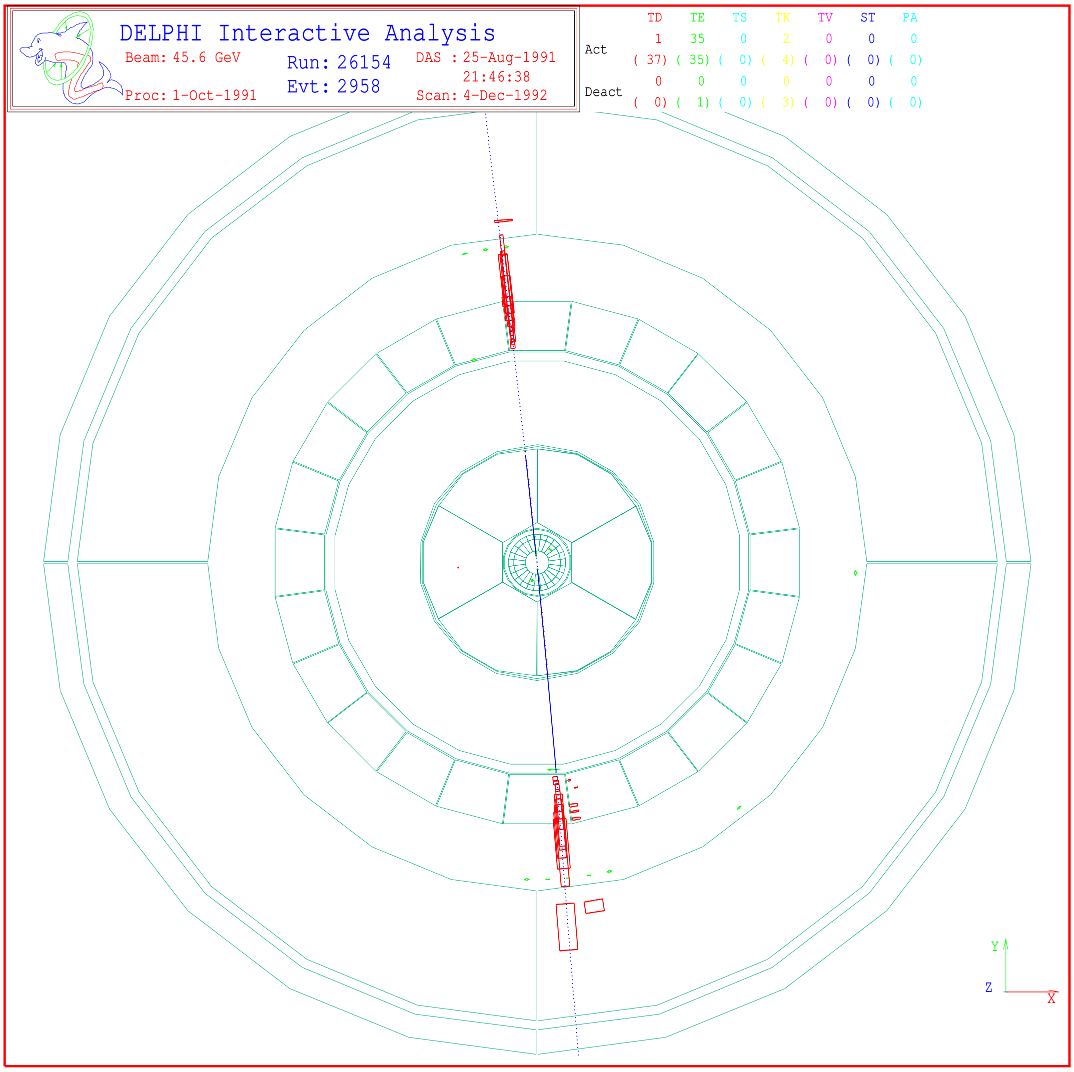

Figura 6.7: Evento real com interação $e^+e^- \to Z^0/\gamma \to e^+e^-$ (seção transversal do DELPHI). Os depósitos de energia na HPC pelos e's (que têm trajetórias reconstruídas) estão novamente representados por retângulos vermelhos (que aparecem em grande quantidade, indicando grandes perdas de energia). Fonte: [34].

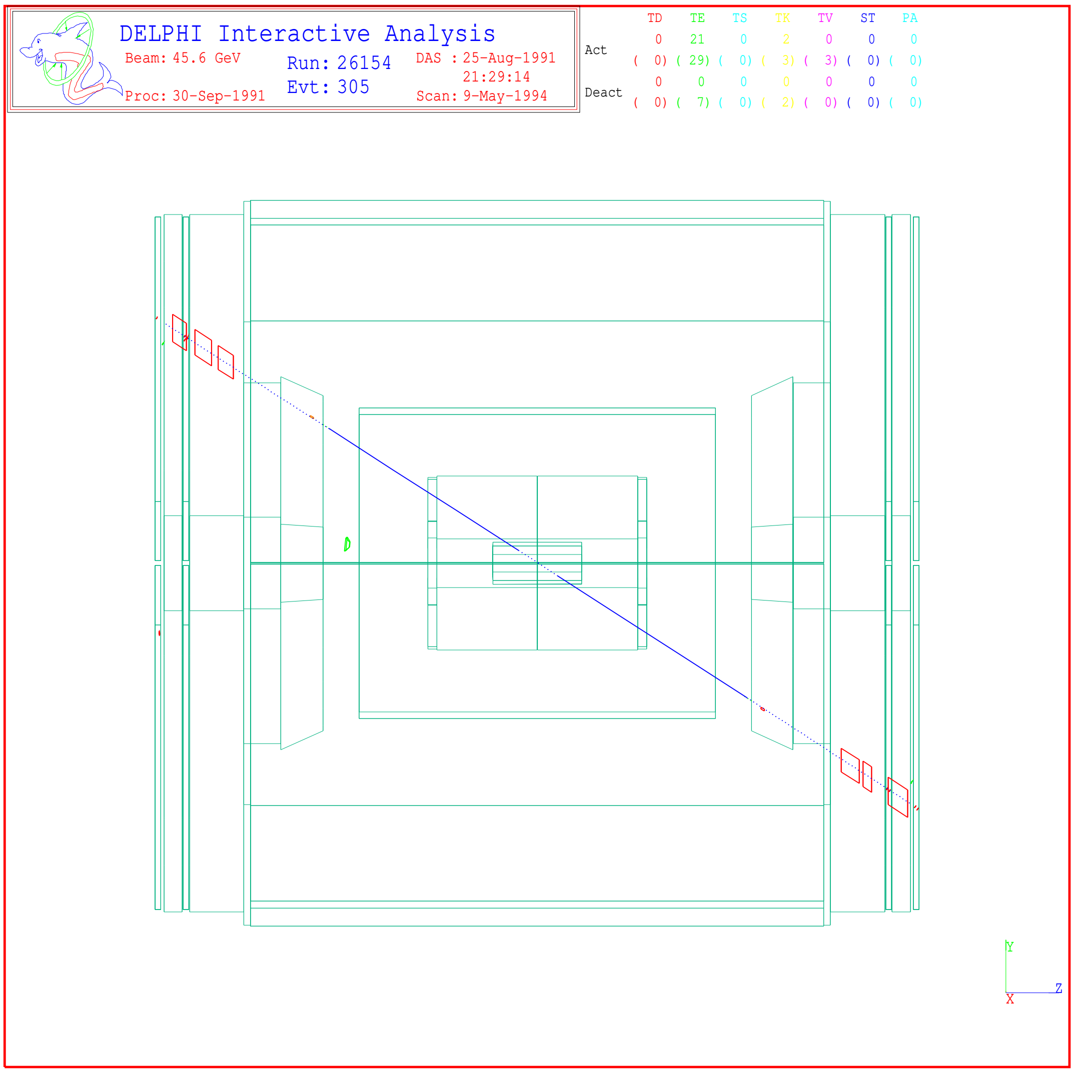

Figura 6.8: Evento real com interação $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ (seção logitudinal do DELPHI). Fonte: [34].

Capítulo 7

Estudo dos eventos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$ gerados

Para obter critérios de corte que permitam distinguir os eventos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$, que queremos estudar, dos demais, estudamos a geração de eventos desse tipo, comparando-a com o que foi obtido na reconstrução dos eventos simulados que passaram pela pré-seleção e com o que esperávamos obter.

7.1 Características encontradas

A primeira característica a ser estudada nos 1499 eventos simulados de sinal é o número de partículas carregadas (traços) que passaram pela pré-seleção, por evento, mostrado na figura 7.1.

Vemos que existem eventos onde nenhum traço foi selecionado, o que mostra que houve problemas na reconstrução desses eventos e eles foram rejeitados na pré-seleção. Como vimos na descrição do DELPHI, existem ângulos onde a detecção não é eficiente. O FEMC não cobre ângulos θ menores que 8° ou maiores que 172° e os demais detectores só cobrem ângulos θ maiores que 10° ou menores que 170°. Então, devemos verificar se os eventos não reconstruídos estão nessa área. Na figura 7.2 é mostrado o ângulo θ para os τ's[1] (2 τ's por evento) criados nos 270 eventos (18% do total) em que nenhum traço foi reconstruído. Na mesma figura, vemos que 228 desses τ's (7,6% do total simulado) realmente têm ângulos θ onde não há subdetectores do DELPHI. Assim, não temos informações sobre as partículas que passam por essa região e não podemos utilizá-las em nossa análise. Por outro lado, para os eventos com traços reconstruídos, a maioria das partículas está no "barril", como mostrado na figura 7.3. Vemos também que (apenas) 106 das partículas (3,5% do total) de eventos sem traços reconstruídos estão na região do "barril". Mesmo nessa região, existem falhas de detecção porque os subdetectores do DELPHI são divididos em módulos, separados por pequenas brechas. Partículas que incidem nessas brechas deixam de ser detectadas. O mesmo pode acontecer para detectores das "tampas".

Esse tipo de falha de detecção, assim como erros de reconstrução (que podem ser

[1]Devemos lembrar (apêndice A) que os traços originários do decaimento do τ desviam-se pouco da direção original.

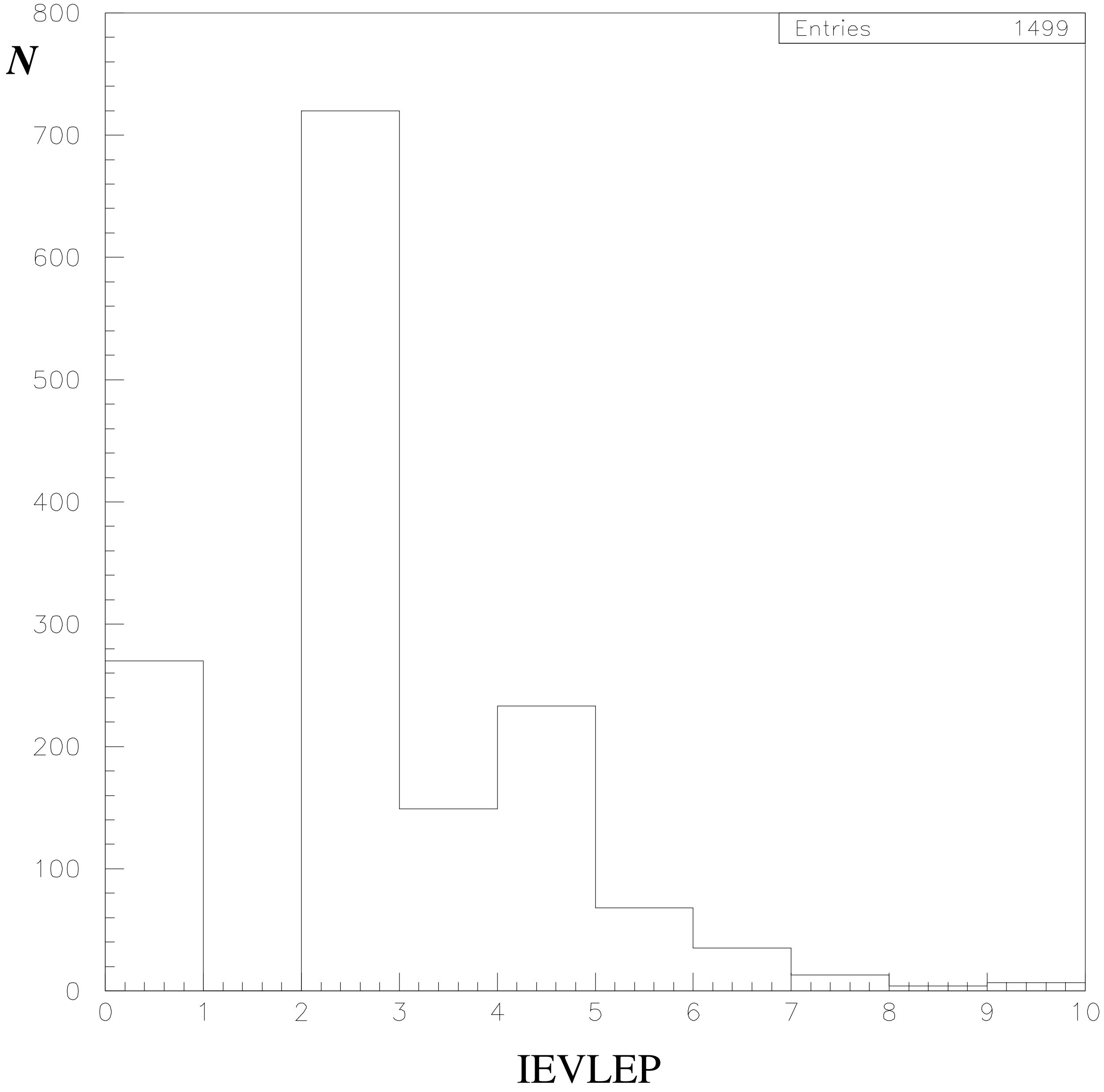

Figura 7.1: Número (N) de eventos simulados em função do número ($IEVLEP$) de partículas carregadas pré-selecionadas no evento.

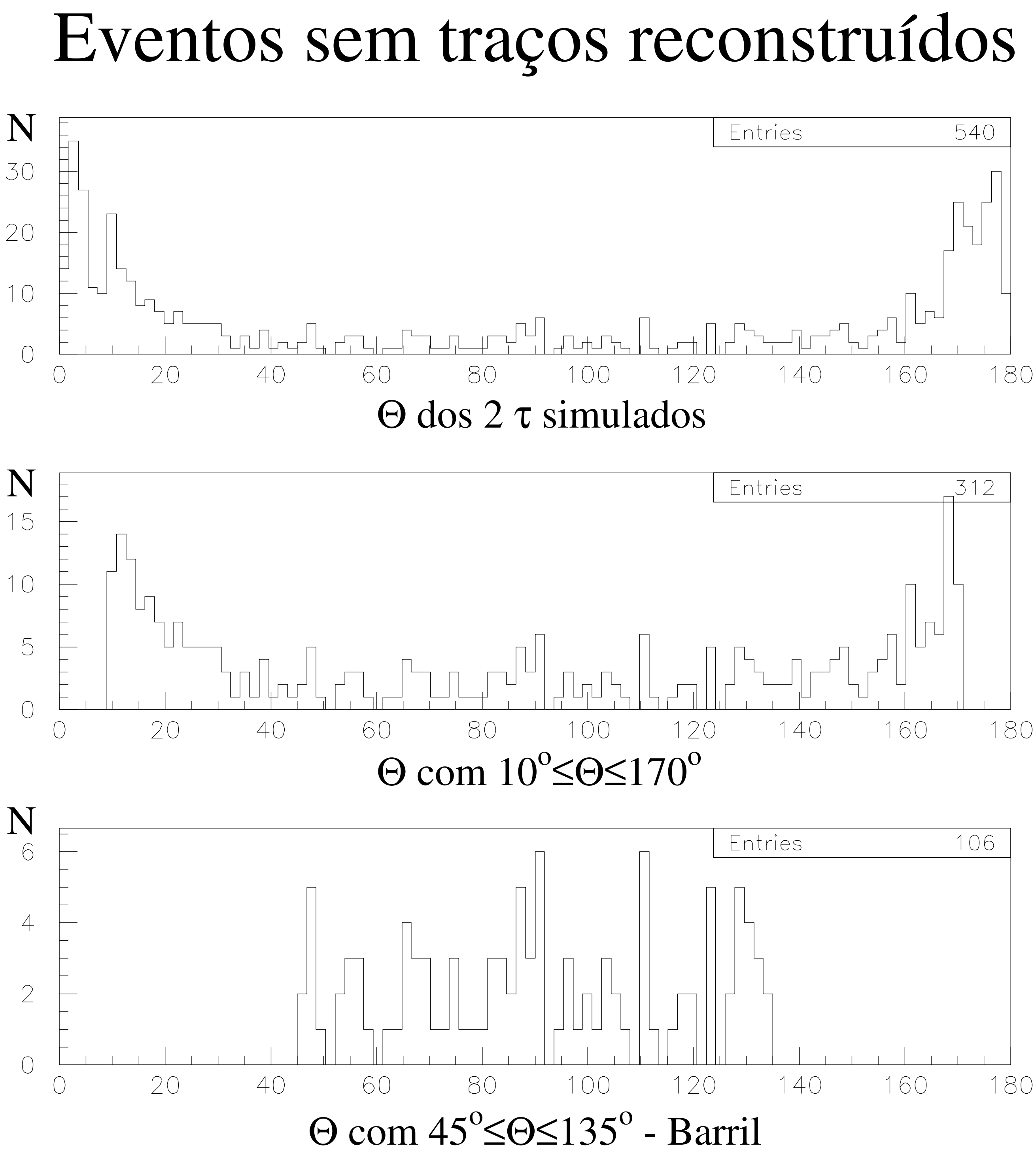

Figura 7.2: Número (**N**) de τ's gerados em função dos ângulos θ para os eventos em que nenhum traço foi reconstruído.

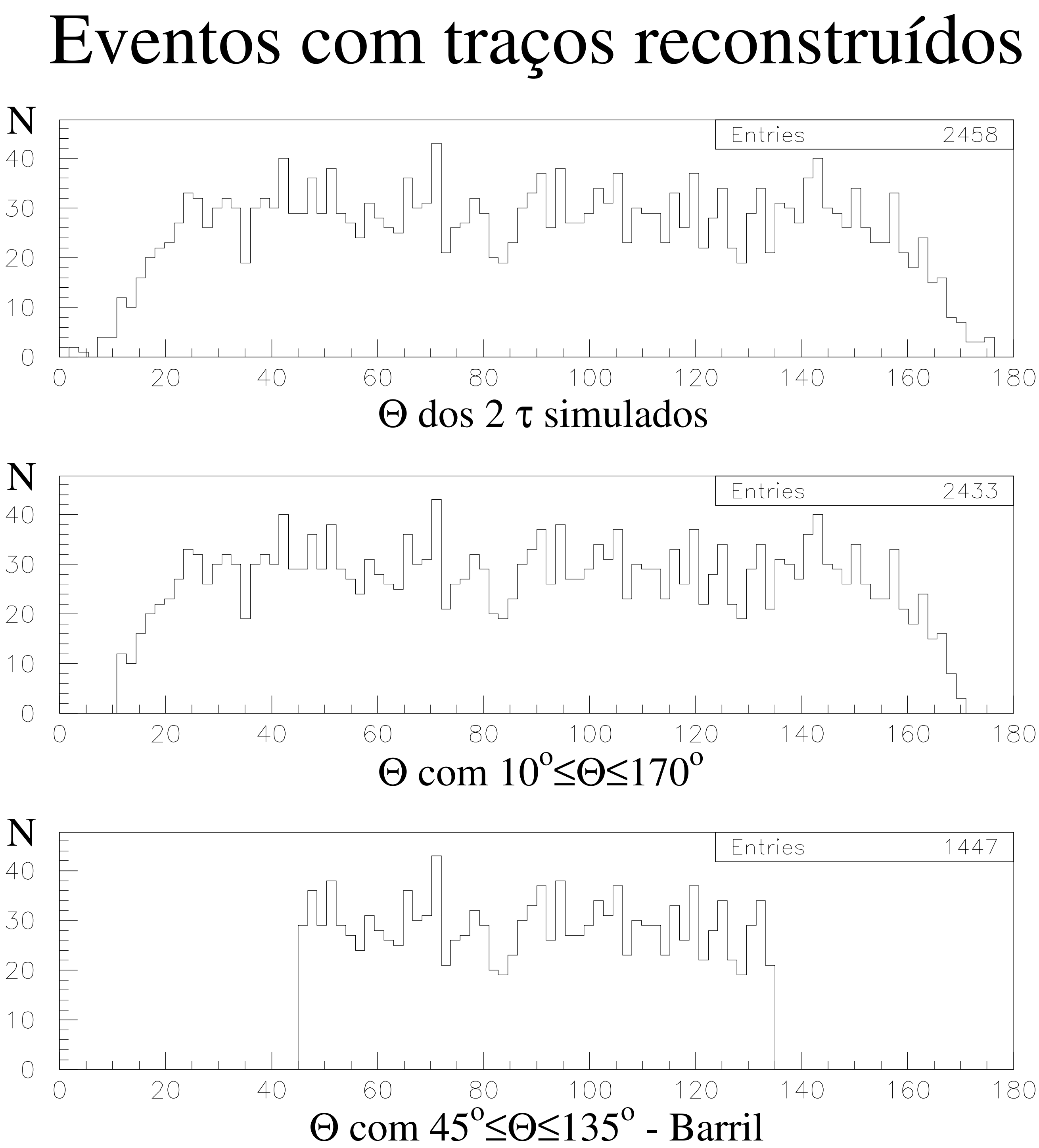

Figura 7.3: Número (**N**) de τ's gerados em função dos ângulos θ para os eventos com traços reconstruídos.

causados, por exemplo, por conversões de fótons e outras interações secundárias nas quais um ou mais traços deixam de ser reconstruídos), é responsável pelo aparecimento de eventos com números de traços ímpares. Observamos que 237 eventos apresentavam essa característica proibida pela conservação de carga. Analisando estes eventos, vimos que apenas 10 dos τ's estavam fora do ângulo de cobertura do DELPHI, como mostrado na figura 7.4. Para descobrir o que aconteceu, analisamos a distribuição dos tipos de decaimentos dos τ's (figura 7.5), onde se segue a convenção exposta na tabela 7.1. Deve se notar que o decaimento do tipo 8 tem probabilidade muito maior que os demais de dar origem a um número **real** de partículas carregadas maior do que 2 (ver [2]), no entanto, a porcentagem de decaimentos **identificados** como sendo desse tipo é baixa e vai caindo com o número de traços: temos 23 eventos com 3 traços, 28 com 5 traços, 8 com 7 traços e apenas 2 para 9 traços. Então, nesses casos, conclui-se que também houve erros de reconstrução e que esta piora com o aumento do número de traços.

Numero atribuído	Decaimento
0	Não identificado
1	$\tau \to e\nu\bar{\nu}$
2	$\tau \to \mu\nu\bar{\nu}$
3	$\tau \to \pi\nu$
4	$\tau \to \rho\nu$
5	$\tau \to a_1\nu$, seguido por $a_1 \to \pi\pi^0\pi^0$
6	$\tau \to K\nu$
7	$\tau \to K^*\nu$
8	$\tau \to \nu$ e mais de um π

Tabela 7.1: Denominações dos tipos de decaimentos.

Agora estudaremos os casos em que o número de traços é par, como mostrado na figura 7.6.

Para um número de traços igual a 2, todos os tipos de decaimentos são possíveis, exceto o 8 (embora uma baixa porcentagem dos decaimentos seja **erradamente identificada** como sendo desse tipo). Todavia, para o número de traços maior, os decaimentos do tipo 8 são os mais prováveis. Para 4 traços, temos um número significativo desses decaimentos, assim como para 6 traços. Já para 8 traços esse número cai muito, indicando, novamente, que a reconstrução piora com o aumento do número de traços. Assim resolvemos nos concentrar somente na análise dos decaimentos com dois traços (topologia 1-1) e com 4 traços[2] (topologia 1-3). Desprezar os demais eventos com número par de traços não chega a ser um problema sério uma vez que eles ocorrem em número muito menor (têm razões de ramificação muito menores - ver seção 5.1) do que aqueles de topologias 1-1 e 1-3.

[2]Um τ decai gerando um traço e o outro, com velocidade em sentido oposto, gera três partículas carregadas muito próximas umas das outras, mas afastadas do traço do outro τ.

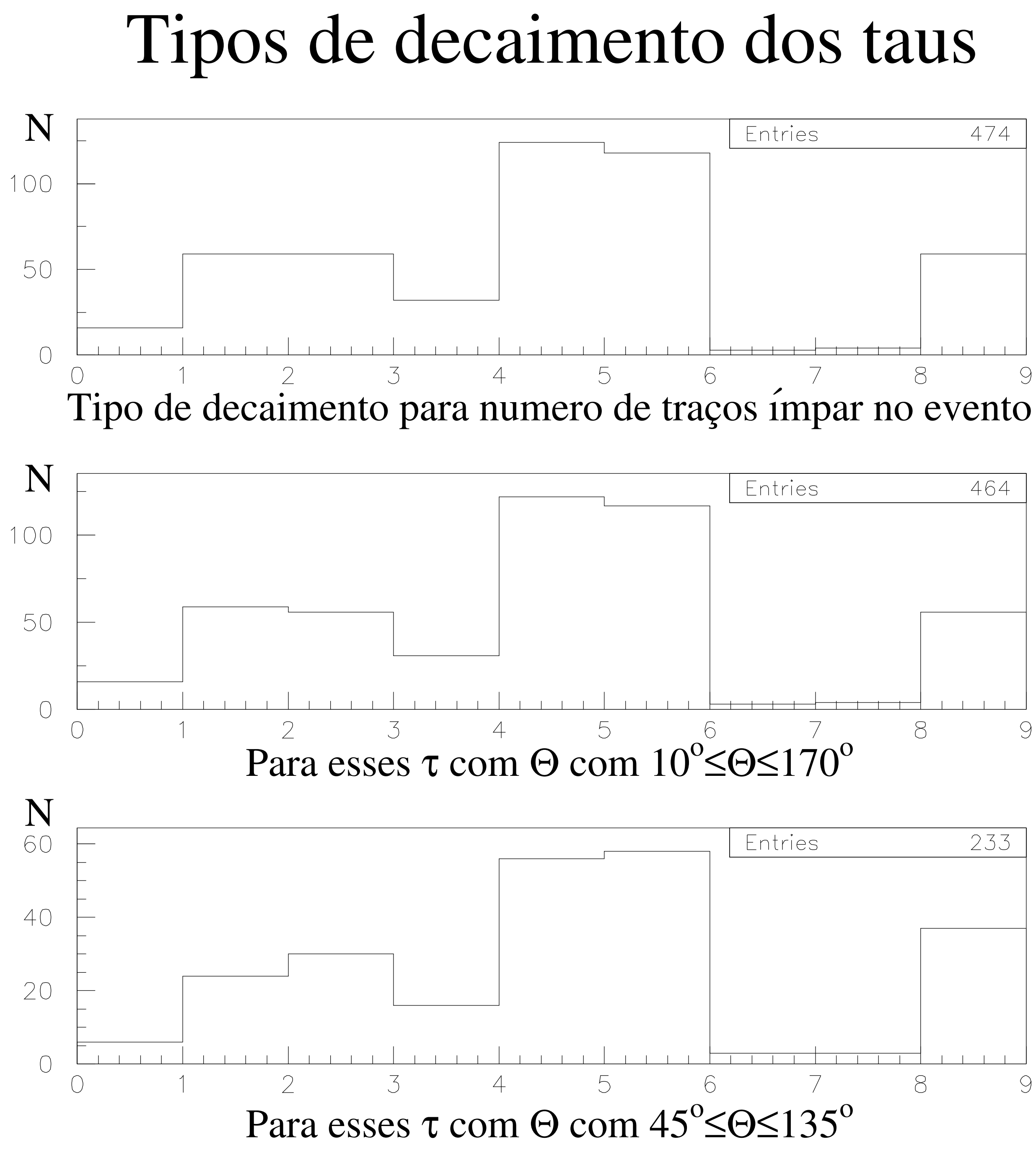

Figura 7.4: Número (**N**) de τ's simulados em função do tipo de decaimento dos τ's (ver tabela 7.1) para número de traços do evento ímpar.

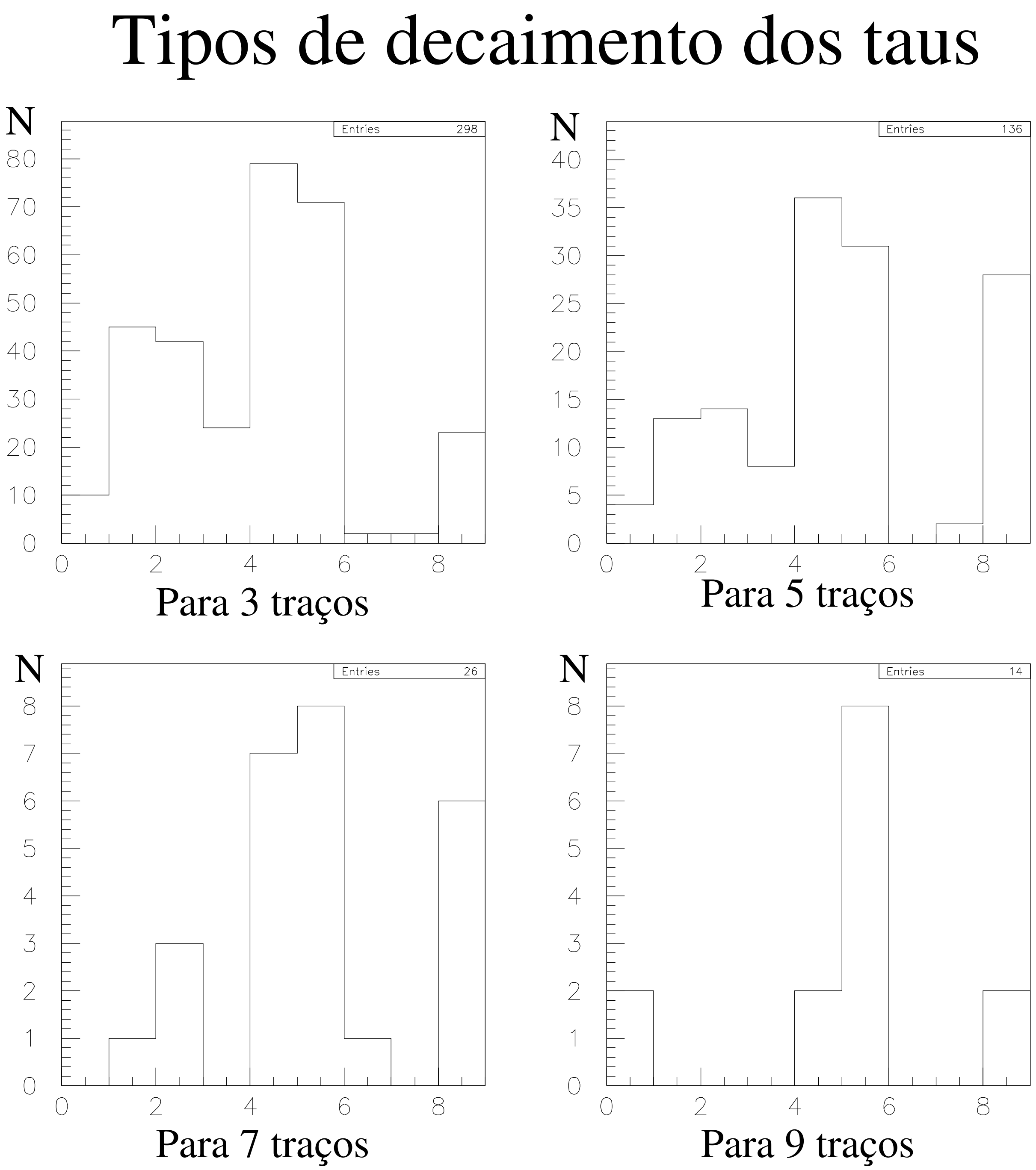

Figura 7.5: Número (**N**) de τ's simulados em função do tipo de decaimento dos τ's para diferentes números (ímpares) de traços reconstruídos.

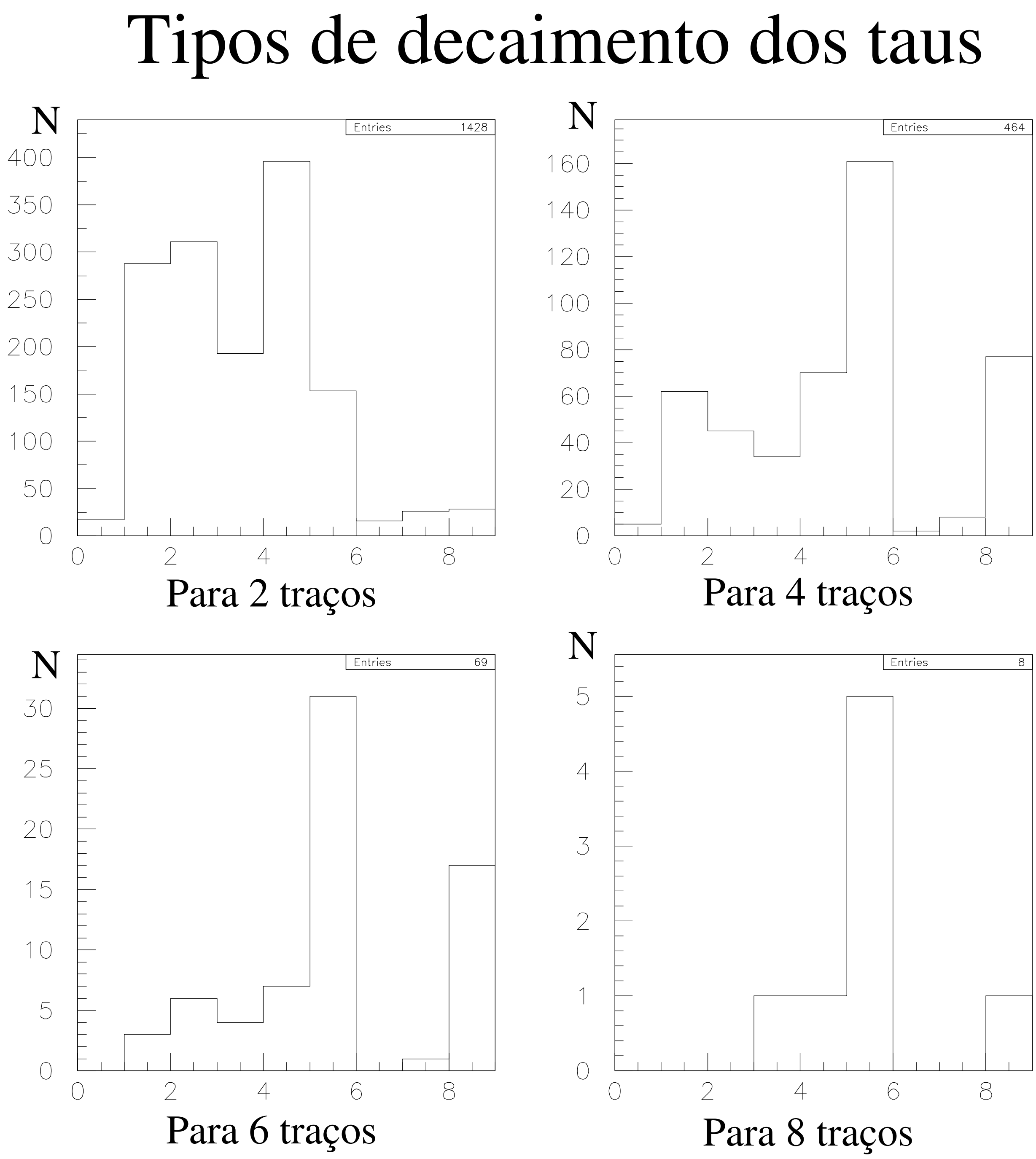

Figura 7.6: Número (**N**) de τ's simulados em função do tipo de decaimento dos τ's para diferentes números (pares) de traços reconstruídos.

Capítulo 8

Seleção de eventos de sinal

Estudaremos as simulações de reconstrução dos eventos de fundo (comparando-as com aquelas dos eventos de sinal) para encontrar as características que permitem eliminar dos dados reais o maior número possível de eventos de fundo, mantendo, ao mesmo tempo, o maior número possível de eventos de sinal. Aplicaremos os critérios de seleção encontrados aos dados reais, obtendo os eventos de sinal, e calcularemos a seção de choque correspondente.

8.1 Eventos utilizados

Em primeiro lugar, é importante lembrar que os eventos utilizados agora são os que passaram pelos critérios de pré-seleção explicados no capítulo 6.

Para estudar a eficiência dos critérios de seleção não é muito importante levar em conta o número N de eventos simulados que não são eliminados por determinado corte; realmente relevante é o número ($\mathcal{N}$) de eventos esperados na amostra de dados reais dado por:

$$\mathcal{N} = \frac{\mathcal{L}\sigma N}{N_{sim}} \tag{8.1}$$

Cabe lembrar que a seção de choque σ para cada tipo de interação foi mostrada na tabela 4.1 e a luminosidade $\mathcal{L}$ para os dados reais utilizados é dada na seção 4.2. Na tabela 8.1 é mostrado o número de eventos simulados N_{pre} que obedeceu aos critérios de pré-seleção e o correspondente número esperado $\mathcal{N}_{pre}$. Para facilitar a comparação com os números iniciais de eventos simulados N_{sim}, também mostrados na tabela 4.1, tornamos a incluí-los na tabela 8.1.

Vale acrescentar que estes critérios também foram aplicados aos dados reais que, como era esperado (ver seção 4.2), foram eliminados em grande parte: havia 934.669 eventos e só passaram pela pré-seleção 49.729 (5%). Mesmo assim, ainda permanecem dados relativos aos eventos espúrios citados na mesma seção (4.2), que não são simulados, o que faz que o número esperado de eventos simulados seja muito menor que o número de eventos reais, discrepância que desaparecerá aos poucos com a aplicação dos critérios de corte, como será mostrado nas seções seguintes.

	N_{sim}	N_{pre}	$\mathcal{N}_{pre}$
$e^+e^- \to Z^0(\gamma) \to e^+e^-(\gamma)$ na região do "barril"	5668	5434	487,0
$e^+e^- \to Z^0(\gamma) \to e^+e^-(\gamma)$ **a baixos ângulos**	79999	36768	6732,2
Espalhamento Compton	22075	2282	198,5
$e^+e^- \to Z^0(\gamma) \to \mu^+\mu^-(\gamma)$	7801	6098	92,4
$e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$	1009	887	4,3
$e^+e^- \to \gamma\gamma(\gamma)$	14119	1897	184,3
$e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$	1050	908	3,9
$e^+e^- \to e^+e^-q\overline{q}$	3422	1441	91,1
$e^+e^- \to e^+e^-\tau^+\tau^-$	700	665	1,0
$e^+e^- \to ee\nu_e\overline{\nu}_e$	1050	856	1,6
$e^+e^- \to ee\nu_e\overline{\nu}_e$	700	414	0,2
$e^+e^- \to ee\nu_\tau\overline{\nu}_\tau$	700	433	0,2
$e^+e^- \to Z^0(\gamma) \to \nu\overline{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$	13356	487	10,7
$e^+e^- \to l^+l^-l^+l^-$ ($l = \mu$ **ou** τ)	300	272	0,3
$e^+e^- \to \mu^+\mu^-q\overline{q}$	300	125	0,8
$e^+e^- \to \tau^+\tau^-q\overline{q}$	278	109	0,4
$e^+e^- \to \nu\nu q\overline{q}$	300	224	1,0
$e^+e^- \to We\nu$	413	162	1,9
$e^+e^- \to W^+W^-$	12069	324	3,3
$e^+e^- \to Z^0(\gamma) \to q\overline{q}(\gamma)$	28563	10162	437,4
Total dos eventos de fundo	193872	69948	8252,6
$e^+e^- \to Z^0(\gamma) \to \tau^+\tau^-(\gamma)$	1499	1229	104,6

Tabela 8.1: Números esperados de eventos simulados após a pré-seleção.

O último tipo de evento mostrado na tabela é o sinal. Como foi discutido no capítulo 7, foram eliminados 270 (18%) desses eventos na pré-seleção.

Para os demais tipos de eventos simulados (fundo), verificamos que temos diferentes taxas de rejeição ($\frac{N_{pre}}{N_{sim}}$). Além disso, também é importante notar que os maiores números esperados $\mathcal{N}_{pre}$ de eventos são (em ordem decrescente) de espalhamentos elásticos de e^+e^-, produções de hádrons, espalhamentos Compton, aniquilações ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) e eventos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Vemos que o número de eventos de fundo é muito maior do que o número de eventos de sinal mesmo depois da pré-seleção. Por outro lado, os números esperados de eventos com estados finais de 4 léptons (com seções de choque baixas) são muito menores do que os de eventos citados anteriormente.

8.2 Critérios utilizados

Mostraremos aqui os critérios de seleção que utilizamos e, na próxima seção, os resultados obtidos. Esses critérios de corte foram elaborados com base nas características que esperamos encontrar para cada tipo de evento e com base no que foi visto nas simulações de reconstrução, onde as características do DELPHI também foram levadas em conta.

Primeiramente, aplicamos três critérios de corte para garantir que o evento esteja de acordo com uma das duas configurações de decaimentos do τ (já mencionadas) que queremos analisar: a topologia 1-1 (com duas partículas de cargas opostas e módulos iguais a $|q_\tau|$) e a topologia 1-3 (com uma partícula isolada de carga $q = \pm|q_\tau|$ e um conjunto de 3 partículas carregadas muito próximas entre si com carga total igual a $-q$). Nestes dois tipos de topologias, ainda definimos os dois "traços principais" (como mostrado na figura 8.1), pois tal definição será útil para elaborar vários dos cortes de seleção; para a topologia 1-1, evidentemente, os dois traços são os principais e, para a topologia 1-3, são escolhidos o traço isolado (o "1" de "1-3"), proveniente do decaimento de um τ, e o traço de maior momento (p) entre os outros 3, que aparecem juntos por serem provenientes do decaimento do outro τ.

- **Corte 1** A soma das cargas das partículas do evento tem que ser 0.

  Isto é previsto pela lei da conservação da carga, no entanto, devido a erros de reconstrução, o valor medido para essa soma nem sempre se anula, como podemos ver na figura 8.2.

- **Corte 2** $IEVLEP$ tem que ser 2 ou 4.

  Lembramos que $IEVLEP$ é o número de partículas carregadas do evento que passam pela pré-seleção (ver capítulo 6). Como explicado no capítulo 7, a reconstrução fica mais difícil para um número maior de traços, por isto nossa análise restringe-se aos eventos com dois traços (topologia 1-1) e de 4 traços (topologia 1-3).

- **Corte 3** $\alpha < \alpha_{corte}$

  Como mostrado no apêndice A, os ângulos α entre os momentos das partículas produzidas no decaimento de um τ têm valores inferiores a 15°. Assim, para os eventos de 4 traços é exigido que os momentos de 3 traços estejam separados por ângulos inferiores a α_{corte}, indicando que eles seriam originários do decaimento de um mesmo τ. O outro traço, originário do decaimento do τ de carga oposta, estará separado por um ângulo maior dos demais.

Agora aplicamos os demais cortes, elaborados de acordo com as características dos eventos de fundo para eliminá-los:

- **Corte 4** Pelo menos um dos traços tem que ter momento $> \frac{\sqrt{s}}{40}$.

  Este corte serve para eliminar ainda mais partículas provenientes de interações com o tubo do feixe e com gás residual.

- **Corte 5** $NCHA \leq 10$

  $NCHA$ é o número **total** de partículas carregadas detectadas no evento (não confundir com o número de partículas pré-selecionadas $IEVLEP$ discutido no capítulo 6). Mesmo

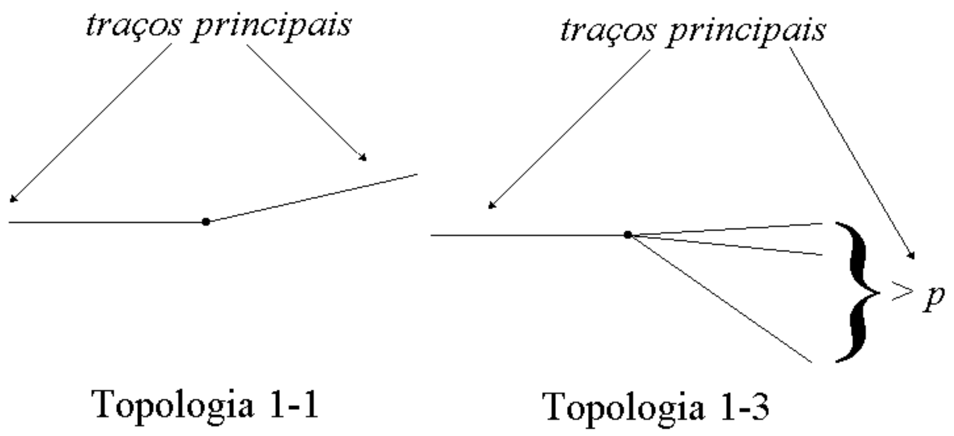

Figura 8.1: Traços principais nas topologias 1-1 e 1-3.

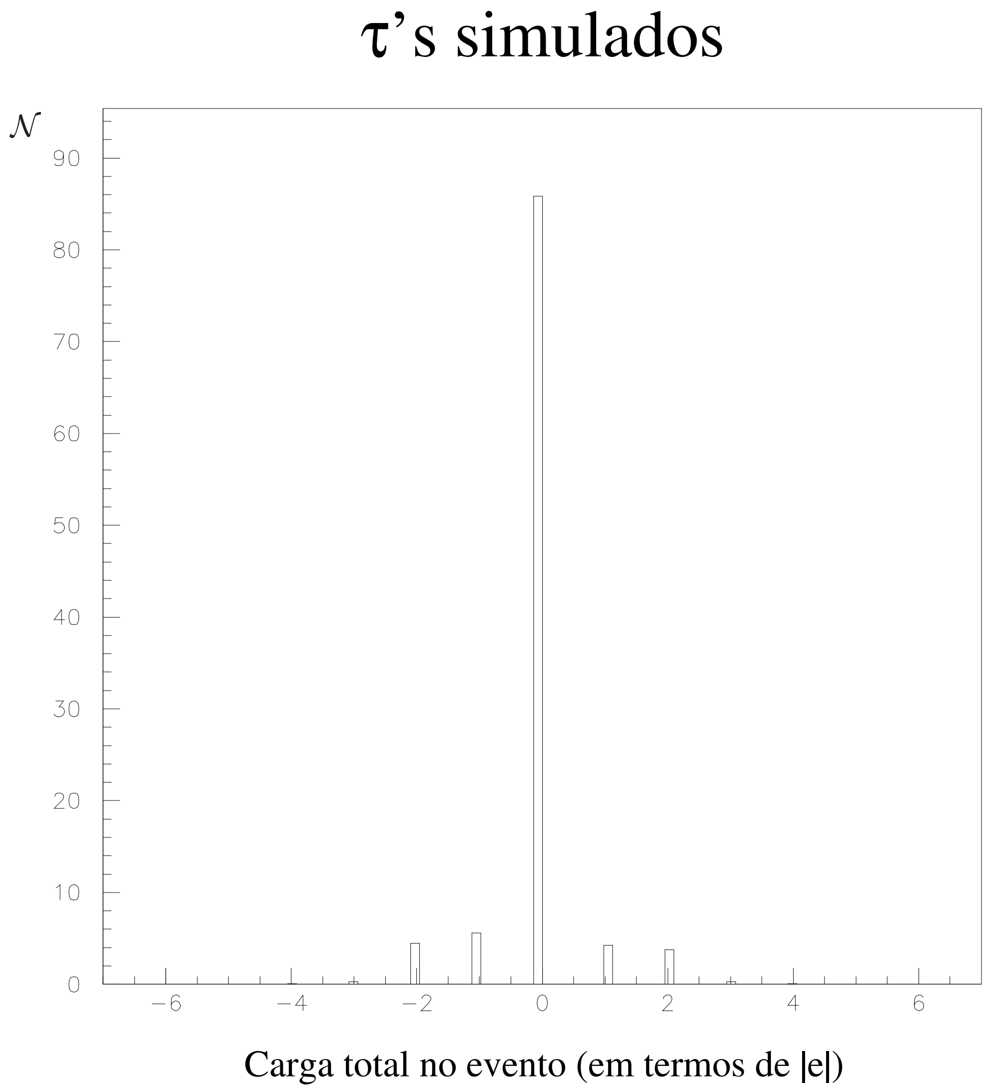

Figura 8.2: Histograma com o número esperado ($\mathcal{N}$) de eventos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ em função da carga (em termos do módulo $|e|$ da carga do elétron).

com o corte em $IEVLEP$, ainda sobram muitos eventos hadrônicos que se caracterizam pela produção de grande número de partículas carregadas (como mostrado na figura 8.3) ao contrário dos eventos de sinal (sobrepostos na mesma figura).

- **Corte 6** $Evis > 0,15\sqrt{s}$

  A energia visível ($Evis$), mostrada na figura 8.4, é simplesmente a soma das energias das partículas carregadas do evento[1].

- **Corte 7** $\alpha_{acol} \geq 0,5^{o}$

  O ângulo α_{acol} é denominado acolinearidade (é simplesmente o suplemento do ângulo entre os momentos dos dois traços principais) e é definido pela expressão:

$$\cos\alpha_{acol} = -\frac{\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2}{|\vec{p}_1||\vec{p}_2|} \tag{8.2}$$

  onde $\vec{p}_1$ e $\vec{p}_2$ são os momentos lineares dos traços principais do evento.

  Como podemos ver nas figuras 8.5 e 8.6, este critério de corte serve, para eliminar muitos eventos $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ e $e^+e^- \to e^+e^-$.

- **Corte 8** $\alpha_{acop} \leq 20^{o}$

  A acoplanaridade α_{acop} é dada pela expressão:

$$\cos\alpha_{acop} = -\frac{(\vec{p}_1 \times \vec{p}_{e^+}) \cdot (\vec{p}_2 \times \vec{p}_{e^-})}{|\vec{p}_1 \times \vec{p}_{e^+}||\vec{p}_2 \times \vec{p}_{e^-}|} \tag{8.3}$$

  onde $\vec{p}_1$ e $\vec{p}_2$ são os momentos lineares dos traços principais do evento e $\vec{p}_{e^+}$ e $\vec{p}_{e^-}$ são, respectivamente, os momentos do pósitron e do elétron iniciais (do feixe).

  Enfim, α_{acop} é simplesmente o ângulo entre o vetor normal ao plano definido pelos momentos de uma partícula final e de uma partícula principal e o vetor normal ao plano que contém os momentos da outra partícula inicial do evento e da outra partícula principal. A acoplanaridade também pode ser escrita como:

$$\alpha_{acop} = ||\phi_1 - \phi_2| - \pi|\frac{180}{\pi} \tag{8.4}$$

  onde a acoplanaridade é dada em graus e é expressa em termos das coordenadas ϕ_i das partículas finais no DELPHI. Isto torna a determinação de α_{acop} muito mais simples.

  Como podemos ver na figura 8.7, este corte serve para a eliminação de eventos com produção de 4-férmions e de dois fótons.

- **Corte 9** $prad2 < 1$

  A grandeza (adimensional) $prad2$ é dada por:

$$prad2 = \sqrt{k_1^2 + k_2^2} \tag{8.5}$$

[1] Para o cálculo dessa grandeza, foi usada a aproximação relativística $E \approx |\vec{p}|$ de modo que $Evis = \sum_{i=1}^{IEVLEP} |\vec{p}_i|$.

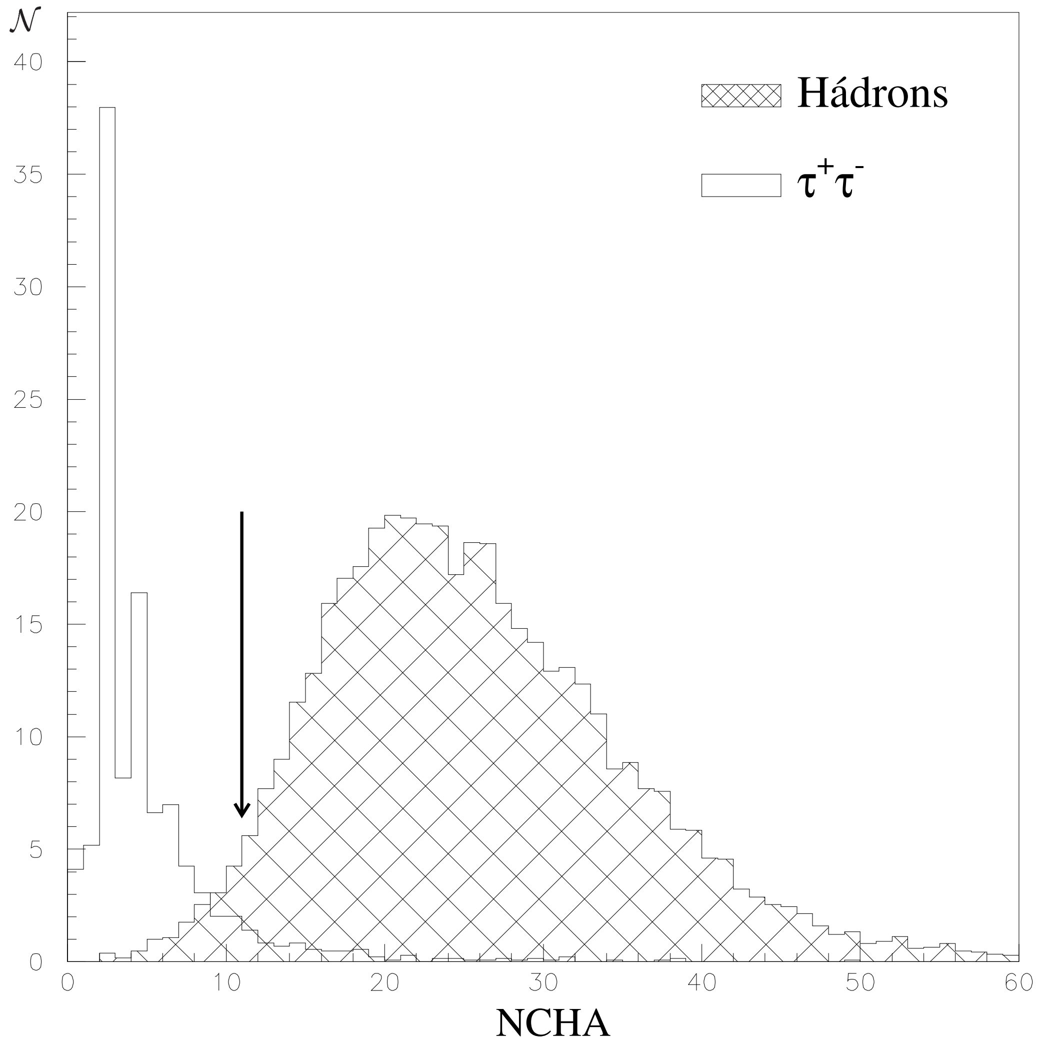

Figura 8.3: Histograma com números esperados ($\mathcal{N}$) de eventos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ e $e^+e^- \rightarrow$*hádrons* (hachurado) em função do número de partículas com carga. A seta indica o ponto a partir do qual o corte é feito; os eventos à direita da mesma são eliminados.

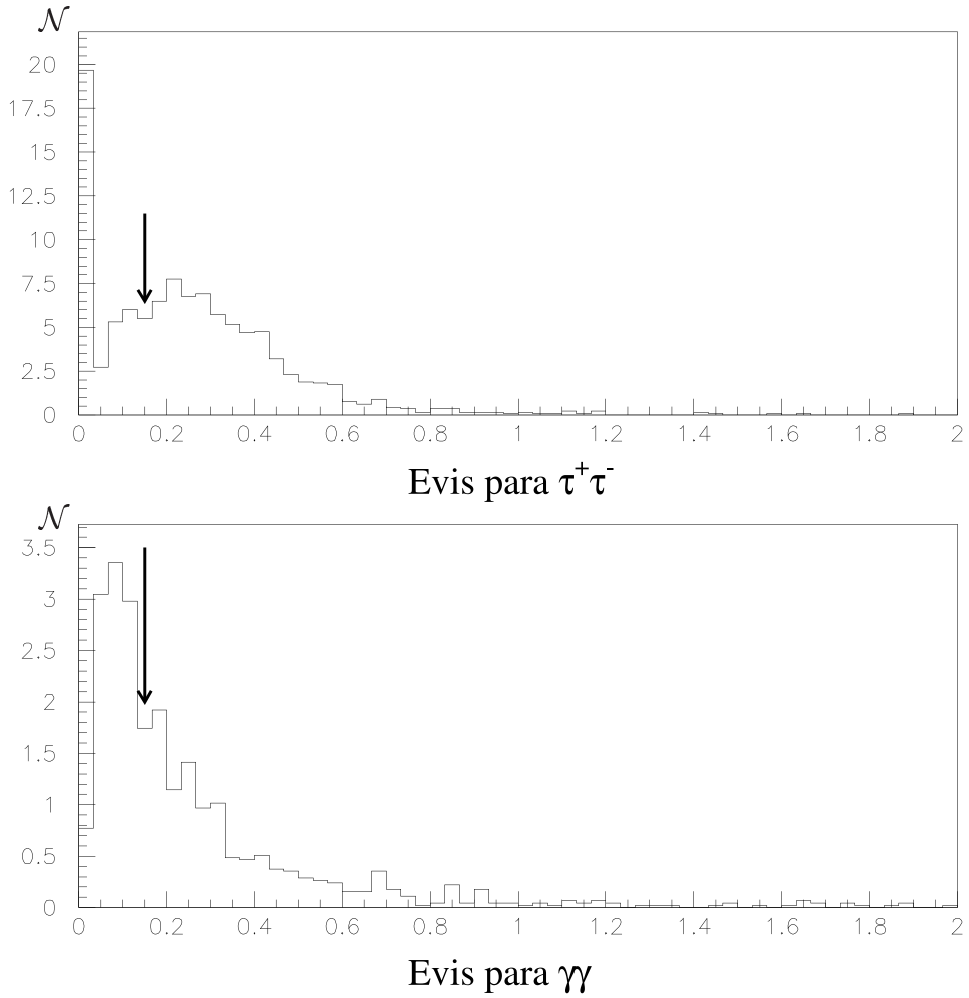

Figura 8.4: Histograma com números esperados ($\mathcal{N}$) de eventos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ e $e^+e^- \to \gamma\gamma$ em função da energia visível ($Evis$, dada em termos de $\sqrt{s}$). A seta indica o ponto a partir do qual o corte é feito; os eventos à esquerda da mesma são eliminados.

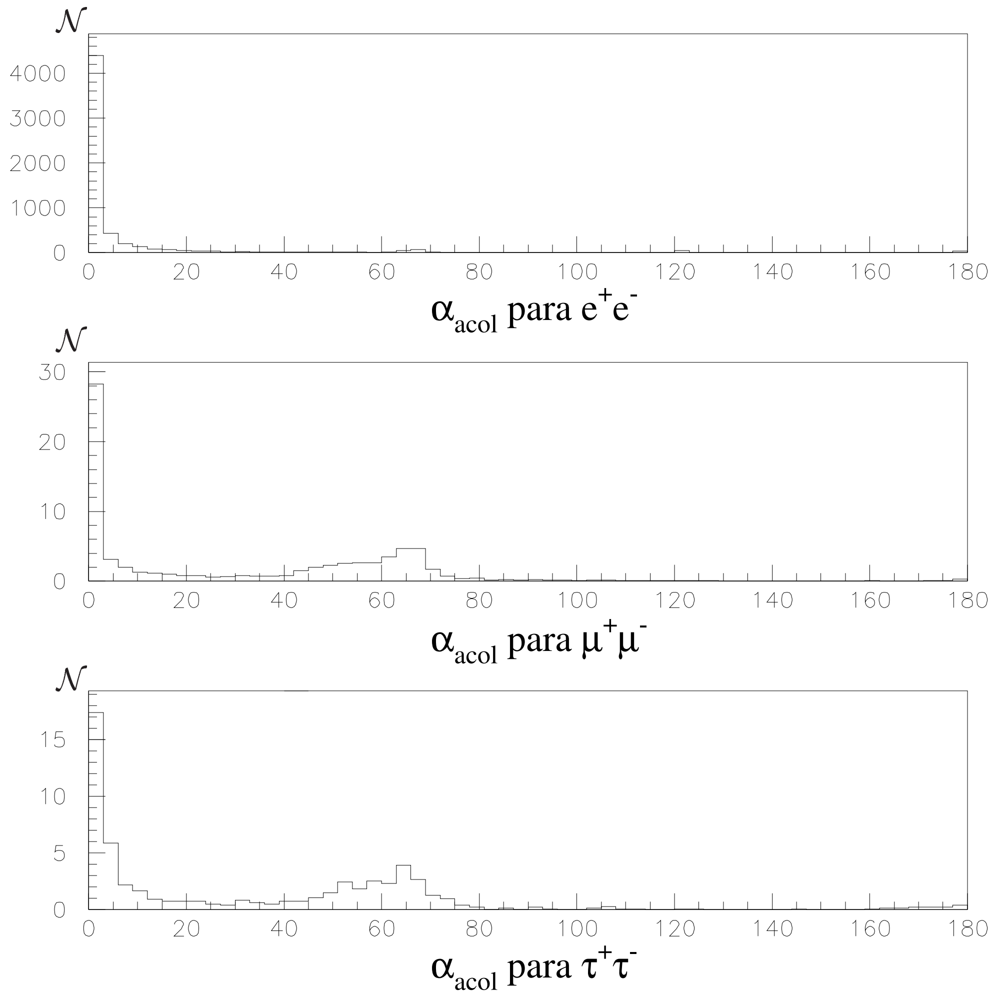

Figura 8.5: Histograma com números esperados ($\mathcal{N}$) de eventos simulados $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ e $e^+e^- \to e^+e^-$ em função de α_{acol} (em graus). O critério de corte relativo a esta grandeza é indicado na figura 8.6.

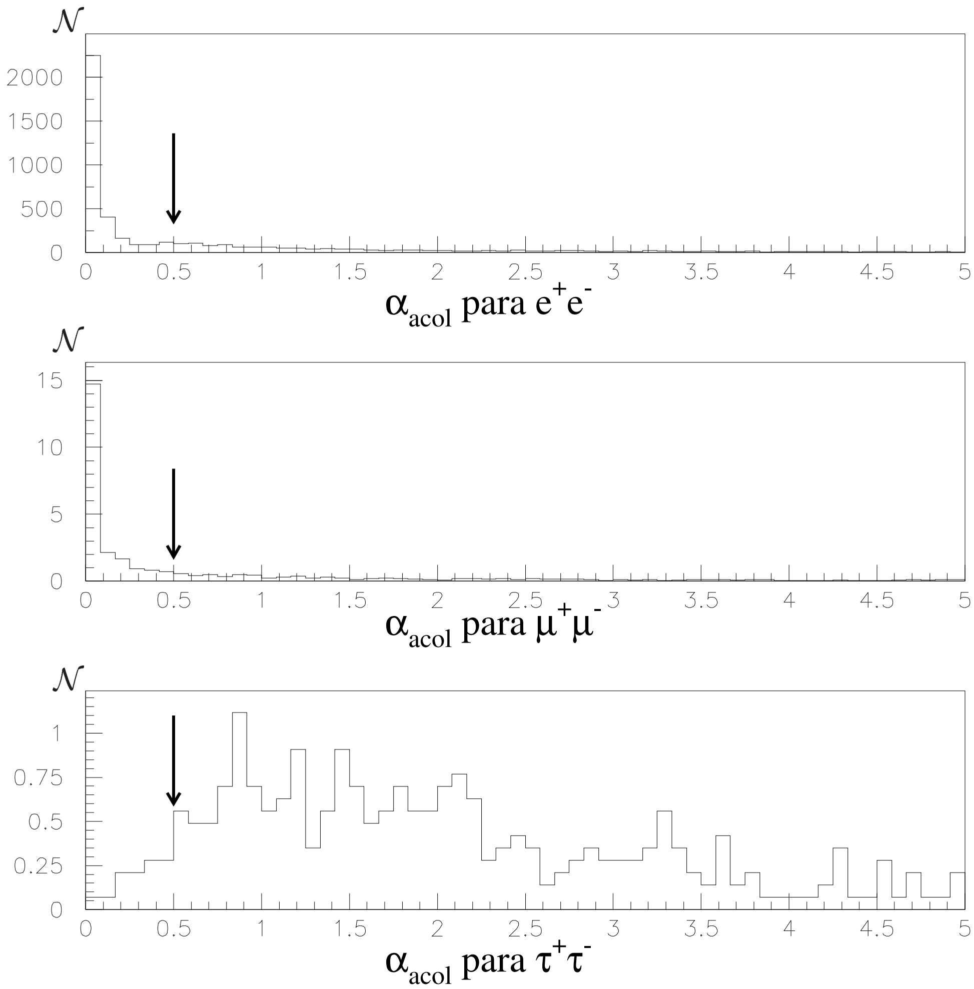

Figura 8.6: Detalhe do histograma 8.5. A seta indica o ponto a partir do qual o corte é feito; os eventos à esquerda da mesma são eliminados.

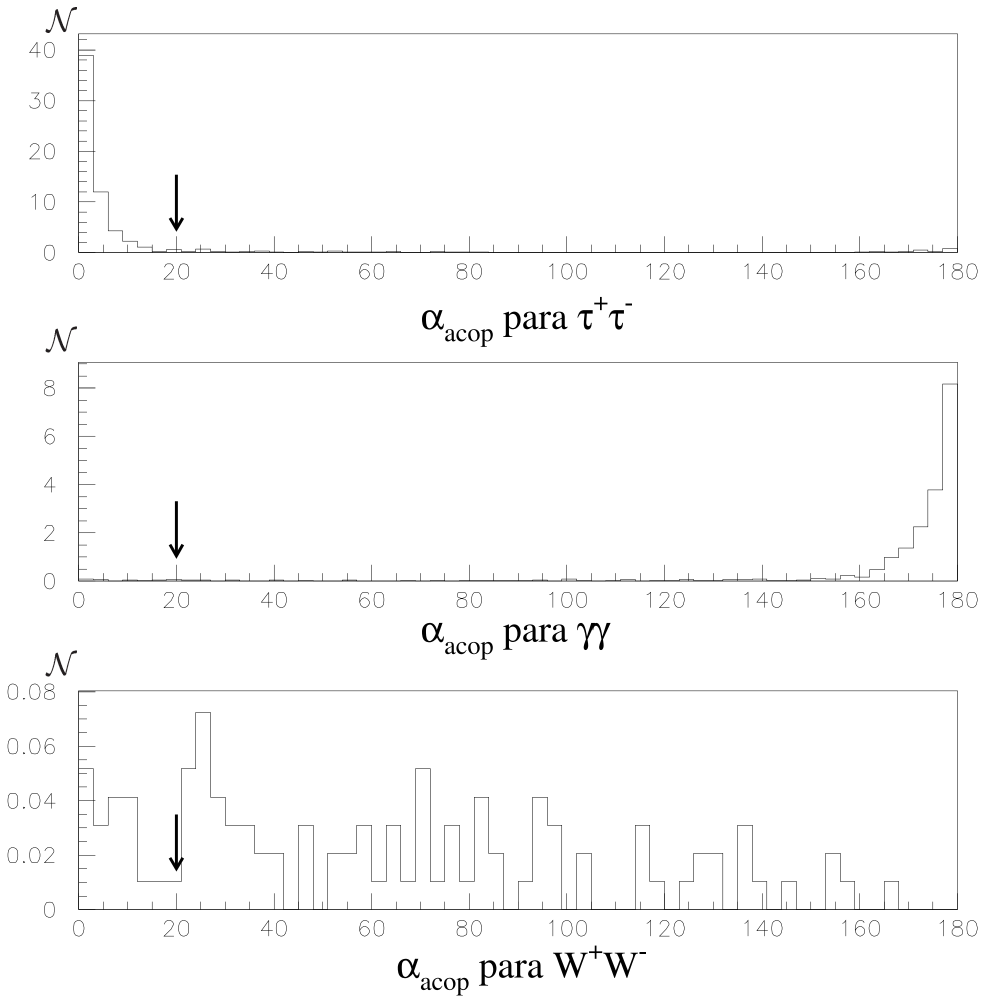

Figura 8.7: Histograma com números esperados ($\mathcal{N}$) de eventos simulados $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$, $e^+e^- \to W^+W^-$ e $e^+e^- \to \gamma\gamma$ em função de α_{acop} (em graus). A seta indica o ponto a partir do qual o corte é feito; os eventos à direita da mesma são eliminados.

onde k_i (com $i = 1, 2$) é o módulo do momento linear $\vec{p}_i$ da partícula principal i normalizado ao módulo do momento $\vec{m}_i$ que seria esperado para a mesma em uma colisão $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$:

$$k_i = \frac{|\vec{p}_i|}{|\vec{m}_i|} \tag{8.6}$$

com:

$$|\vec{m}_i| = \frac{\sqrt{s}\,\mathrm{sen}\theta_{i'}}{|\mathrm{sen}(\theta_1 + \theta_2)| + \mathrm{sen}\theta_1 + \mathrm{sen}\theta_2} \tag{8.7}$$

onde $i' = 1, 2$ e $i' \neq i$

Como mostrado na figura 8.8, grande quantidade de eventos $e^+e^- \to e^+e^-$ e $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ é eliminada com este critério de corte.

- **Corte 10** $erad2 < 0,8$

  A grandeza (adimensional) $erad2$ é definida por:

  $$erad2 = \sqrt{e_1^2 + e_2^2} \tag{8.8}$$

  onde e_i (com $i = 1, 2$) é a soma (em termos da energia do feixe $\frac{\sqrt{s}}{2}$) das energias depositadas nos calorímetros eletromagnéticos pelas partículas que estão dentro de um cone de abertura[2] $2\alpha_{e.m.}$ com o eixo na direção do momento da partícula carregada principal i.

  Na figura 8.9, vemos que grande quantidade de eventos $e^+e^- \to e^+e^-$ é eliminada com este corte.

- **Corte 11** Não podemos ter as duas partículas principais atingindo as câmaras de múons.

  Uma vez que, como já foi explicado, estes são os subdetectores mais externos do DELPHI e é esperado que só os múons os atinjam, este corte serve para eliminar eventos do tipo $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ (que já foram mostrados na figura 6.8).

- **Corte 12** Não podemos ter as duas partículas principais com $\frac{E_i}{|\vec{p}_i|} > 0,4$.

  Com este corte, onde E_i é a energia depositada pela partícula i no calorímetro eletromagnético, são eliminados eventos $e^+e^- \to e^+e^-$, uma vez que $\frac{E_i}{|\vec{p}_i|}$ tende a ser próximo de 1 para elétrons e pósitrons (ver figura 6.7).

Para aumentar a rejeição de eventos de fundo, tivemos que acrescentar os dois cortes a seguir, que são relativos à qualidade da detecção no DELPHI.

- **Corte 13** $R_i < 7cm$ para todos os traços principais.

  O raio R_i é a coordenada R do DELPHI em que a partícula foi detectada primeiro. Os traços têm que passar pelos detectores mais internos do DELPHI para possibilitar uma medida adequada do momento.

[2]Utilizamos $\alpha_{e.m.} = 30^o$.

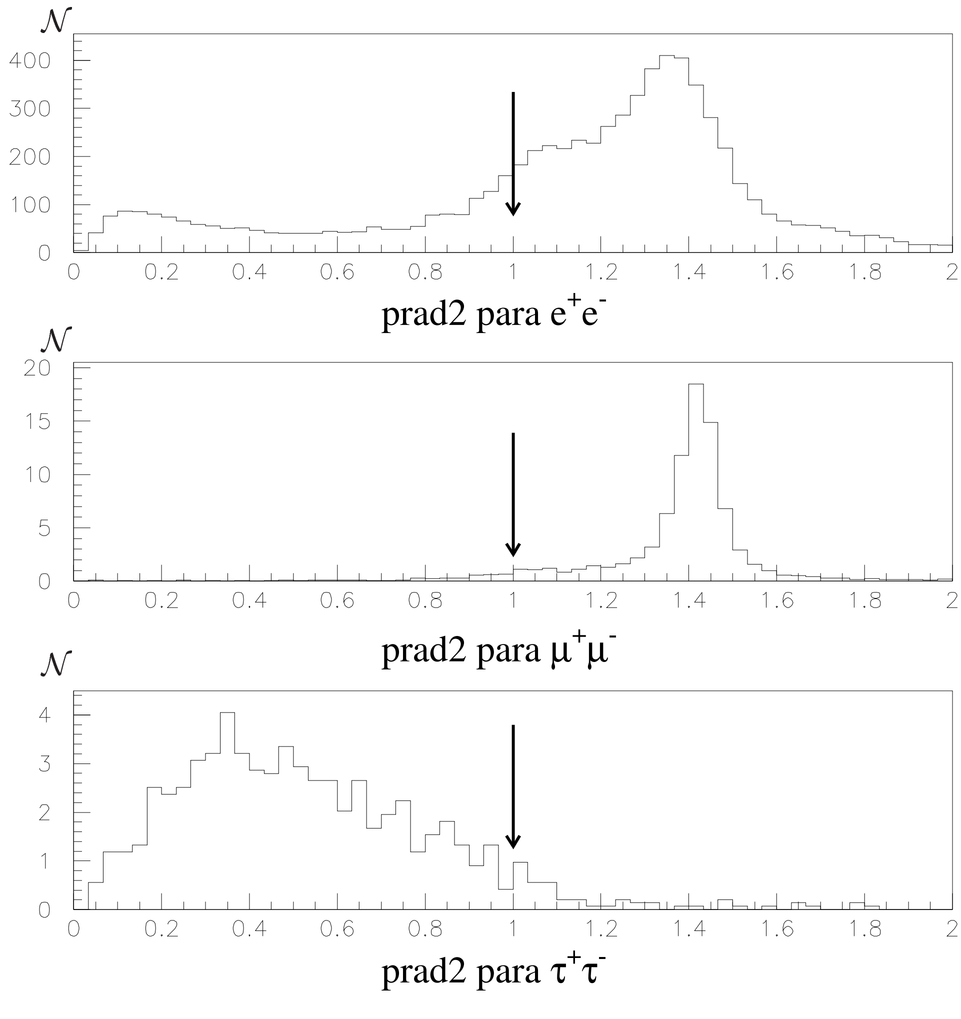

Figura 8.8: Histograma com números esperados de eventos ($\mathcal{N}$) simulados $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ e $e^+e^- \to e^+e^-$ em função de $prad2$. A seta indica o ponto a partir do qual o corte é feito; os eventos à direita da mesma são eliminados.

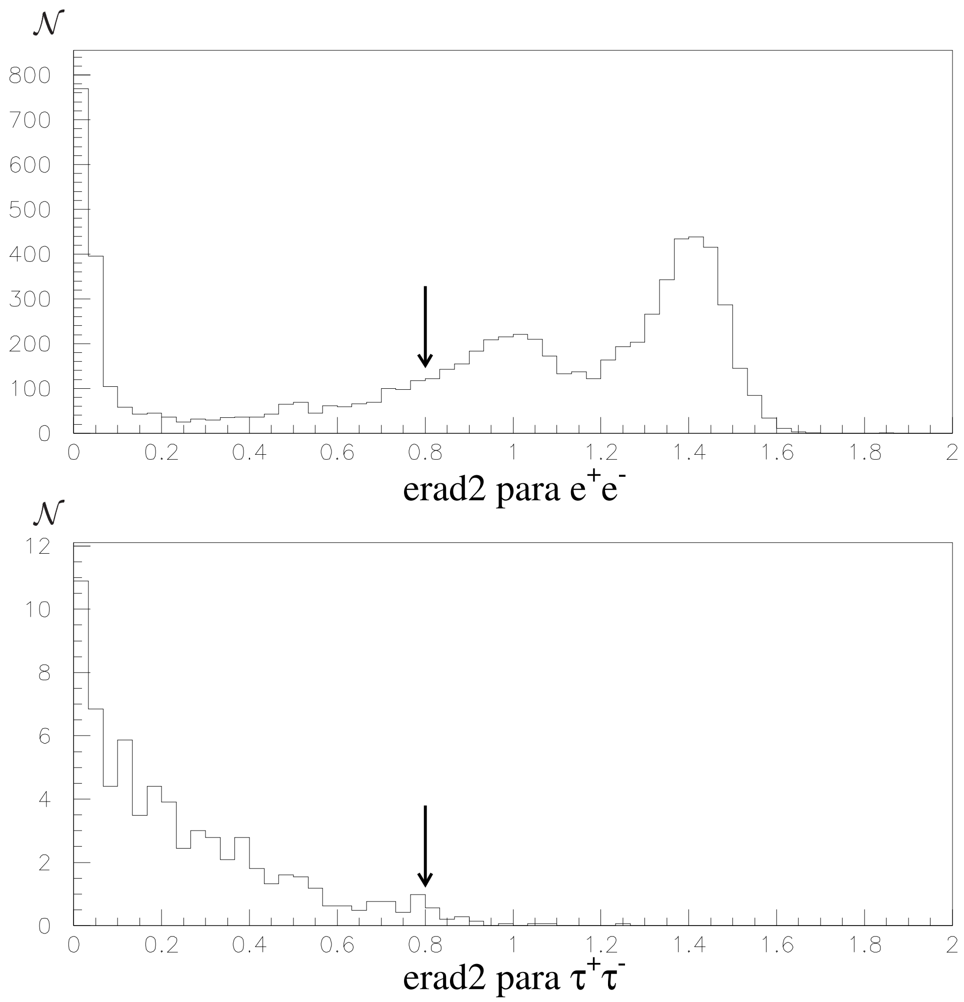

Figura 8.9: Histograma com números esperados ($\mathcal{N}$) de eventos simulados $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ e $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ em função de $erad2$. A seta indica o ponto a partir do qual o corte é feito; os eventos à sua direita são eliminados.

- **Corte 14** Os dois traços principais têm que estar no "barril".

  Tivemos que usar este corte ($|\theta - 90^o| \leq 45^o$), porque as medidas de energia eletromagnética não estavam permitindo rejeitar todos os eventos de fundo (com grande seção de choque) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Como mostrado na figura 8.10, as medidas de energia eletromagnéticas para os eventos que passaram pelos cortes anteriores não são as esperadas para os ângulos fora do "barril": a maioria dos e que têm energias eletromagnéticas baixas está nessa região.

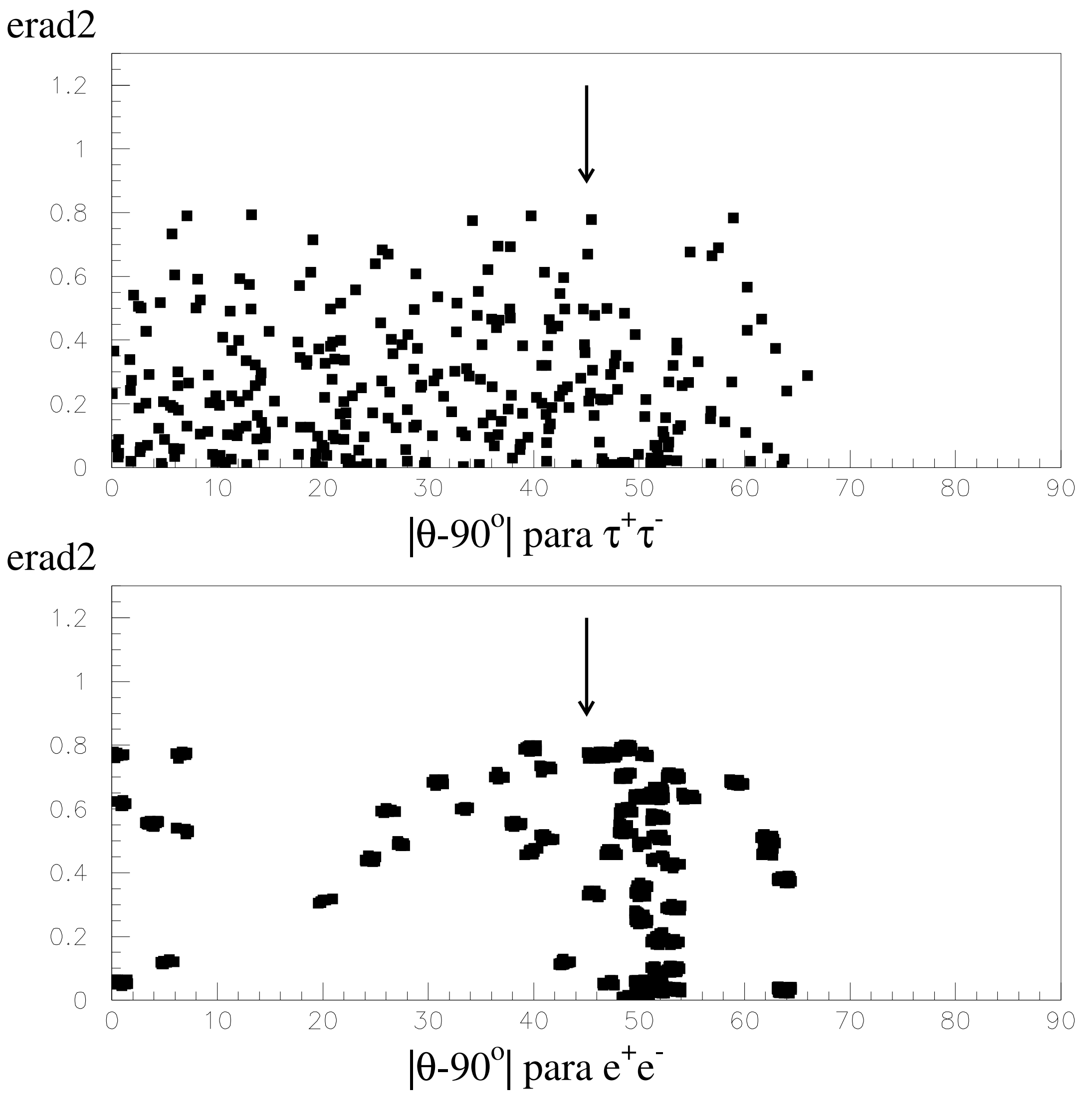

Figura 8.10: Gráficos com $erad2$ em função de $|\theta - 90^o|$ para eventos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ e $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ que passaram pelos cortes anteriores. O corte em $|\theta - 90^o|$ está indicado pelas setas; os eventos à direita das mesmas são eliminados.

8.3 Resultado da seleção

Depois da aplicação dos critérios de seleção, que foram explicados na seção anterior, sobram as quantidades esperadas de eventos simulados mostradas nas tabelas 8.2 e 8.3. Nessas tabelas, os cortes seguem a mesma numeração utilizada na seção anterior. Na tabela 8.2, aparece o número esperado de eventos que obedecem a cada um dos critérios de seleção, ao passo que, na tabela 8.3, estão os números esperados de eventos depois da aplicação sucessiva dos cortes; por exemplo, em uma coluna, aparecem os eventos que sobrevivem aos cortes **1** e **2**, na coluna seguinte aparecem os eventos que sobrevivem aos cortes **1**, **2** e **3** e assim por diante.

Enfim, o resultado final dessa seleção de eventos simulados aparece na última coluna da tabela 8.3, onde encontramos o número esperado de eventos de sinal $\boldsymbol{\mathcal{N}_{\tau\tau}}$, que é igual a **15,6** (com erro propagado de 1,2) e a contaminação da amostra, expressa pelo número esperado de eventos de fundo $\boldsymbol{\mathcal{N}_{fundo}}$, que é igual a **1**.

O próximo passo é aplicar estes critérios de seleção aos dados reais, obtendo a amostra de eventos de sinal reais.

8.4 Seleção de eventos de sinal reais

Aplicando os critérios de seleção aos dados reais, constatamos que o número N_{dados} de eventos restantes é 18. Cabe lembrar que, depois da pré-seleção, tínhamos 49.729 eventos. No entanto, analisando as simulações, também verificamos esta alta rejeição, pois outros tipos de eventos (sobretudo o espalhamento Bhabha) estavam presentes em quantidades muito maiores do que os eventos de sinal.

É importante notar que a soma do número esperado de eventos de fundo (1,0±0,1) com o número esperado de eventos de sinal (15,6±1,2) está de acordo com o número de eventos reais ($18\pm\sqrt{18}$). Além disso, as distribuições dos eventos restantes também apresentam esse acordo, como está mostrado nas figuras 8.11, 8.12 e 8.13.

	Aplicação de cada critério de corte													
	1	**2**	**3**	**4**	**5**	**6**	**7**	**8**	**9**	**10**	**11**	**12**	**13**	**14**
$e^+e^-(\gamma)$: **"barril"**	459,5	474,0	474,6	486,9	485,6	486,5	215,3	466,5	68,8	165,5	474,0	233,7	448,7	261,8
$e^+e^-(\gamma)$: **tampas**	2913,0	4481,0	6638,0	6559,0	4827,0	5155,0	812,2	3233,0	4886,0	3752,0	4481,0	4245,0	920,6	260,7
Compton	76,9	160,4	198,5	183,7	179,2	87,6	29,7	0	171	198,5	160,4	160,4	0,3	0
$\mu^+\mu^-(\gamma)$	86,2	89,1	90,3	92,3	92	91,9	54,3	83,3	7,7	92,2	7,5	89,1	67	36,4
$e^+e^-e^+e^-$	1,98	2,2	3,8	4,2	3	3,8	0,6	1,5	3,2	3,006	2,2	2,0	0,7	0,2
$e^+e^-\gamma\gamma(\gamma)$	75,0	131,8	180,0	183,0	174,3	155,4	104,5	30,8	128,1	100,6	131,8	126,0	0,4	16,5
$e^+e^-\mu^+\mu^-$	1,7	2,1	3,4	3,9	3,2	3,4	0,5	1,4	2,8	2,9	1,9	1,9	0,5	0,2
$e^+e^-q\overline{q}$	37,7	51,1	85,2	30,5	57,3	5,1	27,8	4,8	90,4	90,8	51,0	51,0	22,6	7,0
$e^+e^-\tau^+\tau^-$	0,5	0,4	0,8	1,0	0,7	0,8	0,1	0,2	0,9	0,9	0,4	0,4	0,2	0,08
$ee\nu_e\overline{\nu}_e$	1,4	1,5	1,6	1,6	1,6	1,5	1,4	0,3	1,1	1,4	1,5	0,8	1,2	0,7
$ee\nu_\mu\overline{\nu}_\mu$	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,1	0,1	0,009	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1	0,07
$ee\nu_\tau\overline{\nu}_\tau$	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,1	0,1	0,006	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1	0,06
$\nu\overline{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$	4,9	8,6	10,7	10,0	10,1	6,2	4,8	0,09	8,8	10,6	8,6	8,1	0,07	1,1
$l^+l^-l^+l^-$ **(l=μ ou τ)**	0,2	0,2	0,2	0,3	0,3	0,3	0,04	0,09	0,2	0,3	0,08	0,2	0,1	0,05
$\mu^+\mu^-q\overline{q}$	0,44	0,08	0,8	0,7	0,2	0,5	0,03	0,04	0,8	0,8	0,03	0,08	0,03	0,3
$\tau^+\tau^-q\overline{q}$	0,2	0,06	0,4	0,4	0,08	0,2	0,02	0,04	0,4	0,4	0,06	0,06	0,02	0,008
$\nu\nu q\overline{q}$	0,5	0,3	0,9	0,8	0,4	0,3	0,2	0,004	1,0	1,0	0,3	0,3	0,2	0,1
$We\nu$	0,8	0,2	1,9	1,6	0,2	0,7	0,1	0,04	1,9	1,9	0,2	0,1	0,09	0,06
W^+W^-	2,0	1,1	3,3	3,2	1,1	2,2	1,0	1,0	3,1	3,3	0,9	1,0	0,9	0,5
$q\overline{q}(\gamma)$	204,5	34,0	428,4	346,3	14,7	120,4	10,2	8,9	436,7	437,1	33,9	34,0	10,0	4,3
Fundo: Total	3867,2	5438,5	8123,3	7910,0	5851,1	6121,9	1263	3831,4	5812,8	4863,4	5356,1	4954,4	1473,9	590,0
$\tau^+\tau^-(\gamma)$	85,9	66,5	103,0	84,4	96,8	69,0	57,2	59,1	99,6	103,2	63,0	64,0	49,3	28,8

Tabela 8.2: Números esperados de eventos simulados que restaram com a aplicação de cada critério de corte. Na penúltima linha aparece o total de eventos de fundo (mostrados nas linhas anteriores) e na última, os eventos de sinal.

	Aplicação sucessiva dos critérios de corte												
Do corte 1 ao	**2**	**3**	**4**	**5**	**6**	**7**	**8**	**9**	**10**	**11**	**12**	**13**	**14**
$e^+e^-(\gamma)$ **no “barril”**	459,3	447,7	447,7	446,8	446,6	206,2	199,9	21,7	6,4	6,4	5,2	4,1	0,8
$e^+e^-(\gamma)$ **nas tampas**	2725,0	2679,0	2612,0	2179,0	1902,0	608,1	570,7	139,5	20,0	20,0	18,9	5,9	0
Compton	76,1	76,1	70,4	65,1	29,5	7,7	0	0	0	0	0	0	0
$\mu^+\mu^-(\gamma)$	86,0	84,2	84,1	84,1	83,8	53,6	49,9	1,7	1,7	0,2	0,2	0,2	0,06
$e^+e^-e^+e^-$	1,5	1,1	1,1	0,9	0,79	0,4	0,4	0,08	0,008	0,005	0,005	0	0
$e^+e^-e^+e^-$	71,5	69,7	69,3	67,9	54,6	47,5	7,8	5,1	0,5	0,5	0,5	0	0
$e^+e^-\mu^+\mu^-$	1,4	1,0	1,0	0,9	0,8	0,4	0,3	0,07	0,04	0,03	0,03	0,02	0
$e^+e^-q\overline{q}$	30,0	27,3	6,8	5,2	0,38	0,1	0,06	0	0	0	0	0	0
$e^+e^-\tau^+\tau^-$	0,3	0,2	0,2	0,1	0,1	0,06	0,06	0,04	0,03	0,03	0,03	0,03	0,01
$ee\nu_e\overline{\nu}_e$	1,4	1,4	1,4	1,4	1,3	1,3	0,3	0,2	0,1	0,1	0,03	0,03	0,009
$ee\nu_\mu\overline{\nu}_\mu$	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,09	0,005	0,004	0,004	0,004	0,002	0,0008	0
$ee\nu_\tau\overline{\nu}_\tau$	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,01	0,005	0,004	0,004	0,004	0,001	0,001	0,0004
$\nu\overline{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$	4,8	4,8	4,4	4,3	2,6	1,9	0,02	0,02	0,02	0	0	0	0
$l^+l^-l^+l^-$ ($l = \mu$ **ou** τ)	0,2	0,07	0,07	0,07	0,05	0,02	0,02	0,007	0,007	0,007	0,007	0,005	0,002
$\mu^+\mu^-q\overline{q}$	0,05	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,01	0,006	0,006	0	0	0	0
$\tau^+\tau^-q\overline{q}$	0,04	0,04	0,04	0,02	0,02	0,004	0,004	0,004	0,004	0,004	0,004	0,004	0
$\nu\nu q\overline{q}$	0,3	0,3	0,2	0,2	0,08	0,06	0	0	0	0	0	0	0
$We\nu$	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,098	0,02	0,02	0,01	0,01	0	0	0
W^+W^-	1,0	1,0	1,0	1,0	0,9	0,9	0,1	0,08	0,08	0,07	0,06	0,06	0,04
$q\overline{q}(\gamma)$	18,0	13,7	9,3	1,9	0,7	0,6	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04
Fundo: Total	3477,3	3408,7	3309,6	2859,7	2524,5	929,1	829,6	168,6	28,9	27,4	25	10,4	1,0±0,1
$\tau^+\tau^-(\gamma)$	62,0	60,5	59,5	57,6	46,1	42,9	40,0	36,9	36,4	33,9	32,2	27,8	15,6±1,2

Tabela 8.3: Números esperados de eventos simulados que sobreviveram às aplicações sucessivas dos critérios de corte. Na última coluna, em destaque, aparecem os números de eventos que sobram na seleção final.

8.5 Obtenção da seção de choque (σ)

Tendo selecionado os eventos reais $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$, podemos calcular a seção de choque σ para este tipo de interação. Ela é dada por:

$$\sigma = \frac{N_{dados} - \mathcal{N}_{fundo}}{\varepsilon \mathcal{L}} \tag{8.9}$$

onde $\mathcal{N}_{fundo}$ é o número de eventos de fundo ε é a eficiência da seleção:

$$\epsilon = \frac{\mathcal{N}_{\tau\tau}}{\mathcal{N}_{\tau\tau\mathrm{ini}}} \tag{8.10}$$

$\mathcal{N}_{\tau\tau\mathrm{ini}}$ era o número esperado inicial de eventos de sinal, antes mesmo da pré-seleção.

Assim encontramos:

$$\boxed{\sigma = 11,2 \pm 2,8 \pm 2,2 \text{ pb}} \tag{8.11}$$

onde o primeiro erro é o estatístico e o segundo, o sistemático, cujos cálculos são explicados a seguir.

8.5.1 Erro estatístico

A partir da fórmula para a seção de choque (equação 8.9), também obtivemos seu erro estatístico $\delta\sigma_{\mathrm{est}}$:

$$(\delta\sigma)_{\mathrm{est}} = \sigma \sqrt{\left(\frac{\delta N_{dados}}{N_{dados}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \mathcal{N}_{fundo}}{\mathcal{N}_{fundo}}\right)^2 + \left(\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}}\right)^2} \tag{8.12}$$

onde, $\delta\mathcal{N}_{fundo}$, o erro no número esperado de eventos de fundo é dado por:

$$\delta\mathcal{N}_{fundo} = \mathcal{N}_{fundo} \sqrt{\sum_{int} \left(\frac{\delta N_{int}}{N_{int}}\right)^2} \tag{8.13}$$

sendo N_{int} o número de eventos simulados de cada tipo int de interação de fundo.

8.5.2 Erro sistemático

Para estimar um limite superior $(\delta\sigma)_{sist}$ para o erro sistemático, variamos em cerca de 10% o valor limite de um critério de corte i[3], deixando os demais critérios inalterados, e obtivemos a nova seção de choque σ_i de acordo com a equação 8.9. Repetimos este procedimento com todos os critérios de corte possíveis[4]. Os resultados estão mostrados nas tabelas 8.4 e 8.5, onde os critérios de corte i foram numerados da mesma forma que na seção 8.2.

[3]Aqui também usamos numeração dos cortes idêntica àquela da seção 8.2.

[4]Exemplos de cortes que não pudemos usar são o **corte 1** (valores diferentes simplesmente não têm significado físico) e o **corte 11** (não tem valores limites que possam sofrer variações).

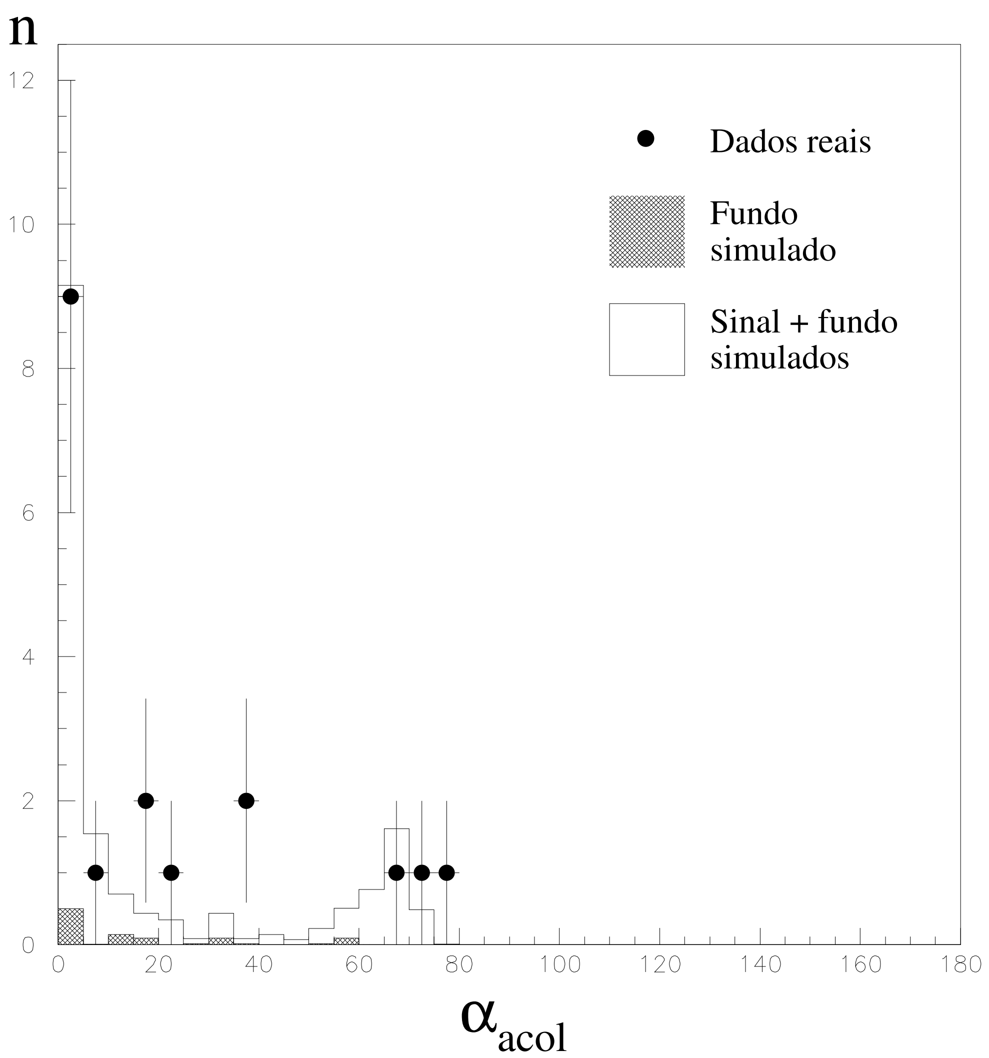

Figura 8.11: Gráfico dos números $\boldsymbol{n}$ de eventos (reais ou simulados) que passaram por todos os critérios de seleção em função de α_{acol} (em graus).

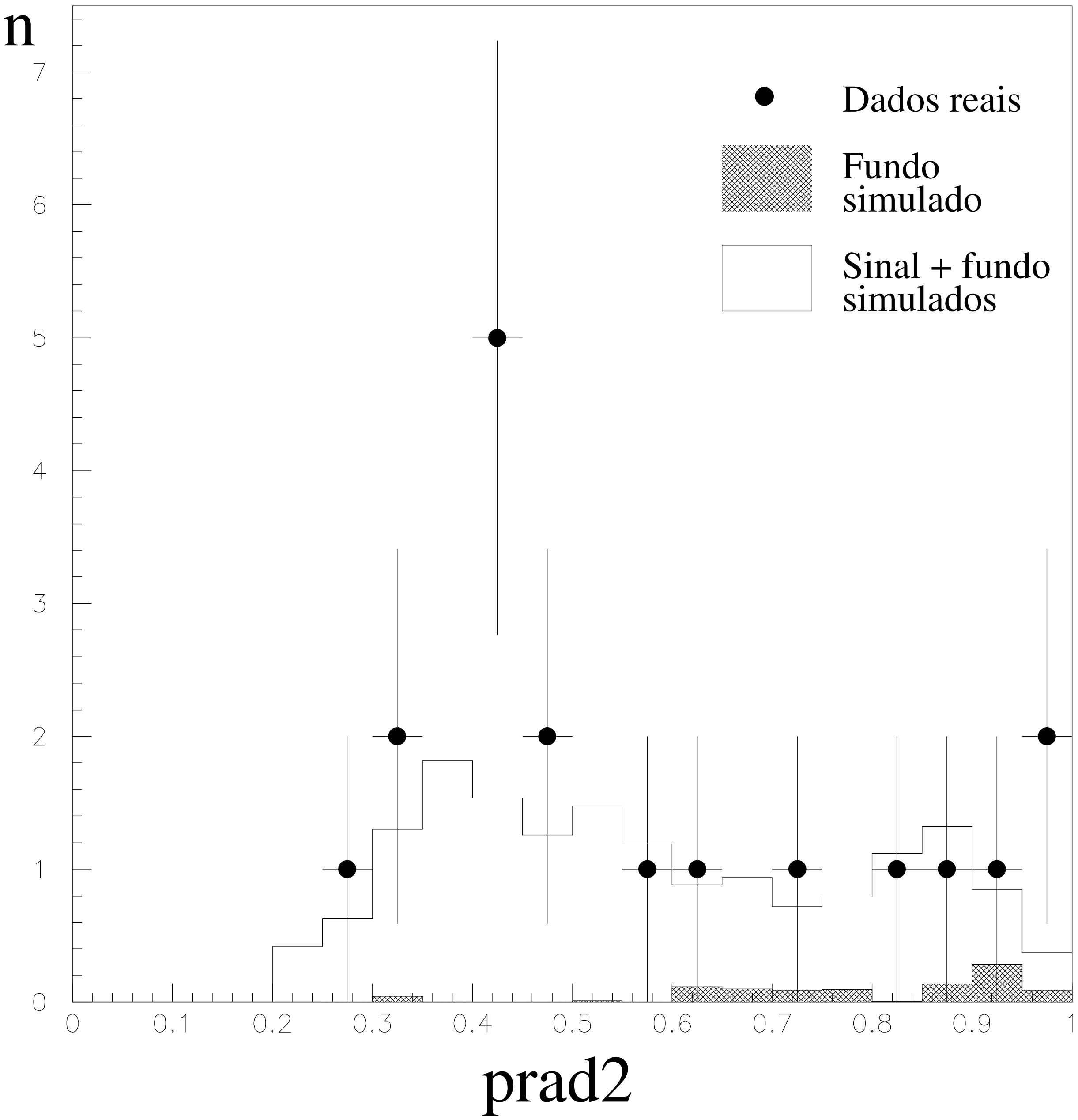

Figura 8.12: Gráfico dos números $\boldsymbol{n}$ de eventos selecionados em função de $prad2$.

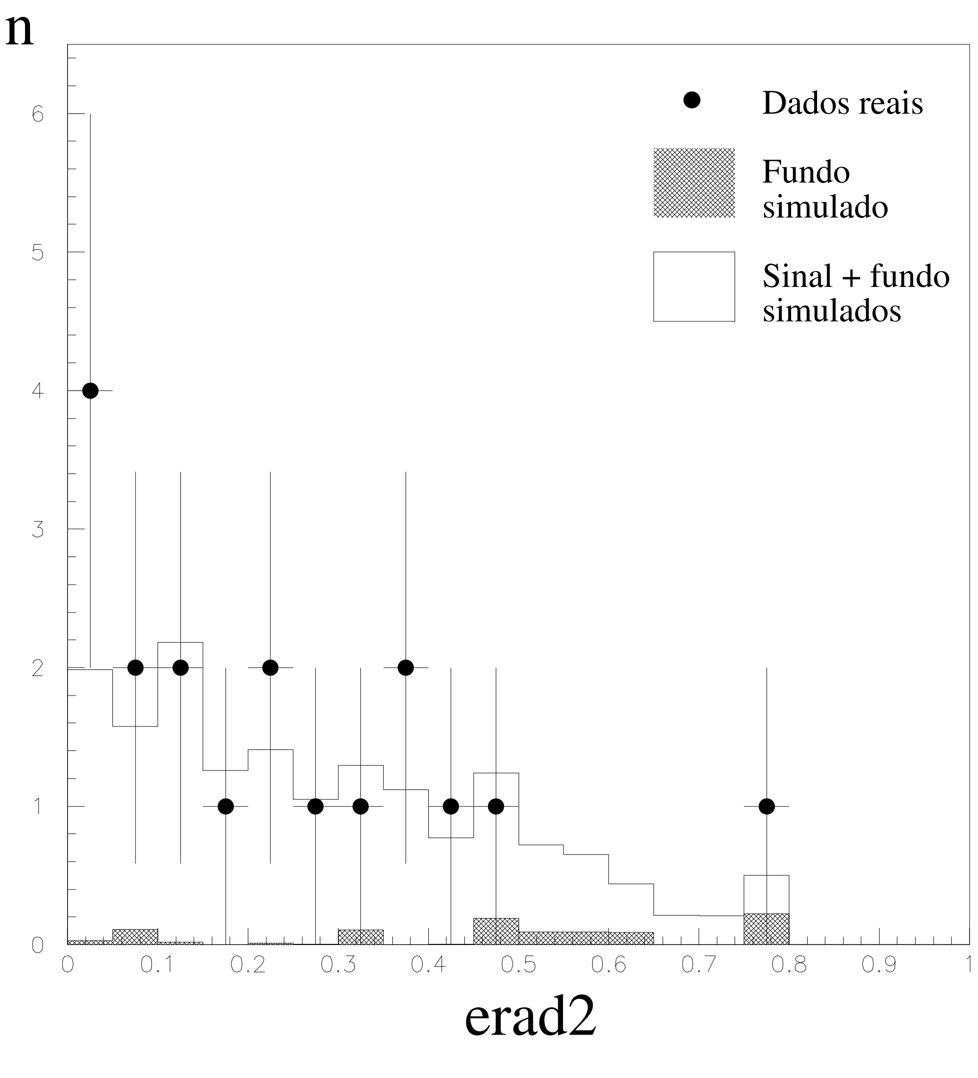

Figura 8.13: Gráfico dos números $\boldsymbol{n}$ de eventos selecionados em função de $erad2$.

Cortes	5		6		7		3		9	
Variações	$NCHA \leq$		$Evis \geq$		$\alpha_{acol} \geq$		$\alpha_{corte} \leq$		$prad2 \leq$	
	9	**11**	$0,14\sqrt{s}$	$0,16\sqrt{s}$	$0,4^o$	$0,6^o$	10^o	20^o	$0,9$	$1,1$
$e^+e^-(\gamma)$: "barril"	0,8	0,8	0,8	0,8	0,9	0,8	0,8	0,8	0,4	1,4
$e^+e^-(\gamma)$: tampas	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,5
Compton	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\mu^+\mu^-(\gamma)$	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,05	0,09
$e^+e^-e^+e^-$	0	0,005	0	0	0	0	0	0	0	0
$e^+e^-\gamma\gamma(\gamma)$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$e^+e^-\mu^+\mu^-$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$e^+e^-q\overline{q}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$e^+e^-\tau^+\tau^-$	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
$ee\nu_e\overline{\nu}_e$	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
$ee\nu_\mu\overline{\nu}_\mu$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$ee\nu_\tau\overline{\nu}_\tau$	0,0004	0,0004	0,0004	0	0,0004	0,0004	0,0004	0,0004	0,0004	0,0004
$\nu\overline{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$l^+l^-l^+l^-$ (l=μ ou τ)	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002	0,001	0,002
$\mu^+\mu^-q\overline{q}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\tau^+\tau^-q\overline{q}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\nu\nu q\overline{q}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$We\nu$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
W^+W^-	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,05
$q\overline{q}(\gamma)$	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04
Fundo: Total	1,0	1,0	1,0	1,0	1,1	1,0	1,0	1,0	0,6	2,2
Dados	18	18	18	19	18	17	18	18	15	18
$\tau^+\tau^-(\gamma)$	15,6	15,6	15,7	15,1	15,8	15,3	15,6	15,6	14,8	16,5
σ_i	11,21	11,21	11,16	12,25	11,01	10,79	11,21	11,21	10,02	9,88
$(\delta\sigma_i)_{est}$	2,8	2,8	2,8	3,0	2,7	2,7	2,8	2,8	2,7	2,4
$\|\sigma - \sigma_i\|$	0,0	0,0	0,0	1,0	0,2	0,4	0,0	0,0	1,2	1,3

Tabela 8.4: Tabela usada para cálculo do erro sistemático (continua na próxima página).

Cortes	**10**		**10**		**8**		**12**		**4**		**14**	
Variações	$erad \le$		$\alpha_{em} \le$		$\alpha_{acop} \le$		$E_i/p_i \le$		$p_i \ge$		$\lvert 90-\theta_i\rvert \le$	
	$0,6$	1	25^o	35^o	15^o	25^o	$0,35$	$0,45$	$0,02\sqrt{s}$	$0,03\sqrt{s}$	43^o	47^o
$e^+e^-(\gamma)$: "barril"	0,5	1,1	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8
$e^+e^-(\gamma)$: tampas	0	0,2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Compton	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\mu^+\mu^-(\gamma)$	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,08	0,06
$e^+e^-e^+e^-$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$e^+e^-\gamma\gamma(\gamma)$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$e^+e^-\mu^+\mu^-$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$e^+e^-q\overline{q}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$e^+e^-\tau^+\tau^-$	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
$ee\nu_e\overline{\nu}_e$	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
$ee\nu_\mu\overline{\nu}_\mu$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$ee\nu_\tau\overline{\nu}_\tau$	0,0004	0,0004	0,0004	0	0,0008	0,0004	0,0004	0,0004	0,0004	0,0004	0	0
$\nu\overline{\nu}\gamma\gamma(\gamma)$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$l^+l^-l^+l^-$ (l=μ ou τ)	0,002	0,002	0,002	0,002	0,001	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002	0,002
$\mu^+\mu^-q\overline{q}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\tau^+\tau^-q\overline{q}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\nu\nu q\overline{q}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$We\nu$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
W^+W^-	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,07	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04
$q\overline{q}(\gamma)$	0	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04
Fundo: Total	0,7	1,4	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
Dados	17	19	18	18	18	18	18	18	18	18	20	16
$\tau^+\tau^-(\gamma)$	14,6	16,0	15,6	15,6	15,5	15,8	15,4	15,8	15,6	15,6	17,0	14,1
σ_i	11,53	11,32	11,21	11,21	11,32	11,09	11,42	11,06	11,21	11,21	11,54	10,97
$(\delta\sigma_i)_{est}$	2,9	2,7	2,8	2,8	2,8	2,7	2,8	2,7	2,8	2,8	2,7	2,9
$\lvert\sigma-\sigma_i\rvert$	0,3	0,1	0,0	0,0	0,1	0,1	0,2	0,1	0,0	0,0	0,3	0,2

Tabela 8.5: Continuação da tabela 8.4.

Para obter $(\delta\sigma)_{sist}$ simplesmente somamos (em quadratura) as diferenças entre o valor da seção de choque dado na equação 8.11 e as novas seções de choque σ_i:

$$(\delta\sigma)_{sist} = \sqrt{\sum_i |\sigma - \sigma_i|^2} = 2,2 \text{ pb} \tag{8.14}$$

Nas tabelas 8.4 e 8.5, verificamos que as mudanças no corte em $prad2$ levam a grandes variações na seção de choque, portanto este critério de seleção contribui muito mais para o erro sistemático do que os demais cortes. Na figura 8.12 vimos que, para essa grandeza, existiam discrepâncias entre números de eventos reais e simulados, inclusive para $prad2$ próximo de 1 (limite do corte). Na tabela 8.6 (obtida a partir das tabelas 8.4 e 8.5), destacamos as variações trazidas por mudanças no corte em $prad2$ e aquelas relativas ao critério que traz a segunda maior contribuição para $(\delta\sigma)_{sist}$.

	$\boldsymbol{prad2 \leq}$		$\boldsymbol{\lvert 90 - \theta_i \rvert \leq}$	
	$\mathbf{0,9}$	$\mathbf{1,1}$	**43º**	**47º**
$\boldsymbol{\mathcal{N}_{fundo}}$	0,6	2,2	1,0	1,0
$\mathcal{N}_\tau$	14,8	16,5	17,0	14,1
$\boldsymbol{N_{dados}}$	15	18	20	16
$\boldsymbol{\sigma_i}$(pb)	10,02	9,88	11,54	10,97
$\lvert\boldsymbol{\sigma - \sigma_i}\rvert$(pb)	1,2	1,3	0,3	0,2

Tabela 8.6: Resultados de variações no corte em $prad2$ e no corte em θ_i.

Conclusão

Neste trabalho, utilizamos dados provenientes do experimento DELPHI, com o objetivo de estudar eventos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$.

Estudando simulações de todos os tipos de eventos ocorridos no experimento, encontramos critérios que permitiram identificar os eventos do canal de interesse na amostra de dados reais. Vimos (e tornamos a mostrar resumidamente na tabela CO.1) que a quantidade de eventos de fundo era muito grande, mas, com a nossa seleção, conseguimos a rejeição quase total (99,99%) dos mesmos. Além disso conseguimos manter cerca de 15% dos eventos de sinal, uma eficiência total alta em relação a análises semelhantes.

	$\mathcal{N}_{pre}$	$\mathcal{N}_{final}$
Fundo simulado - Total	8.252,6	1,0
Sinal simulado	104,6	15,6

Tabela CO.1: Resultados da seleção. $\mathcal{N}_{pre}$ é o número esperado de eventos antes da seleção e $\mathcal{N}_{final}$, o número esperado de eventos depois da seleção.

As maiores dificuldades na seleção foram:

- Má identificação de $e^+e^- \to Z^0(\gamma) \to e^+e^-$, o que faz com que mais de 80% do fundo restante seja composto desse tipo de evento;
- Eventos de fundo com radiação de estado inicial (ISR) que têm topologias semelhantes ao sinal.

Aplicando os critérios de seleção aos dados reais, calculamos a seção de choque (equação 8.11) obtendo:

$$\boxed{\sigma = 11,2 \pm 2,8(\text{est.}) \pm 2,2(\text{sist.})\ \text{pb}}$$

Como mostrado na figura CO.1, nosso resultado está de acordo com o valor previsto pelo Modelo Padrão (que foi mostrado na tabela 4.1):

$$\sigma_{MP} = 10,30 \pm 0,07\ \text{pb}$$

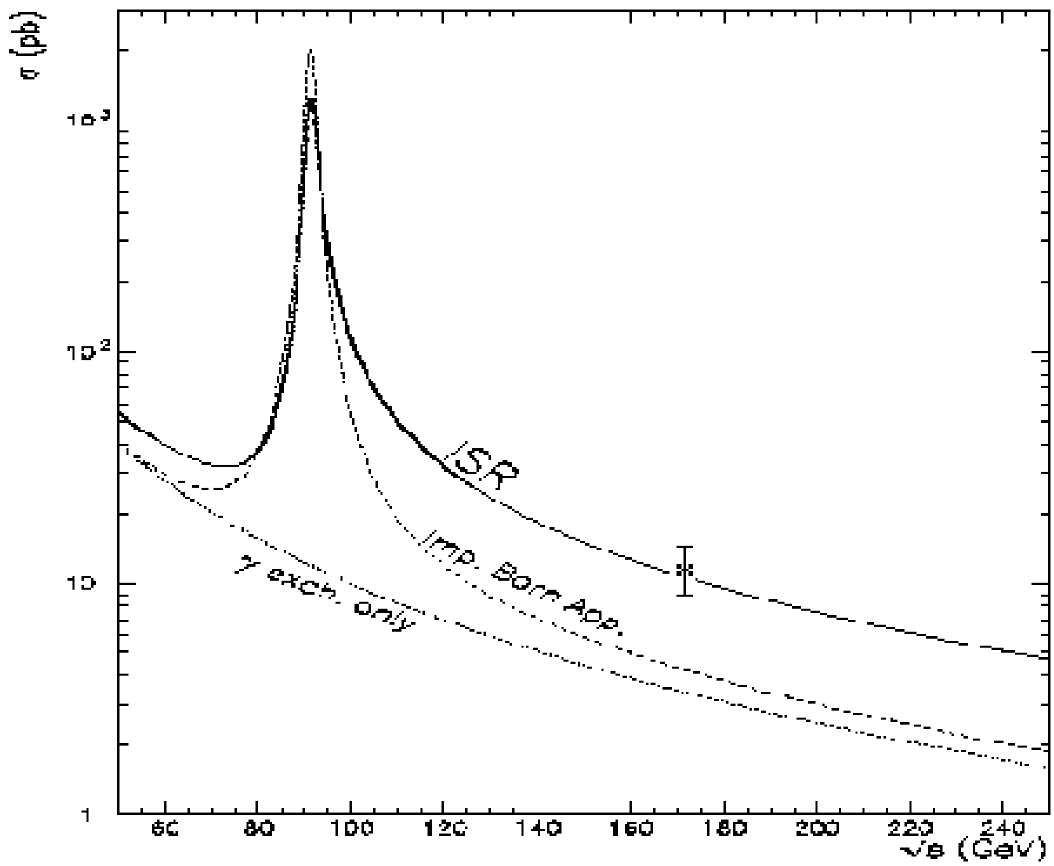

Figura CO.1: Usamos um gráfico já discutido (figura 1.3) para comparar a seção de choque calculada segundo o Modelo Padrão (linha cheia) com o nosso resultado (indicado com *).

Na figura CO.2, comparamos a seção de choque, por nós obtida, com resultados de outras análises do experimento. Verificamos que, para $\sqrt{s} = 172$ GeV, há apenas dois valores para a seção de choque do canal estudado. No entanto, também está indicado no gráfico que, nessas análises, foram aplicados cortes nos valores de $\sqrt{s'}$, ou seja, foram eliminados eventos com radiação de estado inicial, que, como já discutimos, dificultam a seleção. Por isto, nosso resultado é diferente; ele é mais geral, inclui mais eventos. De qualquer forma, ele está de acordo com o que foi obtido para $\sqrt{s'} > 0,50\sqrt{s}$, resultado mais geral do que o outro (com $\sqrt{s'} > 0,90\sqrt{s}$).

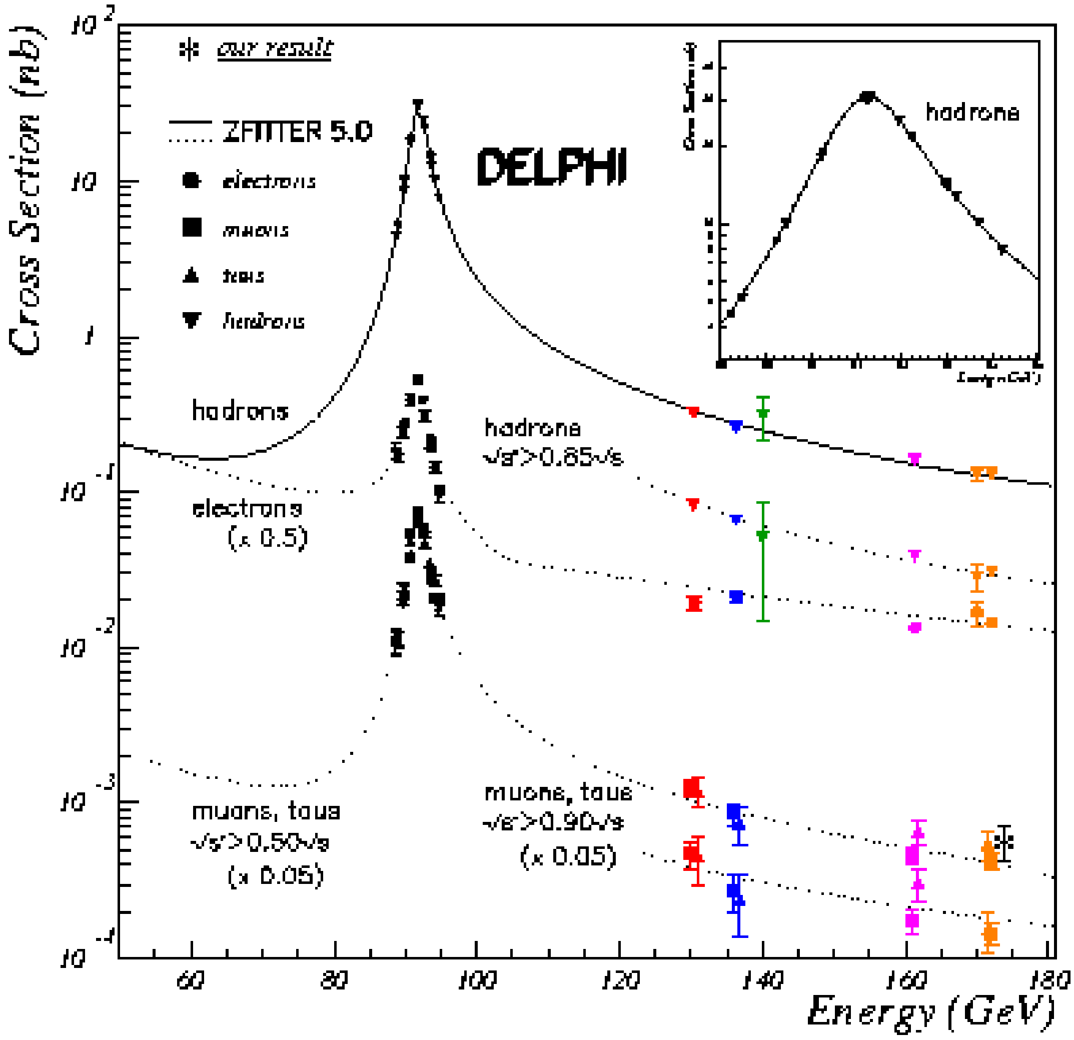

Figura CO.2: Valores obtidos experimentalmente para seções de choque ("Cross section") - a diversas energias de centro de massa ("energy") - para interações $e^+e^- \to e^+e^-$ ("electrons"), $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$("muons"), $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$("taus") e $e^+e^- \to q\bar{q}$ ("hadrons"). Também estão mostradas as curvas teóricas (elaboradas pelo programa "ZFITTER 5.0"). Nosso resultado está indicado como "our result". Fontes: [5], [6] e [36].

Também verificamos que a maior fonte de erro sistemático é o corte na grandeza $prad2$, no entanto, este corte é indispensável para eliminar eventos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ e $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Perspectivas

Os critérios de seleção que utilizamos não dependem explicitamente da energia de centro de massa, podendo ser usados posteriormente, para selecionar eventos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ com outros valores de $\sqrt{s}$. Com isso é possível obter a dependência da seção de choque (σ) com a energia de centro de massa ($\sqrt{s}$).

Além disso, é possível obter outras características, não estudadas aqui, da interação $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. Elaborando seleções específicas, que sempre partem da seleção dos eventos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, também podemos calcular razões de ramificação de canais de decaimento do lépton τ.

Apêndice A

Cálculo de α_{corte}

Consideremos inicialmente o decaimento $\tau \rightarrow x\nu$, onde x é uma partícula com a mesma carga do τ, ou seja, um méson ρ, π ou κ.

No referencial de laboratório, o referencial do DELPHI, temos a situação mostrada na figura A.1. As partículas resultantes do decaimento do τ são representadas por 1 (a partícula carregada e com massa m_1) e 2 (a partícula neutra e sem massa, o ν_τ). Queremos calcular o ângulo α entre os momentos de 1 e de 2. Neste referencial, o τ (de massa m_τ) tem energia $E_\tau = \frac{\sqrt{s}}{2}$ e as partículas i, com $i = 1, 2$ têm 4-momentos P_i, energias E_i e momentos $\vec{p}_i$ com módulos p_i.

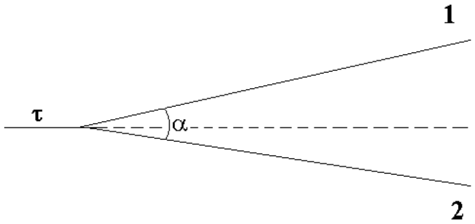

Figura A.1: Decaimento do τ em duas partículas no referencial de laboratório.

No entanto, para que os cálculos fiquem mais simples, também utilizamos o referencial de Centro de Massa (**C.M.**), aquele em que o τ inicial está em repouso. Neste referencial temos a configuração mostrada na figura A.2 e as partículas i têm energias E_i^* e momentos $\vec{p}_i^*$.

Para encontrar o ângulo α basta calcular o invariante P_{tot}^2, o módulo do 4-momento total do sistema:

$$
\begin{aligned}
P_{tot}^2 = P_\tau^2 &= (P_1 + P_2)^2 &\text{(A.1)}\\
m_\tau^2 &= (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 &\text{(A.2)}\\
&= E_1^2 + E_2^2 - p_1^2 - p_2^2 + 2E_1E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 &\text{(A.3)}\\
&= m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 - 2p_1p_2\cos\alpha &\text{(A.4)}
\end{aligned}
$$

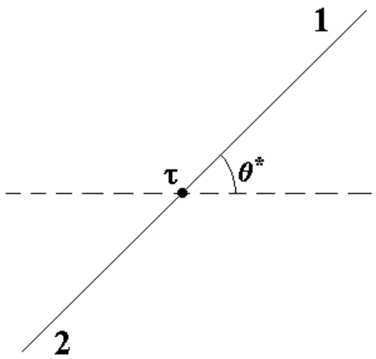

Figura A.2: Decaimento do τ em duas partículas no referencial de C.M..

Escrevendo os p_i em função dos E_i[1], obtemos que:

$$\cos\alpha = \frac{E_1 E_2 - K}{\sqrt{(E_1^2 - m_1^2)E_2^2}} \tag{A.5}$$

com $K = \frac{m_\tau^2 - m_1^2 - m_2^2}{2}$

Finalmente, sabendo que, pela conservação da energia, $E_2 = E_\tau - E_1$, obtemos $\cos\alpha$ em função apenas de E_1:

$$\cos\alpha = \frac{(E_\tau - E_1)E_1 - K}{\sqrt{(E_1^2 - m_1^2)(E_\tau - E_1)^2}} \tag{A.6}$$

Quais os valores possíveis para E_1? Temos as seguintes equações dadas pela conservação do momento e da energia no referencial de C.M.:

$$\begin{cases} \vec{p}_\tau = 0 = \vec{p}_1^* + \vec{p}_2^* \\ E_\tau^* = m_\tau^2 = E_1^* + E_2^* \end{cases} \tag{A.7}$$

Deste sistema, obtemos:

$$m_\tau^2 = p^* + \sqrt{p^{*2} + m_1^2} \tag{A.8}$$

com $p^* = |\vec{p^*}_1| = |\vec{p^*}_2|$

De onde se obtêm a energia e o módulo do momento da partícula 1:

$$E_1^* = \sqrt{m_1^2 + \left(\frac{m_\tau^2 - m_1^2}{2m_\tau}\right)^2} \tag{A.9}$$

$$p^* = \frac{m_\tau^2 - m_1^2}{2m_\tau} \tag{A.10}$$

[1] $p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2}$

A energia (E_1) da partícula 1 no referencial de laboratório é dada pela transformação de Lorentz:

$$\begin{aligned} E_1 &= \gamma(E_1^* + \beta p^* \cos\theta^*) && \text{(A.11)} \\ &= \tfrac{E_\tau}{m_\tau} E_1^* + \tfrac{p_\tau}{m_\tau} p_1^* \cos\theta^* && \text{(A.12)} \end{aligned}$$

Assim temos $E_{min} \leq E_1 \leq E_{max}$, com:

$$\begin{aligned} E_{\substack{min \\ max}} &= \frac{E_\tau}{m_\tau} E_1^* \mp \frac{p_\tau}{m_\tau} p_1^* && \text{(A.13)} \\ &= \frac{E_\tau}{m_\tau} \sqrt{m_1^2 + \left(\frac{m_\tau^2 - m_1^2}{2m_\tau}\right)^2} \mp \frac{p_\tau}{m_\tau} \frac{m_\tau^2 - m_1^2}{2m_\tau} && \text{(A.14)} \\ &= \frac{\sqrt{s}}{2m_\tau} \left(\frac{m_\tau^2 - m_1^2}{2m_\tau}\right) \left[\sqrt{1 + \left(\frac{2m_\tau m_1}{m_\tau^2 - m_1^2}\right)^2} \mp \sqrt{1 - \frac{m_\tau^2}{\left(\frac{\sqrt{s}}{2}\right)^2}} \right] && \text{(A.15)} \end{aligned}$$

Finalmente, analisamos os casos em que o τ decaía nos mésons ρ, π ou κ substituindo m_1 pelos valores das massas desses mésons. Nos 3 casos, verificamos que, no intervalo permitido para a energia E_1 ($E_{min} \leq E_1 \leq E_{max}$), o ângulo α dado por A.6 sempre é menor do que 15^o, aproximando-se desse valor apenas para energias muito próximas de E_{max}.

O cálculo desse ângulo para decaimentos em 3 ou mais partículas é muito mais complexo, mas os ângulos entre as partículas tendem a ser ainda menores.

Assim, adotamos o valor α_{corte} =15^o.

Apêndice B

Principais variáveis das "Ntuplas"

B.1 Variáveis da geração de eventos de sinal

B.1.1 Variáveis dos τ_i's iniciais (i=1 ou 2)

PTAUi(1)	Momento
PTAUi(2)	Coordenada θ
PTAUi(3)	Coordenada ϕ
PTAUi(4)	Carga
PTAUi(5)	Helicidade
PTAUi(6)	Modo de decaimento (segundo a convenção usada no KORALZ [24]):

PTAUi(6)=0	Não identificado
PTAUi(6)=1	$\tau \to e\nu\bar{\nu}$
PTAUi(6)=2	$\tau \to \mu\nu\bar{\nu}$
PTAUi(6)=3	$\tau \to \pi\nu$
PTAUi(6)=4	$\tau \to \rho\nu$
PTAUi(6)=5	$\tau \to a_1\nu$, seguido por $a_1 \to \pi\pi^0\pi^0$
PTAUi(6)=6	$\tau \to K\nu$
PTAUi(6)=7	$\tau \to K^*\nu$
PTAUi(6)=8	$\tau \to \nu$ e mais de um π

PTAUi(7)	Número de píons ou káons

B.1.2 Variáveis das NMCTRK partículas originárias dos decaimentos dos τ's

PMCTRK(1,NMCTRK)	Momento
PMCTRK(2,NMCTRK)	Coordenada θ
PMCTRK(3,NMCTRK)	Coordenada ϕ
PMCTRK(4,NMCTRK)	Tipo de Partícula (código de acordo com o DELSIM [29])
PMCTRK(5,NMCTRK)	Código da "partícula mãe" (DELSIM)
PMCTRK(6,NMCTRK)	Carga
PMCTRK(7,NMCTRK)	Número que indica de qual τ a partícula veio

B.2 Variáveis da reconstrução

B.2.1 Variáveis globais (do evento)

IRUN	Número do processamento
IEVT	Número do evento
NCHA	Número de partículas carregadas
NNEU	Número de partículas neutras
ECMS	$\sqrt{s}$
ECHA	Energia total das partículas carregadas
EENE	Energia depositada nos calorímetros eletromagnéticos pelas partículas neutras
EHNE	Energia depositada nos calorímetros hadrônicos pelas partículas neutras
PMIS(3)	Momento total das partículas não detectadas (Vetor com 3 componentes)
EMIS	Soma das energias das partículas não detectadas
IEVLEP	Número de traços que passam por todos os critérios de pré-seleção

B.2.2 Variáveis relativas a cada traço i (i vai de 1 a 10)

TRACKi(1)	Módulo do momento (P)
TRACKi(2)	Coordenada θ
TRACKi(3)	Coordenada ϕ
TRACKi(4)	Erro relativo da energia depositada na HPC
TRACKi(5)	Raio do primeiro ponto medido
TRACKi(6)	Carga
TRACKi(7)	Comprimento da trajetória detectada
TRACKi(10)	Energia eletromagnética depositada na HPC (E)
TRACKi(11) a TRACKi(19)	Energia depositada por camada da HPC
TRACKi(20)	Energia total depositada no HCAL
TRACKi(21) a TRACKi(24)	Energia por camada do HCAL
TRACKi(25)	Número de identificação do μ (vale 1, 2,3 ,4 ou 5 se o traço é detectado nas câmaras de múons, caso contrário vale 0)
TRACKi(33)	dE/dx
TRACKi(34)	Erro de dE/dx
TRACKi(35)	Número de fios usados para medição de dE/dx
TRACKi(36)	Número de sinais no VD

B.2.2.1 Variáveis relativas aos *k* "chuveiros" neutros (*k*=1 ou 2) associados a cada traço *i*

- para partículas que atingem a HPC

ELEBik(1)	Energia depositada nesse calorímetro
ELEBik(2)	Coordenada θ
ELEBik(3)	Coordenada ϕ
ELEBik(4)	Erro relativo de ELEBik(1)
ELEBik(6) a ELEBik(14)	Energia por camada da HPC

- para partículas que atingem o EMF

ELEFik(1)	Energia depositada nesse calorímetro
ELEFik(2)	Coordenada θ
ELEFik(3)	Coordenada ϕ
ELEFik(4)	Erro relativo de ELEFik(1)

- para partículas que atingem o HCAL

HADik(1)	Energia depositada nesse calorímetro
HADik(2)	Coordenada θ
HADik(3)	Coordenada ϕ
HADik(4)	Erro relativo de HADik(1)
HADik(5) a HADik(13)	Energia por camada do HCAL

B.2.3 Variáveis das *k* partículas neutras não associadas a traços

- Detectadas na HPC

ELEBNk(1)	Energia depositada nesse calorímetro
ELEBNk(2)	Coordenada θ
ELEBNk(3)	Coordenada ϕ
ELEBNk(4)	Erro relativo de ELEBNk(1)
ELEBNk(6) a ELEBNk(14)	Energia por camada da HPC

- Detectadas no FEMC

ELEFNk(1)	Energia depositada nesse calorímetro
ELEFNk(2)	Coordenada θ
ELEFNk(3)	Coordenada ϕ
ELEFNk(4)	Erro relativo de ELEFNk(1)

- Detectadas no HCAL

HADNk(1)	Energia depositada nesse calorímetro
HADNk(2)	Coordenada θ
HADNk(3)	Coordenada ϕ
HADNk(4)	Erro relativo de HADNk(1)
HADNk(5) a HADNk(13)	Energia por camada do HCAL

Referências

[1] F. Halzen, "*Quarks and Leptons - An Introductory Course in Modern Particle Physics*", John Wiley & Sons, 1994;

[2] C. Caso *et al*, "*The European Physical Journal C3 (1998) 1 and 1999 off-year partial update for the 2000 edition available on the PDG WWW pages (URL: http://pdg.lbl.gov/)*";

[3] "*Physics at LEP2 - Vol. 1*", CERN *Report* ("*Yellow Book*")/96-01;

[4] D. Bardin *et al.*, "*ZFITTER: An Analytical Program for Fermion Pair Production in e^+e^- annihilation*", HEP-PH/9908433 (1999);

[5] "*Measurement and Interpretation of Fermion-Pair Production at LEP energies from 130 to 172 GeV*", DELPHI *Collaboration* CERN-EP/99-05;

[6] "*Measurement and Interpretation of Fermion-Pair Production at LEP energies from 183 to 189 GeV*", DELPHI *Collaboration* CERN-EP/Paper 254/Draft 2;

[7] http://cern.web.cern.ch/CERN/Divisions/PS/PSComplex/CERNAcc.html;

[8] "*Evaluation of LEP centre-of-mass energy above the W-pair production threshold*", *The LEP energy Working Group*, CERN-EP/98-191;

[9] http://l3www.cern.ch;

[10] http://alephwww.cern.ch;

[11] http://opal.web.cern.ch/Opal/;

[12] http://delphi.web.cern.ch/Delphi/Welcome.html;

[13] Maurício dos Santos Barbi, Tese de Doutorado "*Desenvolvimento de um detector para monitoramento da radiação síncrotron na experiência DELPHI/LEP. Medida do Parâmetro de michel ρ no canal $\tau \to e\nu\bar{\nu}$*", IF-UFRJ;

[14] J. Jackson, "*Classical electrodynamics* - 2nd edition", Wiley, 1975;

[15] Véronique Lefébure, Tese de doutorado "*A measurement of the τ polarisation in e^+e^- interactions produced at LEP*", *Université Libre de Bruxelles*;

[16] "*Performance of the DELPHI detector*", DELPHI *Collaboration*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* A378 (1996), 57;

[17] "*ZEBRA - Overview of the ZEBRA system*", *CERN Program Library Long Writeups* Q100/Q101;

[18] http://www.thep.lu.se/ torbjorn/Pythia.html;

[19] http://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/herwig;

[20] "*MONTE-CARLO Event Generator for two Photon Physics*", DELPHI 90-35 PROG 152;

[21] http://isnwww.in2p3.fr/delphi/txt/twogam.txt;

[22] F. A. Berends, P. H. Daverveldt e R. Kleiss, "*Monte Carlo Simulation of Two-Photon Processes*", Comp. Phys. Comm. 40 (1986), 285;

[23] http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/ariadne.html;

[24] S. Jadach, B. F. L. Ward e Z. Was, Comp. Phys. Comm. 79 (1994), 503;

[25] http://charlton.home.cern.ch/charlton/excalibur/excalibur.html;

[26] http://www-sc.kek.jp/minami/;

[27] F. A. Berends, W. Hollik e R. Kleiss, Nucl. Phys., B304 (1988), 712;

[28] J. E. Campagne e R. Zitoun, Z. Phys, C43 (1989), 469;

[29] "*DELSIM - DELPHI EVENT GENERATION AND DETECTOR SIMULATION: Reference Manual*", DELPHI *Collaboration*/89-68 PROG 143;

[30] "*DELPHI Data Analysis Program (DELANA) User's Guide*", DELPHI *Collaboration*/89-44 PROG 137;

[31] María Elena Pol, "*Description of the DELANA Pilot Record and DST content*", DELPHI *note*/97-171 PROG 225;

[32] http://spassoff.home.cern.ch/spassoff/postdst.html;

[33] M.Paganoni *et al*, "DELPHI *Luminosity Group*";

[34] http://delphiwww.cern.ch/delfigs/events/events.html;

[35] "PAW++ - Physics Analysis Workstation User's Guide", *Application Software Group - Computing and Networks Division - CERN*;

[36] http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/lep2/