

# Capítulo 4

## Análise

A análise de processos com baixa probabilidade de acontecerem, traduz-se geralmente num conjunto extenso de critérios, por forma a separar bem um pequeno número de acontecimentos que nos interessam duma grande quantidade de dados que são colectados.

Como foi referido no primeiro capítulo, este trabalho incidiu sobre os dados tomados em DELPHI nos anos de 1990 a 1993. No entanto o número de acontecimentos nos sucessivos anos foi muito diferente, e a análise feita para os dois primeiros anos difere ligeiramente da análise de 1992 e 1993. Em particular nesta última, foi utilizada extensivamente a informação do detector de microvértice de DELPHI.

Neste capítulo é abordada com maior detalhe a análise dos dois últimos anos, que corresponde a uma amostra equivalente a quase milhão e meio de acontecimentos hadrónicos. No fim do capítulo é no entanto referida sumariamente a análise de 1990 e 1991 (amostra equivalente a 365 000 acontecimentos hadrónicos).

A figura 4.1 mostra a luminosidade adquirida para diferentes valores de energia no centro de massa (para os anos de 1990 a 1993). Dos dados tomados em DELPHI em 1992 e 1993 (correspondentes a 1 406 600 decaimentos hadrónicos do  $Z^0$ ), apenas aproximadamente uma centena de acontecimentos constituíram, no final da análise, a amostra presumivelmente produzida pelo sinal em estudo ( $llV$ ).

Esta análise começa por definir as características gerais da amostra que mantenham uma elevada eficiência para o sinal, e em seguida procura compreender e remover as contribuições do fundo para essa amostra. Nesta última fase, a análise

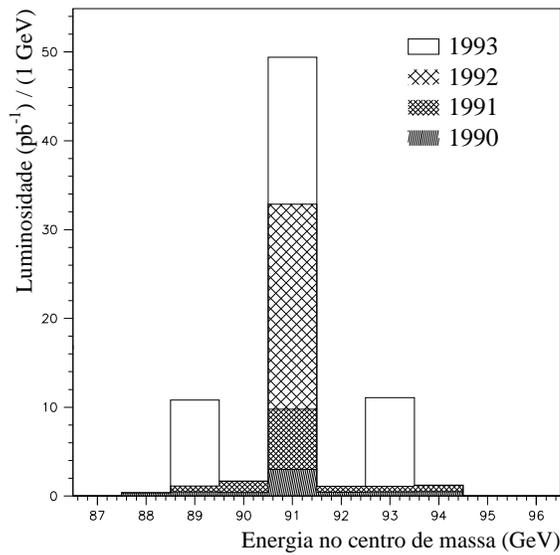


Figura 4.1: Luminosidade tomada nos anos de 1990 a 1993, em função da energia no centro de massa.

é constituída pela procura das variáveis que melhor diferenciam o sinal do fundo, e pela optimização das selecções a efectuar nessas variáveis, minimizando o fundo e maximizando o sinal.

Dada a dificuldade que representa o cálculo analítico de secções eficazes com restrições (por exemplo, aceitância geométrica, ou o ensaio de valores de corte numa variável em teste), torna-se necessário o recurso aos métodos de simulação, apresentados no capítulo anterior. A simulação de acontecimentos, escolhido o processo que se pretende reproduzir, permite estimar os efeitos do detector e o comportamento do processo face à variável em teste. Naturalmente que a utilização de dados simulados para a escolha de valores de corte em variáveis de teste, subentende que nessas variáveis os dados simulados reproduzem correctamente os dados reais.

Assim, o estudo das variáveis compreende várias fases, e baseia-se em comparações do comportamento para dados simulados e dados reais. Se uma variável tem um comportamento semelhante para dados simulados ou reais, um valor de corte nessa variável que para os dados simulados optimize a razão sinal/ruído, deve também otimizar essa relação para os dados reais.

Segue-se uma breve descrição das simulações que foram usadas tanto para os

processos do sinal como para os processos do fundo. Na secção posterior, serão então apresentados e justificados os critérios de selecção, a evolução das amostras de dados no decurso da aplicação desses critérios, e determinadas as respectivas eficiências para o sinal e contaminações do fundo.

## 4.1 A Simulação

Para obter uma amostra de dados simulados que se possa comparar com os dados reais, usa-se em geral um programa que contém 3 fases distintas. Uma fase de geração que, para os canais em estudo, produz acontecimentos distribuídos no espaço de fases de acordo com as secções eficazes desses processos. Uma fase de simulação do detector, descrita na secção de simulação do capítulo anterior, em que se procura reproduzir os efeitos da aparelhagem. E uma fase de reconstrução que utiliza o programa de reconstrução referido no capítulo anterior, e que é idêntica à fase de reconstrução porque passaram os dados reais. Para cada canal, foram criadas várias amostras, correspondendo às simulações do detector no estado em que este se encontrava em 1992 e 1993.

Dado que as fases de simulação do detector e reconstrução dos acontecimentos para os vários canais não diferem do que já foi exposto no capítulo anterior, vamos apenas referir a fase de geração.

No caso do sinal, o programa de geração foi apresentado no capítulo dois. O que importa reter para esta análise é que os vários canais do sinal foram gerados com um corte no ângulo polar de 15 graus, excepto no caso do canal com  $\tau$ s, em que nenhum corte no ângulo polar foi imposto. Para todos os casos exigiu-se uma massa invariante dos pares de partículas carregadas superior a 0.05 GeV, (que é uma restrição apenas para os casos em que as partículas são electrões). A secção eficaz calculada pelo programa leva em conta, naturalmente, estas restrições.

Foi gerada uma amostra de aproximadamente 500 acontecimentos com uma energia no centro de massa  $\sqrt{S} = M_{Z^0}$  ( $\approx 91.2$  GeV) para cada canal, correspondendo a diferentes luminosidades conforme a secção eficaz desse canal (desde 250 pb<sup>-1</sup> para o canal  $e^+e^-e^+e^-$ , até 1300 pb<sup>-1</sup> para o canal  $\tau^+\tau^-\tau^+\tau^-$ ).

A luminosidade total adquirida em 1992 e 1993 foi de 58.7 pb<sup>-1</sup>, e apenas 19.4 pb<sup>-1</sup> correspondem a energias no centro de massa diferentes da massa do  $Z^0$ . Dado que na zona de aceitação o diagrama de canal-s com o  $Z^0$  é predominante, só foram simuladas para o sinal amostras com energia no centro de massa  $\sqrt{S} = M_{Z^0}$ . Não se esperam diferenças importantes no comportamento das partículas,

pelo facto da energia no centro de massa variar de apenas 2 GeV em relação ao valor usado. Para efeitos de normalização, as secções eficazes para os canais contendo electrões foram calculadas para as outras duas energias no centro de massa, para incluir correctamente as contribuições do canal-t.

Para os processos responsáveis pela contaminação de fundo, resumem-se agora as principais características dos respectivos programas de geração.

O programa usado para obter a amostra de acontecimentos "Bhabha" tem o nome "BABAMC", e está detalhadamente descrito em [BMC89]. É um programa que trata o processo  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  em primeira ordem, e como características relevantes para esta análise, destaca-se a possível produção de um fóton energético (fóton real) pelas partículas carregadas do estado inicial ou do estado final. O cálculo da secção eficaz neste programa inclui os termos correspondentes aos canais "s" com troca do fóton ou do bosão  $Z^0$ , e "t" com troca do fóton (figura 4.2), e dos termos correspondentes às correcções radiativas ao termo de Born provenientes das interacções fracas (correcções fracas), ou de fótons virtuais e Bremstrahlung pouco energético (correcções de QED).

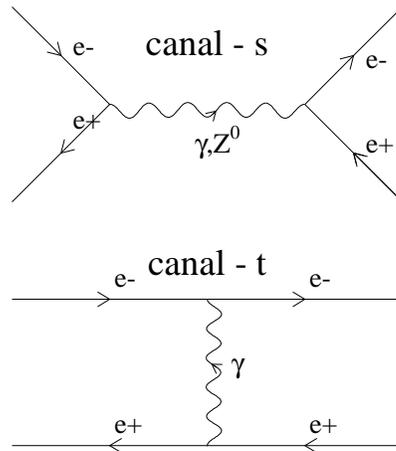


Figura 4.2: Diagramas de Feynman para o processo  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  incluídos no programa BABAMC (termos de Born).

Como o programa só produz um fóton no estado final, tem como limitação a impossibilidade de tratar simultaneamente as correcções radiativas e a produção

de um fóton energético, ou a produção de dois fótons energéticos. Antes da execução do programa é necessário definir os ângulos polares do electrão e positrão do estado final, bem como a energia mínima para a produção de um fóton real, e o ângulo mínimo entre este fóton e o electrão (positrão). Apesar das suas limitações é um programa que descreve em primeira ordem o processo em questão e é largamente utilizado [DEL94a].

Por uma questão de eficiência, foram geradas duas amostras de acontecimentos com energias no centro de massa próximas da massa do  $Z^0$ . A primeira amostra contém acontecimentos com um corte no ângulo polar de 9 graus, isto é, em que o electrão e o positrão do estado final (provenientes do vértice primário ou ponto de interacção) têm ângulos polares compreendidos entre 9 e 171 graus. Para esta amostra foram gerados 123 650 acontecimentos com energia no centro de massa  $\sqrt{S} \approx M_{Z^0} - 2\text{GeV}$ , 284 770 acontecimentos para  $\sqrt{S} = M_{Z^0}$  e 120 020 acontecimentos para  $\sqrt{S} \approx M_{Z^0} + 2\text{GeV}$ , correspondendo a uma luminosidade respectivamente de 19.43, 41.85 e 23.6  $\text{pb}^{-1}$ . A segunda amostra contém acontecimentos com um corte no ângulo polar de 37 graus. As características destes acontecimentos não dependem tão fortemente da energia no centro de massa como os acontecimentos da primeira amostra, razão pela qual foram apenas gerados acontecimentos com energia no centro de massa  $\sqrt{S} = M_{Z^0}$ . Foi gerado um total de 130 000 acontecimentos, correspondendo a uma luminosidade de 95.8  $\text{pb}^{-1}$ . A amostra final é uma soma pesada destas duas amostras.

A amostra correspondente aos decaimentos do  $Z^0$  em muões, foi obtida usando o programa "DYMU3" [DYM89]. No total foram gerados 288 900 acontecimentos com energia no centro de massa igual à massa do bosão  $Z^0$ , 66 500 com energia no centro de massa  $\sqrt{S} \approx M_{Z^0} - 2\text{GeV}$  e 65 500 com energia no centro de massa  $\sqrt{S} \approx M_{Z^0} + 2\text{GeV}$  correspondendo às luminosidades respectivas de aproximadamente 200  $\text{pb}^{-1}$ , 135  $\text{pb}^{-1}$ , e 95  $\text{pb}^{-1}$ .

Os decaimentos do  $Z^0$  em pares de  $\tau$ s e subseqüentes decaimentos destes, foram gerados pelo programa "KORALZ" [KOR91]. Na versão utilizada neste estudo (3.8), as correcções radiativas em primeira ordem estão incluídas, usando a aproximação logarítmica-dominante. São previstos os decaimentos do leptão  $\tau$  mais importantes, nomeadamente os decaimentos leptónicos, os decaimentos em um ou mais  $\pi$ , e os decaimentos em outros mesões como o  $\rho^\pm$ , o K, o  $A_1$ , e incluindo ainda efeitos de polarização de spin quando necessário.

O número de acontecimentos gerados com energia no centro de massa igual à massa do  $Z^0$ , ascendeu a 240 260, equivalente a uma luminosidade de 165  $\text{pb}^{-1}$ . Esta contribuição tem especial importância, como se verá na próxima secção.

A geração das interações fóton-fóton, ambos provenientes dos feixes, foi feita com o programa "DIAG2" [DIA88]. Este programa tem como principal contribuição os diagramas multiperiféricos, referidos no capítulo dois, figura 2.2M) na página 7. Ao contrário do sinal, este diagrama tem para esta amostra do fundo um comportamento dominante. Contudo as características dos acontecimentos gerados são predominantemente partículas com baixo momento transversal, em geral em ângulos polares reduzidos. A amostra simulada contém 60 000 acontecimentos gerados com alguns cortes iniciais (pelo menos duas partículas carregadas com momento superior a 2.5 GeV, ângulo polar superior a 10 graus e massa invariante superior a 0.5 GeV), correspondendo à luminosidade de 218 pb<sup>-1</sup>.

Finalmente, para gerar os decaimentos hadrônicos do Z<sup>0</sup>, foi utilizado o programa JETSET[JTS73], versão 7.3. Este programa gera um par *quark-antiquark* provenientes do decaimento do Z<sup>0</sup>, e depois propõe alguns modelos para a fragmentação dos *quarks* em hádrons. A fragmentação num elevado número de partículas carregadas é bem descrita nestes modelos (a figura 4.3 mostra, por exemplo, o número de partículas carregadas por acontecimento, para acontecimentos com energia carregada superior a 12% da energia no centro de massa (soma dos momentos das partículas carregadas) e tomados em DELPHI em 1990,1991; a figura foi extraída da referência [DEL94b]). Pelo contrário, a zona de baixo número de partículas carregadas, onde a contaminação leptónica é importante, está sujeita a maiores erros.

Testes destes modelos podem ser consultados na referência [Ham95].

Foram gerados um total de 1 724 778 acontecimentos com energia no centro de massa igual à massa do Z<sup>0</sup>, correspondentes a uma luminosidade de aproximadamente 56.4 pb<sup>-1</sup>. Após simulação e reconstrução apenas menos de 6000 têm um número de partículas carregadas inferior a oito.

Para estudar os valores a usar nos critérios de identificação das partículas carregadas, foram também simuladas amostras de acontecimentos com uma só partícula carregada, com momento compreendido entre 1 e 45 GeV, num total de 31276 acontecimentos com um electrão gerado com ângulo polar compreendido entre 45 e 135 graus, outros 12100 com ângulo polar compreendido entre 20 e 45 graus, 20570 acontecimentos com um muão e 5100 acontecimentos com um π com ângulos polares compreendidos entre 20 e 160 graus.

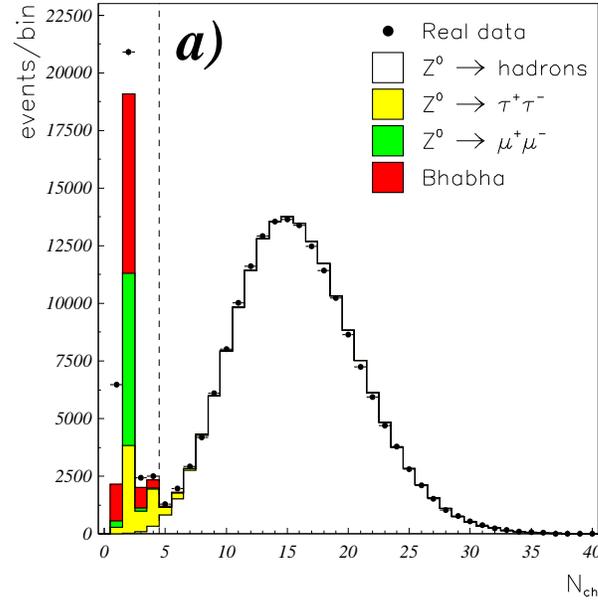


Figura 4.3: Figura 1a) da referência [DEL94]: Número de partículas carregadas por acontecimento (com energia superior a 10 GeV).

## 4.2 A Selecção

### 4.2.1 Introdução

Os critérios de selecção correspondem a sucessivos níveis de refinamento da amostra. Têm por objectivo obter uma amostra final com a maior razão sinal/fundo possível.

Como foi referido nos capítulos anteriores, o sinal tem uma secção eficaz muito baixa, relativamente aos demais processos que intervêm nas interacções electrão-positrão (discrepância de 4 ordens de grandeza). Todavia, as configurações dos estados finais resultantes dos diferentes processos são muito variadas, nomeadamente em número de partículas carregadas, distribuições angulares, energia total medida.

Também pelo facto de ter uma secção eficaz baixa, o sinal não deve produzir, para a luminosidade colectada no período desta análise, um número de acontecimentos elevado (superior a uma centena). Podemos então analisar deta-

lhadamente os acontecimentos seleccionados, mantendo uma perspectiva aberta no respeitante a possíveis sinais de nova física com as características do sinal. Na inexistência de tais sinais, podemos então optimizar os critérios de modo a obter a melhor relação sinal/ruído para o sinal em estudo.

Os primeiros critérios de selecção procuram definir a amostra inicial, eliminando contribuições provenientes dos decaimentos hadrónicos do  $Z^0$ , dos decaimentos do  $Z^0$  em apenas dois leptões, de colisões fóton-fóton e outros acontecimentos que não correspondem a uma interacção electrão-positrão (incluindo interacções do electrão ou positrão com o gás remanescente no tubo de feixe, eventual ruído colectado no detector como um acontecimento, etc).

Como foi sumariamente descrito no capítulo anterior, a fase final do programa de reconstrução consiste na separação do conjunto de acontecimentos reconstruídos em várias categorias, de acordo com critérios simples. Após esta classificação os acontecimentos de algumas categorias são copiados para ficheiros separados, de forma a poderem ser processados sem ser necessário processar todos os dados. Nesta análise são processados acontecimentos leptónicos, ambíguos (classificação entre leptónico e hadrónico) e desconhecidos (classificação sem um resultado decisivo). Este conjunto de acontecimentos constitui uma pré-amostra, sobre a qual será aplicada uma selecção para definir uma amostra inicial, sobre a qual se podem elaborar critérios de selecção por comparação com os dados simulados. O mesmo procedimento de classificação do programa de reconstrução e pré-selecção foi utilizado em todas as amostras simuladas, excepto na contribuição do sinal (efeito negligível) e na dos acontecimentos hadrónicos.

Na análise dos dados de 1992 e 1993 aproveitou-se o facto de o detector de microVertex de DELPHI (VD), descrito no capítulo anterior, estar a funcionar em pleno para (quase) toda a estatística da amostra. Este detector tem a particularidade de, com uma grande eficiência (estudada em seguida), detectar a passagem de partículas carregadas e medir as suas coordenadas no plano transversal com grande precisão.

Depois de caracterizadas e seleccionadas as amostras, as contribuições remanescentes do fundo para essas amostras serão eliminadas ou largamente reduzidas, através de critérios que exploram a energia total medida, massas invariantes de sistemas de partículas carregadas, distribuições das partículas no espaço e deposições de energia nos calorímetros.

A análise aplica diferentes critérios para os casos em que um ou mais traços têm ou não pontos associados no VD.

## 4.2.2 Qualidade das partículas carregadas

Partículas carregadas são detectadas e medidas através da sua passagem por sucessivos detectores, descritos no capítulo anterior, que fornecem informação da posição da partícula no espaço ou no plano transversal com maior ou menor precisão.

Enquanto que nas câmaras de bolhas e emulsões os acontecimentos são visualmente analisados, as partículas são identificadas pelos traços que deixam, nas câmaras de traços essa informação é captada electronicamente e tratada directamente por computadores. Por uma questão prática a terminologia ficou, denominando uma partícula carregada simplesmente por traço. Tal como foi referido no capítulo anterior, este traço é resultado do reconhecimento do acontecimento efectuado pelo programa de reconstrução. Esse programa também introduz a noção de traço neutro, entidade associada apenas à informação nos calorímetros, com certas características.

Nesta análise é feita a associação semântica traço – partícula carregada. Qualidade das partículas carregadas tem assim o significado de cortes impostos às características dos traços, tais como proveniência do vértice primário (ponto de interacção), momentos mínimos, etc.

Define-se como ponto de referência de um traço o ponto da sua trajectória cuja distância no plano transversal ao ponto de interacção é mais pequena. Dado que o primeiro ponto medido do traço está a vários centímetros do ponto de interacção (conforme se ilustra na figura 4.4), extrapola-se a trajectória desde o primeiro ponto medido no sentido da aproximação ao ponto de interacção, e define-se como ponto de referência o ponto dessa trajectória extrapolada tal que a distância transversal ao ponto de interacção seja a menor.

As características do traço no ponto de referência são as que serão futuramente utilizadas. Em particular, o momento das partículas (momento associado ao traço) pode ser representado, em coordenadas esféricas, de acordo com a figura 4.5.

A proveniência dos traços do vértice primário é caracterizada em função das distâncias, medidas nos planos transversal e longitudinal, do ponto de referência ao ponto de interacção, denominadas parâmetro de impacto e distância longitudinal, respectivamente.

Define-se assim o parâmetro de impacto  $d_{R\phi}$  como sendo a distância do ponto de referência do traço ao ponto de interacção, medida no plano transversal. De

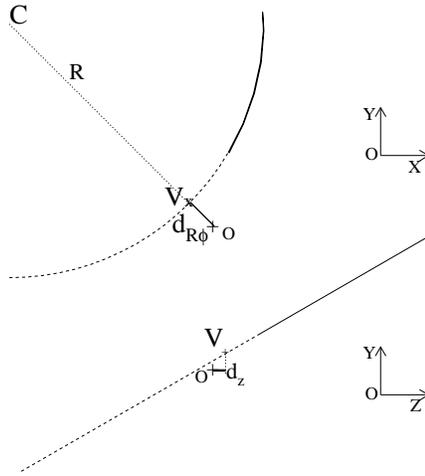


Figura 4.4: Esquema da extrapolação do traço até ao ponto de interacção. O-Ponto de interacção; C-Centro da circunferência; V-Ponto de Referência. Em cima- plano transversal; em baixo- plano longitudinal

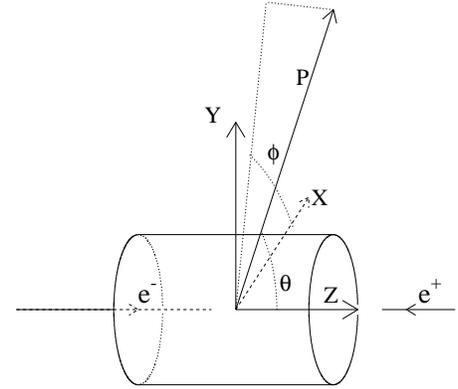


Figura 4.5: Coordenadas em que são representados os momentos em DELPHI:  $X, Y, Z$  cartesianas,  $P, \theta, \phi$  esféricas (respectivamente momento, ângulo polar e ângulo azimutal).

igual modo define-se a distância longitudinal  $d_Z$  como sendo a distância do ponto de referência do traço ao ponto de interacção, medida segundo o eixo  $OZ$  (eixo dos feixes). Define-se ainda o parâmetro de impacto com sinal  $\epsilon$ , como sendo o parâmetro de impacto ou o seu simétrico, conforme o ponto de interacção esteja respectivamente fora ou dentro da circunferência descrita pelo traço no plano transversal (a circunferência descrita pelo traço depende da carga deste: em DELPHI, sentido directo para cargas negativas e sentido dos ponteiros do relógio para cargas positivas). Tomando como referência a figura 4.4, estas 3 grandezas exprimem-se através de:

$$\epsilon = |OC| - R \quad (4.1)$$

$$d_{R\phi} = |\epsilon| = |OV|_T \quad (4.2)$$

$$d_Z = z_V \quad (4.3)$$

em que  $C$  é o centro da circunferência descrita pelo traço no plano transversal,  $R$  o seu raio,  $z_V$  a coordenada  $z$  do ponto  $V$ , e em que o subscripto  $T$  indica medida apenas no plano transversal.

Os motivos para o parâmetro de impacto com sinal poder ter valores diferentes de zero não são idênticos para valores negativos ou positivos. Um traço, resultado de uma partícula presente no acontecimento que provenha do ponto de interacção, só pode ter valores negativos no contexto da resolução na medida do parâmetro de impacto com sinal, portanto não muito diferentes de zero. Os valores positivos podem também ser resultado de efeitos de resolução, ou ao contrário, ter tido origem em vértices secundários próximos do ponto de interacção, nos decaimentos de partículas produzidas no ponto de interacção, por exemplo, léptões  $\tau$  ou *quarks*  $b$ . Neste último caso, valores para o parâmetro de impacto significativamente diferentes de zero (mas ainda assim inferior a 2 mm) não são valores invulgares.

Contudo, para a gama de valores presentes nesta análise (em que para os dados analisados não se espera produção de *quarks*  $b$ ), a diferença entre valores negativos e positivos não é importante. Assim é apenas referido o parâmetro de impacto (em módulo).

Partículas carregadas que não satisfaçam os seguintes critérios, serão associadas ao termo "maus traços". Excepto quando explicitamente dito em contrário, os maus traços não serão levados em conta nesta análise, embora a sua presença não constitua motivo para rejeitar acontecimentos.

- Momento superior a 0.2 GeV.

Um traço com momento inferior a 0.2 GeV, num campo magnético de 1.2 Tesla, tem no plano transversal uma trajectória circular com raio inferior a 55 cm. O traço não chega a ter pontos suficientes medidos na TPC, que permitam medir com precisão as suas características.

- Distância longitudinal inferior a 6 cm.

O ponto de referência não pode ter uma coordenada  $Z$  com valor absoluto superior a 6 cm. Este corte permite retirar traços de origem diferente da do ponto de interacção, em particular, os criados pela passagem de raios cósmicos quando os detectores estão a colher dados.

- Parâmetro de Impacto inferior a 0.04 cm (1.5 cm ou 4 cm).

O facto importante na medida do parâmetro de impacto, consiste na presença de pontos do traço medidos no VD. No período de dados de 1992 e 1993, a eficiência de funcionamento do VD foi elevada, conforme se pode

constatar na figura 4.6. Para decaimentos do  $Z^0$  em múões ou electrões (apenas dois traços, energia visível elevada, e pontos medidos nas câmaras de múões ou energia depositada nos calorímetros electromagnéticos superior a 60 GeV), 96.3% dos traços na aceitação do VD tinham dois ou mais pontos medidos nesse detector.

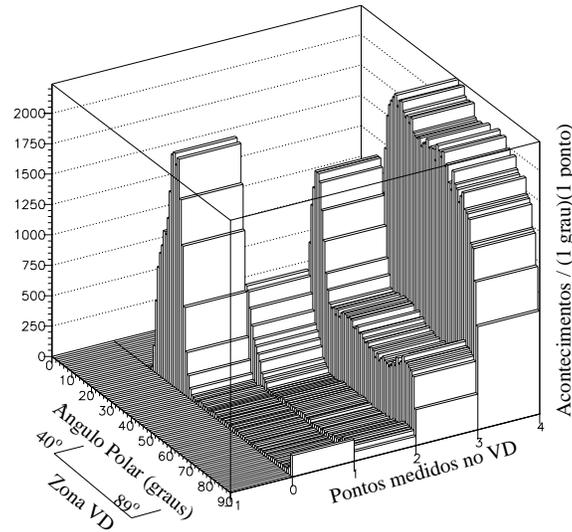


Figura 4.6: O número de pontos medidos no VD incluídos nos traços, em função do ângulo polar do traço (decaimentos do  $Z^0$  em múões ou electrões).

A figura 4.7 mostra os parâmetros de impacto com sinal, para traços com dois ou mais pontos medidos no VD (Detector de micro-Vértice) e na sua zona de aceitação (linha a cheio), com menos de dois pontos medidos no VD e na sua aceitação (linha a tracejado), ou para traços fora da aceitação do VD (linha a pontilhado).

Se o traço tiver pontos medidos no VD, portanto um ângulo polar compreendido entre 40 e 140 graus, a precisão na medida do ponto de referência é muito superior (no plano transversal), como se pode ver na figura 4.7, e o traço só é considerado se tiver um valor para o parâmetro de impacto inferior a 0.04 cm. Se apesar do traço estiver nesta aceitação angular não possuir dois ou mais pontos medidos no VD, então a resolução na medida do parâmetro de impacto é inferior (figura 4.7), e traços são aceites se tiverem parâmetros de impacto inferiores a 1.5 cm.

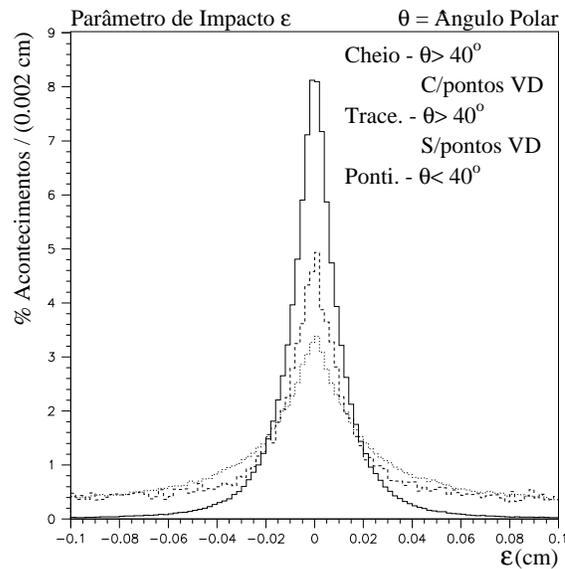


Figura 4.7: O Parâmetro de impacto com sinal, para partículas carregadas com ângulos polares na gama de valores de 40 a 140 graus com pontos no VD (linha a cheio) ou sem pontos no VD (linha a tracejado), e para partículas carregadas fora dessa região angular (linha a pontilhado).

No caso do traço ter ângulo polar inferior a  $40^\circ$  (superior a  $140^\circ$ ), não se põe a questão de pontos medidos no VD. Traços são aceites se tiverem parâmetros de impacto inferiores a 4 cm.

Ainda neste caso, dado que as partículas carregadas atravessam mais matéria, há uma pequena anti-correlação entre o parâmetro de impacto e o momento medido, em particular quando este é baixo, devido à difusão múltipla de Compton que a partícula experimenta desde o ponto de interacção até aos primeiros pontos medidos. O ângulo máximo de desvio devido a este efeito, para o caso de DELPHI e de uma partícula relativista com um ângulo polar de 30 graus e um momento de 0.2 GeV, é aproximadamente 21 mrad. Para compensar este efeito, quando estes traços tiverem um momento medido muito baixo (inferior a 0.6 GeV), o valor de corte de 4 cm é aumentado pela razão entre 0.6 GeV e o momento medido.

- Momento medido inferior a 80 GeV, e erro absoluto na medida do momento inferior a 40 GeV.

Problemas pontuais de reconstrução de traços ocasionam medidas dos respectivos momentos que são demasiado elevadas para corresponderem à rea-

lidade desses acontecimentos. Quando o momento medido é muito elevado (superior a 80 GeV, aproximadamente 3.4% dos acontecimentos), ou tem um erro absoluto superior a 40 GeV (2.2% dos acontecimentos), os acontecimentos são rejeitados. A resolução na medida do momento a 45 GeV é para muões de 6% (erro relativo), como se pode ver na figura 4.8, que mostra os valores de momento das partículas carregadas para acontecimentos com duas partículas colineares e opostas, identificadas como muões.

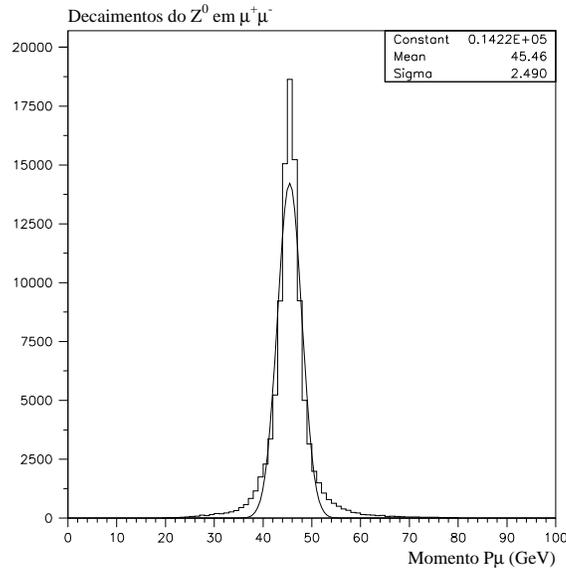


Figura 4.8: Momento das partículas carregadas (para acontecimentos com duas partículas colineares e opostas, identificadas como muões).

Se o momento da partícula tiver um valor superior a metade da energia no centro de massa ( $\sqrt{S}/2$ ), substitui-se o valor do momento por  $\sqrt{S}/2$ .

No caso da partícula carregada ser um electrão, terá uma probabilidade elevada de emitir radiação ao longo da sua trajectória, perdendo energia e provocando assim uma medida do momento inferior ao que seria medido na origem do acontecimento. A energia desse electrão perdida por radiação fica depositada no calorímetro electromagnético (se a radiação estiver na sua aceitação).

Assim, toda a energia depositada no calorímetro electromagnético num cone de 5 graus com eixo na direcção original de uma partícula carregada, é associada a

essa partícula. Se a energia electromagnética associada a uma partícula carregada fôr superior a 15 GeV, e a razão entre essa energia e o momento da partícula fôr superior a 0.8 e inferior a 1.2, então substitui-se o valor do momento medido pelo da energia electromagnética associada.

### 4.2.3 Características da amostra inicial

A amostra do sinal corresponde ao conjunto de acontecimentos com dois leptões e duas partículas carregadas no estado final.

Idealmente seriam acontecimentos com 4 partículas carregadas no estado final, energia total igual à energia no centro de massa e soma vectorial dos momentos das partículas carregadas igual a zero. Mas como um dos leptões produzidos pode ser um  $\tau$ , que tem uma vida média muito curta e decai antes de se poder medir as suas características (um  $\tau$  com um momento de 45 GeV percorre aproximadamente 0.1 mm antes de decair), temos de considerar também os casos em que a energia medida é inferior à energia no centro de massa, ou em que a soma vectorial dos momentos das partículas carregadas não é zero.

Excluindo os casos em que um dos  $\tau$ s decai em 3 partículas carregadas, correspondendo no total a 7% do sinal global, a amostra inicial define-se pelo conjunto de acontecimentos com 4 partículas carregadas (provenientes do ponto de interacção), e carga total nula.

O fundo é constituído pelos processos que possam ter estados finais com as mesmas características desta amostra do sinal, isto é, quatro partículas carregadas medidas no detector.

As contribuições dominantes do fundo são os decaimentos do  $Z^0$  em pares de  $\tau$ s, em que um dos  $\tau$ s decaía em 3 partículas carregadas, os decaimentos do  $Z^0$  em muões ou electrões acompanhados de fótons que se convertem no detector em electrão-positrão e, eventualmente, acontecimentos hadrónicos produzidos com ângulos polares predominantemente pequenos, onde a eficiência de reconstrução é baixa, e que portanto não foram totalmente reconstruídos (deixando apenas quatro partículas carregadas no detector).

#### Cortes definidores da amostra inicial

- Multiplicidade carregada igual a 4 com carga total igual a zero.

O número de partículas carregadas que satisfazem os critérios de qualidade anteriormente referidos tem de ser igual a quatro.

O facto do sinal produzir um pequeno número de partículas carregadas face ao número produzido em acontecimentos hadrónicos, permite, sem uma perda significativa de sinal, rejeitar todos os acontecimentos com 5 ou mais partículas carregadas. Na altura do processamento dos dados, estes eram classificados em hadrónicos se tivessem 9 ou mais partículas carregadas provenientes do ponto de interacção, representando esta classe aproximadamente 80% dos decaimentos do  $Z^0$ . Dai que, sem perda de sinal, este conjunto de dados não é analisado. Os decaimentos hadrónicos do  $Z^0$  têm em média 20 partículas carregadas[DEL94b], e portanto apenas um pequeno número relativo de acontecimentos são seleccionados por este critério.

A selecção no número de partículas carregadas exclui também os decaimentos do  $Z^0$  em dois leptões (muões, electrões e  $\tau$ s quando estes decaíam ambos em apenas uma partícula carregada), que têm apenas duas partículas carregadas na grande maioria dos casos [DEL94b]).

A contribuição das colisões fóton-fóton é reduzida em 94,5% por este critério.

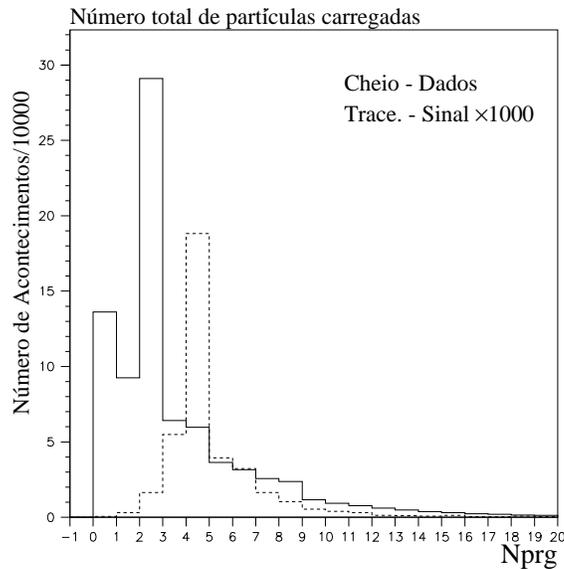


Figura 4.9: Número total de partículas carregadas (para acontecimentos com menos de 9 partículas carregadas provenientes do ponto de interacção).

A distribuição do número total de partículas carregadas, para acontecimentos com menos de 9 partículas carregadas provenientes do vértice, é comparada na figura 4.9 com a previsão da simulação de sinal (a esta amostra foi aplicado um factor multiplicativo de 1000).

- Soma das energias de todas as partículas carregadas superior a 15 GeV.

Para não contaminar os estudos, apresentados de seguida, com acontecimentos resultantes de interacções dos feixes com o gás ou com o tubo de feixe, com baixa energia visível no detector, bem como com a maioria das colisões fóton-fóton, exige-se pelo menos 15 GeV de energia em partículas carregadas medida no detector. Este corte também remove automaticamente acontecimentos irreais, isto é, resultantes eventualmente de ruído correlacionado em vários detectores por forma a satisfazerem as condições de aquisição e pré-selecção de dados descritas no capítulo anterior.

A figura 4.10 mostra a soma das energias das partículas carregadas para os dados (círculos cheios), para a simulação de decaimentos do  $Z^0$  em pares de múons (região traçada), em pares de  $\tau$ s e hadrónicos (região sombreada de tom mais escuro), para acontecimentos "Bhabha" simulados (região sombreada de tom medianamente intenso) e para a simulação do sinal (pequena figura incluída). São considerados todos os acontecimentos com multiplicidade carregada igual a 4 e carga total nula.

Distinguem-se nessa figura três tipos de contribuições, a saber: a zona dos valores baixos, populada pelos acontecimentos referidos em cima; a zona dos valores intermédios, populada essencialmente por decaimentos do  $Z^0$  em pares de  $\tau$ s e em hadrões (com perda de partículas carregadas); a zona próxima do valor da massa do  $Z^0$ , correspondendo essencialmente aos decaimentos do  $Z^0$  em pares de leptões. O sinal contribui para as duas últimas zonas, mas neste estágio ainda não de uma forma significativa. Como se pode observar na figura 4.10, a proporção dos acontecimentos de baixa energia (muito difíceis de simular por métodos de Monte-Carlo) é significativa apenas para valores inferiores a 15 GeV. Contudo, na maioria destes acontecimentos apenas uma fracção da energia carregada é detectável num ângulo polar superior a 20 graus, e os acontecimentos são rejeitados com o critério da multiplicidade carregada e este critério.

Este corte afecta o sinal, essencialmente nos canais com  $\tau$ s, reduzindo a sua amostra em 8.5% (integrado em todos esses canais), bem como a contribuição para o fundo dos decaimentos do  $Z^0$  em pares de  $\tau$ s, em que este corte reduz a sua amostra em 15.6%.

- Ângulo polar superior a 20 graus (e inferior a 160 graus).

A distribuição do co-seno do ângulo polar da partícula mais isolada é mostrada na figura 4.11, para os acontecimentos com 4 partículas carregadas

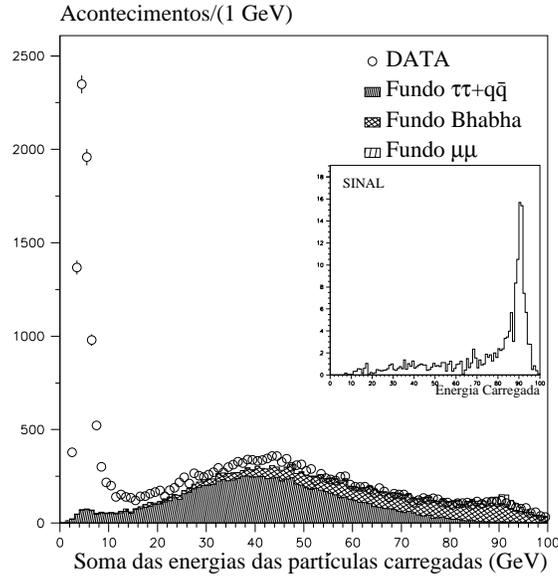


Figura 4.10: Soma das energias das partículas carregadas (acontecimentos com multiplicidade carregada igual a 4 e carga total nula). Círculos: Dados; Região traçada: Simulação de decaimentos do  $Z^0$  em muões; Região sombreada de tom intermédio: acontecimentos "Bhabha" simulados; Região sombreada de tom mais escuro: Simulação de decaimentos do  $Z^0$  em  $\tau s$  e hádrões e figura incluída: Simulação do sinal.

e mais de 15 GeV de energia visível. Esta figura revela a quebra na eficiência de reconstrução de traços para valores do módulo do co-seno superiores a 0.94 (ângulos (modulo 90) inferiores a 20 graus). Este facto tem várias consequências nesta análise, particularmente em traços perdidos ou mal reconstruídos nesta zona angular (0 a 20 graus).

- Um ou mais traços no hemisfério oposto ao traço mais energético.

Para excluir à partida interações dos feixes com o gás remanescente no tubo de feixe, e acontecimentos em que necessariamente se perderam traços, exige-se que os traços não estejam todos num mesmo hemisfério (sendo o plano de separação dos hemisférios o plano perpendicular à partícula carregada mais energética), portanto que pelo menos um traço faça com o traço mais energético um ângulo superior a  $90^\circ$ .

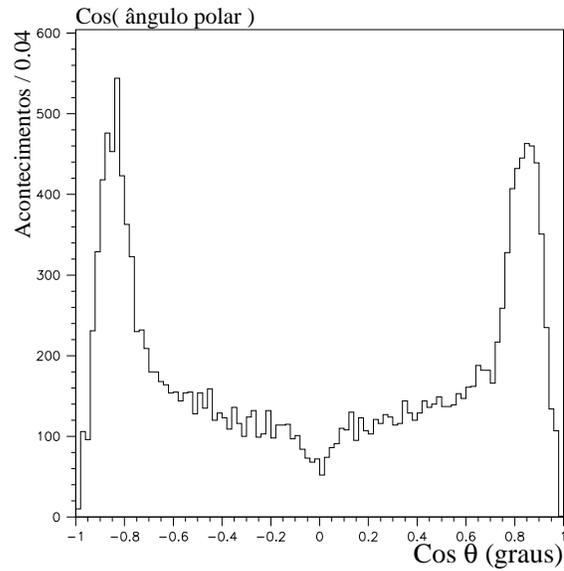


Figura 4.11: Co-seno do ângulo polar da partícula carregada mais isolada.

#### 4.2.4 Remoção das várias contribuições do Fundo

O número de acontecimentos com as características referidas na secção anterior (amostra inicial: 4 partículas carregadas, carga total zero, ...) tomados em DELPHI no período a que reporta esta análise (1992 e 93), é mostrado na tabela 4.1 conjuntamente com os números previstos pelas várias amostras de dados simulados.

Dados	Sinal	Fundo		
		$\tau\tau$	$(ee, \mu\mu)\gamma_c$	$q\bar{q}$
15 758	153.2	9 225	5 540	180.1

Tabela 4.1: Números de acontecimentos nas várias amostras em estudo, após cortes definidores da amostra inicial.

É sobre esta amostra reduzida que serão aplicados sucessivamente os critérios de selecção.

Além dos critérios de multiplicidade e carga e de aceitância geométrica, todos

os cortes já aplicados são bastante gerais.

**Definição das amostras  $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$  e  $\tau^+\tau^-V$ .**

Dada a maior dificuldade em separar acontecimentos de sinal dos do fundo quando a energia visível é baixa, como no caso dos canais com  $\tau$ s no estado final, a amostra é dividida em duas partes. Uma amostra com energia visível superior a 70% da energia no centro de massa, em que são predominantes as contribuições com o  $Z^0$  a decair em leptões leves (electrão, muão), dita  $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$ , e a parte restante em que a contribuição do sinal é essencialmente proveniente dos canais com  $\tau$ s no estado final, dita  $\tau^+\tau^-V$ .

Para determinar a validade desta separação, foram seleccionadas amostras independentes (entre si e desta análise), enriquecidas de decaimentos do  $Z^0$  em electrões ou muões (amostra A), e em  $\tau$ s (amostra B). A amostra A e a amostra B contêm acontecimentos com duas partículas carregadas, provenientes do ponto de interacção, sendo a selecção baseada em critérios geométricos (ângulos entre os traços). Uma qualidade importante na amostra B é a pureza, pelo que são ainda utilizados critérios difíceis de preencher por pares de electrões ou pares de muões. Para complementar a consequente perda de estatística, que pode limitar a validade das comparações entre dados e simulação, foi feito um estudo com uma amostra B2 independente destas, enriquecida em pares de  $\tau$ s, requerendo quatro partículas carregadas e massa invariante das três mais próximas compatível com o  $\tau$ . Os critérios para estas selecções particulares não incluem explicitamente a energia dos traços, e são:

- Amostra A
  - Multiplicidade carregada igual a 2 e carga total nula
  - Energia electromagnética fora de cones de 5 graus de amplitude em torno dos traços inferior a 2 GeV
  - Ângulo no espaço entre os traços (ângulo complementar da acolinearidade) superior a 179.5 graus
  - Ângulo no plano transversal entre os traços (ângulo complementar da acoplanaridade) superior a 179.5 graus
- Amostra B
  - Multiplicidade carregada igual a 2 e carga total nula
  - Ângulo no espaço entre os traços inferior a 178.5 graus

- Ângulo no plano transverso entre os traços inferior a 178.5 graus
  - Energia electromagnética fora de cones de 5 graus de amplitude em torno dos traços superior a 2 GeV e inferior a 36 GeV
  - Pelo menos um ponto medido nas câmaras de muões associado a um dos traços
- Amostra B2
    - Multiplicidade carregada igual a 4 e carga total nula
    - Pelo menos um traço com ângulo em relação ao traço mais isolado superior a 90°
    - Massa invariante dos três traços mais próximos inferior a 2 GeV

O número de acontecimentos seleccionados nos dados reais é de aproximadamente 84400 na amostra A, 650 na amostra B e 5100 na amostra B2.

A figura 4.12 mostra a distribuição da energia visível para as amostras com dados reais (A–estrela + círculo, B–estrela a cheio), e dados simulados por Monte Carlo para a amostra apropriada (A–linha a pontilhado, simulação Bhabha; B–linha a cheio, simulação  $\tau$ s). As normalizações usadas não são absolutas mas área (para se poder comparar a forma). A baixa estatística das amostras B é a razão das elevadas flutuações observadas nessa figura.

Para reforçar a validação da comparação que é feita na figura 4.12, donde se extrai o valor de separação ideal, usaram-se as amostras B2, independentes e com estatística superior, para estimar o momento da partícula carregada proveniente do decaimento de um  $\tau$ . O estudo feito com as amostras B2 mostrou que as previsões da simulação para o momento do traço proveniente do  $\tau$  estão de acordo com os dados reais, conforme se pode observar na figura 4.13, suportando assim a comparação da energia visível entre as amostras A e B para poder extrair um valor de separação. A importância da amostra B, tão pura quanto possível, reside no facto desta estar mais próxima do sinal  $\tau^+\tau^-V$  do que a amostra B2, no que respeita à energia visível; de facto o sinal  $\tau^+\tau^-V$  com quatro partículas carregadas corresponde, da mesma forma que na amostra B, ao caso em que ambos os  $\tau$ s decaem em 1 partícula carregada e um neutrino ou par neutrino-antineutrino, sendo a existência destes neutrinos e antineutrinos o factor dominante na diminuição da energia visível.

Como a energia visível não depende fortemente do número de partículas carregadas (nem dos outros critérios usados para enriquecer as amostras A, B ou B2), pode-se concluir que o valor de 65 GeV (aproximadamente 70% da energia

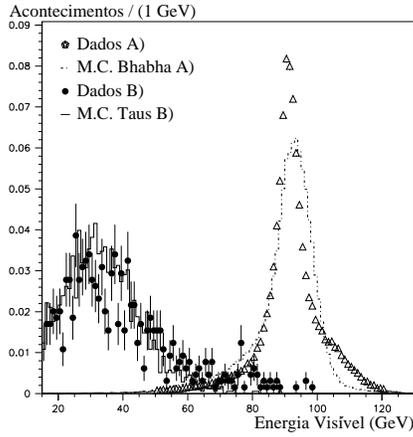


Figura 4.12: Separação entre  $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$  e  $\tau^+\tau^-V$ : energia visível para amostras enriquecidas em decaimentos do  $Z^0$  em pares de electrões ou muões (A) e em  $\tau s$  (B).

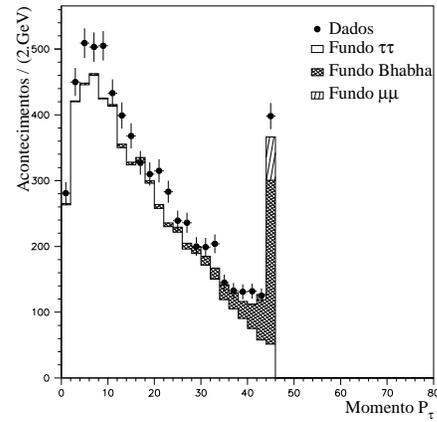


Figura 4.13: Momento da partícula mais isolada (amostra B2).

no centro de massa), próximo do cruzamento das linhas no gráfico da figura 4.12, pode ser usado como o melhor valor para também separar a amostra desta análise nas duas contribuições, uma em que o  $Z^0$  decai em leptões leves ( $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$ ), e outra em que decai em  $\tau s$  ( $\tau^+\tau^-V$ ).

Uma das vantagens de ter a amostra assim separada, consiste em poder aumentar a eficiência na amostra  $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$ , através de cortes mais suaves, pois, como se mostrará mais tarde, a amostra  $\tau^+\tau^-V$  tem contribuições (fundo) bem mais difíceis de separar (característica intrínseca a acontecimentos com energia perdida importante).

Em particular, na amostra  $\tau^+\tau^-V$  não são aceites acontecimentos com a presença de "maus traços" (partículas carregadas que não satisfaçam os critérios de qualidade referidos anteriormente), e todas as partículas carregadas têm de ter um ângulo polar superior a 25 graus (e inferiores a 155 graus).

Na amostra  $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$  as partículas podem ter ângulos polares compreendidos entre 20 e 160 graus e os acontecimentos podem ter um "mau traço".

O corte no número extra de "maus traços" reduz 9.3% do sinal, mas tem um efeito importante na redução do fundo, em particular a contribuição de aconte-

cimentos hadrónicos que é aqui reduzida em 82%.

A tabela 4.2 mostra os números de acontecimentos após os cortes definidores da amostra inicial, e dos cortes aqui referidos de "maus traços" e ângulos polares.

Dados	Sinal	Fundo		
		$\tau\tau$	$(ee, \mu\mu)\gamma_c$	$q\bar{q}$
11 657	132.4	6 947	4 252	28.5

Tabela 4.2: Números de acontecimentos nas várias amostras em estudo, após cortes definidores da amostra inicial, de número extra de "maus traços" e dos ângulos polares.

## Topologia dos acontecimentos

### Número de pontos medidos no microvértice

Foi referida nas secções anteriores a importância do detector de microvértice (VD) na definição da qualidade dos traços. Pontos medidos neste detector representam a elevada probabilidade do traço ter origem no ponto de interacção (ou dentro do tubo de feixe).

Se uma partícula carregada for produto da conversão de um fóton na matéria, depois do fóton ter atravessado o VD e antes de ter deixado a TPC, o traço não terá naturalmente pontos medidos no VD. Este facto será explorado para rejeitar acontecimentos resultantes da conversão de fótons.

Por outro lado, se uma partícula carregada interagir fortemente com a matéria, altera significativamente a sua direcção em relação à direcção original. Há uma correlação entre a amplitude da reinteracção da partícula e o número de pontos medidos no VD. Esta correlação permitirá melhorar a relação sinal/ruído na remoção dos decaimentos do  $Z^0$  em pares de  $\tau s$ .

A figura 4.14 mostra a distribuição dos acontecimentos em função do número de partículas carregadas na zona de aceitação do VD (ângulo polar entre 40 e 89 e 91 e 140 graus), e do número destas que tenham dois ou mais pontos associados medidos no VD. As amostras  $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$  e  $\tau^+\tau^-V$  estão somadas nestas figuras. Só são contabilizadas as três partículas mais próximas, pois apenas neste conjunto se põe o problema da conversão de fótons ou da reinteracção

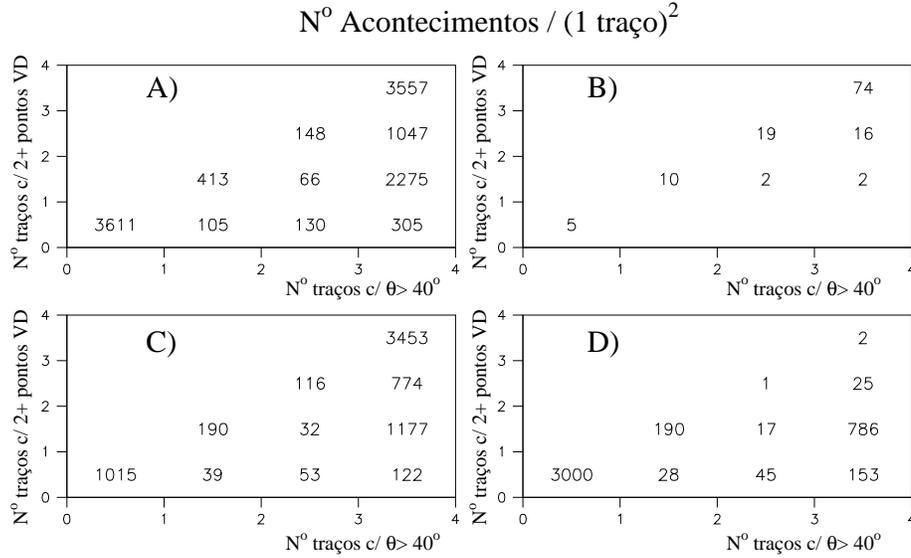


Figura 4.14: Número de acontecimentos com  $X$  partículas carregadas na zona de aceitação do VD, e  $Y$  partículas carregadas com dois ou mais pontos associados medidos no VD. A) dados. B) Simulação Sinal. C) Simulação  $\tau s$  e hadrónicos. D) Simulação Bhabhas e Dimuões.

(mesmo que a partícula mais isolada modifique a sua direcção as características do acontecimento não são profundamente alteradas).

A evolução das várias amostras vai também ser seguida com as figuras equivalentes à figura 4.14. Por simplicidade das legendas nas futuras figuras, identifica-se  $NPB$  com o Número de Partículas carregadas no Barril, das três mais próximas, que estejam na aceitação do VD, e  $NPBV$  com o número destas que tenham dois ou mais pontos associados medidos no VD (Número de Partículas carregadas no Barril com pontos no Vd).

Como se pode observar na figura 4.14, são muito poucos os acontecimentos de sinal em que nenhum dos três traços mais próximos tem associados pontos medidos no VD (linha inferior na amostra B)). Pelo contrário, nas outras amostras, o número de acontecimentos previstos é muito elevado, em particular no caso em que ambas os três traços estão fora da aceitação do VD. No caso da amostra C), tal facto está associado à elevada probabilidade de acontecimentos com elevadas multiplicidades e a pequenos ângulo polares perderem partículas carregadas, e no caso da amostra D), à grande probabilidade dos acontecimentos "Bhabha" terem ângulos polares reduzidos.

Assim, os acontecimentos que não tenham pelo menos um dos três traços mais próximos com pelo menos dois pontos medidos no VD (associados), são rejeitados.

### Configuração de "jets"

No conjunto dos acontecimentos com quatro traços, estão também incluídos acontecimentos que teriam mais partículas carregadas no ponto de interacção mas que, por estas atingirem pequenas zonas menos eficientes do detector, não foram reconstruídas. Em particular, a zona do ângulo polar de 0 a 20, de 89 a 91 e de 160 a 180 graus é muito pouco eficiente na reconstrução de traços.

Casos exemplares são os acontecimentos hadrónicos com 2 "jets" (agrupamento de partículas com a mesma direcção e sentido) opostos em que se perdem partículas carregadas de ambos os "jets", sendo apenas reconstruídas duas partículas carregadas em cada "jet"; e os decaimentos do  $Z^0$  em  $\tau$ s em que estes decaem em 3 partículas carregadas e em ambos os lados uma não é reconstruída. Nestes casos os acontecimentos têm a configuração típica de dois traços opostos a outros dois traços.

O método usado para identificar os "jets" consiste em agrupar traços enquanto a massa invariante do conjunto não ultrapassar um valor imposto previamente. Se o acontecimento tem 4 traços, podem-se constituir de 1 a 4 "jets". Este critério de massa é chamado algoritmo de "JADE" e a sua descrição está incluída no programa de simulação JETSET referido anteriormente.

O parâmetro que controla o número de "jets" e sua constituição define-se de acordo com 4.4. Dois ou mais traços são agrupados se a respectiva massa invariante  $m_{ij\dots}$  respeitar a relação 4.5.

$$y_{\text{cut}} = m_{\text{máx}}/\sqrt{S} \quad (4.4) \quad m_{ij\dots}/\sqrt{S} \leq y_{\text{cut}} \quad (4.5)$$

O algoritmo foi executado usando  $y_{\text{cut}} = 0.05$ , e consoante o resultado dos agrupamentos (do número de "jets" e do número de partículas carregadas em cada "jet") o acontecimento foi seleccionado ou não. Os acontecimentos com dois "jets" e duas partículas carregadas em cada "jet" são rejeitados.

A figura 4.15 mostra a distribuição dos acontecimentos pelas várias configurações para dez valores do parâmetro  $y_{\text{cut}}$  (0.01 a 0.11) onde se pode observar a estabilidade deste critério face ao parâmetro  $y_{\text{cut}}$  (apenas os acontecimentos

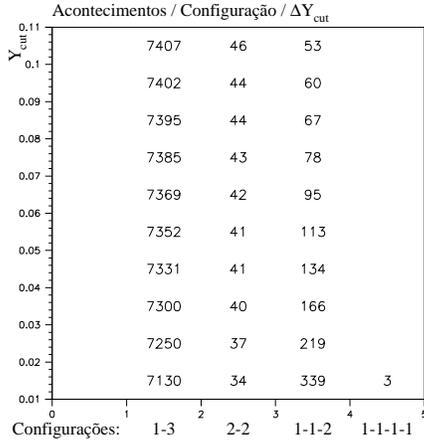


Figura 4.15: Configuração dos acontecimentos após agrupamento das partículas (algoritmo de "JADE") para vários valores de  $y_{cut}$ .

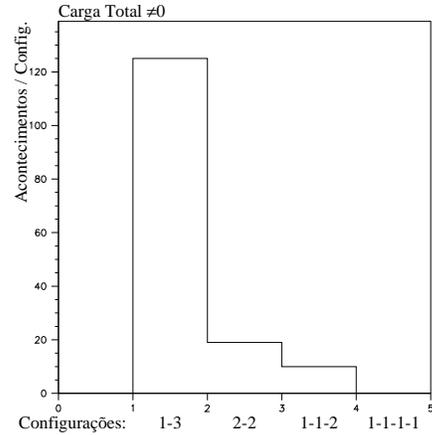


Figura 4.16: Configuração dos acontecimentos com carga total diferente de zero, para  $y_{cut} = 0.05$ .

na coluna 2-2 são removidos), em torno do valor usado de 0.05.

A carga dos traços reconstruídos em acontecimentos que perderam partículas carregadas é, naturalmente, aleatória e a soma das cargas é igual a zero apenas por imposição desse critério na selecção prévia desta amostra. Assim, a figura 4.16 mostra a mesma distribuição da figura 4.15 para o valor  $y_{cut} = 0.05$ , para acontecimentos que preenchem os mesmos requisitos dessa amostra mas em que é exigida carga total diferente de zero. A proporção observada na figura 4.16 de acontecimentos na configuração "2+2" (dois "jets", dois traços em cada "jet"), sendo superior à proporção equivalente da figura 4.15 (linha  $y_{cut} = 0.05$ ), justifica a decisão anterior de não aceitar acontecimentos com estas configurações.

Este critério praticamente não afecta o sinal, como se pode constatar na figura 4.17 em que a contribuição do sinal é mostrada, junto com algumas contribuições de processos do fundo.

A tabela 4.3 mostra os efeitos da aplicação deste critério nas amostras em estudo.

A figura 4.18 mostra a distribuição dos acontecimentos em função do número  $NPB$  de partículas carregadas na zona de aceitação do VD, e do número  $NPBV$  destas que tenham dois ou mais pontos associados medidos no VD, para os acontecimentos que passaram este critério (que exige, como foi referido, que pelo menos um dos três traços mais próximos esteja na aceitação do VD -  $NPB \geq 1$  e