

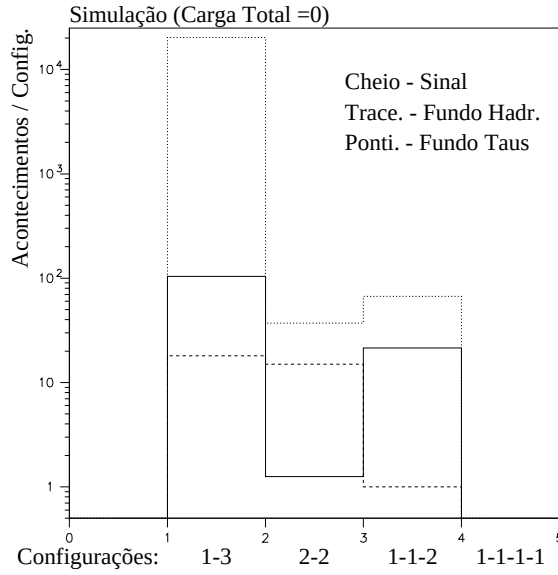


Figura 4.17: Configuração dos acontecimentos simulados (sinal a cheio, acontecimentos hadrónicos a tracejado, decaimentos do Z^0 em $\tau\tau$ a pontilhado), para $y_{\text{cut}} = 0.05$.

$(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$					$\tau^+\tau^-V$				
Dados	Sinal	Fundo			Dados	Sinal	Fundo		
		$\tau\tau$	$(ee, \mu\mu)\gamma_c$	$q\bar{q}$			$\tau\tau$	$(ee, \mu\mu)\gamma_c$	$q\bar{q}$
1 739	107.6	480.8	976.1	0.8	5 726	17.4	5 227	38.1	13.9

Tabela 4.3: Números de acontecimentos nas várias amostras em estudo ($(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$ e $\tau^+\tau^-V$), após rejeição de acontecimentos sem pontos medidos no VD e de acontecimentos tipo "2+2".

tenha associado um ponto medido no VD - $NPBV \geq 1$).

Decaimentos do Z^0 em $\tau\tau$

Como se tem constatado nas tabelas anteriores, a contribuição dominante para a amostra inicial provém dos decaimentos do Z^0 em pares de $\tau\tau$, quando estes decaem em três partículas carregadas. Para remover esta contribuição, utiliza-se a massa invariante de tripletos de partículas carregadas. Quando o τ decai em 3

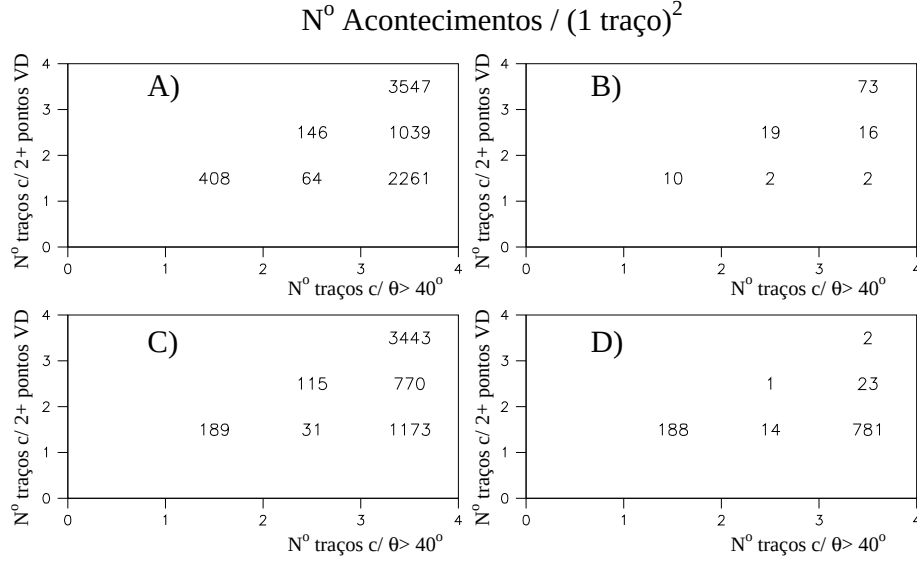


Figura 4.18: Número de acontecimentos após topologia em função de NPB (horizontal) e de $NPBV$ (vertical). A) dados. B) Simulação Sinal. C) Simulação τ s e hadrônicos. D) Simulação Bhabhas e Dimuões.

partículas carregadas (mais um neutrino e eventualmente partículas neutras), a massa invariante deste conjunto de partículas, não deve exceder a massa original do τ (1.7 GeV). Em particular, a massa invariante dos três traços também não deve exceder 1.7 GeV. Este conjunto de traços é geralmente constituído pelos três traços mais próximos.

A massa invariante do tripleto

Como já foi referido, valores elevados do momento podem surgir devido à resolução na medida do momento (valores elevados no sentido de serem bastante superiores ao que a partícula teria na realidade). O momento da soma vectorial das três partículas envolvidas é calculado e, se este valor for superior a $\sqrt{S}/2$, uma (ou mais) das partículas envolvidas tem um valor excessivo na medida do momento. Ajusta-se então o valor do momento mais elevado das três partículas, por um factor determinado pela necessidade de manter o momento da soma vectorial inferior ou igual a $\sqrt{S}/2$. Foram afectados por este procedimento 11% dos acontecimentos, e o factor variou entre 1 e 0.12 (entre 1 e 0.8 em 75% dos casos).

Pode-se agora calcular a massa invariante do conjunto das três partículas carregadas. No caso do decaimento do τ em três partículas, como já foi referido, esta massa invariante está naturalmente restringida a 1.7 GeV. De facto, devido

à resolução na medida dos momentos, esta massa pode atingir valores superiores, mas não muito distantes de 1.7 GeV.

A figura 4.19 mostra a distribuição da massa invariante das três partículas, para os dados reais e para os processos simulados do sinal e do fundo. As duas figuras de cima mostram as amostras $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V(A,B)$, as duas de baixo mostram a amostra $\tau^+\tau^-V(C,D)$. As duas figuras da esquerda aplicam-se aos acontecimentos das respectivas amostras em que as três partículas do tripleto têm dois ou mais pontos associados medidos no VD (A,C)), e as da direita a todos os outros casos (B,D)).

Constata-se que de facto o sinal tem uma distribuição quase homogénea, como seria de esperar pelo motivo de que no sinal os pares de partículas carregadas não têm que estar na proximidade de uma terceira partícula. Ao contrário, esta contribuição do fundo, tem um forte pico nos baixos valores de massa, tal como os dados reais.

Assim, na zona das baixas massas (de 0 a 2 GeV, a zona de maior estatística), esta contribuição do fundo tem uma distribuição concordante com a dos dados reais, donde se conclui que a contribuição dominante para os dados reais nesta fase provém dos decaimentos do Z^0 em pares de τ s.

Na zona das massas superiores a 4 GeV, existem ainda acontecimentos provenientes de decaimentos de τ s que, devido a reinteracções dos seus produtos de decaimento com a matéria, são reconstruídos com massas muito superiores à massa do τ . De facto observa-se uma cauda na simulação dos τ s, que sobrevive aos métodos expostos na secção anterior (qualidade das partículas carregadas) para reduzir defeitos na reconstrução de acontecimentos (ao nível dos momentos dos traços).

Duas grandezas de natureza diferente contribuem em conjunto para o cálculo da massa invariante de um sistema de partículas: os momentos das partículas envolvidas e os ângulos entre elas, medidas no ponto de interacção. Problemas na reconstrução deste sistema são as causas principais para o surgimento de massas elevadas em acontecimentos simulados que não as deveriam ter.

Em relação à medida dos momentos, mostrou-se anteriormente o procedimento para minorar estes efeitos. A questão dos ângulos é agora abordada.

Reinteracção das partículas com a matéria

Como foi mostrado no capítulo anterior, a medida de ângulos em DELPHI

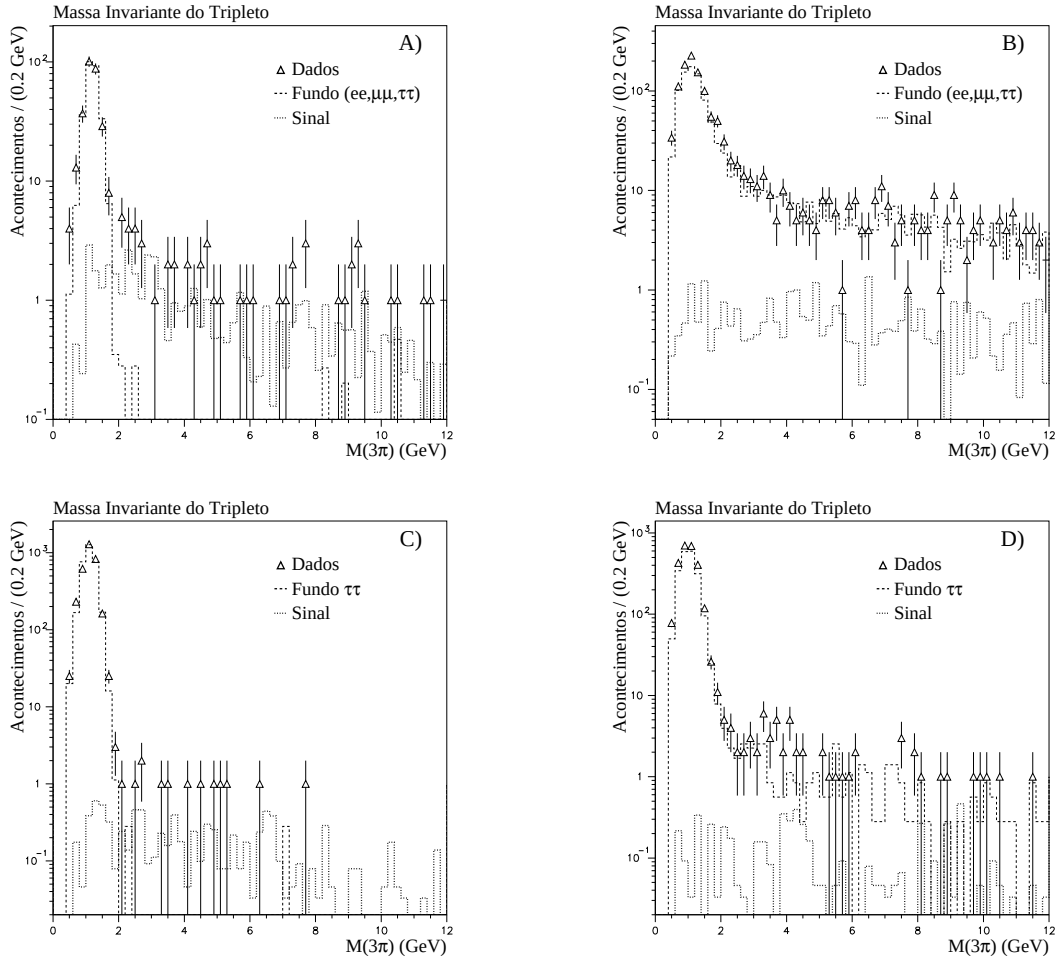


Figura 4.19: Massa invariante das três partículas mais próximas (tripleto). A) Amostra $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$, tripleto com pontos VD; B) Amostra $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$, tripleto sem pontos VD; C) Amostra $\tau^+\tau^-V$, tripleto com pontos VD; D) Amostra $\tau^+\tau^-V$, tripleto sem pontos VD.

é bastante precisa, em particular para partículas carregadas ($\Delta\theta \approx 0.1^\circ$, $\Delta\phi \approx 0.1^\circ$). No entanto, se a partícula sofrer um desvio apreciável e brusco, ao longo da sua trajectória desde o ponto de interacção até às câmaras de traços, o ângulo original não é correctamente reconstruído, como se ilustra na figura 4.20.

Conforme a amplitude do desvio, pode a partícula ser reconstruída de forma a ser rejeitada nos critérios de qualidade, ou não alterar significativamente o valor da massa ou, o caso abordado agora, formar um ângulo sobrelevado com as duas partículas, e causar assim um valor artificialmente superior para a massa

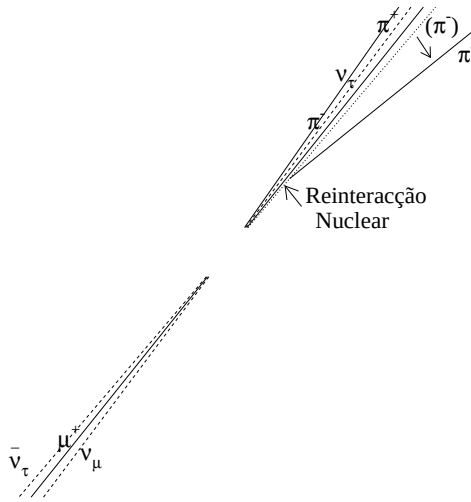


Figura 4.20: Esquema de uma possível reinteracção nuclear, que afectaria o valor da massa do tripleto.

invariante das três partículas.

O programa de simulação permitiu concluir que, para os acontecimentos $\tau^+\tau^-$ em questão, havia registo de interacções importantes entre uma das três partículas e os núcleos da matéria, classificadas como reinteracções nucleares. A(s) partícula(s) sofreu(ram) desvios apreciáveis em relação à sua trajectória original, afectando assim o cálculo da massa invariante.

A figura 4.21, mostra uma comparação, entre dados reais e simulados, do número de (re)interacções nucleares (definidas do mesmo modo que na referência [Pla91]), que ocorrem num ponto, em função do seu raio R (distância ao eixo dos feixes).

Pode observar-se na figura 4.21 a predominância dessas interacções em pontos correspondentes às fronteiras entre detectores, em particular a fronteira entre os detectores ID e TPC. Uma das zonas mais densas percorridas pelas partículas antes de atingirem o volume sensível da TPC é justamente a das camadas de trigger do detector ID e respectiva fronteira com a TPC, zona com raios compreendidos entre 28 e 35 cm. Esta zona corresponde a 0.04 comprimentos de radiação.

Na figura 4.21 a simulação reproduz aproximadamente a realidade, pelo que

se pode ter alguma confiança nas previsões da simulação que se mostram na figura 4.19. Para reduzir erros sistemáticos na zona de massas um pouco superiores à massa do τ , em que as diferenças entre simulação e dados reais são maiores, é necessário um valor superior à massa do τ para o corte da massa, o que não reduz significativamente a eficiência do sinal.

Por outro lado, se o acontecimento não tiver reinteracções importantes, o cálculo da massa do triploto não está muito afastado do seu valor real (inferior à massa do τ). Os pontos medidos no VD associados aos traços permitem construir uma amostra de acontecimentos com baixa probabilidade de reinteracções nucleares.

Na medida em que uma partícula que deixe pontos no VD altera posteriormente a sua trajectória, esta deixa de se ajustar na sua totalidade à curva helicoidal ensaiada pelo programa de reconstrução. Quando esta curva, obtida por ajuste a um número elevado de pontos medidos na TPC (5 a 16), é extrapolada até ao microvértice, não encontra na sua vizinhança os pontos originalmente deixados pela partícula. Esses pontos, a existirem, não são associados ao respectivo traço.

Inversamente, se um traço tem pontos associados medidos no VD, então qual-

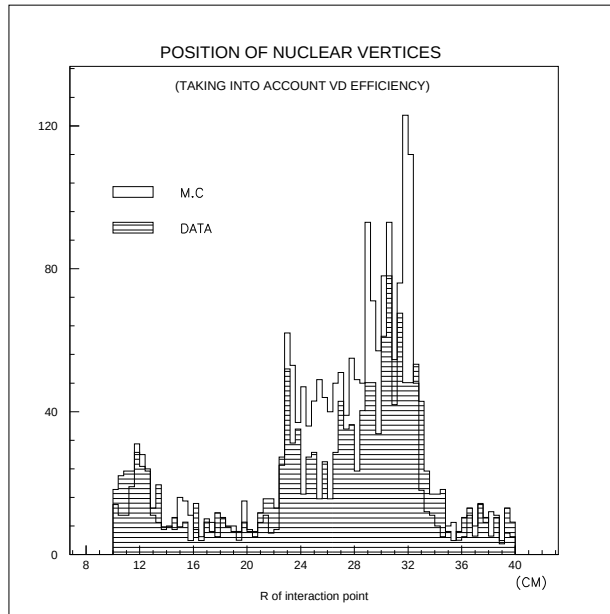


Figura 4.21: Número de (re)interacções nucleares sofridas por partículas em acontecimentos hadrónicos, em função da distância ao eixo dos feixes.

quer eventual desvio não pode ser importante, e não afectará significativamente o valor da massa.

Critério da massa do tripleto

Como se pode observar na figura 4.19 C), correspondendo à amostra em que os três traços mais próximos têm todos dois ou mais pontos associados no VD, o valor da massa diminui mais rapidamente (tal como para o caso da amostra representada na parte A) dessa figura), do que na parte D) (e correspondente parte B)) dessa figura.

Para reduzir o nível médio de fundo para valores inferiores a 1% do valor máximo (5% na amostra $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$), os valores de corte na massa são diferentes para as amostras A),C) e B),D), respectivamente. Naturalmente que o valor mais baixo possível tem benefícios na eficiência do sinal. Assim, se num acontecimento as três partículas carregadas mais próximas (tripleto) tiverem todas dois ou mais pontos associados medidos no VD (figura 4.19A) e C)), o acontecimento é aceite neste critério se a massa invariante do tripleto fôr superior a 2 GeV. Se algum dos traços mais próximos não apresentar pontos (2 ou mais) associados medidos no VD (incluindo por não estar na sua aceitação) (figura 4.19B) e D)), então o acontecimento é aceite se a massa invariante do tripleto fôr superior a 2.5 GeV.

A tabela 4.4 mostra as eficiências e contaminações deste corte na massa para o sinal e fundo, comparadas com a evolução dos dados reais.

$(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$					$\tau^+\tau^-V$				
Dados	Sinal	Fundo			Dados	Sinal	Fundo		
		$\tau\tau$	$(ee, \mu\mu)\gamma_c$	$q\bar{q}$			$\tau\tau$	$(ee, \mu\mu)\gamma_c$	$q\bar{q}$
481	91.6	5.9	362.2	0	82	13.8	43.3	10.2	9.0

Tabela 4.4: Números de acontecimentos nas várias amostras em estudo, após rejeição de acontecimentos com massas do tripleto inferiores a 2 ou 2.5 GeV(cf. texto).

A figura 4.22 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 da amostra $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$ que passaram este critério. A figura 4.23 mostra, para acontecimentos da amostra $\tau^+\tau^-V$ que passaram este critério, a mesma distribuição (excepto na parte C) em que são adicionadas as contribuições

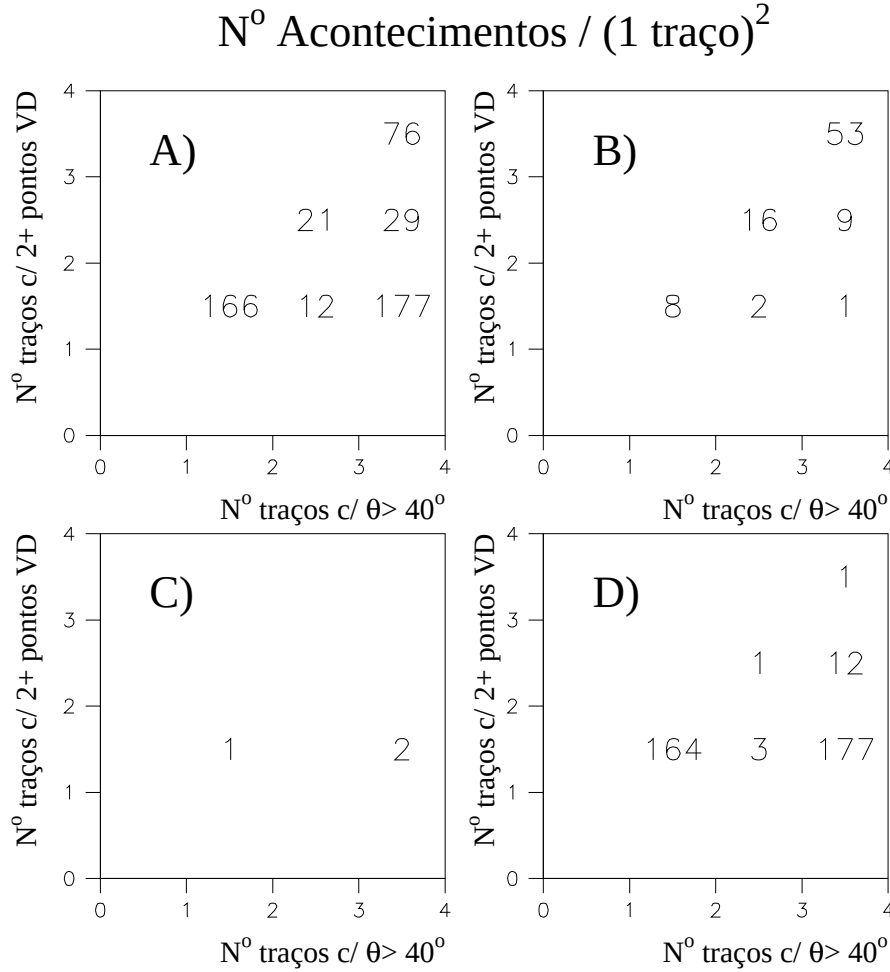


Figura 4.22: Número de acontecimentos $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$ seleccionados em função de NPB (horizontal) e de $NPBV$ (vertical). A) dados. B) Simulação Sinal. C) Simulação τ s D) Simulação Bhabhas e Dimuões.

dos três canais leptónicos do fundo e na parte D), em que se mostra a previsão da simulação hadrónica).

Fotões convertidos

A contribuição dos fotões convertidos caracteriza-se por ter um par de partículas com uma massa invariante muito baixa, resultantes da conversão de um fotão (com massa idealmente igual a zero).

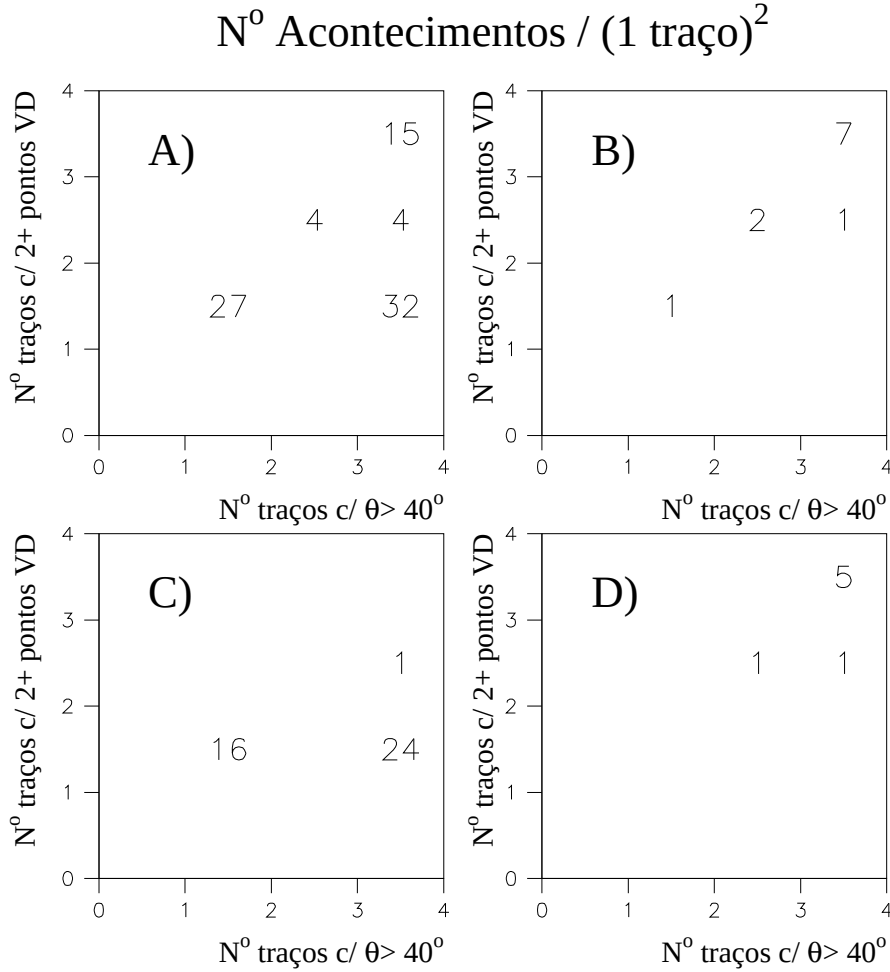


Figura 4.23: Número de acontecimentos $\tau^+\tau^-V$ seleccionados em função de NPB (horizontal) e de $NPBV$ (vertical). A) dados. B) Simulação Sinal. C) Simulação τ s, Bhabhas e Dimuões D) Simulação Hadrónicos.

Nesta estão incluídos todos os processos que tendo originalmente apenas duas partículas, pelo menos uma delas emitiu um fóton, dito radiativo, que se converte mais tarde no detector. Dada a configuração do detector, em que o material dos detectores junto ao tubo de feixe tem um número muito pequeno de comprimentos de radiação ($0.011X_0$), a conversão do fóton só se dá geralmente depois dos primeiros detectores de traços, mas antes da câmara de traços principal (TPC). Naturalmente que contribuem para o fundo todas as conversões que se dêem antes do fim da TPC, de modo que os traços resultantes da conversão sejam eficientemente reconstruídos.

É um facto que parte destes acontecimentos com fotões convertidos, foi removida pelo corte anterior, na massa do triplete, dado que nos casos em que o fotão (que tem uma massa invariante muito pequena) é emitido na vizinhança do leptão (o caso mais provável), o conjunto das três partículas terá também uma massa baixa (inferior a 2 ou 2.5 GeV), e os acontecimentos terão sido rejeitados.

Pelo facto de as conversões se darem predominantemente depois do detector de microvértice, as partículas resultantes da conversão do fotão não podem deixar carga nesse detector, portanto não podem ter pontos associados medidos no VD. Contudo pode haver uma pequena fracção de conversões que ocorram antes do VD (aproximadamente 1% das conversões), e nesses acontecimentos as partículas têm pontos medidos no VD se estiverem na sua aceitação.

Para todos os acontecimentos, utilizam-se as variáveis da distância entre as trajectórias e a massa invariante do par para reconhecer fotões convertidos e rejeitar esses acontecimentos. Se alguma das partículas do par tiver pontos associados no VD, o valor de corte para a massa do par é inferior ao valor para o caso mais geral (sem pontos no VD associados ao par).

Reconhecimento de conversões

Para um par de partículas poder resultar de um fotão convertido, idealmente teria que ter massa invariante nula e um vértice comum (ponto de conversão). Dada a resolução na medida dos momentos, e uma vez que a extrapolação dos traços até ao ponto de referência altera os valores do ângulo azimutal ϕ , temos que ter um algoritmo que aceite pares de partículas com massas baixas (mas não nulas), e que determine com alguma flexibilidade a possibilidade de origem comum das duas trajectórias.

A possibilidade de origem comum é equivalente às trajectórias terem num ponto comum a mesma orientação e sentido. De facto, no plano transversal as duas trajectórias podem ter dois pontos comuns em que não têm a mesma direcção (como duas circunferências que se intersectam em vez de serem tangentes). Aqui faz-se uso da distância entre as duas circunferências para avaliar a importância deste desvio (que é equivalente ao método mais complicado de calcular o ângulo entre as trajectórias num dos pontos comuns).

A figura 4.24 mostra a distância entre as duas circunferências (a menor distância entre as tangentes paralelas às trajectórias no plano transversal), que seria zero no caso ideal dos círculos se intersectarem apenas num ponto. Para se poder considerar um par de partículas como um possível fotão convertido, esta distância tem de ter um valor inferior a 0.4 cm, se os traços mais próximos tiverem pontos

associados medidos no VD, ou a 4.5 cm, nos outros casos. Este corte de 4.5 cm sobe por um factor igual à razão entre 0.6 GeV e o menor momento das duas partículas, quando este seja inferior a 0.6 GeV (para incluir efeitos de difusão múltipla).

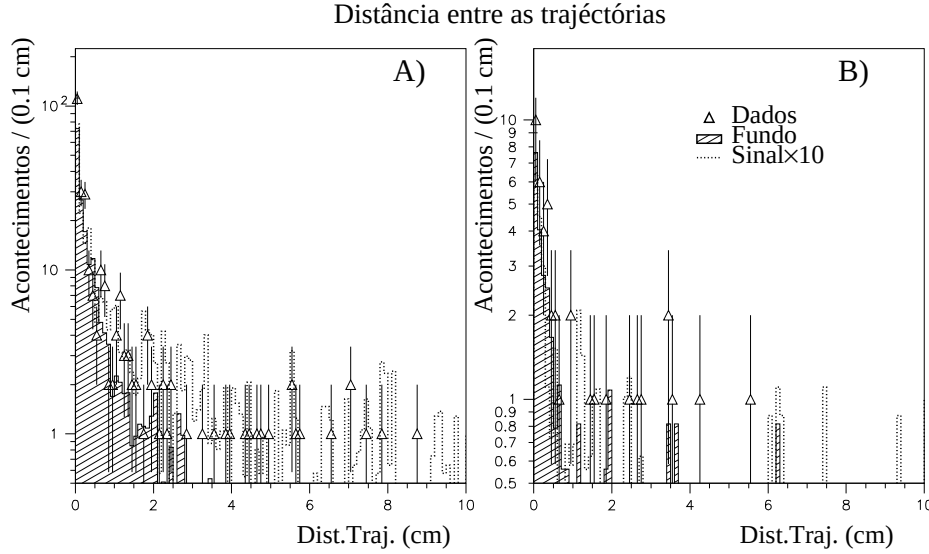


Figura 4.24: Distância entre as circunferências para pares de partículas.

A) Partículas com $NPBV$ igual a 3; B) Outros casos.

Este algoritmo de reconhecimento de conversões consiste então em calcular a massa invariante de um par de partículas candidato a fóton convertido, assumindo que têm o mesmo ângulo azimutal ($\phi_1 = \phi_2$).

Para os acontecimentos em que existe pelo menos um par candidato a fóton convertido, a distribuição da massa invariante desse par (ou a menor massa, se houver mais do que um) é mostrada na figura 4.25.

Como se pode ver na figura 4.25, o sinal tem uma distribuição nesta massa invariante suavemente decrescente, ao contrário das contribuições do fundo (e dos dados reais), que apresentam um forte decrescimento logo a partir dos valores muito baixos. Valores de corte de 0.02 GeV, 0.04 GeV ou 0.06 GeV, conforme as amostras (respectivamente A), C), D) e B) da figura 4.25), permitem eliminar a maior parte do fundo sem contudo perder no sinal uma eficiência significativa.

Assim, aplicando o algoritmo de reconhecimento de conversões a um par de partículas candidato a fóton convertido, diz-se que provém de facto de um fóton

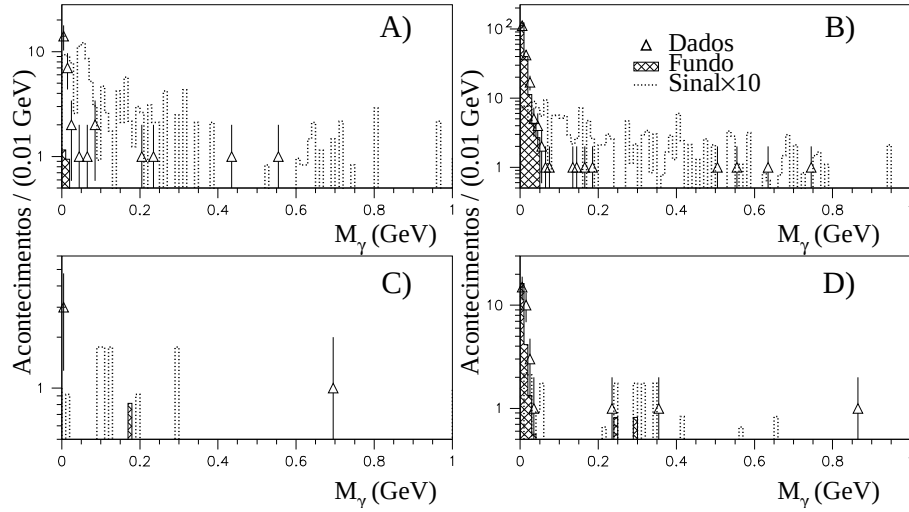


Figura 4.25: Massa invariante do par. A) Acontecimentos $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$ com $NPBV$ igual a 3; B) Outros acontecimentos $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$; C) Acontecimentos $\tau^+\tau^-V$ com $NPBV$ igual a 3; D) Outros acontecimentos $\tau^+\tau^-V$.

convertido se tiver uma massa invariante inferior a 0.06 GeV, para acontecimentos da amostra $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$, ou inferior a 0.04 GeV para acontecimentos da amostra $\tau^+\tau^-V$.

Para os acontecimentos em que as três partículas mais próximas têm dois ou mais pontos associados medidos no VD ($NPBV=3$), o par candidato é considerado fóton se tiver uma massa invariante inferior a 0.02 GeV, para acontecimentos de ambas as amostras.

Note-se que nada se exige em relação à carga das duas partículas.

Este algoritmo é aplicado num ciclo sobre todas as partículas, incluindo também os "maus traços". O acontecimento é rejeitado se houver pelo menos um destes pares que satisfaça os critérios anteriores de reconhecimento de conversões de fótons.

A grande maioria dos traços associados a fótons convertidos reconhecidos neste critério não têm pontos associados medidos no VD (para 376 traços na aceitação do VD provenientes de "fótons", apenas 66 têm dois ou mais pontos associados medidos no VD). Deste modo introduziu-se um critério suplementar, de rejeição

dos acontecimentos em que dois dos três traços mais próximos estão na aceitância do VD mas não têm associados pontos aí medidos. Este critério suplementar quando aplicado na sequência do critério anterior elimina de facto um número restrito de acontecimentos (são assim eliminados 8 acontecimentos nos dados, 2.8 acontecimentos no sinal e 0.9 acontecimentos no total do fundo).

A tabela 4.5 mostra os números de acontecimentos previstos pelo sinal, e as contaminações previstas nas amostras do fundo, após esta selecção, bem como a evolução para os dados reais.

$(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$					$\tau^+\tau^-V$				
Dados	Sinal	Fundo			Dados	Sinal	Fundo		
		$\tau\tau$	$(ee, \mu\mu)\gamma_c$	$q\bar{q}$			$\tau\tau$	$(ee, \mu\mu)\gamma_c$	$q\bar{q}$
89	81.8	0.6	1.2	0	18	13.0	0.6	0	9.0

Tabela 4.5: Números de acontecimentos nas várias amostras em estudo, após rejeição de acontecimentos com fótons convertidos (cf. texto).

Do mesmo modo que os acontecimentos de fundo com fótons convertidos são reduzidos pelo corte na massa do tripleto, também uma parte, do fundo eventualmente restante, dos decaimentos do Z^0 em pares de τ s são ainda eliminados por este corte na rejeição de fótons convertidos. Para mostrar a correlação existente entre este corte e o anterior, foi elaborada a tabela 4.6. Como se pode constatar há de facto uma forte correlação entre os dois cortes, que em conjunto produzem o efeito desejado de remover ambas as contribuições do fundo, afectando o mínimo possível o sinal.

	Dados		Sinal		Fundo (Total)	
	M.Tripleto					
M.Par	Sim	Não	Sim	Não	Sim	Não
Sim	107	4 269	94.8	15.8	11.3	4 088
Não	456	2 633	10.6	3.7	419.2	2 219

Tabela 4.6: Correlação entre os acontecimentos aceites ou não pelos cortes massa invariante do tripleto (M.Tripleto) e massa invariante do par (M.Par).

Decaimentos Hadrónicos do Z^0

Como foi referido no início desta secção são esperados acontecimentos hadrónicos como parte do fundo, principalmente pela possibilidade destes perderem partículas carregadas. Vários critérios de selecção já aplicados permitiram remover grande parte desta contribuição, em particular os cortes da multiplicidade carregada e carga total nula, o do número extra de "maus traços" e o corte da topologia.

Contudo, acontecimentos hadrónicos com configurações raras e particulares são ainda esperados após aplicação dos critérios anteriormente expostos. De facto, a simulação dos decaimentos hadrónicos prevê um total de 9.0 acontecimentos na amostra $\tau^+\tau^-V$ (conforme tabela 4.5).

Para reduzir esta contribuição vários critérios foram ensaiados. Os critérios ensaiados dividem-se em duas classes. Uma classe explora a distribuição espacial das partículas carregadas, e a outra classe explora as deposições de energia no calorímetro hadrónico (também denominada, no seu conjunto, energia hadrónica).

A motivação dos critérios ensaiados na primeira classe é seleccionar acontecimentos em que não se tenham perdido partículas, excepto na linha de vôo dos τ s. Esta proposição, para acontecimentos com três partículas, é condição suficiente para a condição do acontecimento plano.

A justificação para os critérios ensaiados na segunda classe tem origem na deposição de energia no calorímetro hadrónico, causada pela presença de hadrões. Os hadrões neutros, não limitados em número, deixam grande parte da sua energia no calorímetro hadrónico, excepto no caso dos π neutros, que decaem em dois fótons dentro do tubo de feixe. No sinal, os π neutros são largamente dominantes nos canais com hadrões neutros (secção eficaz superior às secções eficazes em outros hadrões neutros de uma ordem de grandeza), e portanto não são previstos outros hadrões neutros que não π neutros, a deposição de energia no calorímetro hadrónico devido a partículas neutras deve ser pequena.

Estudos para um critério: a planaridade dos acontecimentos

O facto de se ter, após o corte do fotão, uma previsão de acontecimentos hadrónicos ainda apreciável, leva-nos a pensar se a rejeição de acontecimentos com perda de partículas terá sido exaustiva. É claro que por outro lado, o máximo cuidado é exigido para rejeitar o mínimo de sinal.

A perda de partículas no sinal verifica-se principalmente nos canais com τ s

em que, quando estes decaíem em um ou dois neutrinos, estes não são reconstruídos. Os neutrinos, que transportam momento, portanto correspondem a energia perdida, têm uma direcção muito próxima da do τ original, tais como os outros produtos de decaimento dos τ s. A esta perda de energia não corresponde alteração significativa da direcção original do τ .

Em boa aproximação, como já foi referido, a direcção do τ é a mesma da(s) partícula(s) carregada(s) resultante(s) do seu decaimento.

Outra particularidade do sinal é o facto da soma vectorial das duas partículas carregadas que formam o par correspondente ao fóton virtual (V) ser uma boa aproximação às características dinâmicas desse fóton virtual. O acontecimento de sinal (com quatro partículas carregadas) pode então ser reduzido a um de três partículas carregadas (uma delas sendo a soma vectorial das duas partículas constituintes do fóton virtual).

No caso ideal de todas as partículas de um acontecimento serem reconstruídas (incluindo neutrinos), a soma dos momentos vectoriais (incluindo os das partículas neutras) deve ser nula. Esta proposição, para acontecimentos com três partículas, é condição suficiente para os três momentos vectoriais estarem num mesmo plano.

No caso real, e para o sinal, a perda de partículas será apenas no caso dos τ s, e os acontecimentos de sinal podem ser reduzidos também a três partículas. Em termos de geometria as direcções dessas três partículas, sendo por suposição as mesmas das partículas produzidas no ponto de interacção (uma delas correspondendo ao fóton virtual, que decairia imediatamente após a produção), têm de respeitar a condição de estarem num mesmo plano.

Os critérios da primeira classe anteriormente referida correspondem justamente a duas formas diferentes de estudar a planaridade de acontecimentos com três partículas.

Estudos para um critério: o produto misto

O critério do produto misto (normalizado), muito popular no passado, tem o objectivo de seleccionar acontecimentos com três partículas que sejam planos. O produto misto P define-se com 3 e apenas 3 vectores ($\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_V$), de acordo com a relação 4.6:

$$P = \frac{\vec{p}_V \cdot \vec{p}_1 \times \vec{p}_2}{|\vec{p}_V \vec{p}_1 \vec{p}_2|} \quad (4.6)$$

É condição necessária e suficiente que este produto misto seja nulo para os três vectores estarem num mesmo plano.

A figura 4.26 mostra a distribuição deste produto misto para os acontecimentos de sinal e de fundo nas amostras $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$ e $\tau^+\tau^-V$.

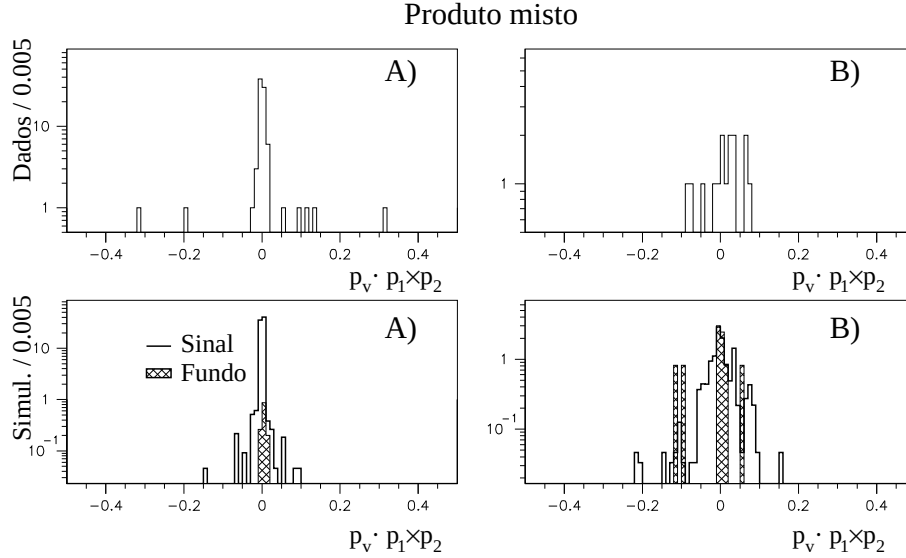


Figura 4.26: Número de acontecimentos previstos pelo sinal e pelo fundo em função do produto mixto. A) Amostra $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$; B) Amostra $\tau^+\tau^-V$

Este critério foi abandonado pelo facto de certos acontecimentos com perda de partículas em direcções diferentes das dos traços terem também produto misto nulo. Os casos com as três partículas no mesmo semiplano, ou com duas partículas colineares, são disso exemplos elucidativos. Ambos estes casos têm também produtos mistos nulos, e no entanto perderam forçosamente partículas (pelo facto de não poderem conservar o momento vectorial).

O critério da soma dos ângulos

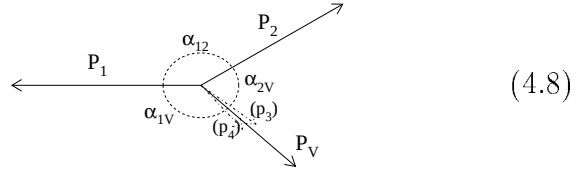
O critério da soma dos ângulos tem o objectivo de seleccionar acontecimentos em que as direcções (e sentidos) das três partículas possam necessariamente conservar o momento vectorial, portanto acontecimentos planos em que as direcções e sentidos das partículas sejam tais que o momento de qualquer partícula possa sempre ser compensado pela soma dos outros dois.

O ângulo entre duas partículas é sempre o menor ângulo no espaço entre os seus vectores momento. Pode ser sempre calculado usando apenas as coordenadas angulares esféricas dos dois vectores, através de:

$$\alpha_{12} = \sin\theta_1\sin\theta_2\cos(\phi_1 - \phi_2) + \cos\theta_1\cos\theta_2 \quad (4.7)$$

Com esta definição a planaridade de um acontecimento com três partículas é muito fácil de definir: se um acontecimento com três partículas (1, 2 e V) respeitar a relação da soma dos ângulos 4.8, então é plano e respeita a possibilidade de conservar o momento vectorial (a soma dos vectores momento das três partículas ser nula).

$$\alpha_{12} + \alpha_{1V} + \alpha_{2V} = 360^\circ$$



Se a soma dos ângulos for inferior a 360° , então as três partículas afastam-se do plano comum ou estão todas no mesmo semi-plano. Todos os casos estão contemplados nesta relação.

Este critério inovador foi usado inicialmente na análise dos dados de 1990 e 1991, que será mais tarde resumida (e que, conforme nessa altura será referido, foi objecto de publicação).

A figura 4.27 mostra a distribuição da soma dos ângulos para acontecimentos simulados de sinal e de fundo, nas amostras $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$ e $\tau^+\tau^-V$. Pode observar-se nessa figura um conjunto de acontecimentos com valores inferiores a 345 graus, em relativo excesso ao total dos processos simulados. Esta pequena discrepância, dado que esta variável exprime a possibilidade dos acontecimentos reconstruídos conservarem a energia e o momento, sugere que nestes acontecimentos faltam partículas carregadas, e não correspondem a amostras simuladas, ou estão associadas a pequenas discrepâncias na simulação da aceitação a partículas carregadas. Assim, uma contribuição ligeiramente superior de acontecimentos hadrónicos em que falem partículas pode ser esperada.

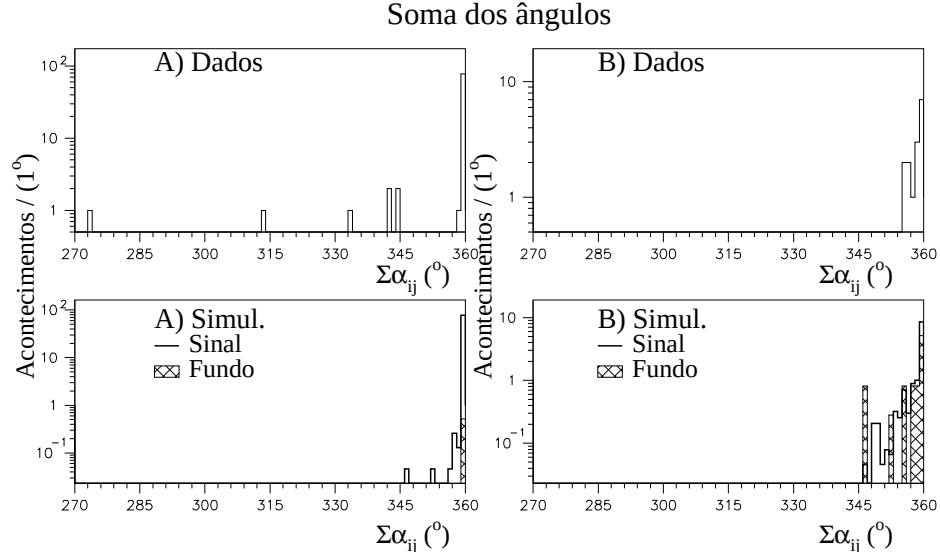


Figura 4.27: Número de acontecimentos previstos pelo sinal e pelo fundo em função da soma dos ângulos. A) Amostra $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$; B) Amostra $\tau^+\tau^-V$

A rejeição de acontecimentos em que a soma dos ângulos é inferior a 345 graus, corresponde a rejeitar acontecimentos que não podem ser de sinal (não podem nunca conservar a energia-momento), permitindo a eliminação de acontecimentos cuja origem não foi simulada nos processos de fundo.

Os efeitos deste critério, negligíveis no sinal e com pequenos efeitos no fundo e nos dados, mas ainda assim necessários, são resumidos na tabela 4.7.

$(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$					$\tau^+\tau^-V$				
Dados	Sinal	Fundo			Dados	Sinal	Fundo		
		$\tau\tau$	$(ee, \mu\mu)\gamma_c$	$q\bar{q}$			$\tau\tau$	$(ee, \mu\mu)\gamma_c$	$q\bar{q}$
79	78.1	0.6	0.8	0	15	12.1	0.6	0	8.2

Tabela 4.7: Números de acontecimentos nas várias amostras em estudo, após rejeição de acontecimentos em que a soma dos três ângulos interiores é inferior a 345 graus (cf. texto).

Estudos para um critério: a energia hadrónica neutra

Uma variável ainda não explorada e característica de acontecimentos hadrónicos é justamente a energia depositada pelas partículas no calorímetro hadrónico, dita energia hadrónica.

Embora este calorímetro esteja calibrado para medir a energia de partículas hadrónicas, outras partículas que passem na sua aceitação (descrita no capítulo anterior) deixam também alguma energia. Em particular o muão, que atravessa o detector sem interacções importantes, deixa um pouco da sua energia nas quatro camadas do calorímetro hadrónico que encontra na sua trajectória, de forma mais ou menos homogénea. Não se pode assim rejeitar acontecimentos simplesmente porque têm energia medida neste calorímetro.

O conceito mais simples para criar um critério baseado na energia hadrónica consiste em procurar a energia hadrónica que não esteja associada a partículas carregadas. Os depósitos de energia hadrónica são associados a traços quando estejam num cone angular centrado no traço e com abertura angular de 10 graus.

Energia hadrónica não associada a traços (energia hadrónica neutra) só pode ter origem em partículas neutras, portanto hadrões neutros que tenham atingido este calorímetro, pois não se prevê uma contribuição significativa de fotões que passem o calorímetro electromagnético.

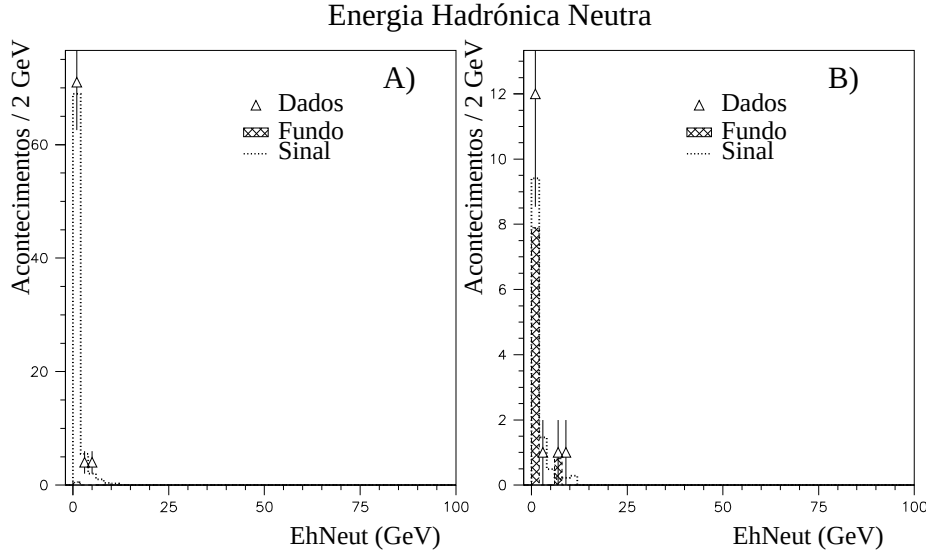


Figura 4.28: Energia hadrónica neutra (cf. texto). A) Amostra $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$; B) Amostra $\tau^+\tau^-V$

A comparação entre as previsões de energia hadrónica neutra do sinal e do fundo é mostrada na figura 4.28. Conclui-se daí que o poder de separação de um critério baseado nesta variável não é elevado. Os acontecimentos hadrónicos de baixas multiplicidades estão associados a acontecimentos com uma topologia de 2 "jets" opostos, e poucas partículas neutras existirão fora de cones em torno dos traços, para ângulos de abertura iguais a 10 graus (necessários para não reduzir a eficiência do sinal).

Embora a energia hadrónica neutra não constitua uma boa base para um critério, a diferença em energia hadrónica entre os acontecimentos hadrónicos e o sinal vai permitir formular um critério com relativa eficácia.

Estudos para um critério: o excesso da energia hadrónica

Para acontecimentos com hadrões neutros que estejam na proximidade dos traços, o critério anterior não contabiliza correctamente a energia hadrónica neutra. A redução do ângulo de associação dos depósitos de energia hadrónica aos traços, tem como consequência diminuir a eficiência na associação dos depósitos de energia provocados por muões aos respectivos traços. Por outro lado, se se tomar o acontecimento como um todo, deve ainda existir um excesso de energia hadrónica além dos momentos dos traços, provocado pelos hadrões neutros.

Sem perda de generalidade, o acontecimento é dividido em dois hemisférios, usando como plano de separação o plano perpendicular à partícula mais energética que passa pelo ponto de interacção. Em cada hemisfério é somada a energia hadrónica e os valores dos momentos das partículas carregadas. A segunda soma é subtraída da primeira, e considera-se o valor mais elevado destas diferenças dos dois hemisférios para o excesso de energia hadrónica.

A comparação entre as previsões do excesso de energia hadrónica do sinal e do fundo é mostrada na figura 4.29. Essa figura mostra, algo inesperadamente, que o sinal tem ainda alguma contribuição para valores de 10 a 25 GeV, comprometendo assim o poder de separação desta variável. A razão de tal contribuição tem origem no facto dos electrões poderem deixar depósitos de energia hadrónica importantes se passarem pelas fronteiras dos módulos da HPC (ou se radiarem fotões energéticos nessas direcções), e dos muões poderem ter associada energia hadrónica elevada se tiverem radiado um fotão energético no calorímetro hadrónico. Este motivo permite finalmente elaborar um critério de energia hadrónica usando a mesma ideia do excesso de energia hadrónica, mas não contabilizando a que puder ser associada a electrões ou muões (naturalmente também na respectiva soma dos momentos, não são contabilizados os momentos de electrões ou muões).

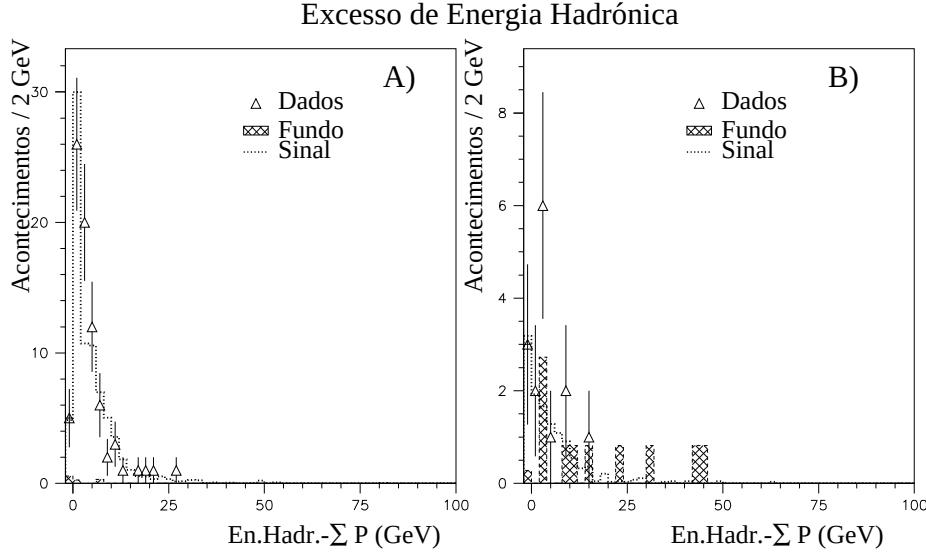


Figura 4.29: Excesso de energia hadrónica (cf. texto). A) Amostra $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$; B) Amostra $\tau^+\tau^-V$

O critério da energia hadrónica

Resumindo o problema até aqui descrito nesta secção, o objectivo é reduzir o fundo hadrónico com mínima afectação do sinal. Foram anteriormente ensaiados duas variáveis, a da soma dos depósitos de energia hadrónica não associados a traços, e a das diferenças entre a energia hadrónica e os momentos dos traços em cada hemisfério do acontecimento. Apesar de ambas as variáveis não apresentarem suficiente poder separador entre o fundo e o sinal, pode-se ainda aproveitar a ideia de excesso de energia hadrónica dos acontecimentos hadrónicos em relação ao sinal, desde que para tal se exclua de ambas as somas as contribuições de electrões ou muões identificados. Estes podem em algumas situações estar associados a depósitos de energia importantes, os muões se tiverem radiado fotões no calorímetro hadrónico, e os electrões se tiverem passado ou radiado fotões nas fronteiras do calorímetro electromagnético.

Não se esperam hadrões neutros numa vizinhança próxima de electrões ou muões identificados e energéticos, para acontecimentos com baixas multiplicidades carregadas.

Os traços são identificados como electrões ou muões usando critérios baseados na razão entre energia electromagnética associada e momento medido, pela presença ou não de pontos medidos nas câmaras de muões associados aos traços,

e em outras variáveis, que serão discutidos em detalhe na próxima secção.

O excesso de energia hadrónica (excluindo electrões ou múons identificados) é contabilizado dividindo o acontecimento em dois hemisférios, usando o traço mais energético como eixo perpendicular ao plano de separação. Se um qualquer traço fizer com o traço mais energético um ângulo inferior (superior) a 90 graus, então diz-se pertencer ao primeiro (segundo) hemisfério. Em cada hemisfério, é somada a energia hadrónica não associada a traços identificados como electrões ou múons. São também somados os valores absolutos dos momentos dos traços não identificados como electrões ou múons. É considerado o valor mais elevado da diferença entre as somas anteriores dos dois hemisférios.

A figura 4.30 mostra o número de acontecimentos dos dados e previstos pelo sinal e pelo fundo, em função de valores de corte neste excesso de energia hadrónica (o maior excesso dos dois hemisférios).

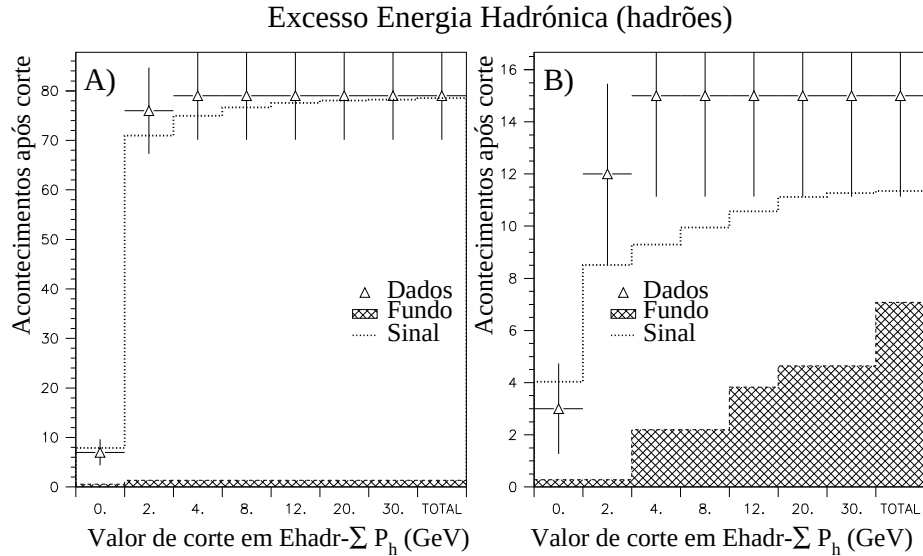


Figura 4.30: Acontecimentos esperados para valores de corte no excesso de energia hadrónica no hemisfério (excluindo electrões ou múons identificados, cf. texto). A) Amostra $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$; B) Amostra $\tau^+\tau^-V$

A figura 4.30 permite separar as amostras de sinal e de acontecimentos hadrónicos com alguma eficiência, e estabelecer assim um critério.

Assim, acontecimentos são rejeitados se tiverem em algum hemisfério um excesso de energia hadrónica em relação à respectiva soma dos momentos igual ou

superior a 4 GeV (excluindo em ambas as somas os valores associados a electrões ou muões identificados).

A tabela 4.8 mostra o resultado da aplicação deste critério nas sucessivas amostras de dados, sinal e contaminações de fundo.

$(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$					$\tau^+\tau^-V$				
Dados	Sinal	Fundo			Dados	Sinal	Fundo		
		$\tau\tau$	$(ee, \mu\mu)\gamma_c$	$q\bar{q}$			$\tau\tau$	$(ee, \mu\mu)\gamma_c$	$q\bar{q}$
79	75.0	0.6	0.8	0	15	9.5	0.6	0	1.6

Tabela 4.8: Números de acontecimentos nas várias amostras em estudo, após rejeição de acontecimentos com excesso de energia hadrónica (cf. texto).

4.3 A classificação

Os acontecimentos seleccionados pelos critérios expostos na secção anterior são classificados nesta secção, em relação às partículas provenientes do Z^0 e em relação às partículas provenientes do V . Os acontecimentos são eliminados da amostra de candidatos, como se explica em detalhe na subsecção 4.3.3, se as partículas dos possíveis pares provenientes do V forem incompatíveis.

Como os acontecimentos já foram separados nas amostras $\tau^+\tau^-V$ e $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$, os primeiros não são reclassificados em relação ao tipo de leptões provenientes do Z^0 . Quaisquer que sejam as identificações das partículas carregadas desses acontecimentos, estes serão sempre compatíveis com o decaimento do Z^0 em dois τ s. A classificação dos acontecimentos $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$ em e^+e^-V , $\mu^+\mu^-V$ ou ambíguos, depende apenas da selecção das partículas provenientes do Z^0 e consequente identificação em electrões, muões ou ambíguos.

De seguida será descrito como são identificadas as partículas carregadas em geral, e na subsecção seguinte reporta-se a escolha do V e a classificação dos acontecimentos em relação às partículas carregadas provenientes do V e em relação ao decaimento do Z^0 .

4.3.1 Identificação de partículas carregadas

A identificação de partículas processa-se apenas para partículas carregadas, usando as características da passagem das partículas pelos calorímetros, câmaras de muões ou câmaras de traços (momento e taxas de ionização).

Dadas as características do sinal, em que as partículas carregadas são predominantemente electrões, muões ou π , dar-se-á maior ênfase à identificação destes três tipos, na região do espaço em que podem ser encontradas as partículas (de 20 a 160 graus no ângulo polar, e sem restrições no ângulo azimutal), correspondente à aceitação geométrica do sistema de detectores de traços (reconstrução do momento).

As limitações inerentes aos critérios de identificação são as limitações de aceitação e eficiência dos detectores envolvidos, e as resultantes de comportamentos peculiares das partículas no sentido da falsa identificação: um muão que radia um fóton energético, sendo assim considerado como electrão, ou um electrão que, passando nas fronteiras dos módulos da HPC, vai deixar a sua energia no calorímetro hadrónico, não sendo então identificado como tal. A re-

dundância de critérios usando detectores diferentes permite minimizar o obstáculo da aceitação.

Em particular, o uso da estrutura dos depósitos de energia no calorímetro hadrónico ajuda a resolver casos em que a informação dos outros detectores não é suficiente (para estes efeitos, o calorímetro está dividido em quatro camadas ao longo da trajectória da partícula). E funciona também como precaução complementar nas zonas de ineficiência de outros detectores, como nos casos em que o critério de selecção se baseia em exigir ausência de sinal ou fraca quantidade de sinal em detectores de aceitação geométrica inferior à dos detectores de traços.

Como foi referido no capítulo 3, o calorímetro hadrónico tem uma aceitação geométrica de 10 a 89 e 91 a 170 graus no ângulo polar (96% do ângulo sólido de 4π), praticamente cobrindo a aceitação dos detectores de traços (de 20 a 160 graus no ângulo polar), e as zonas de menor eficiência dos calorímetros e câmaras de muões. Para ter em conta as diferenças de aceitação geométrica dos diferentes detectores, dividiu-se a identificação para 5 gamas de valores do ângulo polar, de 20 a 35 graus, de 35 a 45 graus, de 45 a 55 graus, de 55 a 87 graus e de 87 a 90 graus, para a optimização dos critérios em cada região.

Dado que as partículas de baixa energia podem não atingir os calorímetros, e as de alta energia têm a mesma taxa de ionização na TPC, as eficiências dos critérios de identificação variam com o momento. Assim estes critérios foram também optimizados para 6 gamas de valores de momento: 0 a 3 GeV, 3 a 5 GeV, 5 a 7 GeV, 7 a 10 GeV, 10 a 20 GeV, ou superior a 20 GeV.

A cada variável pode corresponder um critério para seleccionar electrões, muões ou π , que apoiado em distribuições de acontecimentos simulados de uma só partícula carregada, permite obter a probabilidade da partícula ter o valor medido para essa variável.

Foram usadas amostra de dados reais enriquecidas em electrões, muões ou π , por métodos independentes, para comparar as eficiências obtidas com as dos dados simulados. Esses dados correspondem a decaimentos do Z^0 em electrões ou muões, em que um dos leptões foi identificado com grande pureza (usando eventualmente valores ainda mais restritos que os posteriormente adoptados, pois neste caso a eficiência não é importante, mas a pureza é), e estimar a eficiência dos critérios adoptados usando o outro electrão (muão). No caso dos π , usaram-se os decaimentos do Z^0 em τ , e subsequente decaimentos destes em três π (exigindo quatro partículas carregadas, uma delas isolada, e a massa do tripleto oposto inferior a 1.3 GeV). Para comparar a eficiência de identificação de electrões de baixa energia, foram usadas amostras de acontecimentos com fotões convertidos antes da TPC, procurando identificar as partículas provenientes desses fotões conver-

tidos (com raio de conversão inferior ao raio da TPC, traços sem pontos medidos no VD, e respeitando os critérios referidos na secção anterior para reconhecimento de conversões).

A identificação da partícula carregada em electrão, muão ou π , é feita requerendo um "nível de confiança", obtido pela partícula nos vários critérios para a hipótese respectiva, superior a um certo valor. O "nível de confiança" para uma hipótese é definido como um produto de probabilidades relativas a essa hipótese, convenientemente normalizado.

A normalização é feita contando o número N de critérios efectivamente usados (aqueles para os quais há informação dos detectores), e usando para nível de confiança a raiz índice N do produto das probabilidades para a hipótese ensaiada:

$$CL = \sqrt[N]{\mathcal{P}_1 \cdots \mathcal{P}_N} \quad (4.9)$$

Para alguns valores de certas variáveis, a probabilidade de algumas hipóteses é nula, resultando de uma distribuição de acontecimentos simulados dessas hipóteses que não tem contribuições para aqueles valores. Nestes casos, as variáveis funcionam como vetos, pois o produto de probabilidades em que uma é nula é também zero.

As características de passagem dos três tipos de partículas carregadas pelos vários detectores são explicitados de seguida. Posteriormente os critérios aplicados serão discutidos.

Deposição de energia na TPC (dE/dX)

A deposição de energia na TPC, ou taxa de ionização do gás da TPC, tem capacidade discriminatória apenas para momentos inferiores a 5 GeV, como se pode ver no topo da figura 4.31 retirada da referência [DEL83], onde a taxa de ionização (dE/dX) é comparada com o momento das partículas para todos os acontecimentos processados. Ao conjunto de pontos são sobrepostas as curvas teóricas de previsão de dE/dX em função do momento, para várias hipóteses de massa. Pode-se ver que os muões, não se diferenciando muito dos π , têm para um momento próximo de 0.1 GeV o valor mínimo de dE/dX, tomado como unidade, e que os electrões têm um valor aproximadamente constante, próximo de 1.6 unidades.

As duas partes inferiores da figura 4.31 mostram os valores medidos de dE/dX para as partículas simuladas, electrões a cheio, muões a tracejado, para alguns