

**UNIVERSIDADE TÉCNICA DE LISBOA
INSTITUTO SUPERIOR TÉCNICO**

**Estudo da produção das ressonâncias J/ψ e ψ' e
do contínuo dimuão em colisões $p - W$ a
450 GeV/c**

João Duarte Neves Cruz
(Licenciado)

Dissertação para obtenção do grau de Mestre em Física

Orientador:
Doutor Sérgio Ramos

Júri:
Doutor Gustavo Castelo Branco
Doutora Maria Conceição Abreu
Doutora Paula Bordalo
Doutor Sérgio Ramos

Lisboa, Junho 1999

Resumo

As colisões de íões pesados a energias ultra-relativistas permitem atingir as densidades de energia às quais a Cromodinâmica Quântica prevê uma transição de fase da matéria hadrônica usual para um novo estado da matéria — o plasma de quarks e glúões.

A experiência NA50, localizada na zona norte de alta intensidade do SPS, no CERN, propõe-se estudar as distribuições cinemáticas de dimuões, através da colisão de feixes de prótons e de íões de Pb acelerados, respectivamente, a 450 GeV e 158 GeV/nucleão, contra diversos alvos.

Neste trabalho far-se-á a análise dos dados de $p - W$, obtidos em 1996, com um dispositivo experimental otimizado para o estudo do J/ψ . A partir das distribuições em massa dos dimuões extrair-se-á a secção eficaz absoluta do Drell-Yan e os quocientes de secções eficazes $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$, $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ e $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$. Os objectivos desta análise são verificar se o modelo de absorção do estado pré-ressonante dos charmónios na matéria nuclear descreve os dados $p - A$ e esclarecer sobre a presença de *comovers* nestes sistemas. A importância destas informações estende-se à análise dos sistemas $Pb - Pb$.

Estudar-se-á também a dependência destas secções eficazes com a rapidez e com o corte geométrico P*DTARG.

Finalmente, far-se-á a comparação dos resultados obtidos para o sistema $p - W$ com os obtidos para os sistemas $p - A$ de NA38 e NA51.

Palavras-chave

Colisões ultra-relativistas, Plasma de quarks e glúões, dimuão, supressão de estados charmónio, estado pré-ressonante, Drell-Yan.

Abstract

With heavy ion collisions at ultra-relativistic energies we can achieve the energy densities at which Quantum Chromodynamics predicts a phase transition from the hadronic matter to a new state of matter — the quark-gluon plasma.

The NA50 experiment, located at the north area high intensity facility of the SPS, at CERN, proposes to study the dimuon cinematic distributions by colliding proton and Pb ion beams accelerated, respectively, at energies of 450 GeV and 158 GeV/nucleon, with different targets.

In this study we will present the analysis of $p - W$ data, taken in 1996, with an experimental apparatus suited for the J/ψ study. From the dimuon mass spectra we will obtain the absolute Drell-Yan cross-section and the following cross-section ratios: $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$, $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ and $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$. The goals of this analysis are to check if the charmonia pre-ressonant states absorption model in nuclear matter describes well the $p - A$ data and to enlighten about the presence of *comovers* in these systems.

We will also study the dependence of these cross-sections with rapidity and with the geometrical cut P*DTARG.

Finally, we will make the comparison of the results obtained with $p - W$, with the ones for NA38 and NA51 $p - A$ systems.

Key-words

Ultra-relativistic collisions, Quark Gluon Plasma, dimuon, charmonia suppression, pre-ressonant state, Drell-Yan.

Agradecimentos

Agradeço aos Professores Sérgio Ramos e Paula Bordalo a orientação e ensinamentos recebidos durante a realização deste trabalho.

Agradeço às colegas Teresa Claudino, Catarina Quintans e Carla Vale o apoio e amizade.

Agradeço à Prof. Conceição Abreu os seus ensinamentos.

Agradeço também aos meus colegas Jorge Gomes, João Martins e Sérgio Silva a ajuda e paciência em assuntos não relacionados com a física das altas energias.

Ao LIP (Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas) agradeço o apoio financeiro e os meios técnicos disponibilizados.

À FCT (Fundação para a Ciência e Tecnologia) agradeço o apoio financeiro atribuído para a realização deste trabalho.

Conteúdo

1	O plasma de quarks e glúons e a supressão do J/ψ	1
1.1	O plasma de quarks e glúons	1
1.2	Supressão do J/ψ	5
1.2.1	Introdução	5
1.2.2	O processo de Drell-Yan: a referência	6
1.2.3	Resultados experimentais e sua interpretação	8
2	Dispositivo experimental	24
2.1	O espectrómetro de muões	25
2.1.1	Electroímã	26
2.1.2	Câmaras proporcionais multifios	27
2.1.3	Hodoscópios de cintilação	28
2.1.4	Absorvedores de hadrões	30
2.2	O alvo de tungsténio	32
2.3	Feixe e detectores de feixe	32
2.3.1	Argónios	33
2.3.2	Telescópios a 90°	33
2.4	O sistema de <i>trigger</i>	33
2.4.1	Timing	37
2.5	O sistema de aquisição	38
3	Tratamento dos dados experimentais	42
3.1	Seleccção dos <i>runs</i>	42
3.2	Reconstrução dos eventos	47

3.2.1	Eventos processados	47
3.2.2	Descodificação da informação dos hodoscópios	48
3.2.3	Reconhecimento do trigger	48
3.2.4	Reconstrução dos traços	49
3.2.5	Cálculo do momento	50
3.2.6	Reconstrução do vértice	50
3.2.7	Cálculo das variáveis cinemáticas	51
3.3	Seleção de eventos	51
3.3.1	Cortes fiduciais e de trigger	51
3.3.2	Corte Imagem	51
3.3.3	Cortes cinemáticos	52
3.3.4	Dimuição directo e imagem iguais	54
3.3.5	Corte P*DTARG	54
3.4	Distribuições das variáveis cinemáticas após todas as selecções	54
4	Análise dos dados experimentais	61
4.1	O método de análise	61
4.2	Medição de secções eficazes	62
4.3	Simulação dos processos físicos	64
4.3.1	Geração das ressonâncias J/ψ e ψ'	64
4.3.2	Geração dos processos de charme aberto	66
4.3.3	Geração do mecanismo de Drell-Yan	69
4.4	Aceitâncias dos processos físicos	71
4.4.1	Aceitâncias do J/ψ e do ψ'	72
4.4.2	Aceitâncias do charme aberto	73
4.4.3	Aceitâncias do Drell-Yan	73
4.5	Ruído de fundo combinatório	75
4.6	Correcção dos eventos “sem alvo”	78
4.7	Parametrização dos processos físicos	80
4.7.1	Formas funcionais do J/ψ e ψ'	80
4.7.2	Forma funcional do charme aberto	81

4.7.3	Forma funcional do Drell-Yan	81
4.8	Ajuste dos dados experimentais	85
4.8.1	Tratamento do ruído de fundo combinatório	85
4.8.2	Tratamento da correcção “sem alvo”	87
4.8.3	Ajustes por etapas	87
5	Resultados	101
5.1	Secção eficaz de produção de Drell-Yan	101
5.1.1	Dependência com a rapidez	107
5.2	A razão $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$	109
5.2.1	Dependência com a rapidez	112
5.3	Secção eficaz de produção de J/ψ	114
5.4	A razão $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$	115
5.4.1	Dependência com a rapidez	118
5.5	A razão $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$	120
5.5.1	Dependência com a rapidez	124
6	Comparação com outros sistemas	127
6.1	O factor K_{DY}	127
6.2	A razão $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$	128
6.3	Secção eficaz de produção de J/ψ	131
6.4	A razão $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$	132
7	Conclusões	138
A	Formas funcionais dos espectros simulados	140
A.1	Forma funcional do J/ψ e ψ'	140
A.2	Forma funcional do charme aberto	144
A.3	Forma funcional do Drell-Yan	145
A.4	Forma funcional do ruído de fundo combinatório	146
A.5	Forma funcional da correcção “sem alvo”	147
B	Correcções cinemáticas	149

B.1	Correcção de Schuler	149
B.2	Correcções a aplicar a eventos Drell-Yan	150

Lista de Figuras

1.1	Densidade de energia e pressão em QCD com dois sabores. . . .	3
1.2	Desconfinamento e simetria quiral em QCD com dois sabores. . .	3
1.3	Diagrama de fases da matéria hadrónica.	4
1.4	Secção eficaz de Drell-Yan para diferentes números de massa do projectil e do alvo (AB), em termos do factor experimental K_{DY} .	9
1.5	Formação de um J/ψ numa colisão $p - p$	10
1.6	Quociente de secções eficazes $\psi'/J/\psi$ em função de AB para vários sistemas.	11
1.7	Produção de J/ψ em colisões $p - A$, comparado com a ab- sorção da pré-ressonância na matéria nuclear.	12
1.8	Esquema da produção de J/ψ em colisões $A - B$	13
1.9	Produção de J/ψ em colisões $A - B$, comparada com a ab- sorção do estado pré-ressonante na matéria nuclear.	14
1.10	Produção de J/ψ em função de E_T em colisões $S - U$, comparada com a absorção do estado pré-ressonante na matéria nuclear. . .	14
1.11	Produção de J/ψ e ψ' em colisões $A - B$ comparada com a absorção do estado pré-ressonante na matéria nuclear.	15
1.12	Quociente de secções eficazes $J/\psi/DY$ em função de L para vários sistemas.	16
1.13	Quociente de secções eficazes ψ'/DY em função de L para vários sistemas.	17
1.14	Perfis de densidade de energia para colisões $S - U$ (esquerda) e $Pb - Pb$ (direita). A linha horizontal a tracejado corresponde à densidade máxima atingida no sistema $S - U$	19
1.15	Supressão do J/ψ para uma transição de fase (desconfinamento) de primeira ordem usando diferentes pontos de dissociação para o χ_c e ψ' , e para o J/ψ directo.	21

2.1	O espectrómetro de muões de NA50.	25
2.2	Alçado principal e alçado lateral direito do electroíman de campo toroidal.	26
2.3	Disposição dos três planos de fios de uma câmara proporcional multifios.	28
2.4	Os hodoscópios de cintilação.	29
2.5	$V^i = R_1^i \times R_2^i$	30
2.6	O absorvedor de hadrões.	31
2.7	O circuito lógico de <i>trigger</i>	35
2.8	Etapas de armazenamento dos dados dos detectores.	39
2.9	Arquitectura básica do sistema de aquisição.	40
3.1	Evolução com o número do <i>run</i> das variáveis: eficiência em tempo do espectrómetro (LT); eficiência de reconstrução das câmaras multifios ($\epsilon_{\mu\mu}$); número de contagens (BG e TG) por <i>burst</i> dos três argónios; número de contagens (BG e TG) por <i>burst</i> dos três telescópios a 90°	43
3.2	Evolução com o número do <i>run</i> dos quocientes entre os três argónios e entre os dois telescópios a 90° horizontais.	44
3.3	Evolução com o número do <i>run</i> dos quocientes: $+ - / (ARGO1_{TG} \times \epsilon_{\mu\mu})$, $\psi / (ARGO1_{TG} \times \epsilon_{\mu\mu})$, $+ + / (ARGO1_{TG} \times \epsilon_{\mu\mu})$ e $- - / (ARGO1_{TG} \times \epsilon_{\mu\mu})$	45
3.4	$\psi / (ARGO1_{TG} \times \epsilon_{\mu\mu})$ vs intensidade média do feixe incidente (em protões/ <i>burst</i>).	47
3.5	Distribuições em massa dos dados experimentais para os lotes $\mu^+\mu^-$, $\mu^+\mu^+$ e $\mu^-\mu^-$, em bins de 50 MeV/c ²	55
3.6	Distribuições em rapidez no referencial CM e em momento transversal dos dados experimentais para os lotes $\mu^+\mu^-$, $\mu^+\mu^+$ e $\mu^-\mu^-$, em bins de 0.01 e de 100 MeV/c, respectivamente.	56
3.7	Distribuições em $\cos\theta_{CS}$ e em ϕ_{CS} dos dados experimentais para os lotes $\mu^+\mu^-$, $\mu^+\mu^+$ e $\mu^-\mu^-$, em bins de 0.01 e de $\pi/50$ rad, respectivamente.	57
3.8	Distribuições bidimensionais dos dados experimentais para o lote $\mu^+\mu^-$	58
3.9	Distribuições bidimensionais dos dados experimentais para o lote $\mu^+\mu^+$	59

3.10	Distribuições bidimensionais dos dados experimentais para o lote $\mu^- \mu^-$	60
4.1	Espectros dimuição gerados (histograma branco) e filtrados (histograma a cheio) em massa, rapidez no referencial laboratório, momento transverso e $\cos(\theta_{CS})$ para eventos charme aberto gerados em colisões $p - p$ a 450 GeV/c.	67
4.2	Espectros dimuição gerados (histograma a branco) e filtrados (histograma a cheio) em massa, rapidez no referencial laboratório, momento transverso e $\cos(\theta_{CS})$ para eventos Drell-Yan gerados em colisões $p - p$ a 450 GeV/c.	70
4.3	Aceitâncias em $Y_{\mu\mu}^{CM}$ e em $P_{T\mu\mu}$ do J/ψ e do ψ' com corte P*DTARG a 1% (linha a cheio) e a 14% (linha a tracejado). . .	73
4.4	Aceitâncias em $M_{\mu\mu}$, $Y_{\mu\mu}^{CM}$ e $P_{T\mu\mu}$ dos eventos charme aberto, com corte P*DTARG a 1% (linha a cheio) e a 14% (linha a tracejado).	75
4.5	Aceitâncias em $M_{\mu\mu}$, $Y_{\mu\mu}^{CM}$ e $P_{T\mu\mu}$ do Drell-Yan, com corte P*DTARG a 1% (linha a cheio) e a 14% (linha a tracejado). . .	76
4.6	Distribuições $M_{\mu+\mu-} _{\text{com alvo}}$ e $K \times M_{\mu+\mu-} _{\text{sem alvo}}$ e seus quocientes para três valores da probabilidade de χ^2 do corte P*DTARG: 0% (sem corte), 1% e 14%. As linhas verticais a tracejado nos gráficos dos quocientes indicam as regiões de massa do J/ψ e do ψ'	79
4.7	Ajustes com uma pseudo-gaussiana às distribuições de massa dos eventos J/ψ gerados, reconstruídos e seleccionados.	82
4.8	Ajustes com uma pseudo-gaussiana às distribuições de massa dos eventos ψ' gerados, reconstruídos e seleccionados.	83
4.9	Ajustes com uma pseudo-gaussiana às distribuições de massa dos eventos charme aberto gerados, reconstruídos e seleccionados.	84
4.10	Ajustes com 1 gaussiana e 2 exponenciais às distribuições de massa dos eventos Drell-Yan gerados, reconstruídos e seleccionados.	86
4.11	Ajustes com 3 gaussianas e 1 exponencial às distribuições definidas pela expressão 4.9	88
4.12	Ajustes com 3 gaussianas às distribuições de massa normalizadas dos <i>runs</i> “sem alvo”.	89

4.13	Ajuste à distribuição de massa sem corte P*DTARG entre 1.5 e 8.0 GeV/c ² com 9 parâmetros livres. As duas linhas verticais delimitam o intervalo de massa entre 2.35 e 2.6 GeV/c ² não considerado nos ajustes.	93
4.14	Ajustes às distribuições de massa entre 1.5 e 8.0 GeV/c ² com 9 parâmetros livres.	94
4.15	Ajustes às distribuições de massa entre 1.5 e 3.0 GeV/c ² com 3 parâmetros livres. As duas linhas verticais delimitam o intervalo de massa entre 2.35 e 2.6 GeV/c ² não considerado nos ajustes.	96
4.16	Ajustes às distribuições de massa entre 1.5 e 8.0 GeV/c ² com 8 parâmetros livres. As duas linhas verticais delimitam o intervalo de massa entre 2.35 e 2.6 GeV/c ² não considerado nos ajustes.	98
4.17	Ajustes às distribuições de massa entre 2.6 e 8.0 GeV/c ² com 4 parâmetros livres.	99
5.1	Evolução de N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} com o ponto inicial dos ajustes, para três cortes P*DTARG, nomeadamente 0 %, 1 % e 14 %.	103
5.2	Distribuições da componente z do vértice de dimuões +- entre 5.0 GeV/c ² e 8.0 GeV/c ² sem corte P*DTARG (histogramas a branco) e com corte P*DTARG a 1 % (histogramas a cheio).	104
5.3	Ajuste ao quociente $+- _{4.0-8.0}/(ARGO1_{TG}\epsilon_{\mu\mu})$ para determinar a ineficiência do algoritmo de reconstrução nos eventos Drell-Yan para intensidades de feixe elevadas.	106
5.4	Dependência de N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} com os intervalos de rapidez e os cortes P*DTARG, para diversos pontos iniciais dos ajustes (explicitados pelos valores das abcissas).	108
5.5	Evolução de $\psi/DY_{2.9-4.5}$ com o ponto inicial dos ajustes, para três cortes P*DTARG: 0 %, 1 % e 14 %.	111
5.6	Ajuste ao quociente $+- _{2.7-3.5}/(ARGO1_{TG}\epsilon_{\mu\mu})$ para determinar a ineficiência do algoritmo de reconstrução na região de massa do J/ψ para intensidades de feixe elevadas.	112
5.7	Dependência de $\psi/DY_{2.9-4.5}$ com os intervalos de rapidez e os cortes P*DTARG, para diversos pontos iniciais dos ajustes (explicitados pelos valores das abcissas).	113
5.8	Evolução de ψ'/ψ com o ponto inicial dos ajustes, para três cortes P*DTARG: 0 %, 1 % e 14 %.	117

5.9	Ajuste ao quociente $+- _{3.5-4.0}/(ARGO1_{TG}\epsilon_{\mu\mu})$ para determinar a ineficiência do algoritmo de reconstrução na região de massa do ψ' para intensidades de feixe elevadas.	118
5.10	Dependência de ψ'/ψ com os intervalos de rapidez e os cortes P*DTARG.	119
5.11	Evolução de $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$ com o ponto inicial dos ajustes, para três cortes P*DTARG: 0 %, 1 % e 14 %.	121
5.12	Distribuição da componente z do vértice para os eventos sinal que não são rejeitados pelo corte P*DTARG a 1 %, mas já são rejeitados pelo mesmo corte a 14 %.	123
5.13	Ajuste ao quociente $Sinal _{1.5-2.5}/(ARGO1_{TG}\epsilon_{\mu\mu})$ para determinar a ineficiência do algoritmo de reconstrução na região de massa intermédia para intensidades de feixe elevadas.	124
5.14	Dependência de $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$ com os intervalos de rapidez e os cortes P*DTARG.	125
6.1	Secção eficaz do Drell-Yan para diferentes sistemas, incluindo $p - W$ 96, em termos do factor experimental K_{DY}	128
6.2	Quociente de secções eficazes $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$ para diferentes sistemas, incluindo $p - W$ 96, em termos da variável L	130
6.3	Secções eficazes de produção de J/ψ por nucleão (no canal dimuição) para diferentes sistemas a 450 e 200 GeV, incluindo $p - W$ 96. As linhas representam o melhor ajuste simultâneo a ambas as energias com a função $\sigma_0 (A \times B)^{\alpha-1}$	132
6.4	Secções eficazes de produção de J/ψ por nucleão (no canal dimuição) para diferentes sistemas (inclui $p - W$ 96). Os valores obtidos a 450 GeV estão corrigidos para 200 GeV e para a janela de rapidez $0 < Y_{\mu\mu}^{CM} < 1$. A linha corresponde ao melhor ajuste com a função $\sigma_0 (A \times B)^{\alpha-1}$	134
6.5	$B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ para diferentes sistemas, incluindo $p - W$ 96 (sobreposto: ajuste aos dados $p - A$ com uma recta horizontal).	135
6.6	$B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ para diferentes sistemas, incluindo $p - W$ 96 (sobreposto: ajuste aos dados $p - A$ com uma recta de declive negativo).	136

Lista de Tabelas

1.1	Dissociação dos estados charmónio por blindagem de cor.	6
2.1	Propriedades do alvo de tungsténio.	32
3.1	<i>Runs</i> especiais: <i>runs</i> de intensidade baixa (IB) – 1526 e 1527 – e média (IM) – 1503, 1504; <i>runs</i> sem alvo – 1501 e 1583.	46
3.2	<i>Runs</i> rejeitados: 1502, 1516, 1518, 1530, 1536, 1537 e 1567.	46
3.3	Evolução do número de eventos após as diferentes etapas da sua reconstrução (identificadas pelos nomes das subrotinas de DIMUREC que as efectuam).	48
3.4	Número de $\mu+\mu-$, $\mu+\mu+$ e $\mu-\mu-$ após a aplicação de sucessivos critérios de qualidade para os 70 <i>runs</i> de intensidade alta.	52
3.5	Número de $\mu+\mu-$, $\mu+\mu+$ e $\mu-\mu-$ após a aplicação de sucessivos critérios de qualidade para os 4 <i>runs</i> de intensidade baixa e média.	53
3.6	Número de $\mu+\mu-$, $\mu+\mu+$ e $\mu-\mu-$ após a aplicação de sucessivos critérios de qualidade para os 2 <i>runs</i> sem alvo.	53
4.1	Evolução do número de J/ψ e ψ' simulados em diferentes etapas da sua passagem pelo espectrómetro (DIMUJET). Os valores entre parêntesis são a percentagem de eventos que permanecem após cada etapa em relação ao número de eventos gerados.	65
4.2	Evolução do número de J/ψ e ψ' simulados após a sua reconstrução e selecção (DIMUREC). $Y_{\mu\mu}^{CM}$ e $\cos\theta_{CS}$ são variáveis cinemáticas obtidas na reconstrução. Os valores entre parêntesis são a percentagem de eventos que permanecem após cada etapa em relação ao número de eventos gerados.	66

4.3	Evolução do número de eventos simulados de charme aberto em diferentes etapas da sua passagem pelo espectrómetro (DIMUJET) para colisões $p-p$ e $p-n$. Os valores entre parêntesis são a percentagem de eventos que permanecem após cada etapa em relação ao número de eventos gerados.	68
4.4	Evolução do número de eventos simulados de charme aberto após a sua reconstrução e selecção (DIMUREC) para colisões $p-p$ e $p-n$. $Y_{\mu\mu}^{CM}$ e $\cos\theta_{CS}$ são variáveis cinemáticas obtidas na reconstrução. Os valores entre parêntesis são a percentagem de eventos que permanecem após cada etapa em relação ao número de eventos gerados.	69
4.5	Evolução do número de eventos simulados de Drell-Yan em diferentes etapas da sua passagem pelo espectrómetro (DIMUJET) para colisões $p-p$ e $p-n$. Os valores entre parêntesis são a percentagem de eventos que permanecem após cada etapa em relação ao número de eventos gerados.	71
4.6	Evolução do número de eventos simulados de Drell-Yan após a sua reconstrução e selecção (DIMUREC) para colisões $p-p$ e $p-n$. $Y_{\mu\mu}^{CM}$ e $\cos\theta_{CS}$ são variáveis cinemáticas obtidas na reconstrução. Os valores entre parêntesis são a percentagem de eventos que permanecem após cada etapa em relação ao número de eventos gerados.	72
4.7	Aceitâncias do J/ψ . Os intervalos de rapidez são medidos na variável reconstruída.	72
4.8	Aceitâncias do ψ' . Os intervalos de rapidez são medidos na variável reconstruída.	74
4.9	Aceitâncias do Charme aberto no intervalo de massa reconstruída 1.5–8.0 GeV/c ² . Os intervalos de rapidez são medidos na variável reconstruída.	74
4.10	Aceitâncias do Drell-Yan. Os intervalos de rapidez e massa são medidos na variável reconstruída.	77
4.11	Valores de μ e σ_0 do J/ψ a serem utilizados na 3 ^a etapa.	92
4.12	N_{DY}/\mathcal{A}_{DY}	92
4.13	Factores R	95
6.1	Quocientes de secções eficazes $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$ dos dados $p-A$ de NA38 e NA51, $S-U$ de NA38 e $Pb-Pb$ de NA50.	129

6.2	Secções eficazes de produção de J/ψ por nucleão (no canal dimuição) corrigidas, se necessário, para 200 GeV e para a janela de rapidez $0 < Y_{\mu\mu}^{CM} < 1$. As barras de erro incluem incertezas estatísticas e sistemáticas.	133
6.3	Quocientes de secções eficazes $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ dos dados $p-A$ de NA38 e NA51, $S-U$ de NA38 e $Pb-Pb$ de NA50.	135
7.1	Secções eficazes e quocientes de secções eficazes para o intervalo $ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	138
7.2	Secções eficazes e quocientes de secções eficazes para o intervalo $-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	138
7.3	Secções eficazes e quocientes de secções eficazes para o intervalo $0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	139
A.1	J/ψ - sem corte P*DTARG.	141
A.2	J/ψ - corte P*DTARG a 1% para os diferentes intervalos de rapidez.	141
A.3	J/ψ - corte P*DTARG a 14% para os diferentes intervalos de rapidez.	142
A.4	ψ' - sem corte P*DTARG.	142
A.5	ψ' - corte P*DTARG a 1% para os diferentes intervalos de rapidez.	143
A.6	ψ' - corte P*DTARG a 14% para os diferentes intervalos de rapidez.	143
A.7	Charme aberto - sem corte P*DTARG.	144
A.8	Charme aberto - corte P*DTARG a 1% para os diferentes intervalos de rapidez.	144
A.9	Charme aberto - corte P*DTARG a 14% para os diferentes intervalos de rapidez.	144
A.10	Drell-Yan - sem corte P*DTARG.	145
A.11	Drell-Yan - corte P*DTARG a 1% para os diferentes intervalos de rapidez.	145
A.12	Drell-Yan - corte P*DTARG a 14% para os diferentes intervalos de rapidez.	145
A.13	Ruído de fundo combinatório - sem corte P*DTARG.	146
A.14	Ruído de fundo combinatório - corte P*DTARG a 1% para os diferentes intervalos de rapidez.	146

A.15 Ruído de fundo combinatório - corte P*DTARG a 14% para os diferentes intervalos de rapidez.	147
A.16 Correção “sem alvo” - sem corte P*DTARG.	147
A.17 Correção “sem alvo” - corte P*DTARG a 1% para os diferentes intervalos de rapidez.	148
A.18 Correção “sem alvo” - corte P*DTARG a 14% para os diferentes intervalos de rapidez.	148
B.1 Secções eficazes de produção de eventos Drell-Yan para três regiões cinemáticas (no intervalo de massa entre 2.9 e 4.5 GeV/c ²).151	

Capítulo 1

O plasma de quarks e gluões e a supressão do J/ψ

A descoberta do plasma de quarks e gluões (QGP) constitui um dos objectivos mais interessantes das actuais experiências de iões pesados. Actualmente, das assinaturas propostas para a observação do QGP em laboratório, a supressão do J/ψ , estudada pela colaboração NA50 do CERN/SPS, é a mais promissora, não obstante existirem mecanismos de absorção convencionais que também tentam explicar esta supressão.

Este capítulo aborda as propriedades gerais do QGP, bem como a supressão do J/ψ nas suas vertentes experimental e teórica.

1.1 O plasma de quarks e gluões

A Cromodinâmica Quântica (QCD) é a teoria de campo que descreve a interacção entre quarks através da troca de gluões. Esta teoria prevê, por um lado, a diminuição do acoplamento entre cargas de cor a pequenas distâncias, o que implica a *liberdade assintótica* e, por outro, o aumento da intensidade das interacções fortes com a distância, responsável pelo *confinamento* dos quarks em hádrões.

Assim, na matéria nuclear, aumentando a densidade nuclear e/ou a temperatura, os gluões presentes no sistema vão reduzir a interacção entre quarks por blindagem de cor, até deixar de ser possível atribuir cada quark a um hádrão individual: os quarks comportam-se como livres no interior de todo o volume do sistema desconfinado — o Plasma de Quarks e Gluões (QGP).

O estudo do regime não-perturbativo de QCD, caracterizado por uma

constante de acoplamento elevada, é apenas acessível através de simulação em rede. Estes cálculos [1] procuram descrever sistemas de quarks e gluões de forma estatística, acedendo assim às suas variáveis termodinâmicas. Os resultados mais importantes assim obtidos podem ser visualizados nas figuras 1.1 e 1.2 [2]. A figura 1.1, mostra que a densidade de energia, ϵ , da matéria fortemente interactuante sobe repentinamente de um valor próximo do correspondente a um gás ideal de piões para um valor correspondente a um plasma de quarks e gluões, quando a temperatura atinge o valor crítico ($T_c \simeq 150$ MeV) [2]. No entanto, a pressão associada segue este aumento mais lentamente. Da figura 1.2, infere-se que o aumento da densidade de energia é realmente devida ao desconfinamento. O parâmetro de ordem numa ligação entre quarks é $\langle L \rangle \sim \exp -\{V(\infty)/T\}$, onde $V(\infty)$ é o potencial de um par quark-antiquark estático no limite de infinitamente separados. Na matéria confinada, $V(\infty)$ diverge, fazendo com que $\langle L \rangle$ tenda para zero. No QGP, a blindagem de cor mantém $V(\infty)$ finito, logo, $\langle L \rangle$ não nulo. Verifica-se que a transição de $\langle L \rangle$ coincide com o aumento de ϵ . Além disso, também se verifica que para a mesma temperatura a massa efectiva do quark, dada por $\langle \psi \bar{\psi} \rangle$, desce até praticamente zero (restauração da simetria quiral).

A QCD em rede prevê então que a passagem da matéria hadrónica para o QGP ocorra a uma temperatura crítica da ordem dos 150-200 MeV. A incerteza neste valor deve-se à dimensão finita da rede e às incertezas no cálculo das massas dos hadrões. A transição também pode ser atingida, como foi já referido, por compressão, até valores da densidade bariónica 5–10 vezes superiores ao da matéria nuclear. O diagrama de fase da figura 1.3 apresenta as regiões do gás de hadrões e do QGP, indicando as trajectórias que se pensa serem seguidas em colisões núcleo-núcleo às energias actuais e futuras.

Em ambos os casos, são necessárias densidades de energia da ordem dos 1 - 3 GeV/fm³, para que um plasma de quarks e gluões se forme. Esta condição ter-se-á verificado cerca de 10 μ s após o *Big Bang* e tenta-se, agora, reproduzi-la em laboratório fazendo colidir iões pesados a energias ultrarelativistas. Quando dois núcleos colidem, são criadas três regiões: uma região central de densidade de energia elevada, a partir da qual são emitidas partículas produzidas na interacção, sobretudo mesões, e duas regiões de fragmentação, uma associada ao núcleo alvo e a outra ao projectil. É na região central em rapidez que poderá surgir o plasma de quarks e gluões, por exemplo, em bolhas de matéria superdensas, imersas em vácuo. Nesta situação, as bolhas expandem-se, arrefecem e hadronizam (*freeze out*). Os hadrões assim produzidos podem ser utilizados para estimar a densidade de energia inicial das bolhas. Considerando que estes hadrões foram produzidos com: a) uma energia média E_0 ; b) num volume cuja dimensão transversa é determinada pelos núcleos que colidem; e c) com um tamanho longitudinal estimado considerando que as bolhas produzem distribuições isotrópicas em momento, obtém-se para

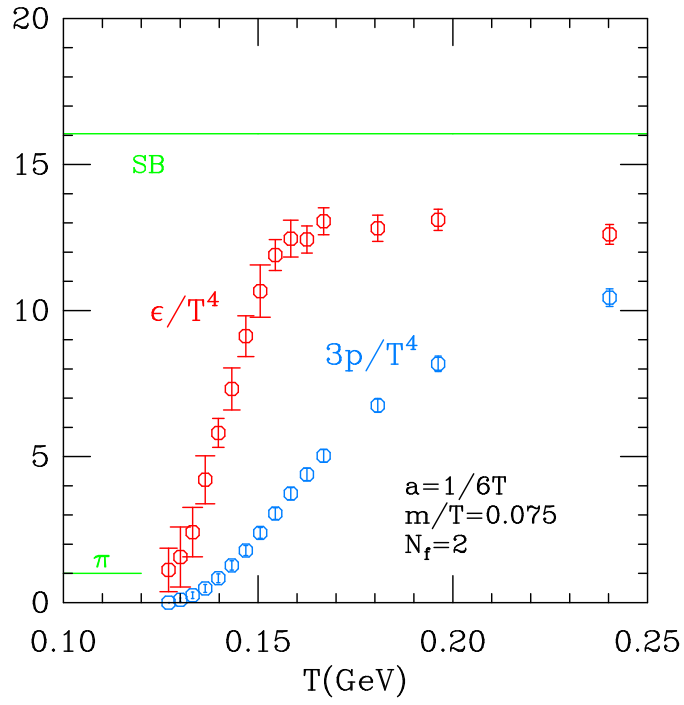


Figura 1.1: Densidade de energia e pressão em QCD com dois sabores.

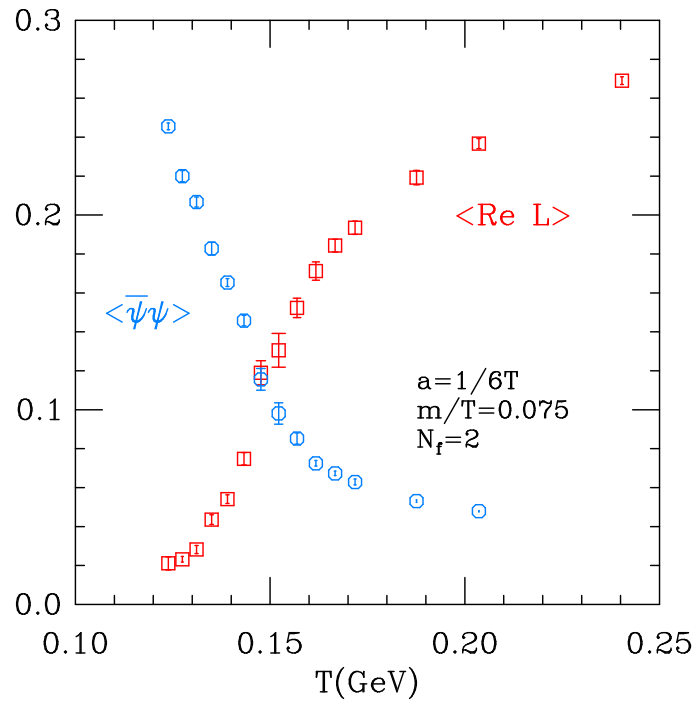


Figura 1.2: Desconfinamento e simetria quiral em QCD com dois sabores.

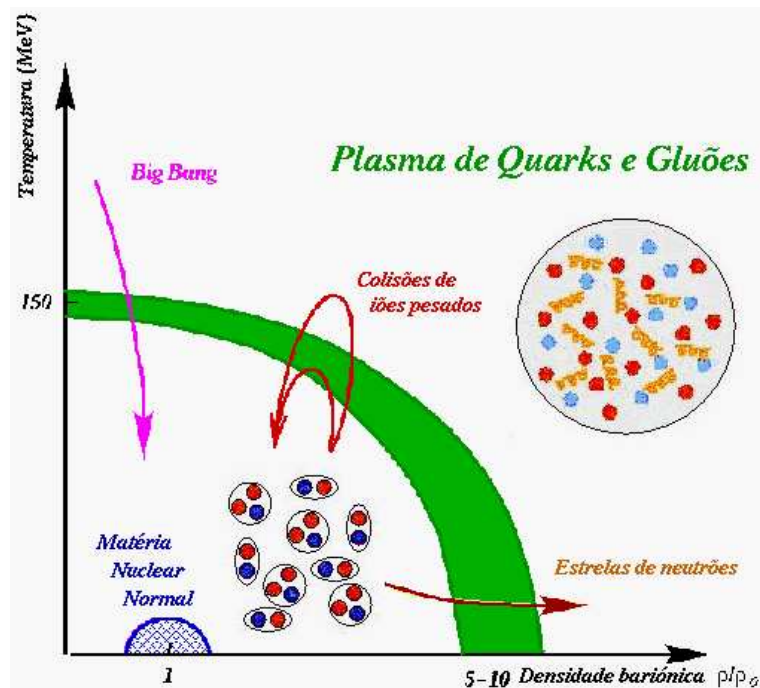


Figura 1.3: Diagrama de fases da matéria hadrônica.

a densidade de energia numa colisão $A - A$:

$$\epsilon_0 \simeq \left(\frac{dN}{dY} \right)_{Y=0} \frac{E_0}{\pi R_A^2 \tau_0},$$

onde $R_A \simeq 1.12 A^{1/3}$ e $\tau_0 \simeq 1$ fm. Utilizando as multiplicidades (dN/dY) ¹ medidas no CERN/SPS, obtêm-se densidades de energia no intervalo 2 - 5 GeV/fm³, pelo que parece ser possível criar o QGP em laboratório.

Várias assinaturas foram propostas para a detecção experimental da formação do QGP. Entre elas contam-se:

1. interferometria de Hanbury-Brown e Twiss;
2. fótons e dileptões térmicos;
3. aumento da produção de estranheza;
4. supressão do J/ψ .

Neste trabalho, só é abordada a assinatura associada à supressão do J/ψ .

¹A rapidez de uma partícula é definida pela equação: $Y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$, onde E é a sua energia e p_z o seu momento longitudinal.

1.2 Supressão do J/ψ

1.2.1 Introdução

A energia de ligação do J/ψ , $\Delta E_{J/\psi} = 2M_D - M_{J/\psi} \simeq 0.64$ GeV, é consideravelmente superior à escala hadrónica não-perturbativa típica $\Lambda_{\text{QCD}} \simeq 0.2$ GeV. Consequentemente, o J/ψ é bastante mais pequeno que um hádrão típico, $r_{J/\psi} \simeq 0.2$ fm $\ll \Lambda_{\text{QCD}}^{-1} = 1$ fm, logo as interacções do J/ψ com outros hádrões são fracas. Esta propriedade, extensível de uma forma geral aos outros estados ligados de quarks pesados do mesmo sabor (quarkónios), torna-os excelentes candidatos a sondas da matéria hadrónica superdensa, criada em colisões entre núcleos a altas energias. Matsui e Satz [3] argumentaram que se esta matéria fosse composta por hádrões, a produção de estados ligados de quarks pesados (J/ψ , Υ , etc.) só seria levemente afectada. No entanto, caso se formasse um plasma de quarks e gluões, a produção de estados ligados de quarks pesados seria severamente suprimida, porque a força de cor atractiva entre os quarks seria blindada pelo plasma.

Sendo a massa do quark c elevada ($m_c \approx 1.35$ GeV/ c^2), o espectro do charmónio pode ser calculado através da equação de Schrödinger [4]:

$$\left[2m_c + \frac{1}{m_c}\nabla^2 + V(r)\right]\Psi_{n,l} = M_{n,l}\Psi_{n,l},$$

onde o potencial $V(r) = \sigma r - \alpha/r$ contém um termo de confinamento σr e um termo coulombiano α/r . Para valores diferentes do número quântico principal n e do número quântico orbital l , as massas $M_{n,l}$ e as funções de onda $\Psi_{n,l}(r)$ dos vários estados charmónio J/ψ , χ_c , ψ' , ... no vácuo são dados em função das constantes m_c , σ and α .

Num meio, o potencial fica blindado,

$$V(r, \mu) = \frac{\sigma}{\mu}[1 - e^{-\mu r}] - \frac{\alpha}{r}e^{-\mu r},$$

onde μ é a massa de blindagem (screening mass), isto é, $r_D = \mu^{-1}$ é o raio de blindagem de cor de 'Debye'. A blindagem é uma característica global do meio, diminuindo o alcance do potencial de ligação. Quando μ se torna suficientemente grande, os estados ligados começam a desaparecer por ordem crescente de energia de ligação. Assim, para $\mu \geq \mu_d^i$, o estado ligado i deixa de existir.

Recorrendo à QCD em rede, é possível determinar a massa de blindagem $\mu(T)$ em função da temperatura T ou, analogamente, em função da densidade

de energia do meio. O padrão de fusão dos estados charmónio mais importantes está resumido na tabela 1.1. Verifica-se que ao passo que o ψ' e o χ_c se fundem no ponto crítico de desconfinamento, o J/ψ , sendo mais pequeno e mais fortemente ligado, sobrevive até $\approx 1.2 T_c$. Assim, com a subida da temperatura, um meio quente provocará a supressão sucessiva dos diferentes estados charmónio.

Estado	μ_d [GeV]	T_d	ϵ_d
J/ψ	0.70	$1.2 T_c$	$2 \epsilon_c$
χ_c	0.35	T_c	ϵ_c
ψ'	0.35	T_c	ϵ_c

Tabela 1.1: Dissociação dos estados charmónio por blindagem de cor.

O cálculo da amplitude da supressão requer uma boa compreensão do mecanismo inicial de produção. Os pares $c\bar{c}$ são produzidos através da fusão de partões (a altas energias domina a fusão de glúões: $gg \rightarrow c\bar{c}$ [5]). Para colisões $p-p$ a $\sqrt{s} = 20$ GeV, a QCD perturbativa (pQCD) prediz uma secção eficaz igual a $\sigma_{c\bar{c}} \approx 10 \mu b$. O par $c\bar{c}$ formado pode emergir da reacção num estado ligado com charme escondido, J/ψ ($1S_1$: 3097), ψ' ($2S_1$: 3686), χ_c ($1P_{0,1,2}$: 3500), ..., ou num estado com charme aberto D (1869), D^* (2010), Por exemplo, em colisões $p-p$, só $\approx 1\%$ dos pares $c\bar{c}$ produzidos emergem como estados J/ψ [6]. No entanto, os mesões-vector com charme escondido são fáceis de medir porque correspondem a uma ressonância estreita sobreposta a um contínuo no espectro de massa invariante de dileptões. Pelo contrário, a produção de charme aberto é de detecção bastante mais complicada. O decaimento semileptónico dos mesões com charme aberto contribui para a produção do contínuo de dileptões essencialmente abaixo do pico J/ψ . Acima deste pico, o processo de Drell-Yan ($q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+l^-$) domina a produção do contínuo.

Todos os dados experimentais referentes à supressão do J/ψ (e do ψ') em colisões $p-A$, $O-Cu$, $O-U$ e $S-U$ podem ser explicados por um modelo “convencional” de absorção nuclear. No entanto, a constatação de uma supressão anómala do J/ψ em colisões $Pb-Pb$, observada em 1995 (e confirmada em 1996) pela colaboração NA50 relançou o plasma de quarks e glúões como um processo bastante plausível de supressão.

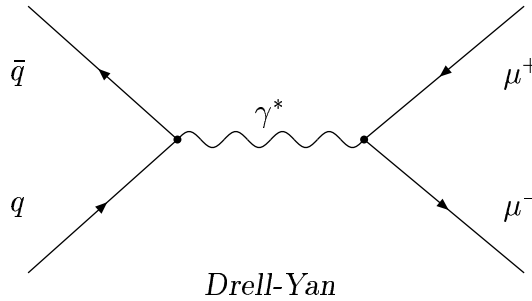
1.2.2 O processo de Drell-Yan: a referência

Frequentemente, a produção do J/ψ é apresentada em relação ao contínuo

de dimuões provenientes do processo de Drell-Yan (DY), $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY}$. Este mecanismo é usado como referência por várias razões:

1. os pares $\mu^+\mu^-$ DY são também produzidos na fase inicial da colisão, e não são afectados pela matéria nuclear envolvente;
2. o processo de DY é bem conhecido, e portanto a sua utilização como referência não introduz incertezas adicionais;
3. o quociente $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY}$ permite cancelar erros sistemáticos inevitáveis associados ao comportamento dos detectores.

Dada a importância deste mecanismo na interpretação dos dados referentes ao J/ψ , é pertinente descrever um pouco a sua física. Na ordem de Born (LO) e para as energias do SPS, o mecanismo de Drell-Yan é um processo de aniquilação electromagnética quark-antiquark conduzindo à formação de um fóton virtual, também designado por dimuão, que dá origem a um par de leptões:



A secção eficaz deste processo é dada por:

$$\sigma(q_i\bar{q}_i \rightarrow \gamma^*) = \frac{4\pi\alpha^2}{3M_{\mu\mu}^2}e_i^2$$

onde i é o sabor do quark e antiquark considerados, $\alpha = e^2/\hbar c$ é a constante de estrutura fina, $M_{\mu\mu}$ é a massa do dimuão produzido e e_i a carga eléctrica do quark envolvido.

Para uma colisão hadrão-hadrão, a secção eficaz é dada por:

$$\frac{d^2\sigma_{DY}}{dx_1 dx_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3M_{\mu\mu}^2} \times \frac{1}{3} \sum_i e_i^2 \left[q_1^i(x_1) \bar{q}_2^i(x_2) + \bar{q}_1^i(x_1) q_2^i(x_2) \right]$$

onde q_1^i e q_2^i são as funções de estrutura de quarks de cada um dos hádrões, isto é, as probabilidades de encontrar os quarks de sabor i com as fracções de momento x_1 e x_2 ; o factor $1/3$ tem em conta que cada quark se apresenta num dos três estados de cor possíveis.

A secção eficaz de DY também se pode exprimir em função da massa $M_{\mu\mu}$ e da rapidez $Y_{\mu\mu}$ do dimuição:

$$M_{\mu\mu}^3 \frac{d^2\sigma_{DY}}{dM_{\mu\mu} dY_{\mu\mu}} = \frac{8\pi\alpha^2}{3} \tau \times \frac{1}{3} \sum_i e_i^2 \left[q_1^i \left(\sqrt{\tau} e^{Y_{\mu\mu}} \right) \bar{q}_2^i \left(\sqrt{\tau} e^{-Y_{\mu\mu}} \right) + \bar{q}_1^i \left(\sqrt{\tau} e^{Y_{\mu\mu}} \right) q_2^i \left(\sqrt{\tau} e^{-Y_{\mu\mu}} \right) \right], \quad (1.1)$$

onde $\tau = M_{\mu\mu}^2/s$ (\sqrt{s} é a energia total dos dois hádrões no referencial do centro de massa da colisão).

A figura 1.4 [7] mostra, para diferentes sistemas, a secção eficaz de produção de eventos Drell-Yan medida normalizada ao valor teórico, calculado na ordem de Born usando as funções de estrutura MRS43 [8]. Este quociente, denominado factor K_{DY} , é uma medida das correcções de ordem superior necessárias em QCD para fazer coincidir a teoria com os dados.

Todos os resultados são compatíveis obtendo-se $K_{DY} = 1.78 \pm 0.08$. A dependência nuclear da secção eficaz pode ser parametrizada pela seguinte equação:

$$\sigma_{DY}^{AB} = (AB)^\alpha \sigma_{DY}^{pp}.$$

Do ajuste aos dados obtem-se $\alpha = 1.002 \pm 0.011$, o que está de acordo com o valor esperado $\alpha = 1$. Assim, conclui-se que de $p-p$ a $Pb-Pb$ a secção eficaz de Drell-Yan evolui normalmente e é proporcional ao número de colisões elementares nucleão-nucleão (isto é, ao produto AB) – lei de *scaling* em AB . O processo de DY não exhibe pois, *shadowing*.

1.2.3 Resultados experimentais e sua interpretação

Os resultados referentes à produção do J/ψ para as colisões $p-A$ são con-

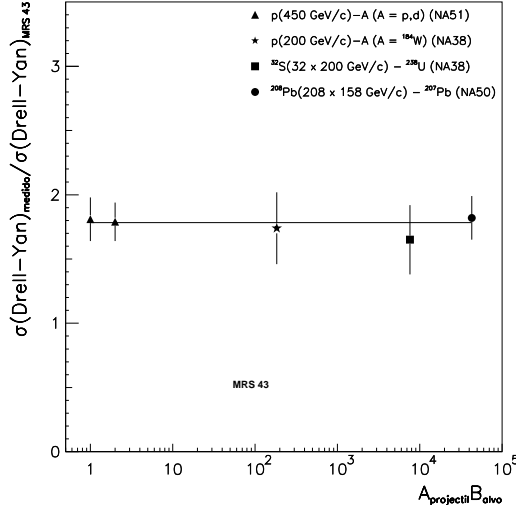


Figura 1.4: Secção eficaz de Drell-Yan para diferentes números de massa do projectil e do alvo (AB), em termos do factor experimental K_{DY} .

sistentes com o modelo do octeto de cor. Baseado no formalismo da QCD não-relativista [9], este modelo assume que para que se forme um estado charmónio, o par $c\bar{c}$ produzido perturbativamente neutraliza a sua cor combinando-se com um ou mais gluões moles colineares. Este estado charmónio pré-ressonante, um singlete de cor formado pelo octeto de cor $c\bar{c}$ mais o número mínimo de gluões necessários para se obter os números quânticos relevantes, é então rapidamente transformado no singlete de cor básico $c\bar{c}$ da ressonância charmónio. Para a hadroprodução de J/ψ ou ψ' com baixo momento transversal, o estado pré-ressonante mais simples consiste num singlete de cor do octeto $c\bar{c}$ e um gluão ($c\bar{c}g$). Este estado transforma-se no singlete de cor básico $c\bar{c}$ num tempo próprio $\tau_{c\bar{c}g} \simeq (2m_c \Lambda_{\text{QCD}})^{-1/2} \simeq 0.3 \text{ fm}$ [10] (figura 1.5). Os estados charmónio produzidos nas colisões $p - A$ actuais, isto é, com $x_F \approx 0.1$, atravessam os núcleos durante o seu estado pré-ressonante, de forma que o meio nuclear apenas “vê” a passagem dos estados $c\bar{c}g$. Como esta estrutura é idêntica para o J/ψ e o ψ' , ambos sofrem a mesma absorção durante a sua passagem pelo núcleo alvo, como se verifica experimentalmente (figura 1.6 [7]). Teoricamente, prevê-se que a secção eficaz de dissociação de um estado $c\bar{c}g$ seja 9/4 vezes superior à de um estado $c\bar{c}$. Assim, estima-se que a secção eficaz de absorção do estado $c\bar{c}g$ na matéria nuclear, $\sigma_{c\bar{c}g-N}^{\text{abs}}$, seja da ordem dos 5-7 mb.

É possível determinar esta secção eficaz a partir dos dados $p - A$. Nestes sistemas, a secção eficaz de produção de J/ψ pode ser calculada pela seguinte equação:

$$\sigma_{J/\psi}^{pA} = \sigma_{J/\psi}^{pp} A S_{Gl}^{pA},$$

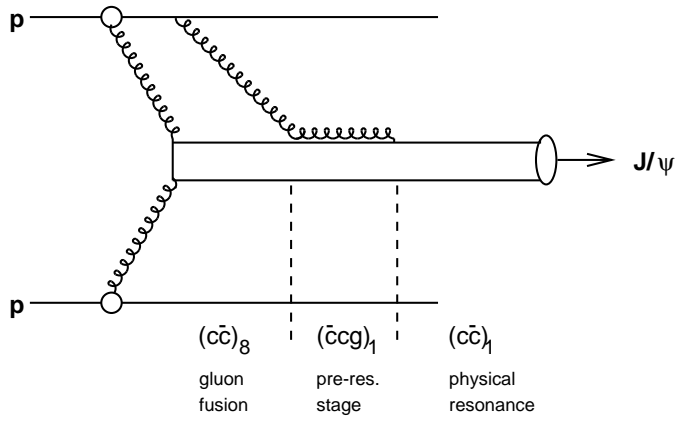


Figura 1.5: Formação de um J/ψ numa colisão $p - p$.

onde S_{Gl}^{pA} , a probabilidade de sobrevivência de um J/ψ produzido numa colisão $p - A$, é obtida recorrendo ao formalismo de Glauber:

$$S_{Gl}^{pA} = \sigma(pA \rightarrow J/\psi) / A\sigma(pN \rightarrow J/\psi) = \int d^2b dz \rho_A(b, z) T_A(z, b), \quad (1.2)$$

com a seguinte função de perfil nuclear:

$$T_A(z, b) = \exp \left(-(A - 1) \sigma_{c\bar{c}g-N}^{\text{abs}} \int_z^\infty dz' \rho_A(b, z') \right). \quad (1.3)$$

A distribuição de densidade de Woods-Saxon, ρ_A , parametriza os núcleos alvo atravessados, e está normalizada à unidade com

$$\int d^2b dz \rho_A(b, z) = 1,$$

isto é, $S_{Gl}^{pp} = 1$.

Na equação 1.2, a integração é feita sobre o parâmetro de impacto b do próton incidente e sobre o ponto de produção, z , do estado pré-ressonante. O integral na função de perfil nuclear cobre o percurso até à saída do núcleo. A supressão fica, assim, completamente determinada pela secção eficaz de absorção $\sigma_{c\bar{c}g-N}^{\text{abs}}$ na matéria nuclear. Por conseguinte, a secção eficaz de produção do J/ψ pode ser escrita de uma forma mais simplificada:

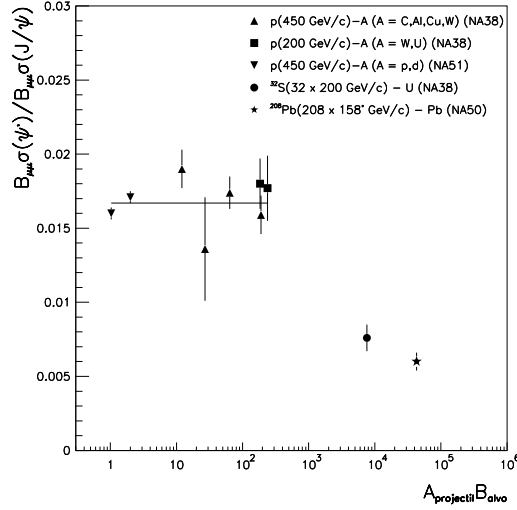


Figura 1.6: Quociente de secções eficazes $\psi'/J/\psi$ em função de AB para vários sistemas.

$$\sigma_{J/\psi}^{pA} \approx \sigma_{J/\psi}^{pp} A \exp\left(-\rho_0 L \sigma_{c\bar{c}g-N}^{\text{abs}}\right),$$

onde $\rho_0 = 0.17$ nucleões/ fm^3 é a densidade média do núcleo e L é o comprimento médio de matéria nuclear atravessada pelo par $c\bar{c}$.

Calculando as probabilidades de sobrevivência para diferentes sistemas $p-A$, $S^{pA} = \sigma^{pA}/A\sigma^{pN}$, obtém-se a partir da equação 1.2 a seguinte secção eficaz de dissociação [11]:

$$\sigma_{c\bar{c}g-N}^{\text{abs}} = 7.3 \pm 0.6 \text{ mb}, \quad (1.4)$$

que está de acordo com as previsões do modelo do octeto de cor. Na figura 1.7 [11] verifica-se que a absorção da pré-ressonância com esta secção eficaz de absorção coincide perfeitamente com os valores experimentais.

Para as colisões núcleo-núcleo ($A-B$), além da absorção do estado pré-ressonante, também é produzido um meio onde eventualmente se forme o QGP (figura 1.8) que dissocia o estado charmónio físico entretanto formado.

Nestas colisões, o factor de supressão nuclear S_{Gl} é definido de forma análoga à equação 1.2:

$$S_{Gl}^{AB} = \int d^2b d^2b' dz dz' \rho_A(\vec{b}', z) \rho_B(\vec{b} - \vec{b}', z') T_A(z, \vec{b}') T_B(z', \vec{b} - \vec{b}')$$

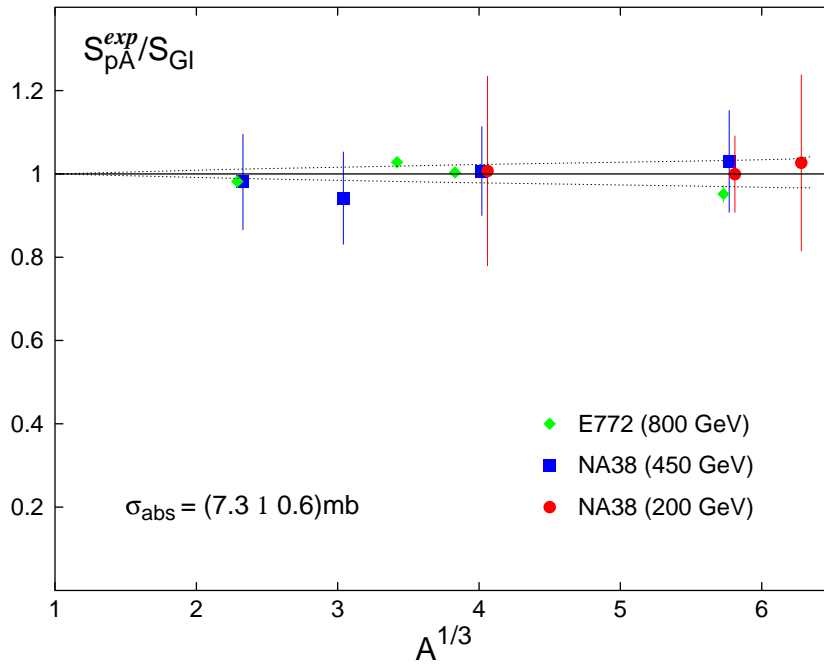


Figura 1.7: Produção de J/ψ em colisões $p-A$, comparado com a absorção da pré-ressonância na matéria nuclear.

com a função de perfil nuclear, $T_A(z, \vec{b})$ definida pela equação 1.3.

Simplificadamente, a secção eficaz de produção $\sigma_{J/\psi}^{AB}$ evolui como

$$\sigma_{J/\psi}^{AB} = \sigma_{J/\psi}^{pp} AB S_{Gl}^{AB} \approx \sigma_{J/\psi}^{pp} AB \exp(-\rho_0 L \sigma_{c\bar{c}g-N}^{\text{abs}}).$$

Experimentalmente, não se consegue medir directamente o parâmetro de impacto b , logo é necessário especificar de que forma a equação 1.4 pode ser aplicada aos dados. No formalismo de Glauber, é possível calcular o número de nucleões participantes (*wounded*) $N_w^{AB}(b)$ para uma dada colisão. Sabe-se que o número de hadrões secundários produzidos juntamente com o J/ψ é proporcional a $N_w^{AB}(b)$. Considerando a equação,

$$E_T(b) = q N_w^{AB}(b),$$

que relaciona a energia transversa dos hadrões secundários com o número de nucleões participantes (a constante de proporcionalidade q é função da aceitação do detector), consegue reproduzir-se a geometria da colisão [11] e, portanto, conhecer o parâmetro de impacto. Verifica-se, assim, que a produção de J/ψ em colisões $O-Cu$, $O-U$ e $S-U$, medida pela experiência



Figura 1.8: Esquema da produção de J/ψ em colisões $A - B$.

NA38 do CERN [12] apresenta uma supressão normal do J/ψ , isto é, idêntica à absorção já observada nas colisões $p - A$, conforme se pode verificar pela figura 1.9 [11] para as secções eficazes integradas e, pela figura 1.10 [11], para a dependência com a centralidade (E_T) nas colisões $S - U$. No entanto, nestas colisões $A - B$ são produzidos hadrões secundários responsáveis pelo aumento da supressão do ψ' em relação ao esperado pela absorção da pré-ressonância (figuras 1.6 e 1.11 [11]).

Em relação às colisões $Pb - Pb$, os dados na região periférica correspondente a $E_T \leq 50$ GeV estão consistentes, dentro das barras de erro e da incerteza no valor da secção eficaz de absorção, com a absorção da pré-ressonância calculada pela teoria de Glauber. No entanto, para $E_T \approx 50$ GeV (a que corresponde um parâmetro de impacto $b = 8 \pm 1$ fm) o quociente $J/\psi/DY$ diminui abruptamente ($\approx 30\%$), desviando-se significativamente das previsões do modelo de absorção (figura 1.12 [7]). Por sua vez, o quociente ψ'/DY não parece apresentar quaisquer discontinuidades neste sistema (figura 1.13 [7]).

Resumindo, a supressão do J/ψ observada em colisões $Pb - Pb$ pode ser considerada anómala. As explicações teóricas para esta supressão anómala podem ser divididas em modelos de absorção nuclear “convencionais” (interacções no estado inicial, interacções no estado final) e em modelos baseados na formação do QGP, ou pelo menos numa transição de fase.

Interacções no estado inicial

Este modelo preconiza que numa colisão núcleo-núcleo, os nucleões que interagem perdem energia antes de produzirem os J/ψ . Às energias do SPS, a secção eficaz de produção de J/ψ varia rapidamente com o momento do nucleão incidente [13], logo uma perda inicial de energia implica uma forte supressão do J/ψ . A teoria de Glauber não considera este mecanismo de perda

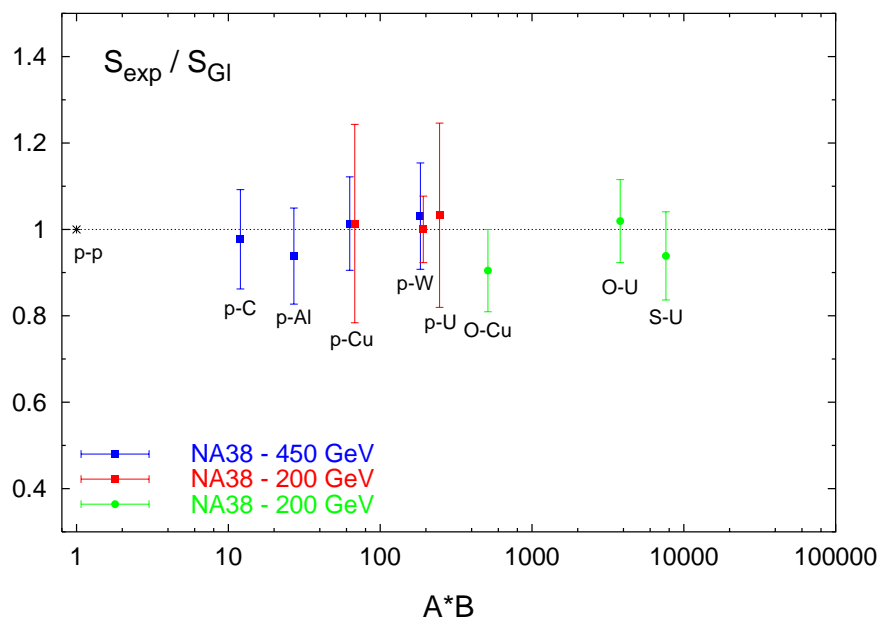


Figura 1.9: Produção de J/ψ em colisões $A - B$, comparada com a absorção do estado pré-ressonante na matéria nuclear.

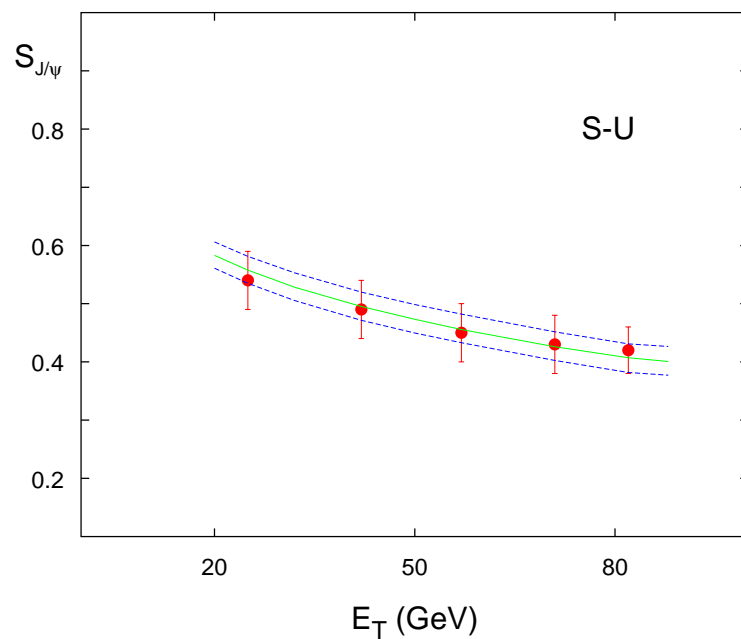


Figura 1.10: Produção de J/ψ em função de E_T em colisões $S - U$, comparada com a absorção do estado pré-ressonante na matéria nuclear.

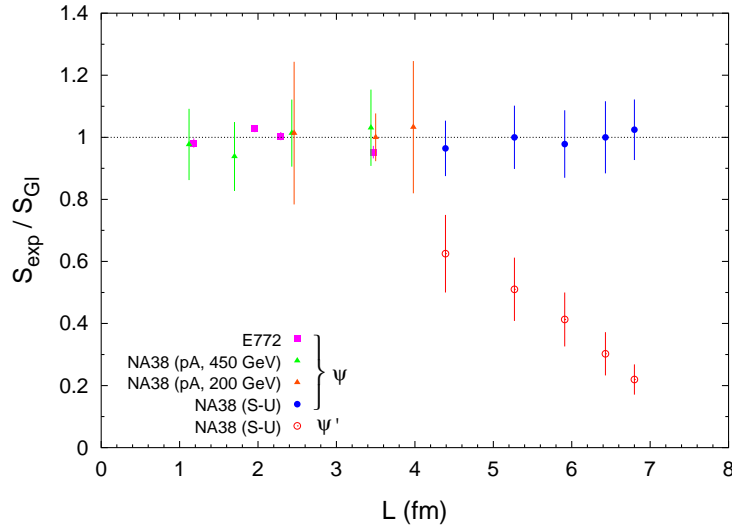


Figura 1.11: Produção de J/ψ e ψ' em colisões $A - B$ comparada com a absorção do estado pré-ressonante na matéria nuclear.

de energia sendo, portanto, enganadora, subestimando significativamente a supressão do J/ψ esperada por mecanismos convencionais. Este modelo é, no entanto, rebatido por dois argumentos, um experimental e outro teórico [14]:

1. a produção de pares de Drell-Yan a alta massa ($M \geq 4 \text{ GeV}/c^2$) também varia rapidamente com o momento incidente às energias do SPS. No entanto, não se observa qualquer efeito de perda inicial de energia: o mecanismo de Drell-Yan segue a lei de *scaling* em AB ;
2. a teoria quântica prevê que para energias elevadas, os processos moles se desenvolvem em distâncias longitudinais grandes. Verifica-se que os nucleões que atravessam o núcleo alvo, ainda não perderam a sua energia. A totalidade do seu momento inicial pode ser utilizado num processo duro.

Uma abordagem diferente considera interações iniciais a nível partônico. A altas energias, as diferentes configurações partônicas de um nucleão interagem incoerentemente [14], logo podem distinguir-se as interações de (anti)quarks e gluões do nucleão incidente. Dada a sua maior carga de cor, espera-se que os gluões interajam mais fortemente que os quarks dentro do núcleo. Como os pares de Drell-Yan são produzidos (na ordem zero em α_s) pela fusão quark-antiquark, e os quarks pesados pela fusão gluão-gluão, pode desta forma explicar-se a ausência de efeitos no estado inicial na produção de pares de Drell-Yan e a forte absorção observada para o J/ψ (apesar dos dados referentes ao Drell-Yan imporem uma forte restrição a este modelo). Da

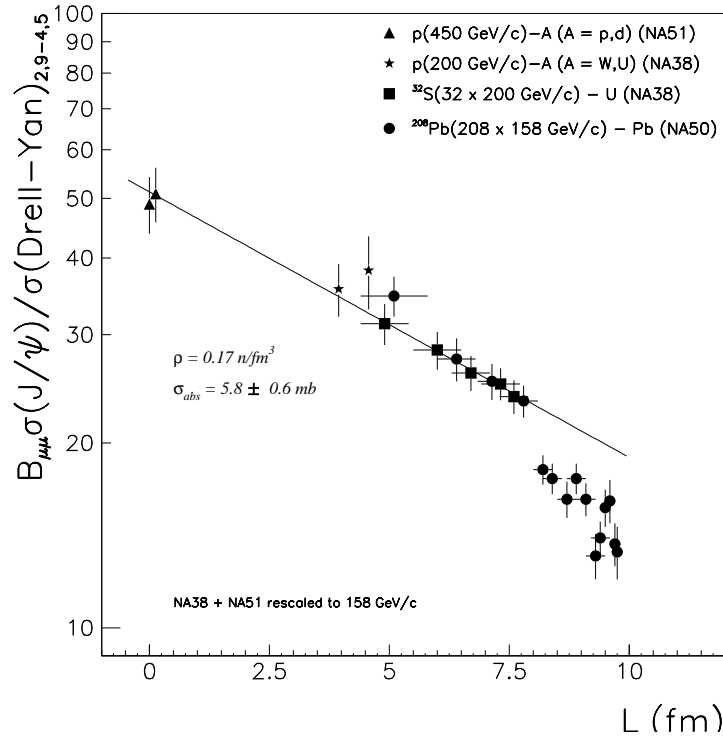


Figura 1.12: Quociente de secções eficazes $J/\psi/DY$ em função de L para vários sistemas.

mesma forma, este mecanismo prevê uma supressão na produção de charme aberto, não verificado experimentalmente.

Ambos os mecanismos de interacção no estado inicial prevêem que os seus efeitos aumentem gradualmente com o número de núcleos em colisão, não conseguindo explicar a descontinuidade observada no quociente $J/\psi/DY$.

Interacções com hadrões secundários

O número de hadrões secundários produzidos numa colisão típica núcleo-núcleo é bastante elevado, possibilitando a existência de interacções no estado final, ausentes nas colisões $p - p$. Os mesões mais abundantes num gás hadrónico denso são π , K e ρ . Estes mesões podem induzir os seguintes processos de dissociação quando colidem com um J/ψ :

$$\begin{aligned}
 \pi + J/\psi &\rightarrow D + \bar{D}^*, & \bar{D} + D^* \\
 K + J/\psi &\rightarrow D_s + \bar{D}^*, & \bar{D}_s + D^*, & D + \bar{D}_s^*, & \bar{D} + D_s^* \\
 \rho + J/\psi &\rightarrow D + \bar{D}, & D^* + \bar{D}^* .
 \end{aligned}$$

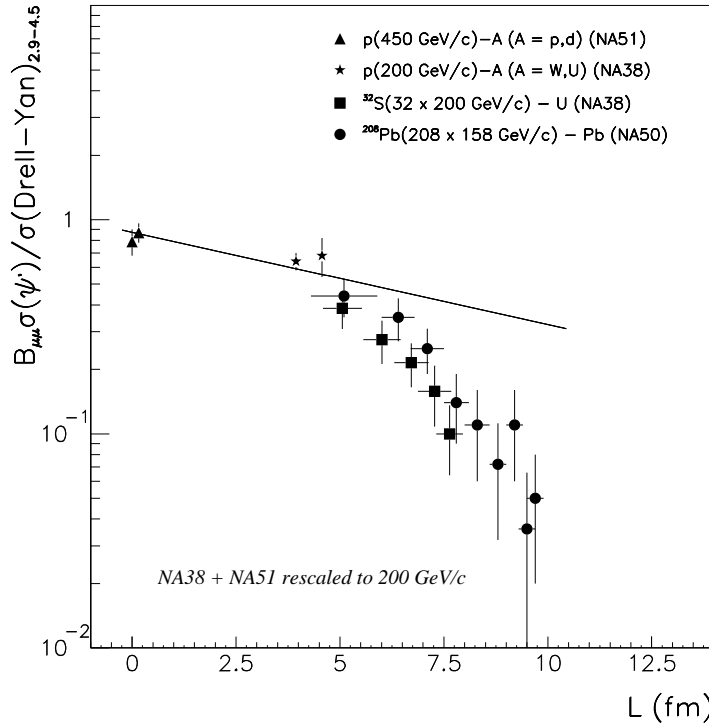


Figura 1.13: Quociente de secções eficazes ψ'/DY em função de L para vários sistemas.

Estas interacções com hadrões secundários estão bem patentas na produção de estados charmónio, nomeadamente na redução observada do quociente $\psi'/J/\psi$ para as colisões $S - U$ de um factor dois em relação ao seu valor nas colisões $p - A$ (figura 1.6). Esta supressão adicional do ψ' pode ser explicada pela interacção com hadrões secundários acompanhando a ressonância, os *comovers* [15]. Estas interacções ocorrem com os estados físicos das ressonâncias J/ψ e ψ' já formados. Como o ψ' é relativamente grande e possui uma energia de ligação relativamente baixa, ≈ 50 MeV, pode ser facilmente dissociado por interacções com hadrões. Por outro lado, a supressão do J/ψ em colisões $S - U$ está bem descrita pela absorção nuclear do estado pré-ressonante, não revelando qualquer indício de uma absorção adicional no estado final. Tal está de acordo com os cálculos de QCD para distâncias curtas (*short distance* QCD) [16], [17], [18] que prevêem um valor muito baixo para a secção eficaz de dissociação do J/ψ por hadrões leves às energias do SPS.

É possível descrever “razoavelmente” a supressão do J/ψ observada nas colisões $Pb - Pb$ através de *comovers*, deixando como parâmetro livre a secção eficaz de dissociação do J/ψ . No entanto, com este parâmetro fixado para descrever os dados $Pb - Pb$, o modelo em causa não consegue reproduzir os dados dos sistemas $p - A$ e $S - U$.

Existem modelos mais complexos de *comovers* [19] que conseguem ajustar melhor os dados. No entanto, nenhum modelo de *comovers* prevê uma descontinuidade no quociente das secções eficazes $J/\psi/DY$ – a supressão prevista varia suavemente com o número de núcleões e com a centralidade da colisão.

Interacções com partões secundários

Outra possibilidade de interacções no estado final com o J/ψ está relacionada com a produção de partões duros numa colisão núcleo-núcleo. Estima-se que a dispersão inelástica gluão- J/ψ (*gluo effect*) possua uma dependência com a energia bastante diferente da observada na dispersão inelástica hadrão- J/ψ , acarretando taxas de absorção do J/ψ bastante diferentes nos sistemas partónicos e hadrónicos. Ao contrário do mecanismo coerente de blindagem de Debye, o *gluo effect* é incoerente, necessitando apenas da presença de gluões (desconfinados) suficientemente duros na etapa em que os estados J/ψ físicos já estão formados.

Assume-se que a densidade de partões semi-duros é proporcional ao número de colisões nucleão-nucleão, porque o seu tempo de próprio de formação é muito pequeno, $\sim 1/P_T$. A probabilidade de sobrevivência do J/ψ é, portanto, fortemente dependente do número de massa dos núcleos que colidem e da centralidade da mesma.

Considerando que para as energias do SPS os processos semi-duros dominam a produção de secundários, então a densidade partónica obtida em colisões $Pb - Pb$ é bastante superior à obtida em colisões $S - U$, traduzindo-se numa supressão bastante mais forte no primeiro sistema.

À semelhança do verificado com os outros modelos teóricos convencionais, os efeitos partónicos incoerentes não conseguem prever a descontinuidade na probabilidade de sobrevivência do J/ψ . Resta, desta forma, a hipótese do desconfinamento.

Desconfinamento de cor

Blaizot e Ollitrault [20], interpretaram os dados $Pb - Pb$ de NA50 relativos à tomada de dados de 1995, com um modelo em que a produção de J/ψ é totalmente suprimida em regiões onde a densidade de energia excede um determinado valor crítico. Esta quebra brusca na probabilidade de sobrevivência do J/ψ é associada a uma mudança dramática das propriedades da matéria produzida, apontando para a formação do plasma de quarks e gluões. Este modelo assume que o mecanismo de supressão é apenas sensível à densidade de energia local que, por sua vez, é proporcional à densidade de participantes

(n_p). Como não se observa qualquer supressão anômala nas colisões $S - U$, a densidade de participantes crítica tem de ser superior ao valor máximo atingido neste sistema, isto é, superior a 3.3 fm^{-2} . Seleccionando este valor como a densidade de participantes crítica, que se traduz numa densidade de energia crítica ϵ_c (figura 1.14), e considerando o quociente R_K definido por

$$R_K = \frac{B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}(\text{medida})}{B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}(\text{prevista pela absorção da pré-ressonância})}$$

este modelo prevê, $R_K = 0.66$, bastante próximo do valor experimental $R_K = 0.74 \pm 0.06$ [7].

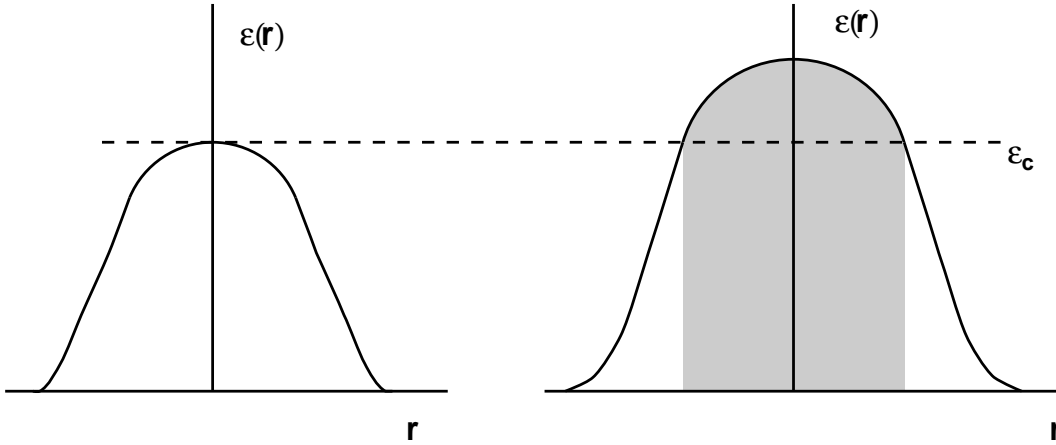


Figura 1.14: Perfis de densidade de energia para colisões $S - U$ (esquerda) e $Pb - Pb$ (direita). A linha horizontal a tracejado corresponde à densidade máxima atingida no sistema $S - U$.

Num outro artigo, Kharzeev, Nardi e Satz [21] investigam o efeito de uma transição de fase de primeira ordem numa colisão nuclear. Considerando o meio produzido na passagem de dois núcleos pesados, se a densidade de energia for superior ao seu valor crítico $\epsilon_c \equiv \epsilon(T_c)$, ocorrerá uma transição de fase através da formação de bolhas com a fase desconfinada se estas forem suficientemente grandes para vencer a tensão de fronteira entre as duas fases. O raio crítico das bolhas é:

$$r_c(T) \simeq \frac{0.02}{(T - T_c)}$$

Para que se formem bolhas com $r > r_c$, o volume do meio quente e denso produzido em colisões a alta energia tem de ser superior a um determinado

valor crítico, sendo para tal necessárias colisões centrais de núcleos pesados. assim, a criação da nova fase ocorrerá abruptamente numa fracção significativa do volume produzido.

Como já foi mencionado, os diferentes estados charmónio fundem-se a temperaturas diferentes. Dos J/ψ observados, $\approx 32\%$ vêm de decaimentos do χ_c , $\approx 8\%$ de decaimentos do ψ' , sendo os restantes $\approx 60\%$ produzidos directamente. Assim, o padrão de supressão do J/ψ em função da centralidade deve apresentar dois degraus, o primeiro devido à fusão dos χ_c e ψ' a uma $T \approx T_c$, e o segundo devido à fusão dos J/ψ directos a $T \approx 1.2 T_c$.

A determinação da probabilidade de sobrevivência de um estado charmónio i , $S_i(b)$, numa colisão nuclear, é feita convoluindo a sua probabilidade de formação $S_{Gl}^i(b, s)$ (dada pelo formalismo de Glauber) com a probabilidade da bolha $S_B(b, s)$:

$$\begin{cases} S_B(b, s) = 1 & r_B < r_c \vee \epsilon_B < \epsilon_c, \\ S_B(b, s) = 0 & r_B \geq r_c \wedge \epsilon_B \geq \epsilon_c. \end{cases}$$

Vem então para $S_i(b)$:

$$S_i(b) = \int d^2s S_{Gl}^i(b, s) S_B(b, s),$$

Para relacionar esta probabilidade com a probabilidade de sobrevivência medida a E_T constante, convolui-se $S_i(b)$ com uma função de correlação $E_T - b$, $P(E_T, b)$:

$$S_i(E_T) = \int d^2b P(E_T, b) S_i(b).$$

Usando as proporções de J/ψ que são produzidos directamente ou por decaimentos, obtém-se finalmente:

$$S_{J/\psi}(E_T) \simeq 0.4 S_{\chi_c}(E_T) + 0.6 S_{\psi}(E_T),$$

onde se combinou a supressão dos J/ψ produzidos indirectamente em S_{χ_c} .

A figura 1.15 [14] ilustra o padrão de supressão previsto com este modelo ($r_c = 3$ fm), sobreposto aos dados de NA50 (de 1996) [22]. A boa concordância aqui observada entre os dois padrões permite concluir que os dados de NA50 indiciam fortemente a formação do QGP em colisões $Pb - Pb$.

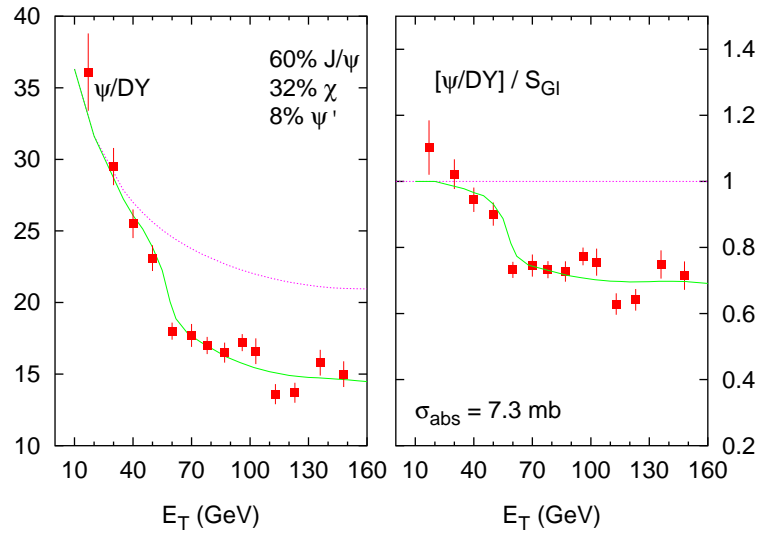


Figura 1.15: Supressão do J/ψ para uma transição de fase (desconfinamento) de primeira ordem usando diferentes pontos de dissociação para o χ_c e ψ' , e para o J/ψ directo.

Bibliografia

- [1] S. Gottfried et al., Phys. Rev. D35 (1987) 3972.
- [2] T. Blum et al., Phys. Rev. D51 (1995) 5153.
- [3] T. Matsui e H. Satz, Phys. Lett. 178B (1986) 416.
- [4] E. Eichten et al., Phys. Rev. D17 (1978) 3090 and Phys. Rev. D21 (1980) 203; S. Jacobs et al., Phys. Rev. D33 (1986) 3338.
- [5] R. Baier e R. Rückl, Z. Phys. C 19 (1983) 251.
- [6] S. A. Bass, M. Gyulassy, H. Stöcker e W. Greiner, INT preprint DOE/ER/40561-11-INT98.
- [7] S. Ramos et al. (Colaboração NA50), talk presented at the XXIX International Conference on High Energy Physics, ICHEP'98, Vancouver, Canadá, Julho 1998.
- [8] A. D. Martin et al., Phys. Lett. 306B (1993) 145.
- [9] G. T. Bodwin, E. Braaten e G. P. Lepage, Phys. Rev. D 51 (1995) 1125.
- [10] D. Kharzeev and H. Satz, Phys. Lett. B 366 (1996) 316.
- [11] D. Kharzeev et al., Z. Phys. C 74 (1997) 307.
- [12] C. Baglin et al. (NA38), Phys. Lett. B220 (1989) 471; B251 (1990) 465, 472; B255 (1991) 459.
- [13] R. V. Gavai et al., Int. J. Mod. Phys. A 10 (1995) 3043.
- [14] D. Kharzeev, Invited plenary talk presented at Quark Matter'97 Conference, Tsukuba, Japão.
- [15] J.-P. Blaizot and J.-Y. Ollitrault, Quark Gluon Plasma, R. C. Hwa (Ed.), World Scientific Publishing Co., Singapore (1990) 631.

- [16] M. E. Peskin, Nucl. Phys. B156 (1979) 365;
G. Bhanot and M. E. Peskin, Nucl. Phys. B156 (1979) 391.
- [17] A. Kaidalov, in *QCD and High Energy Hadronic Interactions*, J. Trân Thanh Vân (Ed.), Edition Frontières, Gif-sur-Yvette, 1993.
- [18] D. Kharzeev and H. Satz, Phys. Lett. B 334 (1994) 155.
- [19] N. Armesto e A. Capella, hep-ph/9705275.
- [20] J.-P. Blaizot and J.-Y. Ollitrault, hep-ph/9606289.
- [21] D. Kharzeev, M. Nardi e H. Satz, hep-ph/9707308.
- [22] M. C. Abreu et al. (Colaboração NA50), CERN-EP/99-13, accepted for publication in Phys. Lett. B.

Capítulo 2

Dispositivo experimental

A experiência NA50 estuda a produção de pares de múons em colisões de iões e de protões ultra-relativistas com alvos fixos, sendo o feixe produzido no acelerador SPS do CERN.

Inserida no programa de estudo de colisões $p - A$ de NA50, teve lugar em Setembro de 1996 a tomada de dados usando um feixe de protões bastante intenso de 450 GeV/c e um alvo de tungsténio.

O dispositivo experimental para colisões $p - A$ consiste num espectrómetro de múons complementado por detectores de feixe a montante e a jusante do alvo necessários à monitorização do feixe. Em tomadas de dados com feixes de iões o dispositivo é mais complexo, possuindo detectores adicionais: calorímetro electromagnético, calorímetro a zero graus, detectores do alvo activo, detector de multiplicidade e hodoscópio de feixe. A descrição destes detectores, não sendo feita nesta Tese, pode ser encontrada em [1].

Este capítulo descreve sucintamente o espectrómetro e demais detectores de NA50, e o sistema que permite seleccionar e adquirir eventos que são guardados para análise posterior.

2.1 O espectrómetro de muões

O espectrómetro de muões da experiência NA50 (figura 2.1) foi concebido para medir as variáveis cinemáticas que caracterizam os dimuões produzidos pelas colisões de prótons ou de iões com um alvo fixo. Os dimuões são detectados com uma boa aceitação no intervalo de rapidez $2.93 \leq Y_{\mu\mu}^{lab} \leq 3.93$ ¹ e no intervalo $|\cos(\theta_{CS})| \leq 0.5$, sendo θ_{CS} o ângulo polar do dimuão no referencial de Collins-Sopper².

De simetria hexagonal, este espectrómetro é composto por um electroímã de campo toroidal, por quatro hodoscópios de cintilação destinados a fazer o *trigger*, por oito câmaras proporcionais multifios para a medição dos traços das partículas e por absorvedores de hadrões. O espectrómetro tem sensivelmente 20 metros de comprimento por 5 metros de altura.

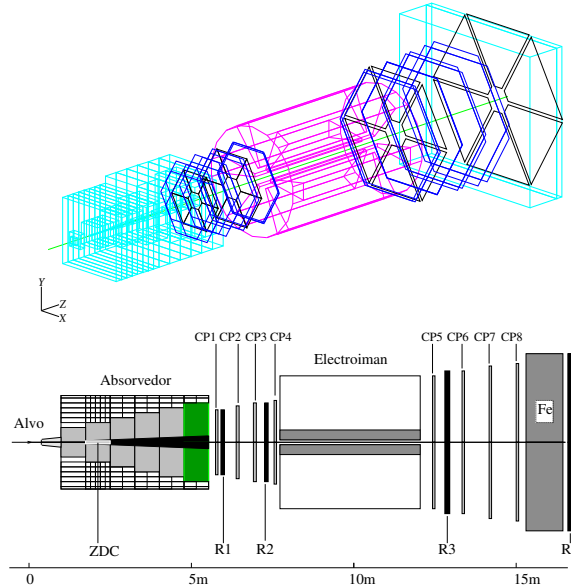


Figura 2.1: O espectrómetro de muões de NA50.

¹ A relação entre a rapidez do dimuão no referencial do laboratório ($Y_{\mu\mu}^{lab}$) e a rapidez no referencial do centro-de-massa da colisão ($Y_{\mu\mu}^{CM}$) é dada por: $Y_{\mu\mu}^{lab} = Y_{\mu\mu}^{CM} + Y_{CM}$, onde Y_{CM} é a rapidez do centro-de-massa da colisão no referencial do laboratório: $Y_{CM} = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)$, e $\beta = \frac{p_{feixe}}{E_{feixe} + m_p}$. Como $p_{feixe} = 450 \text{ GeV}/c$ e $m_p = 0.938 \text{ GeV}/c^2$, vem $Y_{CM} = 3.43$. Assim, a $2.93 \leq Y_{\mu\mu}^{lab} \leq 3.93$ corresponde $-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$.

² O ângulo θ de Collins-Sopper é, no referencial do centro-de-massa do dimuão, o ângulo definido entre a bissetriz da direcção do feixe com a direcção da partícula-alvo e a direcção de voo dos muões.

2.1.1 Electroímán

O elemento principal do espectrómetro de muões é um electroímán, esquematizado na figura 2.2, de campo magnético toroidal, com ferro entremeado por ar numa simetria hexagonal que condiciona a geometria dos hodoscópios e das câmaras multifios (ACM = *Air – Core* (ou *Air – Gap*) *Magnet*).

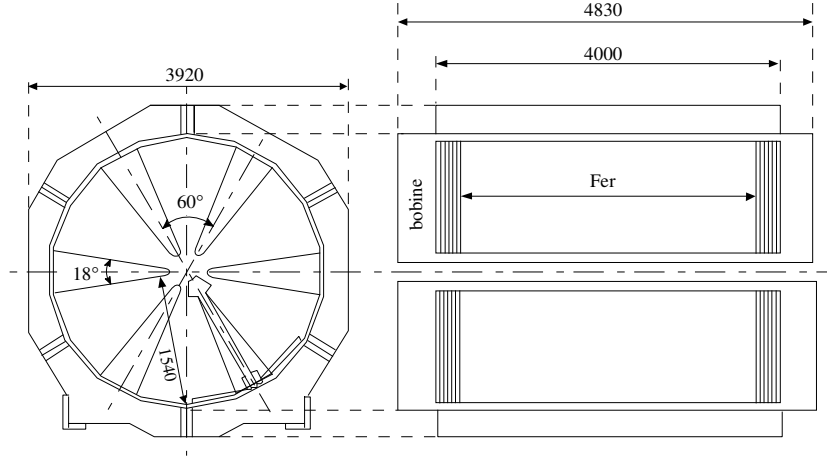


Figura 2.2: Alçado principal e alçado lateral direito do electroímán de campo toroidal.

Tem 4.83 m de comprimento e um raio máximo de 2.05 m, embora a sua aceitância seja limitada ao espaço entre um raio interior de 0.295 m e um raio exterior de 1.54 m.

O campo magnético é criado por seis bobinas suportadas por peças de ferro, cada uma cobrindo um ângulo azimutal de 18° , separadas por sectores de ar com 48° . Gerado por uma corrente pulsada sincronizada com o ciclo do SPS e com amplitude 7000 A, este campo é essencialmente azimutal variando apenas radialmente:

$$\vec{B}(r) = \frac{B_o}{r} \vec{e}_\phi$$

onde r é a distância radial ao eixo do electroímán, B_o é uma constante que depende da intensidade da corrente (para $I=7000$ A tem-se $B_o=0.383$ Tm) e \vec{e}_ϕ é o versor azimutal.

Nestas condições e desprezando, numa primeira aproximação, a difusão múltipla, todas as partículas provenientes do alvo permanecem no mesmo plano azimutal sofrendo uma deflexão de um ângulo $\Delta\theta$ inversamente proporcional

ao seu momento transverso p_T . Explicitamente, considerando a trajectória curvilínea s de um muão, o ângulo de deflexão $d\theta$, provocado pelo campo magnético é dado por:

$$d\theta = \frac{ds}{\rho} = \frac{q B(r)}{p} ds$$

onde ρ representa o raio de curvatura da trajectória de uma partícula de carga q e de momento p no interior de um campo magnético B . Desta equação tira-se que para as partículas de grande momento, o ângulo de deflexão é pequeno. A distância percorrida sob a influência do campo magnético pode ser relacionada com o seu ângulo de entrada θ_e :

$$\frac{dr}{ds} \approx \sin(\theta_e) \Rightarrow d\theta \approx \frac{q B(r)}{p \sin(\theta_e)} dr = \frac{q B(r)}{p_T} dr$$

O ângulo de deflexão integrado no percurso é então dado por:

$$\Delta\theta = \int d\theta = \frac{q}{p_T} \int B(r) dr = \frac{q B_0}{p_T} \int \frac{dr}{r} \approx \frac{q B_0}{p_T} \ln\left(\frac{z_s}{z_e}\right) \quad (2.1)$$

onde z_e ($= 760.9$ cm) e z_s ($= 1243.9$ cm) são, respectivamente, as distâncias ao alvo segundo o eixo dos z , dos pontos de entrada e de saída do campo magnético.

2.1.2 Câmaras proporcionais multifios

A determinação dos traços dos muões é efectuada com dois conjuntos de quatro câmaras proporcionais multifios (CP_1 a CP_4 , localizadas a montante do electroímã, e CP_5 a CP_8 localizadas a jusante do electroímã).

Estas oito câmaras com geometria hexagonal possuem, cada uma, 3 planos independentes, distanciados de 2.2 cm, com fios orientados a 0° , 60° e 120° , em relação ao eixo dos x (figura 2.3). A distância entre cada plano e o cátodo é de 6 mm e o espaçamento entre fios de 3 mm, que se traduz numa resolução de $0.3/\sqrt{12}$ cm.

As 4 câmaras a montante (jusante) do electroímã têm 749 (1229) fios por plano imersos numa mistura gasosa à pressão atmosférica de argon (80 % - possui uma pequena percentagem de álcool isopropílico destinado a evitar

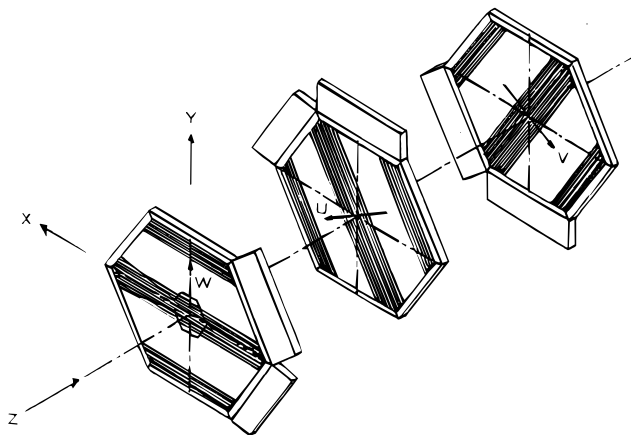


Figura 2.3: Disposição dos três planos de fios de uma câmara proporcional multifios.

a polimerização da mistura gasosa que a acontecer afectaria a eficiência das câmaras), isobutano (19.8 %) e fréon (0.2 %). Estes gases são ionizados pela passagem de uma partícula carregada. Os campos eléctricos produzidos por altas tensões são utilizadas para atrair para os anodos (fios) os electrões libertados, gerando uma corrente eléctrica que é detectada. A tensão aplicada durante um burst é de -2.8 KV. Para prevenir contra correntes demasiado elevadas, originadas por uma ionização excessiva, e para restabelecer o regime de funcionamento adequado, as altas tensões das câmaras são automaticamente reduzidas para -2.4 KV entre os bursts. A zona central das câmaras é insensibilizada à passagem do feixe aplicando-lhe uma tensão de -2.2 KV.

A leitura das câmaras é feita por grupos de 32 fios. Os sinais passam por um pré-amplificador e são transportados para módulos RMH (Receiver Memory Hybrid), onde são discriminados, amplificados e codificados por circuitos rápidos que memorizam apenas os endereços dos fios atingidos. Este mecanismo, denominado supressão dos zeros (*zerosuppression*), poupa memória e tempo porque das dezenas de milhares de fios que as câmaras possuem só uma pequena percentagem é atingido em cada evento. Sempre que existe um *trigger*, a *Magic Box* (ver secção 2.4) envia um *strobe* para cada um dos módulos RMH, sendo a informação do evento aceite transferida das memórias dos RMH para uma memória de *burst* de 2 MBy (MEMRMH) em protocolo VME (Virtual Memory Extension). Existem 660 módulos RMH para as câmaras multifios, organizados em 8 *branches*, uma por câmara.

2.1.3 Hodoscópios de cintilação

Existem quatro hodoscópios, de geometria hexagonal, cujo objectivo é

construir o *trigger* da experiência. Todos têm cintiladores NE110 de 1 cm de espessura dispostos paralelamente ao bordo de cada sextante (figura 2.4).

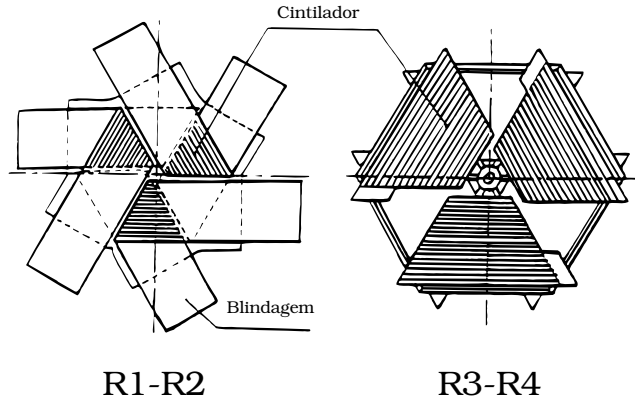


Figura 2.4: Os hodoscópios de cintilação.

Os hodoscópios de cintilação R_1 e R_2 , localizados a montante do electroímã, possuem em cada sextante 30 cintiladores homotéticos em relação ao alvo e com uma largura que aumenta como uma progressão geométrica com a distância ao eixo do feixe. Esta propriedade permite definir a coincidência $V^i = R_1^i \times R_2^i$ (figura 2.5) entre dois cintiladores de R_1 e R_2 que apontam para o alvo. Estas coincidências definem o ângulo de um traço constituindo o primeiro passo do *trigger*. As coincidências $R_1^i \times R_2^{i-1}$ também são aceites para contabilizar distorções devidas à extensão espacial do alvo e porque este foi deslocado de 45 cm em relação a NA10³. Os cintiladores de R_1 sobrepõem-se ligeiramente de alguns milímetros por forma a evitar ineficiências.

Os outros dois hodoscópios, R_3 e R_4 , localizados a jusante do electroímã, têm cintiladores com largura constante e igual a 5.5 cm (R_3 tem 23 cintiladores por sextante e R_4 32). Estes dois hodoscópios completam o sistema de *trigger*.

Os fótons dos cintiladores passam por guias de luz de plástico até chegar aos fotomultiplicadores onde são transformados em impulsos eléctricos cuja amplitude é proporcional ao número de fótons. Estes impulsos são discriminados e armazenados noutros módulos RMH, sendo transferidos para outra memória de *burst*, quando existe um *trigger*.

A eficiência dos hodoscópios R é medida com outros dois hodoscópios de cintilação, P_1 e P_2 , localizados, respectivamente, a montante e a jusante do electroímã, tendo cada um deles 8 cintiladores por sextante, dispostos radialmente. Esta eficiência é medida utilizando os hodoscópios P para construir o *trigger* em *runs* especiais através da coincidência $P_1^i \times P_2^i$.

³Experiência antecessora de NA50 para a qual foram construídos os hodoscópios.

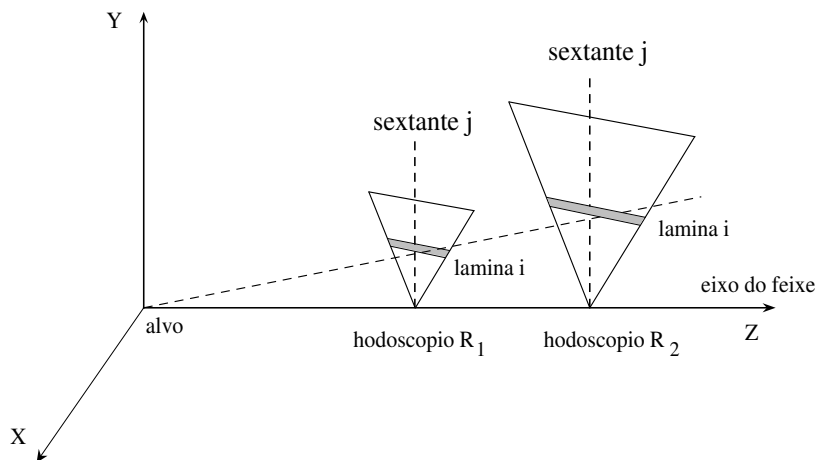


Figura 2.5: $V^i = R_1^i \times R_2^i$.

2.1.4 Absorvedores de hádrões

Numa colisão $p-A$ a alta energia, são produzidos hádrões em abundância, principalmente píões e kaões que decaem rapidamente (preferencialmente em muões e neutrinos). Para evitar estes decaimentos, que inundariam as câmaras multifios e os hodoscópios com eventos fortuitos (principalmente a montante do electroímã), o espectrómetro possui, logo após o alvo, blocos de materiais eficazes na absorção de hádrões.

A escolha dos materiais a serem utilizados como absorvedores é feita em função do:

1. comprimento de interacção L_{int} , que deve ser elevado de forma a absorver os produtos hadrónicos da colisão;
2. comprimento de radiação L_{rad} , que deve ser o menor possível, de forma a minimizar as perdas de energia dos muões, bem como a sua difusão múltipla, proporcional a $\sqrt{l/L_{rad}}$.

O esquema da figura 2.6 permite visualizar os diferentes materiais utilizados como absorvedor bem como as suas localizações relativas. Distinguem-se duas zonas:

- o *plug*: um corpo interno de geometria cónica com 3.6 m de comprimento, feito de tungsténio e urânio. É utilizado para absorver os projectéis espectadores e as partículas do feixe que não interagiram no alvo. O corpo central mais denso está colocado a 1.65 m do alvo para evitar a criação de novos dimuões na aceitação do espectrómetro;

- um absorvedor com 4.8 m de comprimento que cobre a aceitância dos muões produzidos no alvo (32 – 116 mrad). Os primeiros 4 m são de carbono que é um material que exibe um bom compromisso entre L_{int} e L_{rad} . Os últimos 0.8 m são de ferro. Esta zona está rodeada exteriormente por blocos de ferro e de betão. Este conjunto de absorvedores totaliza ≈ 12 comprimentos de interação permitindo que hadrões muito energéticos o atravessem, podendo accionar o *trigger*. Reduz-se o número de maus *triggers* assim obtidos colocando um muro de ferro com 1.2 m de espessura a montante do hodoscópio R_4 e a jusante das câmaras multifios.

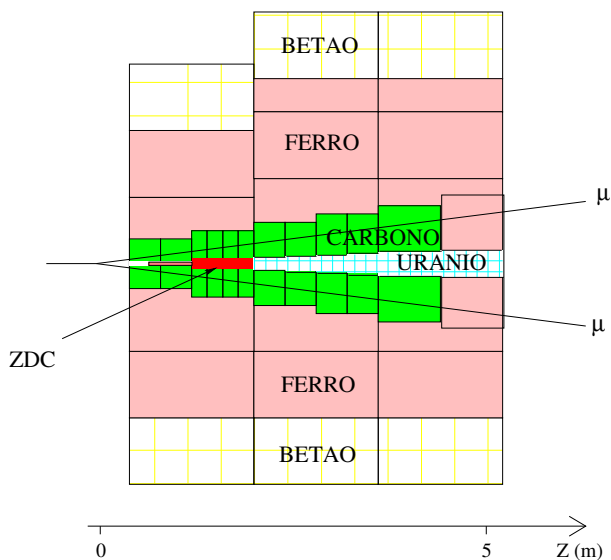


Figura 2.6: O absorvedor de hadrões.

Para evitar o decaimento de píões e kaões antes do absorvedor, introduz-se um pré-absorvedor imediatamente antes do absorvedor na região de aceitância dos muões. Este pré-absorvedor é feito de blocos de alumina, Al_2O_3 , que é um material denso, mas com núcleos leves, o que permite obter uma grande eficiência na absorção de hadrões sem prejudicar gravemente a resolução em massa do detector, dado a difusão múltipla ser reduzida.

Todos estes diferentes absorvedores permitem obter um sinal muónico suficientemente limpo para poder ser analisado. No entanto, o momento do muão fica limitado a um valor mínimo de $\approx 4 \text{ GeV}/c$.

2.2 O alvo de tungsténio

A tabela 2.1 fornece as características do alvo de tungsténio irradiado: comprimento l_{alvo} , comprimento de interacção L_{int} , massa volúmica ρ e massa molar A .

l_{alvo} (cm)	L_{int} (cm)	ρ (g/cm ³)	A (g/mol)
4.50	9.69	19.1	183.85

Tabela 2.1: Propriedades do alvo de tungsténio.

O valor do comprimento de interacção é calculado pela equação 2.2:

$$L_{int} = \frac{A}{\rho N_A \sigma_{int}} \quad (2.2)$$

onde N_A é o número de Avogadro ($N_A \approx 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$) e σ_{int} é a secção eficaz de interacção do W, estimada por um modelo geométrico baseado na área transversa das partículas que colidem:

$$\sigma_{int} = 38.5 A^{0.72} \text{ mb} \approx 1650 \text{ mb} = 1.65 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad .$$

A secção transversal do alvo é suficientemente grande para interceptar 100 % do perfil do feixe. Assim, a fracção de feixe que interage neste alvo é igual a:

$$1 - \exp\left(-\frac{l_{alvo}}{L_{int}}\right) \approx 0.372 \quad . \quad (2.3)$$

Este alvo tem o seu centróide em $z = -46.25 \text{ cm}$.

2.3 Feixe e detectores de feixe

A experiência NA50 está situada no hall ECN3, à saída de uma linha de feixe de alta intensidade. O feixe, extraído directamente do SPS, disponibiliza protões com 450 GeV/c. Em colisões $p-A$, a intensidade do feixe pode atingir valores próximos de 2.8×10^9 protões por burst⁴ – este limite está relacionado essencialmente com o tempo morto nas câmaras multifios.

⁴Um burst dura 2.37 s (num ciclo de 14.4 s), logo a uma intensidade limite igual a 2.8×10^9 protões por burst corresponde uma corrente $I \approx 190 \text{ pA}$.

2.3.1 Argónios

Os argónios são câmaras de ionização (preenchidas com árgon) que medem a intensidade do feixe integrando a corrente de ionização. São muito fiáveis numa gama elevada de intensidades: entre 10^6 e 10^{11} protões por segundo.

O número de protões é obtido a partir do número de contagens dos argónios aplicando um coeficiente de calibração que vale 6750. A incerteza relativa deste contador é inferior a 4 %.

Existem 3 argónios na linha de feixe, posicionados alguns metros a montante do alvo estando distanciados entre si ≈ 0.5 m.

2.3.2 Telescópios a 90°

Além dos argónios também existem três telescópios situados num plano perpendicular à linha de feixe, imediatamente após o alvo, e fazendo entre si um ângulo de 90° . Cada telescópio é formado por três cintiladores que fazem contagens em coincidência. Entre os diferentes cintiladores existem barras de parafina e de ferro destinadas a absorver, respectivamente, neutrões lentos e protões arrancados à parafina. O número de contagens em cada telescópio é proporcional ao número de interacções, e portanto proporcional à intensidade do feixe. A função dos telescópios é monitorizar a luminosidade, a eficiência do alvo e o tempo activo da experiência (fracção do tempo de feixe com *triggers*).

2.4 O sistema de *trigger*

Como já foi referido, o *trigger* standard de NA50 é construído com a informação dos hodoscópios *R*. Foi concebido tendo em conta o estudo de eventos com produção de múões, sendo um evento aceite quando existem dois múões em sextantes diferentes dos hodoscópios *R*. Pretende-se, desta forma, eliminar: a) todas as partículas que não sejam múões; b) múões provenientes do decaimento de piões e kaões produzidos no alvo; c) múões produzidos nos absorvedores.

O primeiro requisito é satisfeito pelos absorvedores de hadrões. Tenta-se satisfazer o segundo requisito colocando o absorvedor o mais próximo possível do alvo, sem que, no entanto, se possa confundir um par de múões produzido no alvo com um par produzido no absorvedor. O último requisito é satisfeito pela lógica do *trigger* que aceita apenas múões com origem na região do alvo.

O circuito lógico do *trigger* utilizado nas colisões $p - A$ compreende as

seguintes etapas (figura 2.7): coincidência $V^i = R_1^i \times (R_2^i + R_2^{i-1})$; matriz (de correlação); *Magic Box*; validação do sinal de *trigger* da *Magic Box* com o OU dos $V \times PT - trigger\ sem\ jitter$ (TSJ).

Os impulsos eléctricos provenientes dos fotomultiplicadores dos hodoscópios R são “formatados” em discriminadores (LeCroy 4416), que também eliminam o ruído de fundo dos fotomultiplicadores, programando nestes módulos uma tensão mínima abaixo da qual o sinal que entra é rejeitado. O sinal à saída é de norma ECL (-0.8, -1.7 V) com uma largura de 18 ns. Como estes discriminadores só possuem 16 canais de entrada, são necessários dois módulos por cada sextante dos hodoscópios. Assim, toda a lógica do trigger é feita por meio-sextantes.

Os sinais à saída dos discriminadores de R_1 e R_2 atacam outros módulos electrónicos, os atrasos programáveis (CAEN C211). Estes módulos são programados por CAMAC para introduzirem atrasos nos diferentes canais de forma a compensar: os diferentes tempos de vôo, as altas tensões nos fotomultiplicadores que consoante o seu valor introduzem atrasos diferentes, os diferentes atrasos de cada canal dos discriminadores, dos cabos e dos próprios módulos de atrasos. O valor do atraso a introduzir em cada canal é calculado fazendo o *timing* em gerador e/ou em partículas (ver 2.4.1).

Os atrasos programáveis têm duas saídas ECL de 16 canais: uma vai para o sistema RMH e a outra para os *mean-timers* onde é feita a coincidência V entre os hodoscópios R_1 e R_2 , $V^i = R_1^i \times (R_2^i + R_2^{i-1})$, definindo cada V^i um ângulo aproximado do muão, num total de 30 possibilidades para V^i por cada sextante. Estes *mean-timers*, só conseguem produzir um V se os sinais de R_1 e de R_2 que o atacam estão separados menos de 20 ns, o que permite rejeitar a maioria dos eventos fortuitos, seleccionando apenas os muões provenientes da região do alvo. Cada *mean-timer* tem duas saídas ECL de 16 canais: uma vai para a matriz e a outra para o sistema RMH.

As saídas dos discriminadores de R_3 e R_4 vão para “Logic Delays” (LeCroy 4418) programáveis por CAMAC. Estes módulos permitem sincronizar os sinais destes dois hodoscópios com os V s à entrada da matriz. As suas duas saídas ECL de 16 canais vão uma para a matriz e outra para o sistema RMH.

Assim, na matriz entram os sinais de V , R_3 e R_4 . A sua função é estimar o valor do PT (momento transverso) do muão através da correlação (V, R_4) , com a informação de R_3 a validá-la. Consegue-se, assim, diminuir a taxa de coincidências fortuitas. Para cada par de contadores (V^i, R_4^j) é determinado o conjunto de contadores R_3^k que lhe pode estar associado. Para cada um dos 12 meio-sextantes, existem 16 canais ECL correspondentes às coincidências $V = R_1 \times R_2$, nas quais é feita uma correlação diagonal larga (R_3, R_4) . Estas 192 matrizes de correlação, determinadas por simulação, têm em conta que a cada traço a montante do electroíman (definindo um V^i) corresponde,

a jusante, impactos em R_3 e R_4 tanto mais afastados duma extrapolação linear quanto menor for o seu PT . O valor de PT obtido é classificado como pertencente a uma de quatro regiões largas: A, B, C e D.

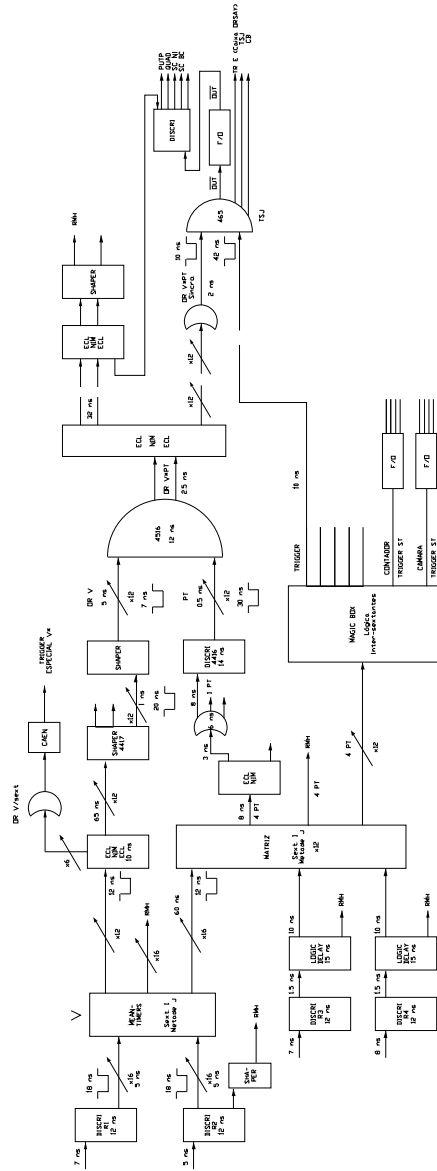


Figura 2.7: O circuito lógico de *trigger*.

A largura dos sinais à entrada da matriz é de 18 ns para os V s e 30 ns para R_3 e R_4 . O tempo de trânsito na matriz é de 35 ns e os sinais têm à saída uma largura de 30 ns.

Os 48 PT que saem da matriz (4 sinais A, B, C, D por meio sextante) são enviados para: 1) o RMH; 2) a *Magic Box*; 3) um conversor ECL/NIM

e um OU cujo sinal de saída é utilizado para reduzir a flutuação do sinal de *trigger* da *Magic Box*.

O módulo programável denominado *Magic Box*, recebe além dos *PT* da matriz, o OU dos *triggers* ditos externos (relacionados ou não com os *PTs*), o *reset* da aquisição (enviado pela carta RESTAND ⁵); e o sinal de *burst*. Satisfeitas as condições de *trigger* programadas por CAMAC, a *Magic Box* apresenta à saída o *trigger Magic Box* (TMB) e um sinal *busy*, que fica activado após cada *trigger* até receber o *reset* da aquisição, e no intervalo entre *bursts*.

O TMB pode ser *trigger* matriz ou *trigger* não-matriz. Pode ser interno (ou seja, necessariamente *trigger* matriz) ou externo. Os *triggers* matriz disponíveis são:

1. 4 *triggers single μ* exclusivos, denominados: “1A”, “1B”, “1C” e “1D”. Estes 4 *triggers* são internos;
2. 1 *trigger* “1A”+“1B”+“1C”+“1D” denominado *trigger single μ* ou “1PT”. Este *trigger* é externo;
3. 1 *trigger 2 μ* em 2 sextantes diferentes, denominado *trigger dimuição*. É um *trigger* interno. É o *trigger* principal e standard da experiência. É, portanto, este módulo que classifica o dimuição. Para cada uma das 15 associações possíveis de 2 sextantes ⁶ existem 16 combinações para os *PT* agrupados (AA, AB, ...). A partir da relação aproximada $M \approx p_{T_1} + p_{T_2}$, válida por o espectrómetro se encontrar a $\approx 90^\circ$ no referencial c.m., definem-se regiões de massa para o dimuição, sendo possível programar a *Magic Box* para aceitar, rejeitar ou simplesmente assinalar cada uma das combinações possíveis dos *PT*. Actualmente, a *Magic Box* apenas assinala.

Para os *triggers* não-matriz, todos externos, o sinal entra e sai da *Magic Box* inalterado sendo afectado apenas pelo seu *jitter* intrínseco. Os *triggers* não-matriz principais são:

1. *trigger* gerador;
2. *trigger* $P_1 \times P_2$, dois muões em dois sextantes opostos azimutalmente;

⁵A carta RESTAND é um módulo VME que recebe o sinal de *trigger* da *Magic Box* aguardando, depois, pelo sinal de *reset* das diferentes partições do sistema de aquisição – ver 2.5. Após a recepção com sucesso de todos estes sinais ou, no caso negativo, após um *timeout* por ele gerado, o RESTAND envia o *reset* para a *Magic Box* permitindo que se passe ao *trigger* seguinte.

⁶As 15 associações possíveis de 2 sextantes: 12, 34, 56, 13, 15, 24, 26, 35, 46, 16, 36, 23, 25, 45, 14.

3. *triggers* de feixe (*trigger* BH, *trigger* electrões, etc...);
4. *trigger minimum bias* (por exemplo, o *trigger* ZDC);
5. *trigger* laser.

O TMB tem um *jitter* ≈ 10 ns na base, dado resultar de sinais que transitaram pela matriz (caso dos *triggers* internos e externos construídos a partir dos *PT*: A, B, C, D). O seu *jitter* é menor quando se trata de um *trigger* externo não resultante de sinais *PT*. Consegue-se reduzir consideravelmente o *jitter* recorrendo à referência temporal dada pelo *OU* lógico das coincidências *V* de cada meio-sextante. Para diminuir a taxa de contagens o *OU* lógico dos *Vs* é validado pelos *PT* (bastante menos frequentes que os *Vs*, mas também bastante mais largos) dados pela matriz. Uma vez sincronizados a 0.5 ns, o *OU* lógico destes doze sinais é validado pelo sinal da *Magic Box* constituindo o *trigger sem jitter* (TSJ) que, no entanto, ainda possui um *jitter* ≈ 5 ns na base. O TSJ dispara a aquisição e faz o *strobe* de todo o sistema RMH nas colisões $p - A$.

2.4.1 Timing

O timing em partículas para o *trigger* *dimuição* compreende as seguintes etapas:

1. sincronização dos contadores T_3 entre si através da sua coincidência com um pequeno contador móvel ao qual se acopla uma fonte radioactiva;
2. sincronização de R_1 e R_2 à entrada dos *mean - timers* (referência T_3): medem-se os atrasos de cada canal com TDCs (Time to Digital Converters), programando-se os atrasos por forma que sejam iguais para todos os canais;
3. sincronização de R_3 e R_4 em relação aos *Vs* à entrada da matriz (referência T_3). O método é idêntico ao utilizado para a sincronização de R_1 e R_2 ;
4. sincronização das entradas da *Magic Box* (ou saídas da matriz) com os *OU* dos *Vs* (referência T_3);
5. sincronização de todas as vias do sistema RMH com o programa HODO-TEST (que manipula os atrasos canal a canal);
6. sincronização do TSJ pelo hodoscópio de feixe.

O *timing* em gerador usa um método idêntico ao *timing* em partículas. No entanto, o sinal que é propagado pela electrónica não vem dos hodoscópios R (não utilizando, portanto o T_3 como referência), mas sim de um sinal alterno de um gerador que é introduzido na entrada de teste de todos os discriminadores dos R , pelo que os valores dos atrasos não são exactamente os mesmos.

2.5 O sistema de aquisição

O sistema de aquisição de dados de NA50 está dimensionado para processar, no máximo, 16 MBytes por *burst*, a que correspondem aproximadamente 5000 *triggers* por *burst* em colisões $Pb - Pb$. Este valor corresponde, com alguma margem, ao número de eventos esperado à intensidade máxima.

Durante um *burst* e para cada evento aceite pela *Magic Box (trigger)*, a informação produzida pelos detectores deve ser recolhida, verificada e eventualmente armazenada em suporte magnético. A execução destas operações é pilotada por uma rede de *transputers* que trata cada evento em diferentes partições e armazena sequencialmente as sucessivas partes do evento em memórias de *burst* de 16 MByte (módulos IMS B016, em suporte VME). Destas 3 partições, uma é dedicada aos detectores do espectrómetro; outra é dedicada aos detectores baseados em QDC, TDC e PU ⁷; e a terceira é dedicada ao detector de multiplicidade (figura 2.8 [2]). Os dados assim armazenados são processados durante o *inter - burst*, por um microcomputador frontal denominado *front - end processor* (FEP) ⁸. Este processamento compreende as seguintes etapas:

- ler as memórias de *burst* de cada partição e fazer o *event building*, isto é, construir cada evento reagrupando as diversas partições armazenadas em paralelo e dispondo-as sequencialmente na sua memória.
- verificar a consistência da estrutura dos dados rejeitando os mal formatados: o FEP rejeita/trunca um *burst* quando o número de *triggers* das câmaras multifios, dos hodoscópios, das QDC e TDC, não coincidem todos entre si;
- transferir os eventos seleccionados para suporte magnético (através dum

⁷PU = *Pattern Units*, dados de 1 bit utilizados pelos detectores baseados em QDCs para lhes fornecer, por exemplo, algumas flags de caracterização do *trigger*, em redundância com parte da informação produzida pelo RMH.

⁸Trata-se de um FIC8243, constituído por 2 microprocessadores MC68040 (arquitectura de 32 bits), com uma memória RAM de 32 MByte, e que corre o sistema operativo *real-time* OS9.

bus SCSI com DMA ⁹ e para os computadores *back-end* (BEP) (figura 2.9 [2]). O principal fluxo de dados (*scalers*, informações dos diferentes detectores, etc.) entre o FEP e o BEP é feita através de uma ligação ponto-a-ponto de alto débito, o *TurboChannel*. Ligações Ethernet são responsáveis pela transmissão de: controles de comando (BEP → FEP); informações de erro (FEP → BEP); descrição do hardware (BEP → FEP); e descrição do *run* (BEP → FEP).

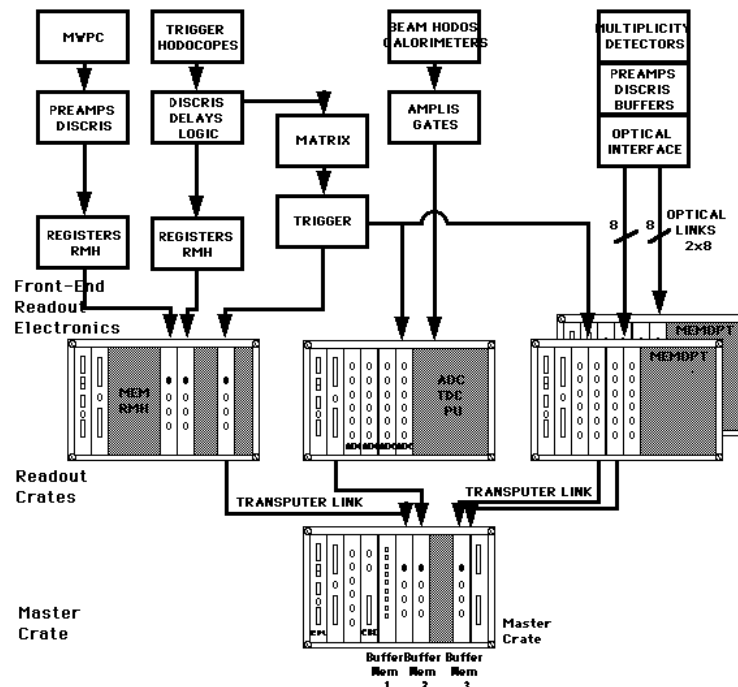


Figura 2.8: Etapas de armazenamento dos dados dos detectores.

Os computadores BEP constituem, na sua maioria, um *cluster* VAX que corre o sistema operativo VMS. As suas principais tarefas são:

- VAX 4000/90 principal: servir de *interface* com o utilizador, e controlar o sistema de aquisição: tipo de *run*, inicializações *software* e *hardware*, e controlo geral do *run*, gerir a base de dados da experiência;
- VAX 4000/60: monitorização do espectrómetro, nomeadamente histogramação das iluminações das câmaras de fios e dos hodoscópios de cintilação;
- VAX 4000/90 auxiliar: monitorização dos outros detectores da experiência, com possibilidade de correlação de variáveis.

⁹DMA = Direct Memory Access. O DMA permite aumentar a velocidade de transferência dos dados da memória do FEP para o suporte magnético porque todos os outros processos são inibidos.

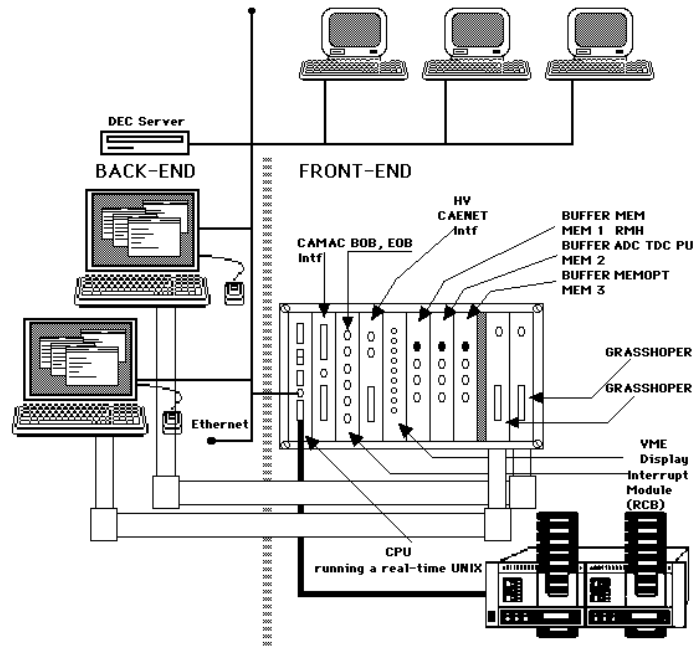


Figura 2.9: Arquitectura básica do sistema de aquisição.

- SUN SPARC-4: *display*, evento a evento das multiplicidades nas câmaras e hodoscópios, reconstrução dos traços evento a evento e sua visualização *on – line*.

Bibliografia

- [1] M. C. Abreu et al. (Colaboração NA50) Phys. Lett. B 410 (1997) 327, Phys. Lett. B 410 (1997) 337, e referências lá mencionadas.
- [2] S. Silva. *Experience in the use of Software Engineering methodologies in the development of the Data Acquisition System of the NA38/NA50 experiment at CERN*. Tese de doutoramento, IST/UTL, Dezembro 1997.

Capítulo 3

Tratamento dos dados experimentais

Este capítulo descreve o tratamento dos dados brutos registados durante a fase de aquisição, em bandas magnéticas RDT - *Raw Data Tapes*.

A cada banda magnética corresponde um *run*, tendo a tomada de dados de $p - W$ 96 um total de 82 *runs* (identificados com os números 1501 a 1583) com 16 260 711 eventos (dimuões).

3.1 Selecção dos *runs*

A existência inevitável de anomalias durante a aquisição dos dados impede o uso da totalidade dos eventos registados, sob pena de aumentar os erros sistemáticos. Entre as anomalias principais contam-se:

- feixe instável ou mal alinhado;
- detector(es) do espectrómetro com funcionamento defeituoso;
- problemas no sistema de aquisição de dados.

A selecção dos eventos aptos para a análise física é feita através do programa de reconstrução de NA50, DIMUREC. Em termos gerais, este programa efectua um conjunto de passos a que se dá o nome de reconstrução do evento: descodifica as RDT, faz o reconhecimento do *trigger*, identifica os traços dos muões (*pattern recognition*), compensa a sua energia perdida no absorvedor, calcula o seu momento e define o seu vértice.

A análise dos ficheiros de saída de DIMUREC para cada um dos *runs* permite construir os gráficos das figuras 3.1 a 3.3 .

Os dois primeiros gráficos da figura 3.1 apresentam a evolução com o número do *run*, isto é, com o decorrer da tomada de dados, de duas eficiências, respectivamente, a eficiência em tempo do espectrómetro (*livetime* ou *LT*) definida como a fracção de tempo do *burst* que originou *triggers* e, a eficiência de reconstrução das câmaras multifios ($\epsilon_{\mu\mu}$). (As linhas a tracejado identificam os *runs* com corrente positiva no electroímã – ACM = + 7000 A.) Estas duas eficiências são essenciais na verificação do normal funcionamento do espectrómetro tanto a nível de detectores como a nível do sistema de aquisição.

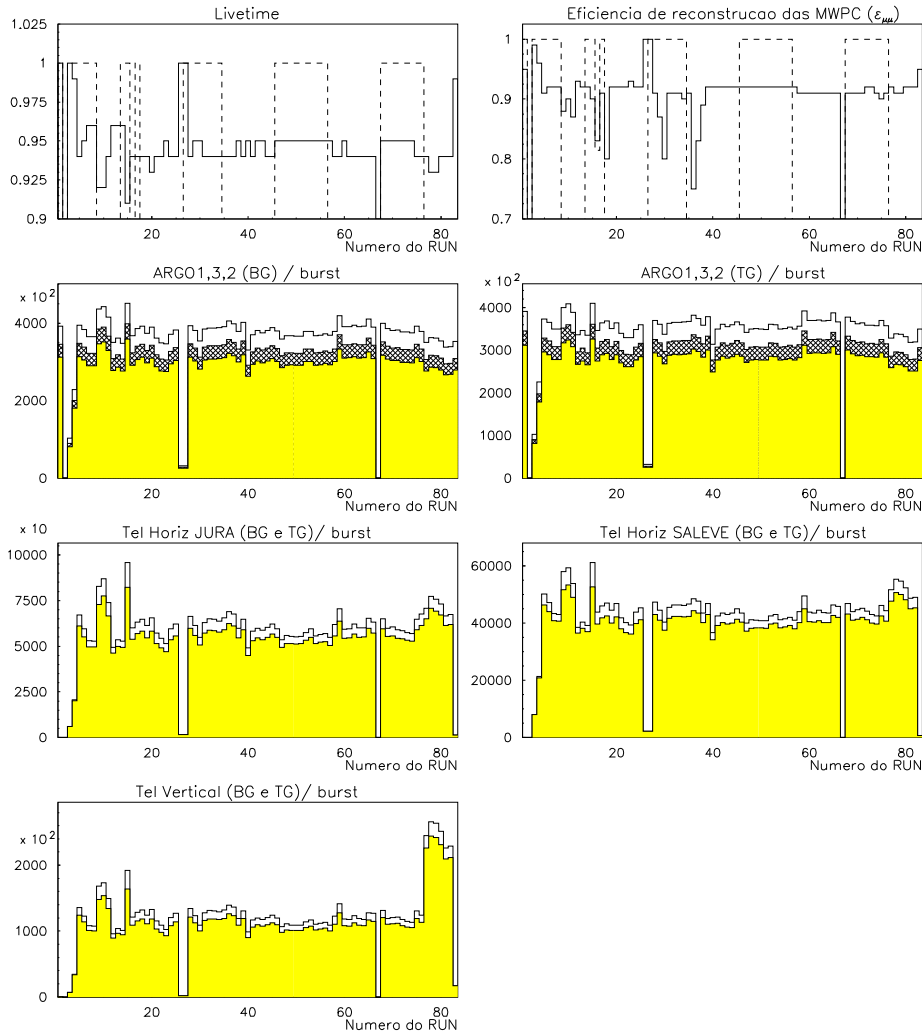


Figura 3.1: Evolução com o número do *run* das variáveis: eficiência em tempo do espectrómetro (*LT*); eficiência de reconstrução das câmaras multifios ($\epsilon_{\mu\mu}$); número de contagens (BG e TG) por *burst* dos três argónios; número de contagens (BG e TG) por *burst* dos três telescópios a 90°.

Os cinco gráficos restantes permitem acompanhar a evolução do número de contagens por *burst* dos 3 argónios e dos 3 telescópios a 90° para duas situações diferentes: contagens accionadas pelo feixe (BG - *Burst Gated*) e contagens accionadas pelo *trigger* do espectrómetro (TG - *Trigger Gated*). Da sua análise, verifica-se a existência de um aumento significativo do número de contagens por *burst* no telescópio a 90° vertical para os *runs* 1577 a 1582, originado por uma alteração na óptica do feixe. Esta variação também é visível nos gráficos dos quocientes entre os diferentes argónios da figura 3.2, sendo, no entanto, inferior a 1% .

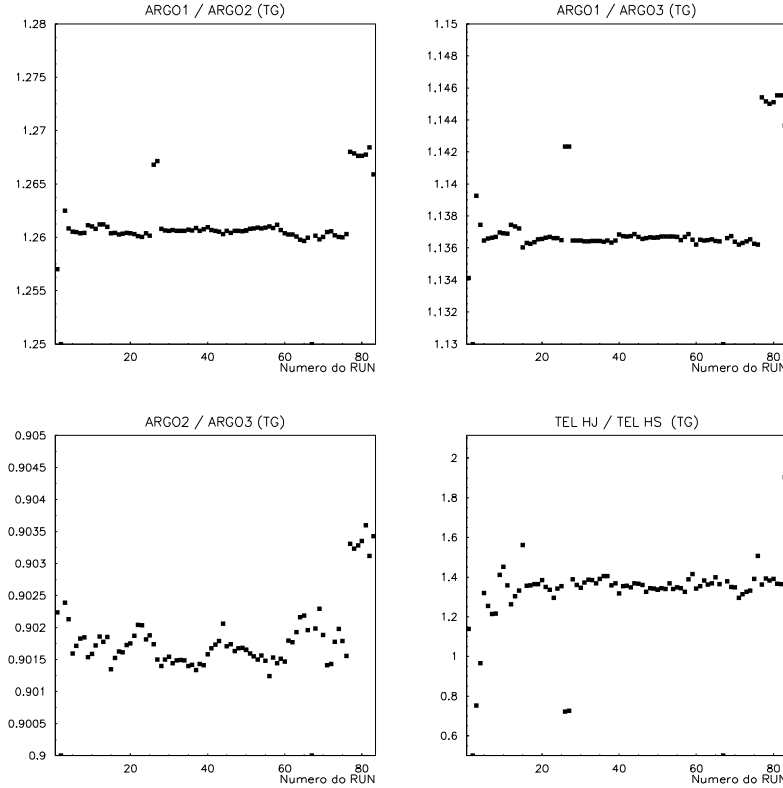


Figura 3.2: Evolução com o número do *run* dos quocientes entre os três argónios e entre os dois telescópios a 90° horizontais.

Verifica-se que a alteração na óptica do feixe não afecta os quocientes $+ - / (ARGO1_{TG} \times \epsilon_{\mu\mu})$, $\psi / (ARGO1_{TG} \times \epsilon_{\mu\mu})$ (onde $\psi = (+-)_{2.7-3.5 GeV/c^2}$, isto é, o número de dimuições de sinal oposto na região de massa do J/ψ), $++ / (ARGO1_{TG} \times \epsilon_{\mu\mu})$ e $-- / (ARGO1_{TG} \times \epsilon_{\mu\mu})$ da figura 3.3 (uma vez mais as linhas a tracejado identificam os *runs* com corrente positiva no electroímã). Assim, dado não existirem problemas de normalização não há motivo para

rejeitar os seis *runs* acima mencionados.

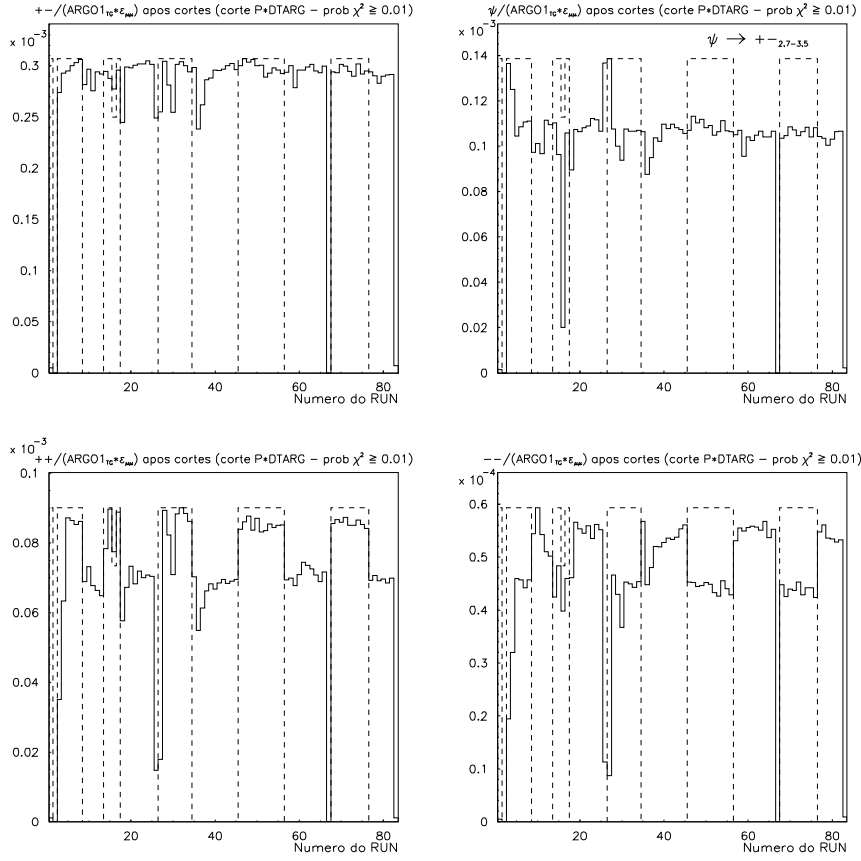


Figura 3.3: Evolução com o número do *run* dos quocientes: $\pm / (ARGO1_{TG} \times \epsilon_{\mu\mu})$, $\psi / (ARGO1_{TG} \times \epsilon_{\mu\mu})$, $++ / (ARGO1_{TG} \times \epsilon_{\mu\mu})$ e $-- / (ARGO1_{TG} \times \epsilon_{\mu\mu})$.

Nestes gráficos é possível identificar *runs* “especiais”, discriminados na tabela 3.1, possuidores das seguintes especificidades:

▷ Os *runs* de intensidade baixa (IB) - 1526 e 1527 - e intensidade média (IM) - 1503 e 1504 - são necessários para calcular secções eficazes. A obtenção de uma boa estatística exige uma intensidade de feixe elevada que, por sua vez, introduz uma ineficiência na reconstrução dos dimuões que não é totalmente contabilizada pela eficiência de reconstrução das câmaras multifios ($\epsilon_{\mu\mu}$), calculada por DIMUREC. A figura 3.4, que apresenta a evolução do quociente $\psi / (ARGO1_{TG} \times \epsilon_{\mu\mu})$ com a intensidade média do feixe incidente (para os *runs* 1503 a 1582 excepto 1516, 1518, 1530, 1536, 1537 e 1567), permite visualizar esta ineficiência. Este gráfico permite obter o seu valor que é depois utiliza-

do no cálculo das secções eficazes. Para evitar ineficiências muito elevadas, limita-se a intensidade do feixe a valores da ordem dos 2.5×10^9 protões/*burst*.

<i>Run</i>	Propriedades	Especificidade
1503	IM: $I = 6.92 \times 10^8$ protões/ <i>burst</i>	Cálculo de secções eficazes
1504	IM: $I = 1.52 \times 10^9$ protões/ <i>burst</i>	
1526	IB: $I = 2.16 \times 10^8$ protões/ <i>burst</i>	
1527	IB: $I = 2.18 \times 10^8$ protões/ <i>burst</i>	
1501	sem alvo, $I = 2.36 \times 10^9$ protões/ <i>burst</i>	Estimar a contaminação por eventos produzidos fora do alvo
1583	sem alvo, $I = 2.64 \times 10^9$ protões/ <i>burst</i>	

Tabela 3.1: *Runs* especiais: *runs* de intensidade baixa (IB) – 1526 e 1527 – e média (IM) – 1503, 1504; *runs* sem alvo – 1501 e 1583.

▷ Os *runs* sem alvo – 1501 e 1583 – têm como objectivo estimar a contaminação nos *runs* com alvo por eventos produzidos nas regiões vizinhas ao mesmo (ar, pré-absorvedor, etc). Verifica-se que esta contaminação é da ordem dos 2% apesar de o seu valor oscilar consideravelmente com a massa invariante do dimuição (ver secção 4.6).

Além destes *runs*, existem outros que, não obstante possuírem a intensidade elevada pretendida e o alvo de tungsténio, não podem ser considerados na análise física pelas razões apresentadas na tabela 3.2. A identificação das câmaras multifios com problemas foi feita durante a tomada dos dados.

<i>Run</i>	Rejeitado porque:
1502	Vazio
1516	ACM = 5700 A
1518	Problemas na MWPC 1
1530	$\epsilon_{\mu\mu}$ baixo - problemas na MWPC 3 ?
1536	Problemas na MWPC 3
1537	Problemas na MWPC 3
1567	ACM = 0 A

Tabela 3.2: *Runs* rejeitados: 1502, 1516, 1518, 1530, 1536, 1537 e 1567.

Assim, os *runs* de alta intensidade aceites são:

1505 a 1582 excepto **1516, 1518, 1526, 1527, 1530, 1536, 1537** e **1567** num total de 70 *runs* representando 91.1 % (14 806 557 eventos) da estatística inicial¹.

¹*runs* 1501 e 1583 representam 0.8% da estatística inicial; *runs* 1503, 1504, 1526 e 1527 representam 1.7 % da estatística inicial; *runs* 1502, 1516, 1518, 1530, 1536, 1537 e 1567 representam 6.4 % da estatística inicial.

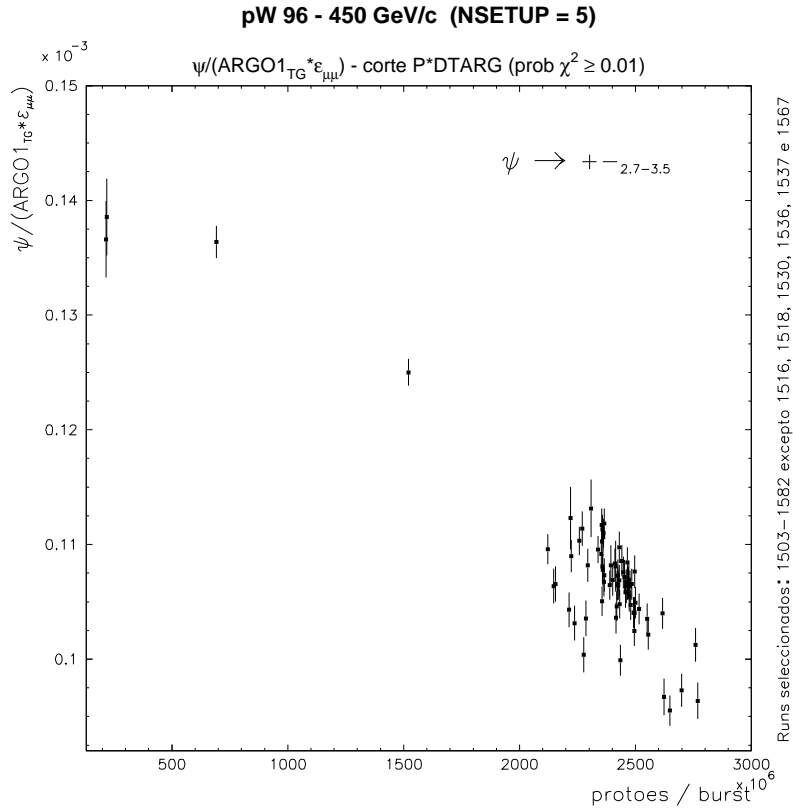


Figura 3.4: $\psi / (ARGO1_{TG} \times \epsilon_{\mu\mu})$ vs intensidade média do feixe incidente (em protões/*burst*).

3.2 Reconstrução dos eventos

A reconstrução dos eventos para os *runs* seleccionados está resumida na tabela 3.3 onde se contabiliza o número de eventos após as diferentes etapas da reconstrução, identificadas pelos nomes das subrotinas de DIMUREC que as efectuam (os valores entre parêntesis dão a percentagem de eventos que permanecem em relação ao número de eventos processados).

3.2.1 Eventos processados

Os eventos processados são os eventos gravados nas RDT, após a selecção dos *runs*.

Número de eventos	70 runs (IA)	4 runs (IB e IM)	2 runs (sem alvo)
processados	14 806 557	278 706	130 239
após DECODE(2,0)	14 758 064 (99.7%)	278 402 (99.9%)	129 072 (99.1%)
após CLEANH	14 519 065 (98.1%)	276 257 (99.1%)	126 596 (97.2%)
após TRACK	5 449 709 (36.8%)	155 536 (55.8%)	40 185 (30.9%)
após MOMDET	5 428 572 (36.7%)	155 329 (55.7%)	39 766 (30.5%)
após VERDET	5 291 770 (35.7%)	154 166 (55.3%)	36 995 (28.4%)
após CINEMA	5 291 770 (35.7%)	154 166 (55.3%)	36 995 (28.4%)
$M_{\mu\mu} < 50 \text{ GeV}/c^2$	5 291 758 (35.7%)	154 166 (55.3%)	36 995 (28.4%)

Tabela 3.3: Evolução do número de eventos após as diferentes etapas da sua reconstrução (identificadas pelos nomes das subrotinas de DIMUREC que as efectuam).

3.2.2 Descodificação da informação dos hodoscópios

Os blocos de dados das RDT referentes aos hodoscópios são descodificados na subrotina DECODE(2,0). O objectivo é reconstituir a lógica que levou ao *trigger* do evento. São rejeitados os eventos com anomalias na leitura dos blocos das RDT: primeira palavra ² não pertence à *branch* dos hodoscópios; palavra inferior a 64; palavra RMH não incrementa; palavra fora do endereço RMH permitido; palavra desconhecida na secção dos *PT*; etc. Também são rejeitados os eventos com mais de 500 *hits* nos hodoscópios (valor médio é inferior a 100 *hits*).

3.2.3 Reconhecimento do trigger

A consistência com a matriz dos valores de V , R_3 , R_4 e PT , para cada trajectória hipotética, é verificada na subrotina CLEANH. Se um deles faltar, esta usa a restrição imposta pela matriz para o recuperar: utiliza-se a informação do RMH relativa aos cintiladores iluminados de R_1 , R_2 , R_3 e R_4 , bem como os valores das coincidências V e PT agrupados. A redundância exis-

²1 palavra = 2 bytes.

tente (V e $R_1 \times R_2$ por um lado e $V \times R_3 \times R_4$ e PT por outro) permite reduzir eventuais ineficiências do RMH recuperando sinais que se encontrem ausentes. Um evento é conservado se existem pelo menos dois traços em sextantes diferentes com combinações $V - R_3 - R_4$ permitidas pela matriz. Com os sextantes tocados determinados, e a partir dos cintiladores iluminados são definidos tubos, procurado-se na sua intersecção com os planos das câmaras de fios a existência de traços verdadeiros.

3.2.4 Reconstrução dos traços

A reconstrução das trajectórias (traços) dos muões é feita na subrotina TRACK utilizando a informação das câmaras multifios e considerando apenas os *clusters* no interior dos tubos acima definidos.

Começa por descodificar-se os blocos de dados das RDT referentes às câmaras multifios. São rejeitados os eventos com anomalias na leitura dos blocos das RDT: telescópio vazio; palavra inferior a 64; palavra RMH não incrementa; palavra desconhecida na *branch* das câmaras; etc. Também são rejeitados os eventos com mais de 1000 *hits* nas câmaras ou com mais de 500 *spots* por telescópio (valor médio de 750 *hits* por evento nas oito câmaras).

Com a descodificação terminada procura-se obter o traço do muão a partir das quatro câmaras localizadas a jusante do electroímã, com menor taxa de ocupação que as câmaras a montante, fortemente atingidas por partículas de momento muito baixo com origem no absorvedor. Estas partículas são muito deflectidas pelo campo magnético, praticamente não atingindo as câmaras a jusante do electroímã.

Os traços são reconstruídos separadamente para cada uma das três projecções ortogonais. Determinam-se os planos definidos por dois conjuntos de fios tocados em coincidência nas câmaras PC_5 a PC_8 . Verifica-se esta trajectória nas câmaras PC_6 e PC_7 , obtendo-se um plano que inclui o traço, para cada uma das projecções. A intersecção destes três planos define um único traço para cada muão. O traço assim obtido é extrapolado linearmente até ao centro do electroímã e, a partir desta posição determina-se um tubo de rotas permitidas para traços verdadeiros, tendo em conta a posição do alvo e a difusão múltipla sofridas pelos muões no absorvedor. O traço antes do electroímã é então obtido exigindo que traços definidos pelas câmaras PC_1 a PC_4 estejam contidas no tubo de rotas.

A associação entre os dois segmentos de traço, a montante e a jusante do electroímã, exige que, no plano médio deste, a distância entre eles seja inferior a 2 cm, e a diferença entre os dois ângulos azimutais seja inferior a 200 mrad. Estes valores aplicam-se no caso de os segmentos de traço não atravessarem

o ferro do electroímã. Caso o atravessarem, os valores aumentam para 5 cm e 400 mrad, respectivamente, devido à difusão múltipla aí verificada.

3.2.5 Cálculo do momento

O momento p dos muões é calculado na subrotina MOMDET a partir do ângulo de deflexão no electroímã dos dois segmentos de traço, definidos nos telescópios a montante e a jusante daquele. Este ângulo de deflexão é dado pela equação 2.1 ligeiramente modificada:

$$\begin{aligned}
 \Delta\theta &\approx \frac{q B_0}{p_T} \ln\left(\frac{z_s}{z_e}\right) \\
 &= \frac{q B_0}{p \sin \alpha} \ln\left(\frac{r_s}{r_e}\right) \\
 &= \frac{q B_0}{p \sin \alpha} \ln\left(\frac{r_e + \Delta z \operatorname{tg}\alpha}{r_e}\right) \\
 &= \frac{q B_0}{p \sin \alpha} \ln\left(1 + \frac{\Delta z \operatorname{tg}\alpha}{r_e}\right),
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

onde θ é o ângulo de deflexão, α o ângulo que um muão faz com o eixo longitudinal ao entrar no electroímã, p o momento do muão, e r_e a distância alvo-traço ao entrar no electroímã.

Esta equação é resolvida em MOMDET dividindo o electroímã em várias fatias segundo z .

São conservados os eventos que possuem pelo menos dois traços com momento finito, não nulo. Considera-se que um traço tem momento nulo quando passa pelo ferro do electroímã ou quando o argumento do logaritmo da equação 3.1 é negativo.

3.2.6 Reconstrução do vértice

O cálculo das coordenadas do vértice formado por cada par de traços (em cada evento podem existir dois ou mais traços) é feito na subrotina VERDET. Para cada par são definidos os pontos de intersecção com o plano perpendicular à linha de feixe ($z=\text{constante}$). Determina-se o centro de gravidade destes pontos (usando como ponderação os erros respectivos) e toma-se como vértice o ponto de coordenada z para o qual a soma dos quadrados das distâncias dos pontos ao centro de gravidade é mínima. São rejeitados os eventos cuja massa invariante do dimuão é inferior ou igual a zero.

3.2.7 Cálculo das variáveis cinemáticas

Uma vez obtidos os momentos finais de cada traço, as variáveis cinemáticas dos dimuões reconstruídos são calculadas pela subrotina CINEMA: massa invariante ($M_{\mu\mu}$), momento transverso ($P_{T\mu\mu}$), rapidez no referencial do centro-de-massa do dimuão ($Y_{\mu\mu}^{CM}$), e os ângulos θ_{CS} e ϕ_{CS} . Como estas variáveis são calculadas a partir do momento de cada muão do dimuão, a precisão com que são medidas depende da precisão na medida do momento.

3.3 Seleção de eventos

Com a reconstrução dos eventos concluída, é necessário verificar se os traços definidos são verdadeiros ou se são o produto de associações fortuitas originadas pelas tolerâncias utilizadas na reconstrução. Assim, são aplicados diversos critérios de qualidade aos traços, de modo a rejeitar o maior número possível de associações de traços fictícios. As tabelas 3.4 , 3.5 e 3.6 contabilizam o número de dimuões $+-$, $++$ e $--$ após a aplicação de sucessivos critérios de qualidade para os 70 *runs* de intensidade alta, os 4 *runs* de intensidades baixa e média e para os 2 *runs* sem alvo, respectivamente (os valores entre parêntesis dão a percentagem de dimuões que permanecem em relação ao número de dimuões após CINEMA).

3.3.1 Cortes fiduciais e de trigger

São feitos dois cortes fiduciais:

- FIDCHA: corte relativo ao volume fiducial das câmaras. Só são aceites os traços que passam na região coberta pelos três planos de fios de cada câmara.
- FIDR12: corte relacionado com a geometria dos contadores dos hodoscópios R_1 e R_2 , nomeadamente a cada traço deve corresponder uma combinação $R_1 \times R_2$ permitida.

E um corte de *trigger*:

- VR3R4C: rejeita os eventos que não validam a combinação $V \times R_3 \times R_4$.

3.3.2 Corte Imagem

Verifica-se que as distribuições de pares $\mu^+\mu^+$ em campo magnético positivo (negativo) é diferente das distribuições de pares $\mu^-\mu^-$ em campo

Número de eventos	$\mu + \mu^-$	$\mu + \mu^+$	$\mu - \mu^-$
após CINEMA	3 189 309	1 293 120	809 329
após FIDCHA, FIDR12, VR3R4C directo	2 503 957 (78.5%)	908 425 (70.2%)	572 793 (70.8%)
após FIDCHA, FIDR12, VR3R4C e corte IMAGEM	1 257 423 (39.4%)	335 456 (25.9%)	212 031 (26.2%)
+ $ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	1 257 037 (39.4%)	335 436 (25.9%)	212 021 (26.2%)
+ $ \cos \theta_{CS} \leq 0.5$	1 225 433 (38.4%)	327 111 (25.3%)	206 868 (25.6%)
+ $nbest(1) = nbest(2)$	1 201 623 (37.7%)	318 929 (24.7%)	201 680 (24.9%)
+ corte P*DTARG (prob. de $\chi^2 \geq 0.01$)	1 135 751 (35.6%)	298 090 (23.0%)	189 808 (23.4%)
+ corte P*DTARG (prob. de $\chi^2 \geq 0.14$)	820 773 (25.7%)	207 738 (16.1%)	133 987 (16.6%)
$1.5 \leq M_{\mu\mu} < 8.0$ GeV/c^2	522 408 (16.4%)	99 478 (7.7%)	64 391 (8.0%)

Tabela 3.4: Número de $\mu + \mu^-$, $\mu + \mu^+$ e $\mu - \mu^-$ após a aplicação de sucessivos critérios de qualidade para os 70 *runs* de intensidade alta.

magnético negativo (positivo)³, o que implica aceitâncias diferentes para estes pares. Para que estas aceitâncias fiquem iguais (exigência relacionada com a determinação do ruído de fundo combinatório, como se verá no capítulo seguinte) implementa-se o corte imagem: para cada um dos traços reconstruídos inverte-se o sinal do campo magnético e por simulação verifica-se se o traço assim obtido é também aceite, isto é, se passa nos cortes fiduciais e de trigger acima mencionados e se é aceite no electroíman. Se tal se verificar para ambos os traços de um evento, então este não é rejeitado pelo corte imagem.

3.3.3 Cortes cinemáticos

As regiões cinemáticas onde o espectrómetro possui uma aceitação reduzida (inferior a $\approx 1\%$) são excluídas limitando a rapidez no referencial do centro-de-massa do dimuão e o ângulo θ_{CS} aos seguintes intervalos:

³ $\mu^+\mu^+$ são convergentes em campo magnético positivo e divergentes em campo magnético negativo. $\mu^-\mu^-$ são convergentes em campo magnético negativo e divergentes em campo magnético positivo.

Número de eventos	$\mu + \mu^-$	$\mu + \mu^+$	$\mu - \mu^-$
após CINEMA	108 780	28 035	17 351
após FIDCHA, FIDR12, VR3R4C directo	96 655 (88.9%)	24 799 (88.5%)	12 903 (74.4%)
após FIDCHA, FIDR12, VR3R4C e corte IMAGEM	55 692 (51.2%)	9 380 (33.5%)	4 898 (28.2%)
$+ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	55 675 (51.2%)	9 379 (33.5%)	4 898 (28.2%)
$+ \cos \theta_{CS} \leq 0.5$	54 237 (49.9%)	9 129 (32.6%)	4 766 (27.5%)
$+nbest(1) = nbest(2)$	53 856 (49.5%)	9 050 (32.3%)	4 712 (27.2%)
+ corte P*DTARG (prob. de $\chi^2 \geq 0.01$)	51 436 (47.3%)	8 517 (30.4%)	4 467 (25.7%)
+ corte P*DTARG (prob. de $\chi^2 \geq 0.14$)	37 896 (34.8%)	5 918 (21.1%)	3 322 (19.1%)
$1.5 \leq M_{\mu\mu} < 8.0$ GeV/c^2	25 784 (23.7%)	2 801 (10.0%)	1 656 (9.5%)

Tabela 3.5: Número de $\mu + \mu^-$, $\mu + \mu^+$ e $\mu - \mu^-$ após a aplicação de sucessivos critérios de qualidade para os 4 *runs* de intensidade baixa e média.

Número de eventos	$\mu + \mu^-$	$\mu + \mu^+$	$\mu - \mu^-$
após CINEMA	20 538	10 201	6 256
após FIDCHA, FIDR12, VR3R4C directo	8 894 (43.3%)	3078 (30.2%)	1 763 (28.2%)
após FIDCHA, FIDR12, VR3R4C e corte IMAGEM	3 720 (18.1%)	706 (6.9%)	391 (6.3%)
$+ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	3 708 (18.1%)	706 (6.9%)	391 (6.3%)
$+ \cos \theta_{CS} \leq 0.5$	3 637 (17.7%)	686 (6.7%)	380 (6.1%)
$+nbest(1) = nbest(2)$	3 590 (17.5%)	673 (6.6%)	374 (6.0%)
+ corte P*DTARG (prob. de $\chi^2 \geq 0.01$)	2 260 (11.0%)	458 (4.5%)	258 (4.1%)
+ corte P*DTARG (prob. de $\chi^2 \geq 0.14$)	1 118 (5.4%)	202 (2.0%)	117 (1.9%)
$1.5 \leq M_{\mu\mu} < 8.0$ GeV/c^2	642 (3.1%)	74 (0.7%)	49 (0.8%)

Tabela 3.6: Número de $\mu + \mu^-$, $\mu + \mu^+$ e $\mu - \mu^-$ após a aplicação de sucessivos critérios de qualidade para os 2 *runs* sem alvo.

$$|Y_{\mu\mu}^{CM}| \leq 0.5 ; \quad |\cos \theta_{CS}| \leq 0.5$$

Sendo o objectivo principal deste trabalho o estudo das ressonâncias J/ψ e ψ' , limita-se a massa invariante do dimuão ao intervalo:

$$1.5 \leq M_{\mu\mu} < 8.0 \text{ GeV}/c^2$$

excluindo, desta forma, os decaimentos Dalitz de mesões η e η' bem como as ressonâncias ρ , ω , ϕ e Υ .

3.3.4 Dimuão directo e imagem iguais

Quando num evento existe mais de um dimuão reconstruído, impõe-se a condição de o “melhor” dimuão directo ser igual ao “melhor” dimuão imagem, ou seja, $\text{NBEST}(1) = \text{NBEST}(2)$.

3.3.5 Corte P*DTARG

Este corte é aplicado para garantir, na medida do possível, que os traços dos muões tenha origem na região do alvo.

DTARG é a distância mínima de aproximação entre o segmento do traço do primeiro telescópio e o centro do alvo. Esta variável varia fortemente com o momento devido à dependência com $1/P$ da difusão múltipla. Por este motivo utiliza-se a variável P*DTARG.

Esta distribuição P*DTARG é submetida a um corte através da sua probabilidade de χ^2 . O valor sugerido para este corte é de 14%. Este valor bastante elevado, é também bastante discutível, dado penalizar severamente a estatística. Por este motivo, as tabelas 3.4 a 3.6 apresentam dois valores para o corte P*DTARG - corte a 1% e a 14%. A influência deste corte na análise física é discutida nos capítulos seguintes.

3.4 Distribuições das variáveis cinemáticas após todas as selecções

As figuras 3.5 a 3.10 apresentam as distribuições experimentais em massa, rapidez, momento transversal, $\cos(\theta_{CS})$, ϕ_{CS} e componente z do vértice

⁴ após todas as selecções (isto é, após o corte P*DTARG a 14%) dos $\mu^+\mu^-$, $\mu^+\mu^+$ e $\mu^-\mu^-$ para os 70 *runs* de intensidade alta (com $M_{\mu\mu} < 10 \text{ GeV}/c^2$ e $P_{T\mu\mu} < 10 \text{ GeV}/c$).

Runs 1505-1582 excepto 1516, 1518, 1526, 1527, 1530, 1536, 1537 e 1567

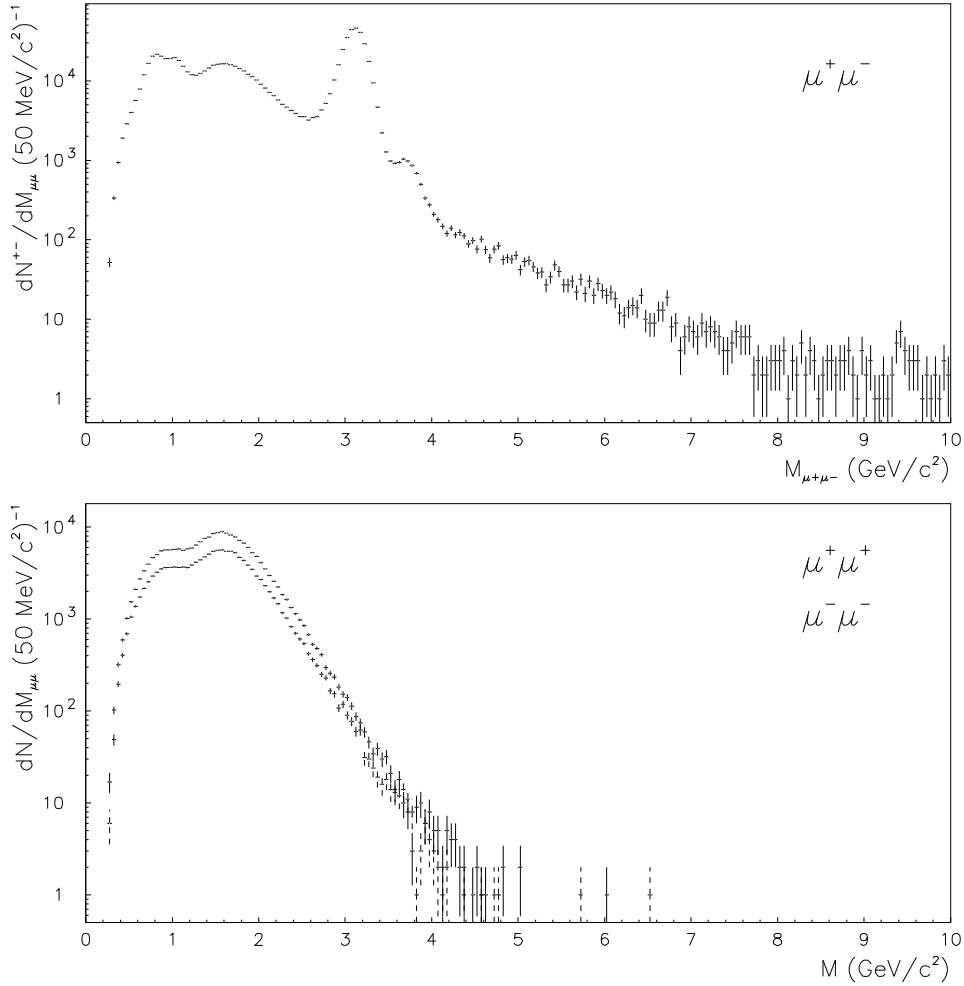


Figura 3.5: Distribuições em massa dos dados experimentais para os lotes $\mu^+\mu^-$, $\mu^+\mu^+$ e $\mu^-\mu^-$, em bins de $50 \text{ MeV}/c^2$.

⁴Componente z do vértice significa a projecção segundo o eixo longitudinal (eixo-Z) da posição do vértice de cada dimuição.

Runs 1505-1582 excepto 1516, 1518, 1526, 1527, 1530, 1536, 1537 e 1567

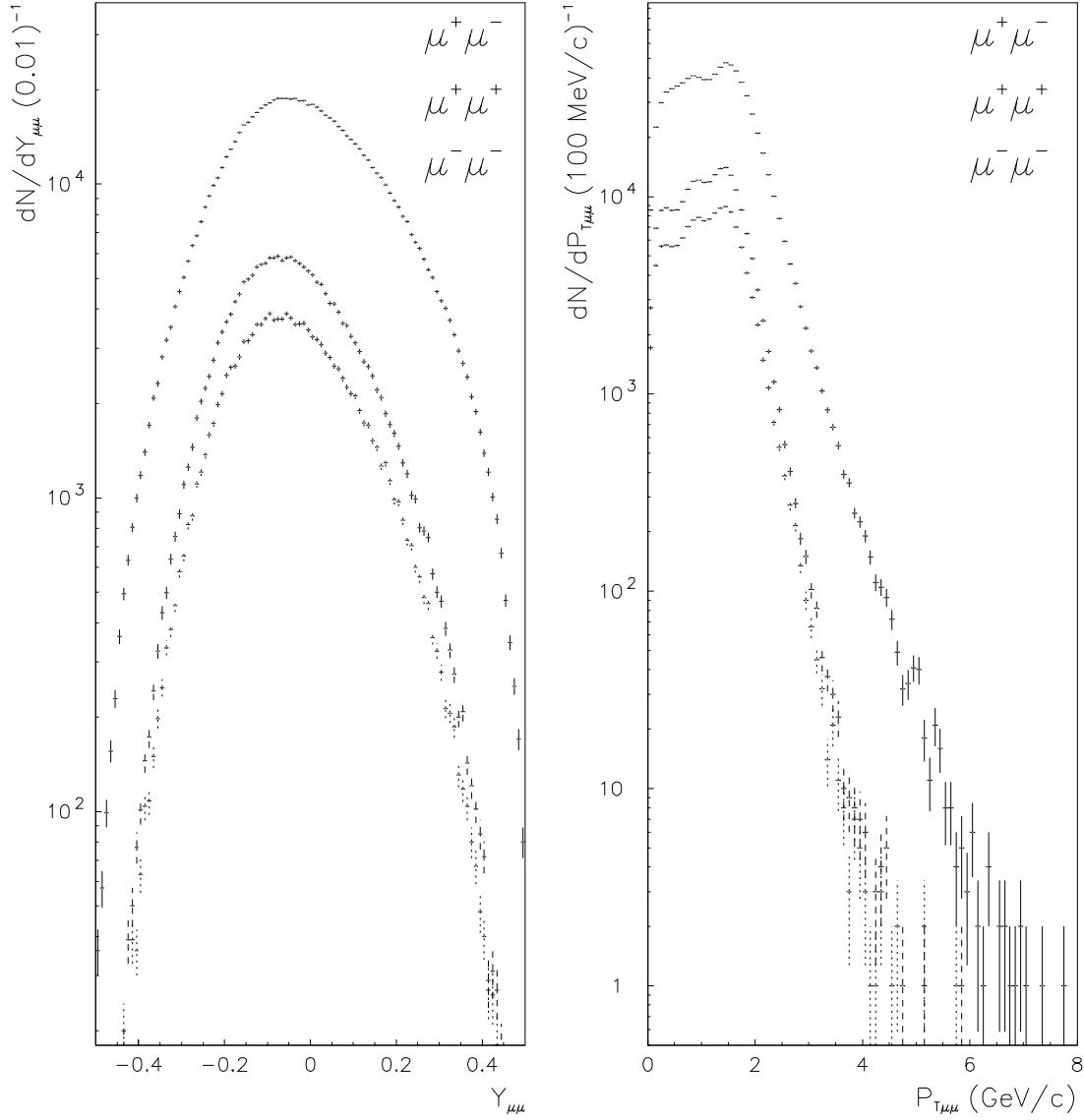


Figura 3.6: Distribuições em rapidez no referencial CM e em momento transversal dos dados experimentais para os lotes $\mu^+\mu^-$, $\mu^+\mu^+$ e $\mu^-\mu^-$, em bins de 0.01 e de 100 MeV/c, respectivamente.

Runs 1505-1582 excepto 1516, 1518, 1526, 1527, 1530, 1536, 1537 e 1567

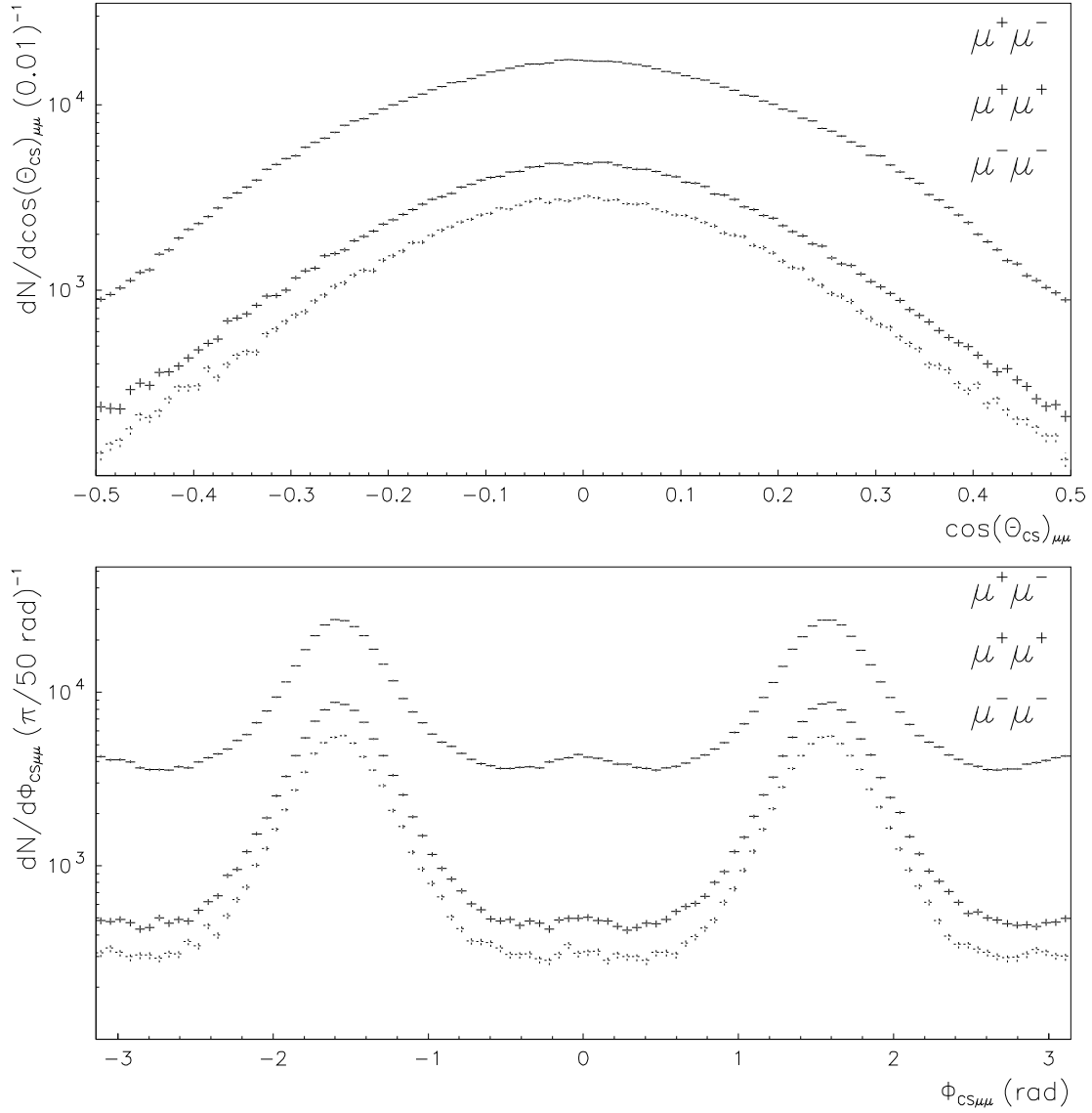


Figura 3.7: Distribuições em $\cos\theta_{CS}$ e em ϕ_{CS} dos dados experimentais para os lotes $\mu^+\mu^-$, $\mu^+\mu^+$ e $\mu^-\mu^-$, em bins de 0.01 e de $\pi/50$ rad, respectivamente.

Runs 1505-1582 excepto 1516, 1518, 1526, 1527, 1530, 1536, 1537 e 1567

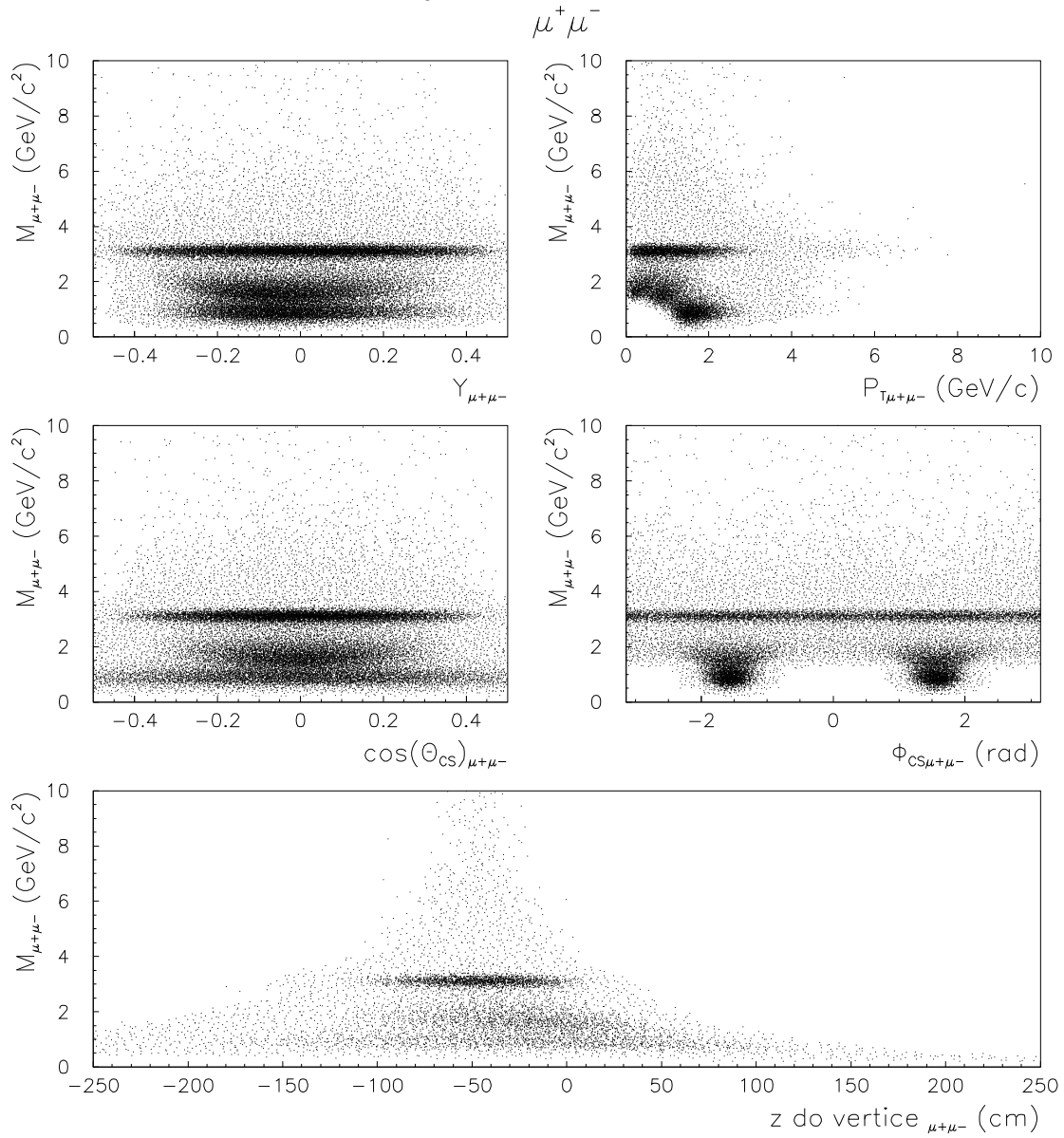


Figura 3.8: Distribuições bidimensionais dos dados experimentais para o lote $\mu^+\mu^-$.

Runs 1505-1582 excepto 1516, 1518, 1526, 1527, 1530, 1536, 1537 e 1567

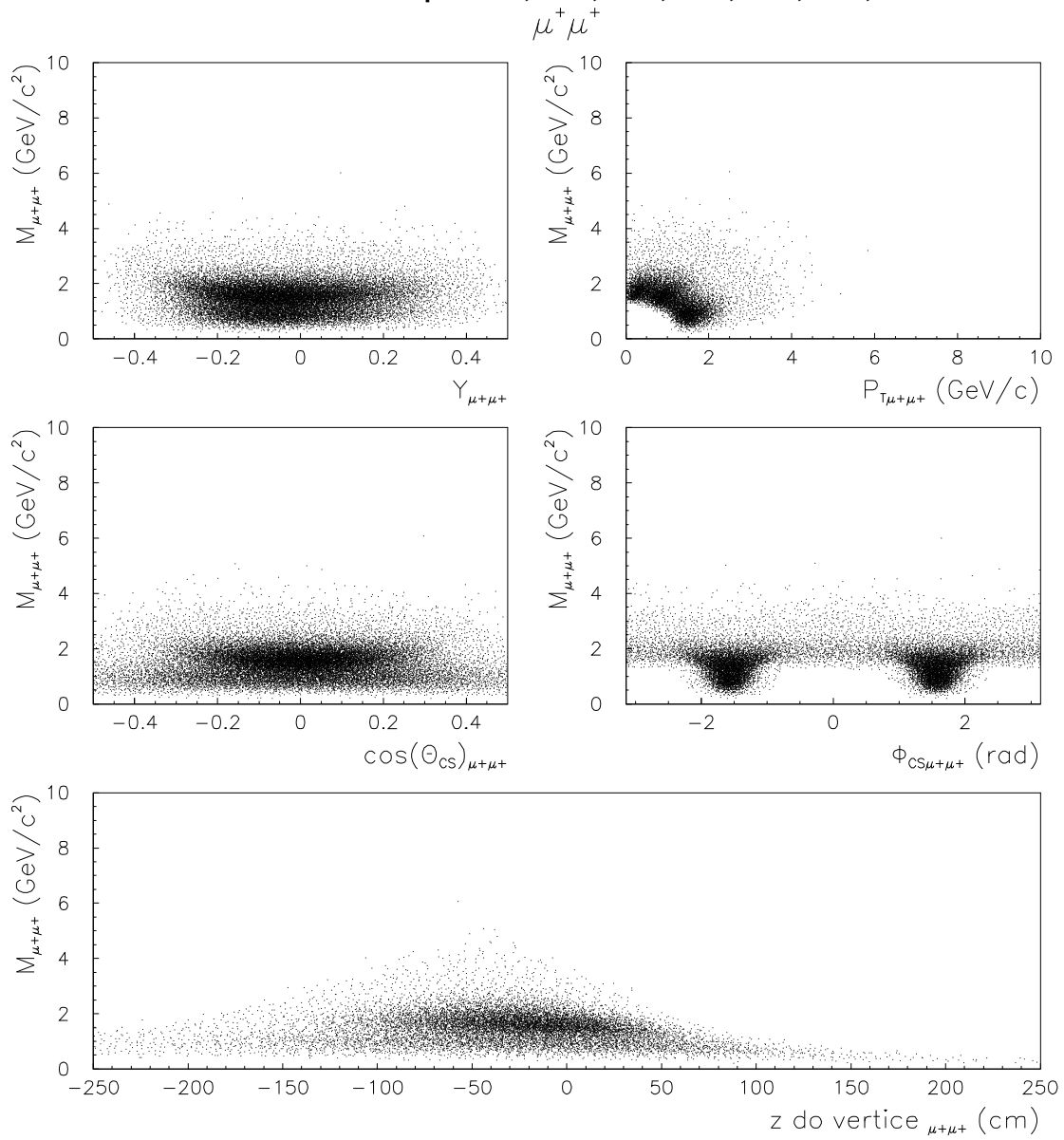


Figura 3.9: Distribuições bidimensionais dos dados experimentais para o lote $\mu^+\mu^+$.

Runs 1505-1582 excepto 1516, 1518, 1526, 1527, 1530, 1536, 1537 e 1567

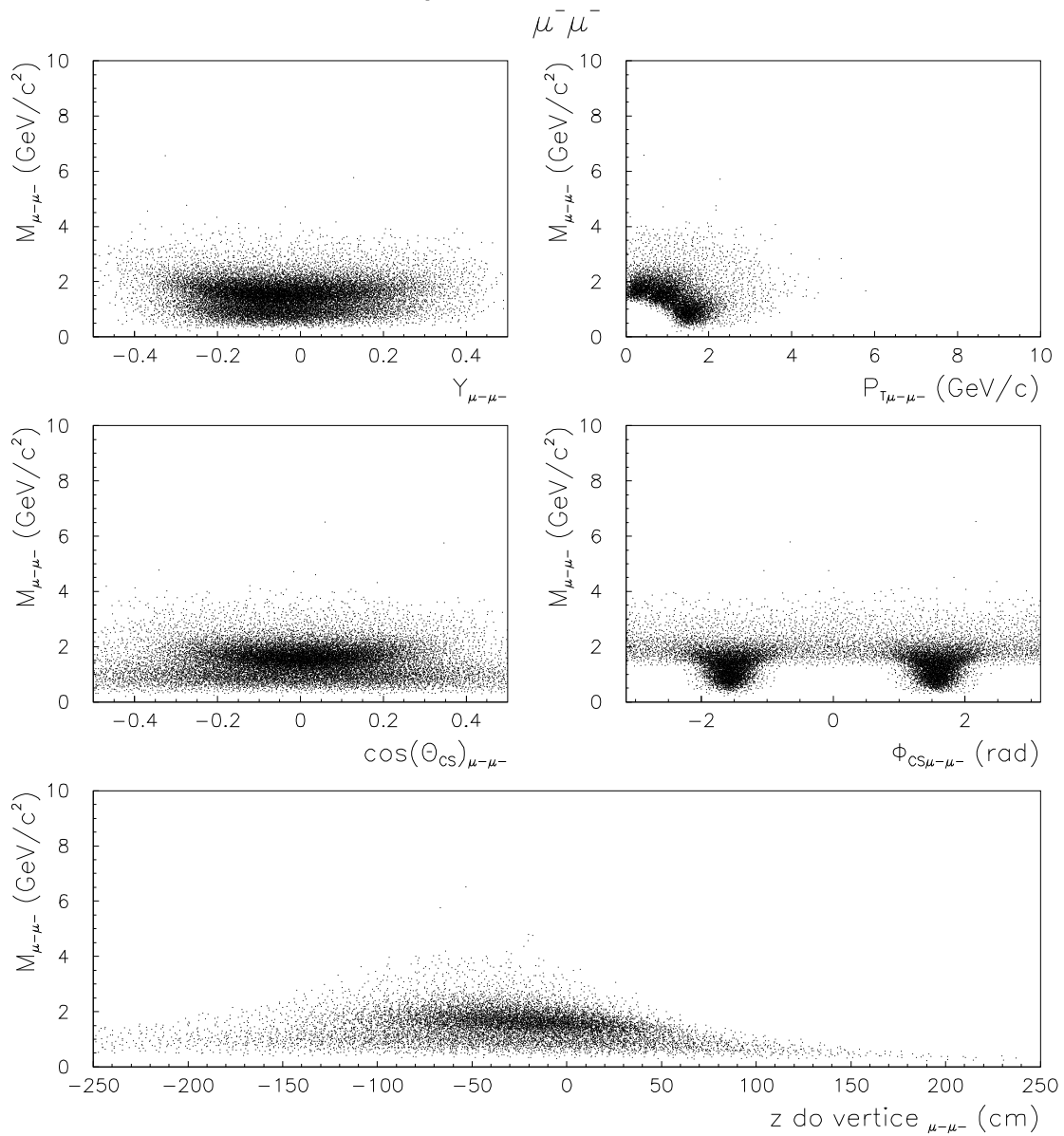


Figura 3.10: Distribuições bidimensionais dos dados experimentais para o lote $\mu^+ \mu^-$.

Capítulo 4

Análise dos dados experimentais

Este capítulo descreve a análise dos dados experimentais após a selecção descrita no capítulo anterior, incidindo nas distribuições de massa invariante do dimuão. Esta análise é feita para diferentes regiões de massa e de rapidez e para várias probabilidades de χ^2 do corte P*DTARG. Todos os processos físicos que contribuem para o sinal são simulados e passados pela aparelhagem separadamente e a sua soma ajustada às distribuições experimentais.

4.1 O método de análise

A análise dos dados experimentais apoia-se no estudo das distribuições de massa invariante do dimuão, quer para as ressonâncias J/ψ e ψ' , quer para o mecanismo de Drell-Yan. Esta análise é efectuada para diferentes regiões de massa definidas a partir de um valor inicial que pode variar entre 1.5 e 3.0 GeV/c², para vários intervalos de rapidez e também para várias probabilidades de χ^2 do corte P*DTARG, nomeadamente:

- sem corte P*DTARG, $|Y_{\mu\mu}^{CM}| \leq 0.5$;
- corte P*DTARG a 1 %, $|Y_{\mu\mu}^{CM}| \leq 0.5$;
- corte P*DTARG a 1 %, $0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$;
- corte P*DTARG a 1 %, $-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$;
- corte P*DTARG a 14 %, $|Y_{\mu\mu}^{CM}| \leq 0.5$;
- corte P*DTARG a 14 %, $0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$;
- corte P*DTARG a 14 %, $-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$.

Estes estudos permitem sistematizar a influência do corte P*DTARG nos parâmetros físicos que se pretendem obter, tanto no nosso domínio global em

rapidez como em diferentes intervalos. O estudo em diferentes regiões de massa busca erros sistemáticos, verificando se os parâmetros acima mencionados são sensíveis ao valor inicial da massa.

Além do ruído de fundo combinatório (ver secção 4.5), assume-se que as produções de J/ψ e ψ' , o mecanismo de Drell-Yan e o decaimento semi-leptónico dos mesões com charme (essencialmente mesões $D\bar{D}$), são os únicos processos físicos que contribuem significativamente para as distribuições de massa entre 1.5 e 8.0 GeV/c^2 .

As distribuições de massa destes quatro processos físicos são modificadas pelo processo de medição experimental devido à aceitação limitada e à resolução finita (que induz o *smearing*) do espectrómetro. A obtenção destas distribuições de massa alteradas começa com a geração individual dos processos físicos por um programa Monte-Carlo – que permite obter as distribuições teóricas; seguem-se a simulação do espectrómetro e a reconstrução e selecção de eventos igual à efectuada nos dados experimentais.

As diferentes contribuições físicas assim obtidas e parametrizadas analiticamente são introduzidas nos ajustes às distribuições experimentais, permitindo a obtenção das suas secções eficazes. Os dados são ajustados com o programa MINUIT da biblioteca CERN pelo método do estimador de máxima verosimilhança garantindo que as regiões de estatística baixa são consideradas correctamente.

4.2 Medição de secções eficazes

A secção eficaz, σ , de um processo físico pode ser calculada pela equação seguinte:

$$\sigma = \frac{N_{medidos}}{N_{incidentes} N_{alvo}} \frac{1}{\mathcal{A} LT \epsilon_{\mu\mu} \epsilon_{trigger}} \quad (4.1)$$

onde,

- $N_{medidos}$, o número de eventos medidos, é obtido nos ajustes aos dados experimentais;

- $N_{incidentes}$, o número de partículas incidentes, é obtido a partir das contagens dos argónios, $N_{argonio}$, segundo a equação: $N_{incidentes} = C_{argo} N_{argonio}$, onde C_{argo} é a constante de normalização absoluta dos argónios ($C_{argo} = 6750$ protões);

- N_{alvo} , o número de núcleos alvo por unidade de superfície, é calculado pela equação:

$$N_{alvo} = \frac{N_A \rho l_{eff}}{A}, \quad l_{eff} = L_{int} \left(1 - e^{-l_{alvo}/L_{int}} \right)$$

onde N_A , ρ , A , L_{int} e l_{alvo} são, respectivamente, o número de Avogadro, a massa volúmica, a massa atómica, o comprimento de interacção e o comprimento do alvo;

- \mathcal{A} , a aceitância do espectrómetro, depende do processo físico;
- LT , o tempo activo;
- $\epsilon_{\mu\mu}$, a eficiência de reconstrução das câmaras multifios;
- $\epsilon_{trigger}$, a eficiência do trigger, é calculada em *runs* especiais com os hodoscópios P_1 e P_2 .

A equação 4.1 pode ser escrita numa forma mais compacta, introduzindo a variável luminosidade, \mathcal{L} , definida pela equação 4.2:

$$\mathcal{L} = N_{incidentes} N_{alvo} \quad (4.2)$$

obtendo-se para a secção eficaz,

$$\sigma = \frac{N_{medidos}}{\mathcal{L} \mathcal{A} LT \epsilon_{\mu\mu} \epsilon_{trigger}}. \quad (4.3)$$

A medição de secções eficazes tem em conta as eficiências associadas à aparelhagem e à contagem do número de partículas incidentes. Estes valores estão afectados de incertezas provenientes do comportamento dos detectores que introduzem um erro sistemático, não desprezável, nos valores das secções eficazes medidas. No entanto, é possível eliminar grande parte destes erros sistemáticos inevitáveis considerando, não as secções eficazes absolutas, mas antes os quocientes de secções eficazes. Neste caso, o conjunto das eficiências e dos efeitos relacionados com os detectores são, em princípio, os mesmos para todos os processos físicos a considerar. Assim, os únicos erros que afectam os valores dos quocientes de secções eficazes vêm da estatística limitada dos eventos, erros estes que podem ser muito pequenos nos sistemas com grande estatística (como é o caso do sistema a ser analisado).

Considerando dois processos físicos X e Y , o quociente das suas secções eficazes é igual a:

$$\frac{\sigma_X}{\sigma_Y} = \frac{N_X}{\mathcal{L} \mathcal{A}_X} \frac{\mathcal{L} \mathcal{A}_Y}{N_Y} = \frac{N_X}{N_Y} \frac{\mathcal{A}_Y}{\mathcal{A}_X}.$$

Na verdade, aquando dos ajustes às distribuições experimentais, e pretendendo calcular quocientes de secções eficazes, devem ajustar-se não os números de eventos N_X ou N_Y separadamente, o que implicaria ter em conta o termo de correlação dos seus erros na matriz de covariância, mas antes os seus quocientes N_X/N_Y , o que permite a obtenção imediata dos seus erros.

4.3 Simulação dos processos físicos

A simulação dum processo físico consiste na sua geração com um programa Monte-Carlo (PYTHIA ou DIMUJET), na sua passagem pelo detector, de forma a desencadear um *trigger* e simular toda a detecção (DIMUJET) e, por fim, na sua reconstrução e selecção (DIMUREC) semelhante à executada nos dados experimentais.

4.3.1 Geração das ressonâncias J/ψ e ψ'

As ressonâncias J/ψ e ψ' são geradas em DIMUJET com os seguintes parâmetros:

- massa: $M_{J/\psi} = 3.097 \text{ GeV}/c^2$, $M_{\psi'} = 3.686 \text{ GeV}/c^2$;
- rapidez ($Y_{\mu\mu}^{CM}$): distribuição gaussiana com $\mu_{Y_{\mu\mu}^{CM}} = 0$ e $\sigma_{Y_{\mu\mu}^{CM}} = 0.6$;
- momento transversa (P_T): distribuição em P_T é descrita pela expressão $P_T M_T K_1(M_T/T)$ onde K_1 é a função de Bessel modificada de 2ª espécie e de ordem 1 em massa transversa M_T ¹ e $T = 236 \text{ MeV}$;
- $\cos\theta_{CS}$: distribuição uniforme;
- ϕ_{CS} : distribuição uniforme;
- limites cinemáticos: $|Y_{\mu\mu}^{CM}| \leq 1.0$, $|\cos\theta_{CS}| \leq 0.7$. Estes limites cinemáticos, também conhecidos por filtros, cobrem a região espacial limitada do espectrómetro;
- número de eventos gerados dentro dos limites cinemáticos: 40 000 000 J/ψ e 40 000 000 ψ' ;
- momento do próton incidente: $p_{incidente} = 450 \text{ GeV}/c$.

Dos eventos gerados dentro dos limites cinemáticos só uma pequena percentagem é aceite pela cadeia simulação-reconstrução-selecção efectuada nos programas DIMUJET e DIMUREC.

¹ $M_T = \sqrt{P_T^2 + m^2}$, sendo m a massa da partícula.

Número de eventos simulados	J/ψ	ψ'
gerados	40 000 000	40 000 000
após cortes geométricos	6 868 180 (17.2 %)	7 335 721 (18.3 %)
fazem <i>trigger</i>	5 255 092 (13.1 %)	6 121 036 (15.3 %)
fazem <i>trigger</i> no ar	3 650 589 (9.1 %)	4 138 428 (10.3 %)

Tabela 4.1: Evolução do número de J/ψ e ψ' simulados em diferentes etapas da sua passagem pelo espectrómetro (DIMUJET). Os valores entre parêntesis são a percentagem de eventos que permanecem após cada etapa em relação ao número de eventos gerados.

DIMUJET, além de gerar as ressonâncias e o seu decaimento em dois muões, simula a passagem destes muões pelo espectrómetro de NA50. A tabela 4.1 mostra o número de eventos simulados J/ψ e ψ' aceites pelos cortes geométricos ² e pelo *trigger* dimuição. Por sua vez, DIMUREC apenas tenta reconstruir os *triggers* cujos pares de muões não atravessam o ferro do electroíman, isto é, os *triggers* no ar. A tabela 4.2 sintetiza o número de eventos simulados J/ψ e ψ' reconstruídos com sucesso e após várias selecções até à obtenção do lote final de eventos.

²Os cortes geométricos rejeitam os eventos onde pelo menos um muão fica fora da aceitância, fora do absorvedor ou do muro de ferro, fora do electroíman, fora dos hodoscópios, fora das câmaras ou fora da região do alvo.

Número de eventos simulados	J/ ψ	ψ'
processados	3 650 589 (9.1 %)	4 138 428 (10.3 %)
reconstruídos (após CINEMA)	3 466 553 (8.7 %)	3 917 768 (9.8 %)
após FIDCHA, FIDR12, VR3R4C, corte IMAGEM e nbest(1)=nbest(2)	2 887 814 (7.2 %)	3 384 634 (8.5 %)
+ $ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$ + $ \cos \theta_{CS} \leq 0.5$	2 884 246 (7.2 %)	3 380 701 (8.5 %)
+ corte P*DTARG (prob. de $\chi^2 \geq 0.01$)	2 773 475 (6.9 %)	3 232 482 (8.1 %)
+ corte P*DTARG (prob. de $\chi^2 \geq 0.14$)	2 047 285 (5.1 %)	2 385 788 (6.0 %)

Tabela 4.2: Evolução do número de J/ ψ e ψ' simulados após a sua reconstrução e selecção (DIMUREC). $Y_{\mu\mu}^{CM}$ e $\cos \theta_{CS}$ são variáveis cinemáticas obtidas na reconstrução. Os valores entre parêntesis são a percentagem de eventos que permanecem após cada etapa em relação ao número de eventos gerados.

4.3.2 Geração dos processos de charme aberto

Utiliza-se o Monte-Carlo PYTHIA5.7/JETSET7.4 [1] como gerador de eventos com charme aberto de acordo com os seguintes parâmetros:

- massa: $m_c = 1.35 \text{ GeV}/c^2$;
- simulados os processos de ordem mais baixa: $gg \rightarrow c\bar{c}$, $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$;
- funções de estrutura dos nucleões parametrizadas por MRS43 (MRS-A lQ) [2] ($\Lambda_{QCD} = 230 \text{ MeV}$; $Q_{min}^2 = 0.625 \text{ GeV}^2$; tem em conta a assimetria dos sabores no mar, cf. NA51 [3]) do pacote PDFLIB [4];
- o momento transversal intrínseco dos partões, bem como os efeitos devidos à radiação mole de gluões e o efeito em p_T dos termos de ordem superior em α_s não calculados em PYTHIA, são incluídos assumindo uma distribuição gaussiana para o momento transversal K_T do partão:

$$\frac{dN}{dK_T^2} \propto e^{-\frac{K_T^2}{\sigma_{K_T}^2}} \quad (4.4)$$

com o parâmetro $\sigma_{K_T} = 0.8 \text{ GeV}/c$;

- Q^2 varia entre o limiar de produção do par $c\bar{c}$, $(2m_c)^2$, e \hat{s} , o quadrado da energia no centro de massa do sistema partão-partão;

Charme aberto gerado e filtrado

Colisões $p-p$ a 450 GeV/c (PDF : MRS 43)

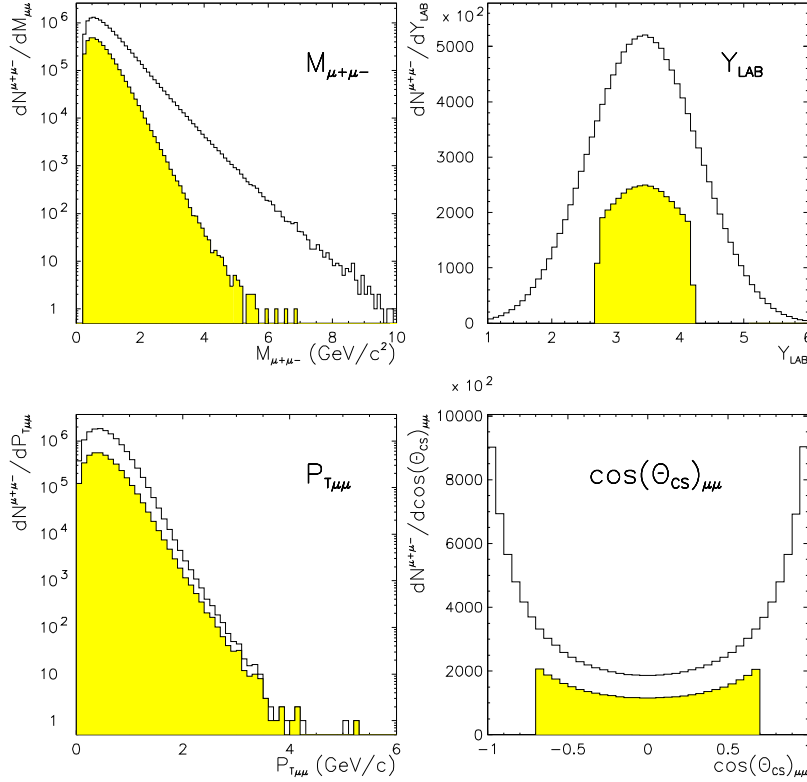


Figura 4.1: Espectros dimuição gerados (histograma branco) e filtrados (histograma a cheio) em massa, rapidez no referencial laboratório, momento transverso e $\cos(\theta_{CS})$ para eventos charme aberto gerados em colisões $p-p$ a 450 GeV/c.

- a hadronização do quark charme em mesões D , Λ_c e D_s ³ é simulada com o modelo de fragmentação de cordas de Lund (em JETSET);

- estes mesões são forçados a decair semileptonicamente em muão, assumindo as taxas de decaimento dadas pelo PDG:

- ▷ $BR(D^0 \rightarrow \mu X) = 6.8\%$
- ▷ $BR(D^+ \rightarrow \mu X) = 17.0\%$
- ▷ $BR(D_s \rightarrow \mu X) = 8.0\%$
- ▷ $BR(\Lambda_c \rightarrow \mu X) = 1.5\%$

- limites cinemáticos (ou filtros): $|Y_{\mu\mu}^{CM}| \leq 0.7$, $|\cos \theta_{CS}| \leq 0.7$;

³ $D^+ = c\bar{d}$, $D^- = \bar{c}d$, $D^0 = c\bar{u}$, $\bar{D}^0 = \bar{c}u$, $D_s^+ = c\bar{s}$, $D_s^- = \bar{c}s$, $\Lambda_c = udc$, $\bar{\Lambda}_c = \bar{u}\bar{d}\bar{c}$.

- número de eventos gerados dentro dos limites cinemáticos: 36 000 000 colisões $p - p$ e 36 000 000 colisões $p - n$;
- momento do próton incidente: $p_{incidente} = 450 \text{ GeV}/c$.

PYTHIA apenas simula colisões entre prótons e nêutrons, isto é colisões $p - p$, $p - n$, $n - p$ e $n - n$. Sabendo que a secção eficaz de produção de charme aberto é proporcional ao número de nucleões, pode simular-se uma colisão $p - W$ com colisões $p - p$ e $p - n$, fazendo a seguinte sobreposição:

$$\sigma_{p-W} = \frac{Z}{A} \sigma_{p-p} + \frac{A - Z}{A} \sigma_{p-n} \quad (4.5)$$

com $Z = 74$ e $A = 184$ (números atómico e de massa do tungsténio).

A figura 4.1 apresenta os espectros dimuição gerados e filtrados em massa, rapidez no referencial laboratório, momento transverso e $\cos(\theta_{CS})$ para eventos charme aberto gerados em colisões $p - p$ a $450 \text{ GeV}/c$.

Dos eventos gerados dentro dos limites cinemáticos só uma percentagem muitíssimo reduzida é aceite pela cadeia simulação-reconstrução-selecção efectuada nos programas DIMUJET e DIMUREC.

Aqui DIMUJET só simula a passagem pelo espectrómetro dos muões provenientes do decaimento semileptónico dos mesões D , Λ_c e D_s . A tabela 4.3 mostra o número de eventos charme aberto aceites pelos cortes geométricos e pelo *trigger* dimuição. Mais uma vez, apenas são reconstruídos os *triggers* no ar. Apresenta-se na tabela 4.4 o número de eventos simulados de charme aberto reconstruídos com sucesso e após várias selecções até à obtenção do lote final de eventos.

Número de eventos simulados	$p - p$	$p - n$
gerados	36 000 000	36 000 000
após cortes geométricos	368 415 (1.02 %)	369 711 (1.03 %)
fazem <i>trigger</i>	44 703 (0.124 %)	45 396 (0.126 %)
fazem <i>trigger</i> no ar	35 496 (0.099 %)	35 613 (0.099 %)

Tabela 4.3: Evolução do número de eventos simulados de charme aberto em diferentes etapas da sua passagem pelo espectrómetro (DIMUJET) para colisões $p - p$ e $p - n$. Os valores entre parêntesis são a percentagem de eventos que permanecem após cada etapa em relação ao número de eventos gerados.

Número de eventos simulados	$p - p$	$p - n$
processados	35 496 (0.099 %)	35 613 (0.099 %)
reconstruídos (após CINEMA)	32 031 (0.089 %)	31 815 (0.088 %)
após FIDCHA, FIDR12, VR3R4C, corte IMAGEM e nbest(1)=nbest(2)	17 775 (0.049 %)	17 865 (0.050 %)
+ $ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$ + $ \cos \theta_{CS} \leq 0.5$	17 757 (0.049 %)	17 766 (0.049 %)
+ corte P*DTARG (prob. de $\chi^2 \geq 0.01$)	17 415 (0.048 %)	17 487 (0.049 %)
+ corte P*DTARG (prob. de $\chi^2 \geq 0.14$)	13 896 (0.039 %)	13 698 (0.038 %)

Tabela 4.4: Evolução do número de eventos simulados de charme aberto após a sua reconstrução e seleção (DIMUREC) para colisões $p - p$ e $p - n$. $Y_{\mu\mu}^{CM}$ e $\cos \theta_{CS}$ são variáveis cinemáticas obtidas na reconstrução. Os valores entre parêntesis são a percentagem de eventos que permanecem após cada etapa em relação ao número de eventos gerados.

4.3.3 Geração do mecanismo de Drell-Yan

O mecanismo de Drell-Yan é igualmente gerado com o Monte-Carlo PYTHIA, de acordo com os seguintes parâmetros:

- simulado o processo de ordem mais baixa: $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$;
- funções de estrutura dos nucleões parametrizadas por MRS43 [2] ($\Lambda_{QCD} = 230$ MeV; $Q_{min}^2 = 0.625$ GeV²) do pacote PDFLIB [4];
- como o gráfico dominante no Drell-Yan não tem p_T por definição, para suprir a falta de cálculos de ordem superior e ter em conta o momento transversal intrínseco dos partões, impõe-se uma distribuição gaussiana (equação 4.4) com $\sigma_{K_T} = 0.8$ GeV/c;
- Q^2 varia entre 1 GeV/c² e \hat{s} , o quadrado da energia no centro de massa do sistema partão-partão;
- $\cos \theta_{CS}$: distribuição em $1 + \cos^2 \theta_{CS}$;
- ϕ_{CS} : distribuição uniforme.
- limites cinemáticos (ou filtros): $|Y_{\mu\mu}^{CM}| \leq 1.0$, $|\cos \theta_{CS}| \leq 0.7$;
- número de eventos gerados dentro dos limites cinemáticos: 8 000 000 colisões $p - p$ e 8 000 000 colisões $p - n$;

Drell-Yan gerado e filtrado

Colisões $p-p$ a 450 GeV/c (PDF : MRS 43)

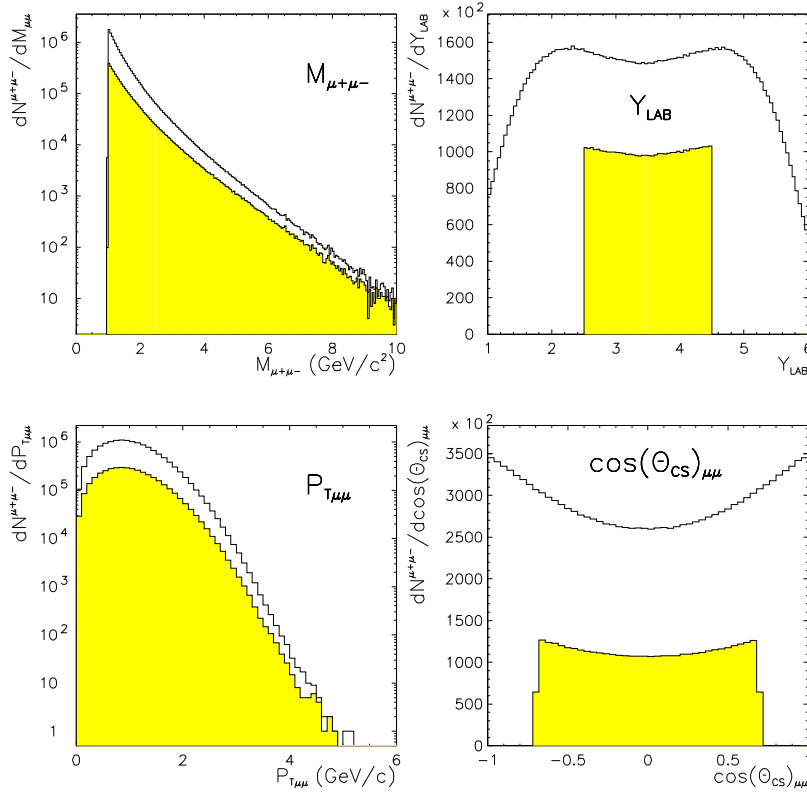


Figura 4.2: Espectros dimuição gerados (histograma a branco) e filtrados (histograma a cheio) em massa, rapidez no referencial laboratório, momento transverso e $\cos(\theta_{CS})$ para eventos Drell-Yan gerados em colisões $p-p$ a 450 GeV/c.

- momento do protão incidente: $p_{incidente} = 450 \text{ GeV}/c$.

A secção eficaz de produção de eventos Drell-Yan é proporcional ao número de nucleões, logo a equação 4.5 também é válida para a simulação de uma colisão $p-W$ com a produção de um evento Drell-Yan.

A figura 4.2 apresenta os espectros dimuição gerados e filtrados em massa, rapidez no referencial laboratório, momento transverso e $\cos(\theta_{CS})$ para eventos Drell-Yan gerados em colisões $p-p$ a 450 GeV/c.

Dos eventos gerados dentro dos limites cinemáticos só uma pequena percentagem é aceite pela cadeia simulação-reconstrução-selecção efectuada nos programas DIMUJET e DIMUREC.

DIMUJET simula a passagem pelo espectrómetro dos muões Drell-Yan.

A tabela 4.5 mostra o número de eventos Drell-Yan aceites pelos cortes geométricos e pelo *trigger* dimuição. Apenas são reconstruídos os *triggers* no ar. Na tabela 4.6 apresenta-se o número de eventos simulados de Drell-Yan reconstruídos com sucesso e após várias selecções até à obtenção do lote final de eventos.

Número de eventos simulados	$p - p$	$p - n$
gerados	8 000 000	8 000 000
após cortes geométricos	378 722 (4.90 %)	386 910 (5.02 %)
fazem <i>trigger</i>	161 496 (2.09 %)	166 358 (2.16 %)
fazem <i>trigger</i> no ar	119 976 (1.55 %)	123 864 (1.61 %)

Tabela 4.5: Evolução do número de eventos simulados de Drell-Yan em diferentes etapas da sua passagem pelo espectrómetro (DIMUJET) para colisões $p - p$ e $p - n$. Os valores entre parêntesis são a percentagem de eventos que permanecem após cada etapa em relação ao número de eventos gerados.

4.4 Aceitâncias dos processos físicos

A aceitância do espectrómetro é calculada para cada um dos processos físicos, sendo definida como o quociente entre o número de eventos aceites pela cadeia simulação-reconstrução-selecção do espectrómetro e o número de eventos gerados, nos mesmos domínios de espaço de fases (obtidos com variáveis “reconstruídas” e “geradas”, respectivamente):

$$\mathcal{A} = \frac{\text{número de eventos aceites pela cadeia simulação-reconstrução-selecção}}{\text{número de eventos gerados}} .$$

A resolução finita do espectrómetro altera os valores das variáveis cinemáticas (*smearing*), isto é, os parâmetros cinemáticos dos eventos aceites diferem ligeiramente dos obtidos na geração. Alguns eventos gerados fora da janela da aceitância “deslocam-se” para dentro desta (e vice-versa). Assim, para calcular correctamente a aceitância do espectrómetro na região do espaço de fases onde o seu valor é superior a $\approx 1\%$ ($|Y_{\mu\mu}^{CM}| \leq 0.5$, $|\cos\theta_{CS}| \leq 0.5$), os processos físicos são gerados nos intervalos de $Y_{\mu\mu}^{CM}$ e de $\cos\theta_{CS}$ um pouco mais largos mencionados na secção 4.3 .

Número de eventos simulados	$p - p$	$p - n$
processados	119 976 (1.51 %)	123 864 (1.61 %)
reconstruídos (após CINEMA)	111 292 (1.44 %)	115 326 (1.50 %)
após FIDCHA, FIDR12, VR3R4C, corte IMAGEM e nbest(1)=nbest(2)	78 752 (0.98 %)	82 384 (1.03 %)
+ $ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$ + $ \cos \theta_{CS} \leq 0.5$	77 660 (0.97 %)	81 294 (1.02 %)
+ corte P*DTARG (prob. de $\chi^2 \geq 0.01$)	75 400 (0.94 %)	78 850 (0.99 %)
+ corte P*DTARG (prob. de $\chi^2 \geq 0.14$)	57 374 (0.72 %)	59 908 (0.75 %)

Tabela 4.6: Evolução do número de eventos simulados de Drell-Yan após a sua reconstrução e selecção (DIMUREC) para colisões $p-p$ e $p-n$. $Y_{\mu\mu}^{CM}$ e $\cos \theta_{CS}$ são variáveis cinemáticas obtidas na reconstrução. Os valores entre parêntesis são a percentagem de eventos que permanecem após cada etapa em relação ao número de eventos gerados.

4.4.1 Aceitâncias do J/ψ e do ψ'

A figura 4.3 apresenta as aceitâncias diferenciais em $Y_{\mu\mu}^{CM}$ e em $P_{T\mu\mu}$ do J/ψ e do ψ' para o corte P*DTARG a 1% e a 14%. Por sua vez, as aceitâncias integradas nos vários intervalos de rapidez e para os diferentes cortes P*DTARG estão discriminadas nas tabelas 4.7 e 4.8 para o J/ψ e o ψ' , respectivamente.

Prob. de χ^2 do corte P*DTARG	Intervalo de Rapidez	Aceitância (%)
0 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	15.33 ± 0.01
1 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	14.74 ± 0.01
1 %	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	15.58 ± 0.01
1 %	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	13.91 ± 0.01
14 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	10.88 ± 0.01
14 %	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	11.59 ± 0.01
14 %	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	10.18 ± 0.01

Tabela 4.7: Aceitâncias do J/ψ . Os intervalos de rapidez são medidos na variável reconstruída.

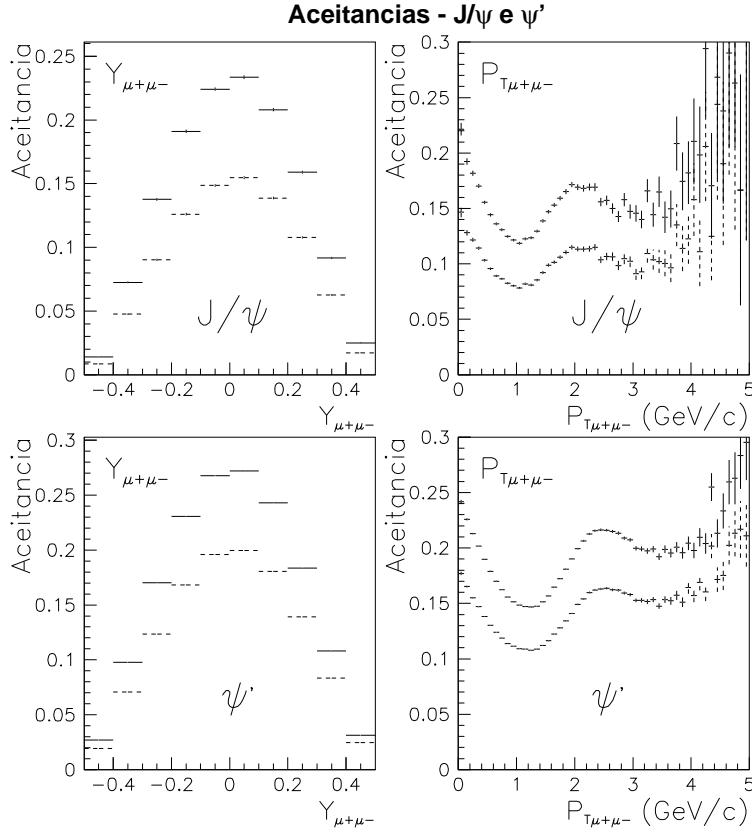


Figura 4.3: Aceitâncias em $Y_{\mu\mu}^{CM}$ e em $P_{T\mu\mu}$ do J/ψ e do ψ' com corte P*DTARG a 1% (linha a cheio) e a 14% (linha a tracejado).

4.4.2 Aceitâncias do charme aberto

A figura 4.4 apresenta as aceitâncias diferenciais em $M_{\mu\mu}$, em $Y_{\mu\mu}^{CM}$ e em $P_{T\mu\mu}$ (as duas últimas variáveis integradas no intervalo $1.5 \leq M_{\mu\mu} < 8.0$ GeV/c²) do charme aberto para o corte P*DTARG a 1% e a 14%. As aceitâncias integradas nos vários intervalos de rapidez e para os diferentes cortes P*DTARG estão discriminados na tabela 4.9 .

4.4.3 Aceitâncias do Drell-Yan

As aceitâncias diferenciais em $M_{\mu\mu}$, em $Y_{\mu\mu}^{CM}$ e em $P_{T\mu\mu}$ (as duas últimas variáveis integradas no intervalo $1.5 \leq M_{\mu\mu} < 8.0$ GeV/c²) dos eventos Drell-Yan para o corte P*DTARG a 1% e a 14% podem ser visualizadas na figura 4.5.

As aceitâncias integradas nos dois intervalos de massa - 1.5-8.0 GeV/c² e 2.9-4.5 GeV/c² -, para os vários intervalos de rapidez e para os diferentes

Prob. de χ^2 do corte P*DTARG	Intervalo de Rapidez	Aceitância (%)
0 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	17.97 ± 0.01
1 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	17.18 ± 0.01
1 %	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	17.63 ± 0.02
1 %	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	16.73 ± 0.01
14 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	12.68 ± 0.01
14 %	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	13.18 ± 0.01
14 %	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	12.18 ± 0.01

Tabela 4.8: Aceitâncias do ψ' . Os intervalos de rapidez são medidos na variável reconstruída.

Prob. de χ^2 do corte P*DTARG	Intervalo de Rapidez	Aceitância (%)
0 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	2.12 ± 0.02
1 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	2.08 ± 0.02
1 %	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	2.24 ± 0.03
1 %	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	1.92 ± 0.03
14 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	1.62 ± 0.02
14 %	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	1.74 ± 0.03
14 %	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	1.49 ± 0.03

Tabela 4.9: Aceitâncias do Charme aberto no intervalo de massa reconstruída 1.5–8.0 GeV/c². Os intervalos de rapidez são medidos na variável reconstruída.

cortes P*DTARG estão discriminados na tabela 4.10 .

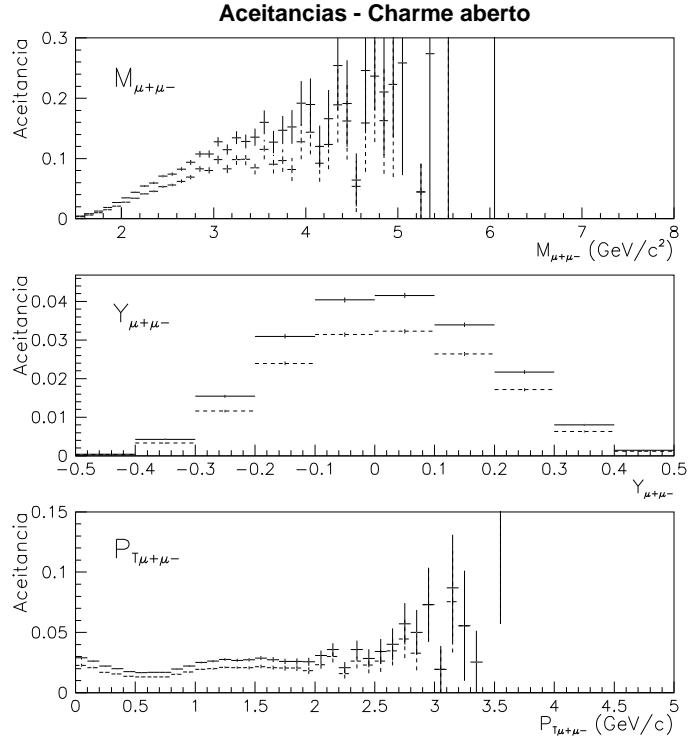


Figura 4.4: Aceitâncias em $M_{\mu\mu}$, $Y_{\mu\mu}^{CM}$ e $P_{T\mu\mu}$ dos eventos charme aberto, com corte P*DTARG a 1% (linha a cheio) e a 14% (linha a tracejado).

4.5 Ruído de fundo combinatório

O ruído de fundo (hadrónico) é uma das contribuições mais importantes para a região intermédia de massa (até $\approx 3.0 \text{ GeV}/c^2$) nas distribuições de $\mu^+\mu^-$. Este fundo vem, essencialmente, do decaimento de mesões carregados π^+ , π^- , K^+ e K^- , segundo os processos:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu ; \quad \pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+\nu ; \quad K^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}$$

obtendo-se muões não correlacionados que constituem pares fortuitos.

A determinação do ruído de fundo combinatório, nas distribuições de massa dos pares $\mu^+\mu^-$, apoia-se num método estatístico, podendo ser deduzido das distribuições de massa dos pares de muões com o mesmo sinal ($\mu^+\mu^+$ e $\mu^-\mu^-$). Esta contribuição é estimada pela equação 4.6, que considera ambas as polaridades do electroíman (indicadas pelo índice),

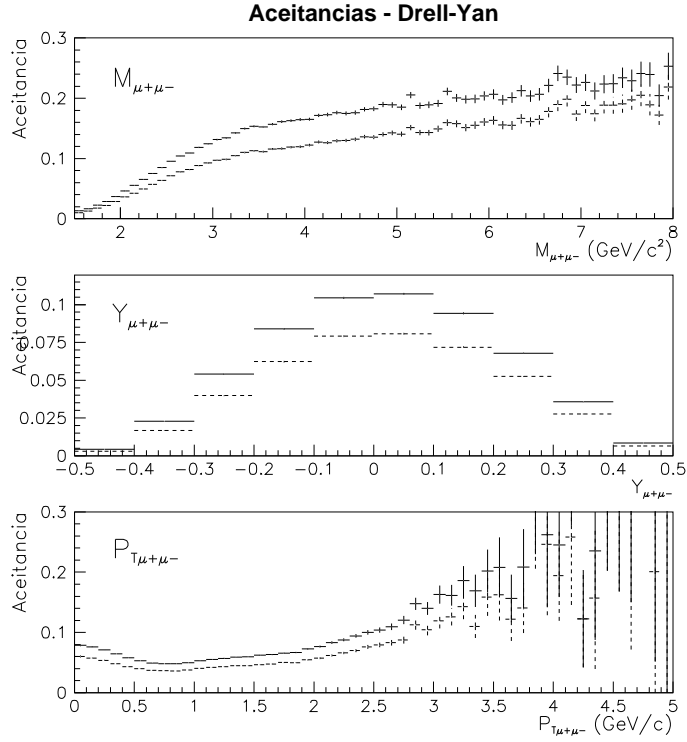


Figura 4.5: Aceitâncias em $M_{\mu\mu}$, $Y_{\mu\mu}^{CM}$ e $P_{T\mu\mu}$ do Drell-Yan, com corte P*DTARG a 1% (linha a cheio) e a 14% (linha a tracejado).

$$N_{fundo}^{+-} = 2 R \left[\sqrt{N^{++}N^{--}} \Big|_+ + \sqrt{N^{++}N^{--}} \Big|_- \right] . \quad (4.6)$$

R é um factor de correcção que depende do número de muões positivos e negativos aceites, isto é, depende da multiplicidade da colisão e de eventuais distorções nas aceitâncias. R é igual a 1 se os mesões não estão correlacionados (na carga), se têm distribuições de multiplicidade poissonianas e se não existem distorções nas aceitâncias.

A descorrelação na carga significa que a probabilidade de ter um evento com N^+ mesões positivos e N^- mesões negativos, $\mathcal{P}(N^+, N^-)$, é igual ao produto $\mathcal{P}^+(N^+) \cdot \mathcal{P}^-(N^-)$. Assim, o número de pares de muões $+-$ provenientes do decaimento de mesões é dado por:

$$N^{+-} = \langle N^+ \rangle \langle N^- \rangle \mathcal{A}^{+-},$$

e o número correspondente de pares de muões do mesmo sinal é dado por

Prob. de χ^2 do corte P*DTARG	Intervalo de Rapidez	Intervalo de Massa (GeV/c ²)	Aceitância (%)
0 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	1.5-8.0	6.04 ± 0.01
0 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	2.9-4.5	15.42 ± 0.06
1 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	1.5-8.0	5.85 ± 0.01
1 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	2.9-4.5	14.77 ± 0.06
1 %	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	1.5-8.0	6.25 ± 0.02
1 %	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	2.9-4.5	15.31 ± 0.09
1 %	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	1.5-8.0	5.45 ± 0.02
1 %	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	2.9-4.5	14.18 ± 0.09
14 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	1.5-8.0	4.42 ± 0.01
14 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	2.9-4.5	10.87 ± 0.05
14 %	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	1.5-8.0	4.77 ± 0.02
14 %	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	2.9-4.5	11.40 ± 0.08
14 %	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	1.5-8.0	4.06 ± 0.02
14 %	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	2.9-4.5	10.29 ± 0.07

Tabela 4.10: Aceitâncias do Drell-Yan. Os intervalos de rapidez e massa são medidos na variável reconstruída.

$$\begin{cases} N^{++} = [\langle N^{+2} \rangle - \langle N^+ \rangle] \frac{\mathcal{A}^{++}}{2} \\ N^{--} = [\langle N^{-2} \rangle - \langle N^- \rangle] \frac{\mathcal{A}^{--}}{2} \end{cases}$$

Se as distribuições de multiplicidade dos mesões são poissonianas,

$$\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 = \langle N \rangle$$

obtém-se

$$N^{+-} = 2\sqrt{N^{++}N^{--}} \frac{\mathcal{A}^{+-}}{\sqrt{\mathcal{A}^{++}\mathcal{A}^{--}}} \quad . \quad (4.7)$$

O corte imagem (ver secção 3.3.2) assegura que o espectrómetro trata da mesma forma todos os pares de muões, i.e., impõe a todos o mesmo domínio de aceitância, evitando as referidas distorções. Assim, o quociente de aceitâncias da equação 4.7 é igual a 1, não contribuindo para o factor R .

Nas colisões prótão-núcleo em geral e nas colisões prótão-tungsténio em particular, a probabilidade de haver um determinado número (pequeno) de

mesões positivos está certamente bastante mais correlacionada que a probabilidade correspondente nos mesões negativos. Por exemplo, numa colisão $p-p$, a conservação da carga implica que têm de existir mais duas partículas positivas que negativas no estado final. Outro exemplo de uma correlação de origem física consiste na produção associada de K . Como não existem antiquarks de valência em colisões induzidas por protões (ou núcleos), é possível produzir kaões positivos associados a partículas Λ , ao passo que os K^- só podem ser produzidos juntamente com K^+ . A existência destas correlações é responsável por um factor R superior a 1.

Como se verá no próximo capítulo, os valores de R para $p-W$ são extraídos das distribuições de massa dos dados experimentais.

4.6 Correccção dos eventos “sem alvo”

O corte P*DTARG visa eliminar eventos produzidos fora do alvo (ver secção 3.3.5). A eficiência deste corte pode ser visualizada na figura 4.6 que apresenta, para três valores da probabilidade de χ^2 do corte P*DTARG: 0% (isto é, sem corte), 1% e 14%, a sobreposição e o quociente de duas distribuições de massa:

- $M_{\mu+\mu-} |_{\text{com alvo}}$, isto é, a distribuição de massa de dimuões $+-$ dos 70 *runs* com alvo e de intensidade alta seleccionados (ver Cap. 3);

- $K \times M_{\mu+\mu-} |_{\text{sem alvo}}$, isto é, a distribuição de massa de dimuões $+-$ dos 2 *runs* sem alvo, também de intensidade alta (ver Cap. 3), normalizada à intensidade do feixe dos 70 *runs* acima mencionados que atravessa o alvo de tungsténio sem interagir⁴. Assim, o factor de normalização K é definido pela equação 4.8,

$$K = \frac{I |_{70 \text{ runs com alvo}}}{I |_{2 \text{ runs sem alvo}}} \times \text{fracção do feixe que não interage no alvo} \approx 6.6 \quad (4.8)$$

com, $I |_{70 \text{ runs com alvo}} \approx 2.835 \times 10^{13}$ protões e $I |_{2 \text{ runs sem alvo}} \approx 2.785 \times 10^{12}$ protões. Da equação 2.3 a fracção do feixe que não interage no alvo é ≈ 0.628 .

Desta figura conclui-se que, apesar do corte P*DTARG reduzir consideravelmente a contaminação por eventos produzidos fora do alvo, esta ainda apresenta valores não desprezáveis em certas regiões de massa, mesmo para um

⁴Verifica-se que a maioria dos eventos produzidos fora do alvo surgem de colisões a jusante deste.

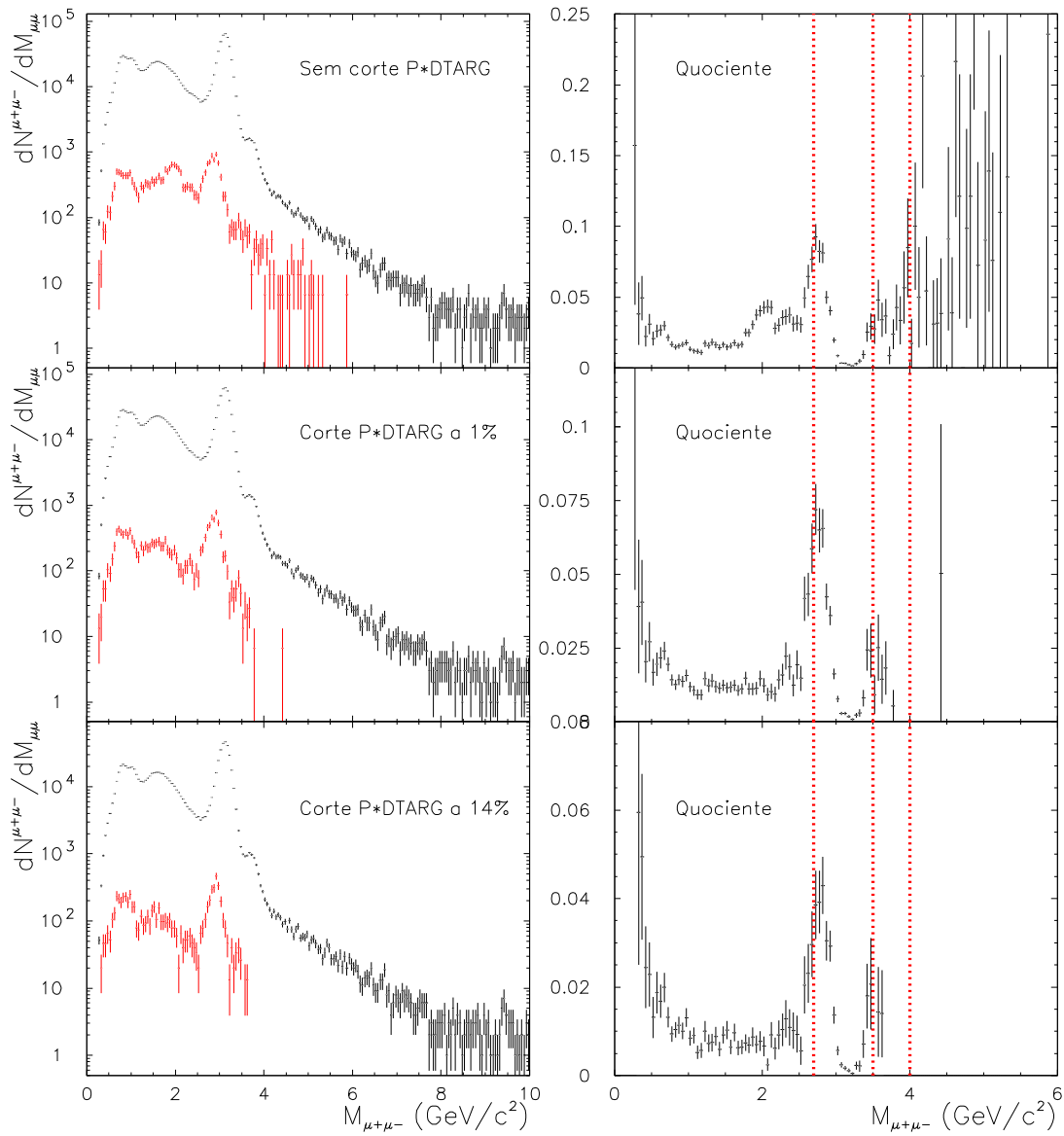


Figura 4.6: Distribuições $M_{\mu+\mu-} |_{\text{com alvo}}$ e $K \times M_{\mu+\mu-} |_{\text{sem alvo}}$ e seus quocientes para três valores da probabilidade de χ^2 do corte P*DTARG: 0% (sem corte), 1% e 14%. As linhas verticais a tracejado nos gráficos dos quocientes indicam as regiões de massa do J/ψ e do ψ' .

corte P*DTARG a 14 %: $\approx 4.5\%$ para $2.5 \leq M_{\mu+\mu-} \leq 3.0 \text{ GeV}/c^2$. É, portanto, conveniente considerar a correção “sem alvo” no ajuste às distribuições de massa experimentais. Despreza-se a contribuição dos dimuões com o mesmo sinal produzidos nos *runs* sem alvo, dado o seu número ser bastante reduzido.

4.7 Parametrização dos processos físicos

Pretende comparar-se as distribuições de massa experimentais com a sobreposição dos processos físicos conhecidos, para determinar as suas amplitudes e para procurar qualquer discrepância entre estas e os seus valores previstos teoricamente. Este estudo implica um bom entendimento das distribuições de cada processo.

A partir da simulação Monte-Carlo (geração, reconstrução e selecção) dos quatro processos físicos considerados, obtêm-se as distribuições de massa correspondentes na variável reconstruída para os vários intervalos de rapidez e para os diferentes cortes P*DTARG. Estes histogramas são então ajustados com formas funcionais, seleccionadas empiricamente de forma a terem boa concordância com as distribuições simuladas, removendo as flutuações estatísticas inerentes ao tempo de cálculo limitado dos programas de simulação.

Os ajustes são feitos com o programa MINUIT recorrendo ao método do estimador de máxima verosimilhança.

De seguida são apresentadas as formas funcionais adoptadas para reproduzir as distribuições de massa dos quatro processos físicos.

4.7.1 Formas funcionais do J/ψ e ψ'

As distribuições de massa das ressonâncias J/ψ e ψ' são bem descritas por funções pseudo-gaussianas (ver figuras 4.7 e 4.8) onde a largura, σ , é função da massa:

$$P_{J/\psi, \psi'}(M) = A_0 \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{M - \mu}{\sigma(M)} \right)^2 \right)$$

com,

$$\sigma(M) = \begin{cases} \sigma_0, & y_1 \leq M \leq y_2 \\ \sigma_0(1 + a_1(y_1 - M)^{a_2 - a_3\sqrt{y_1 - M}}), & M < y_1 \\ \sigma_0(1 + a_4(M - y_2)^{a_5 - a_6\sqrt{M - y_2}}), & M > y_2 \end{cases}$$

Os 11 parâmetros ($A_0, \mu, \sigma, y_1, y_2, a_1, \dots, a_6$), obtidos nos diferentes ajustes estão tabelados no Apêndice A.

Dada a imperfeição da simulação Monte-Carlo destas duas ressonâncias ⁵ as variáveis μ e σ_0 são consideradas parâmetros livres nos ajustes às distribuições de massa experimentais, sob pena do valor do χ^2 dos ajustes mencionados ser inaceitavelmente alto.

4.7.2 Forma funcional do charme aberto

As distribuições de massa dos eventos $D\bar{D}$ são bem descritas por uma pseudo-gaussiana (ver figura 4.9):

$$P_{D\bar{D}}(M) = A_0 \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{M - \mu}{\sigma(M)} \right)^2 \right)$$

com,

$$\sigma(M) = \begin{cases} \sigma_0, & M < \alpha \\ \sigma_0(1 + \beta(M - \alpha)), & M \geq \alpha \end{cases} .$$

Os 5 parâmetros (A_0, μ, σ, α e β), obtidos nos diferentes ajustes estão tabelados no Apêndice A.

4.7.3 Forma funcional do Drell-Yan

As distribuições de massa dos eventos Drell-Yan são bem descritas pela sobreposição de 1 gaussiana e 2 exponenciais (ver figura 4.10):

⁵Pequenos efeitos como diferenças ligeiras entre as características ou dimensões dos materiais utilizados nos dispositivos experimentais e suas parametrizações efectivas no programa de simulação podem introduzir pequenos efeitos sistemáticos que se traduzem num desvio da massa média (μ) e da largura das ressonâncias (σ_0) consideradas.

Eventos ψ gerados, reconstruídos e seleccionados

Ajuste com 1 pseudo-gaussiana

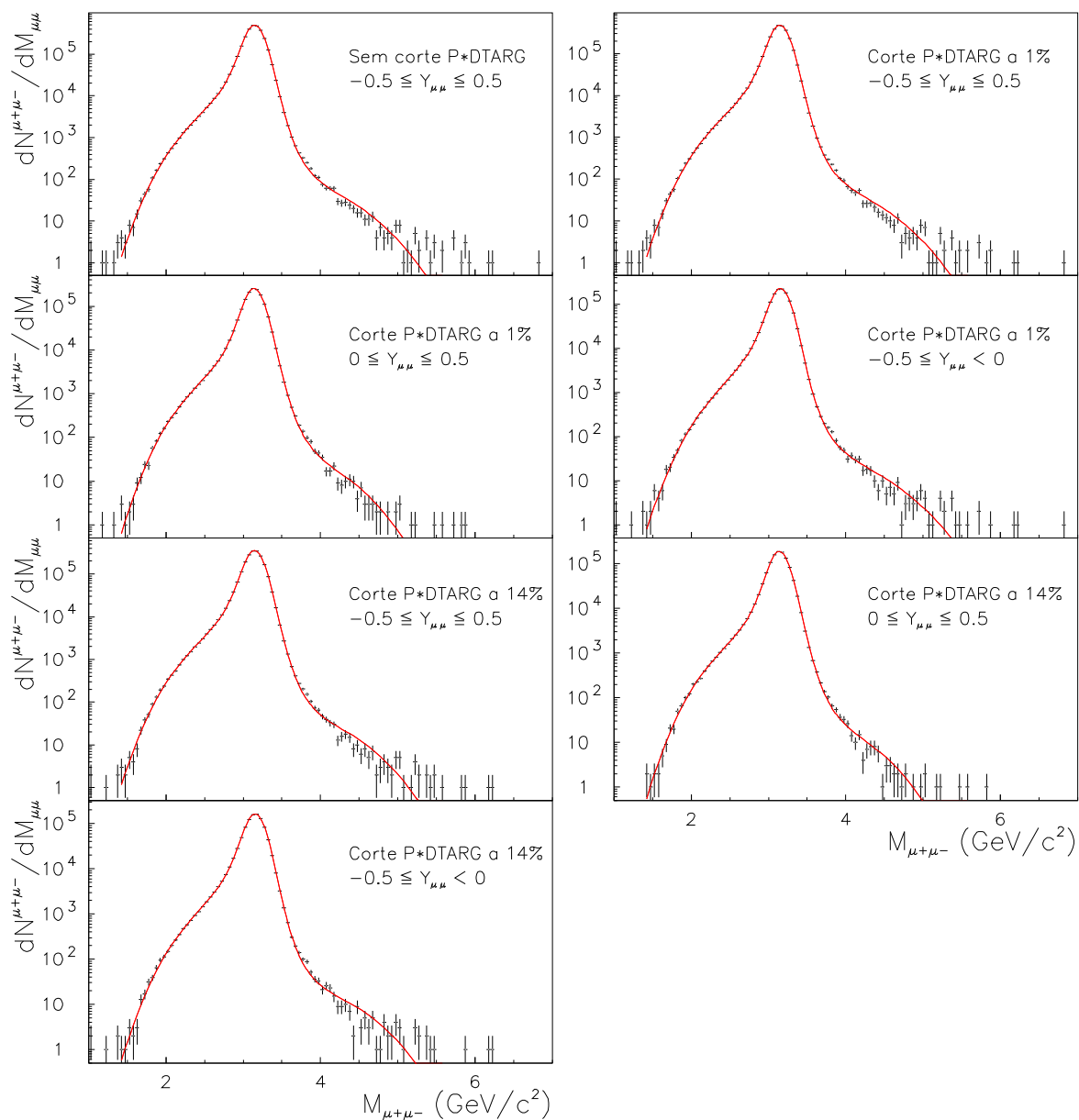


Figura 4.7: Ajustes com uma pseudo-gaussiana às distribuições de massa dos eventos J/ψ gerados, reconstruídos e seleccionados.

Eventos charme aberto gerados, reconstruídos e seleccionados

Ajuste com 1 pseudo-gaussiana

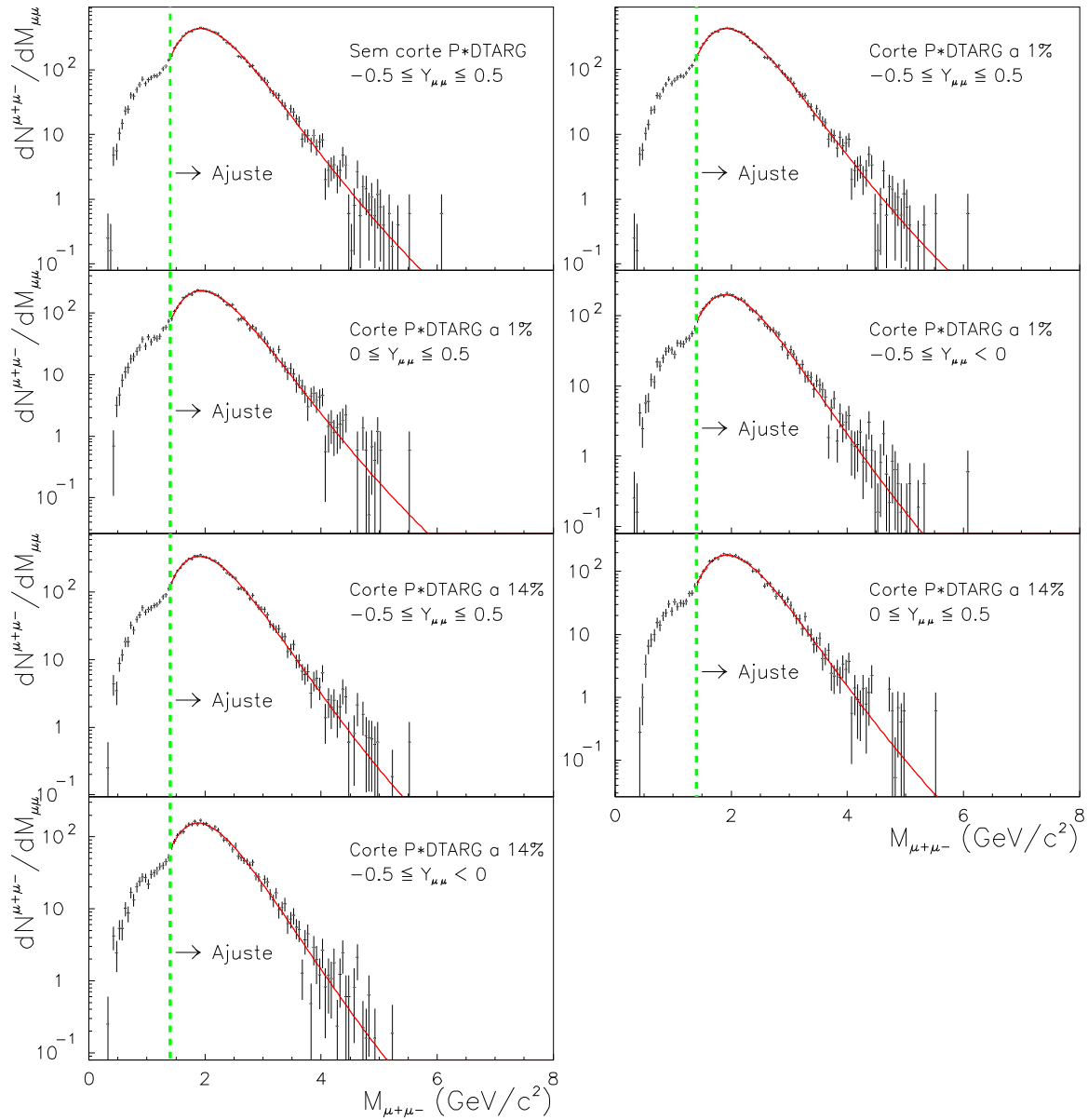


Figura 4.9: Ajustes com uma pseudo-gaussiana às distribuições de massa dos eventos charme aberto gerados, reconstruídos e seleccionados.

$$P_{DY}(M) = A_1 \exp\left[-\left(\frac{M}{\sigma_1}\right)^2\right] + \sum_{i=2}^3 A_i \exp\left(-\frac{M}{m_i}\right)$$

Os 6 parâmetros (A_1 , σ_1 , A_2 , m_2 , A_3 e m_3), obtidos nos diferentes ajustes estão tabelados no Apêndice A.

4.8 Ajuste dos dados experimentais

Antes de se ajustar os espectros experimentais dos *runs* de alta intensidade com as formas funcionais dos processos físicos, tem de fazer-se o tratamento do ruído de fundo combinatório e da correcção “sem alvo”.

4.8.1 Tratamento do ruído de fundo combinatório

O ruído de fundo combinatório pode ser tratado por dois métodos diferentes. O método mais simples consiste na subtracção desta contribuição ao espectro de massa dos dimuões $+-$ *bin a bin*, obtendo-se o espectro dos eventos sinal. No entanto, este método não é satisfatório na região de alta massa onde existem poucos eventos $\mu^+\mu^+$ e $\mu^-\mu^-$, podendo surgir *bins* sem eventos de fundo.

Consegue corrigir-se este defeito recorrendo também a um ajuste com uma forma funcional empírica. Ajusta-se a distribuição definida pela seguinte expressão:

$$2 \left[\sqrt{N^{++}N^{--}} \Big|_+ + \sqrt{N^{++}N^{--}} \Big|_- \right], \quad (4.9)$$

com 1 exponencial e 3 gaussianas (ver figura 4.11):

$$P^{fundo}(M) = \exp\left(A_0 + A_1 M\right) + \sum_{i=1}^3 B_i \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{M - \mu_i}{\sigma_i}\right)^2\right].$$

Os 11 parâmetros (A_0 , A_1 , B_1 , B_2 , B_3 , μ_1 , μ_2 , μ_3 , σ_1 , σ_2 e σ_3), obtidos nos diferentes ajustes estão tabelados no Apêndice A.

O ruído de fundo combinatório é então definido pela seguinte equação:

Eventos Drell-Yan gerados, reconstruídos e seleccionados

Ajuste com 1 gaussiana e 2 exponenciais

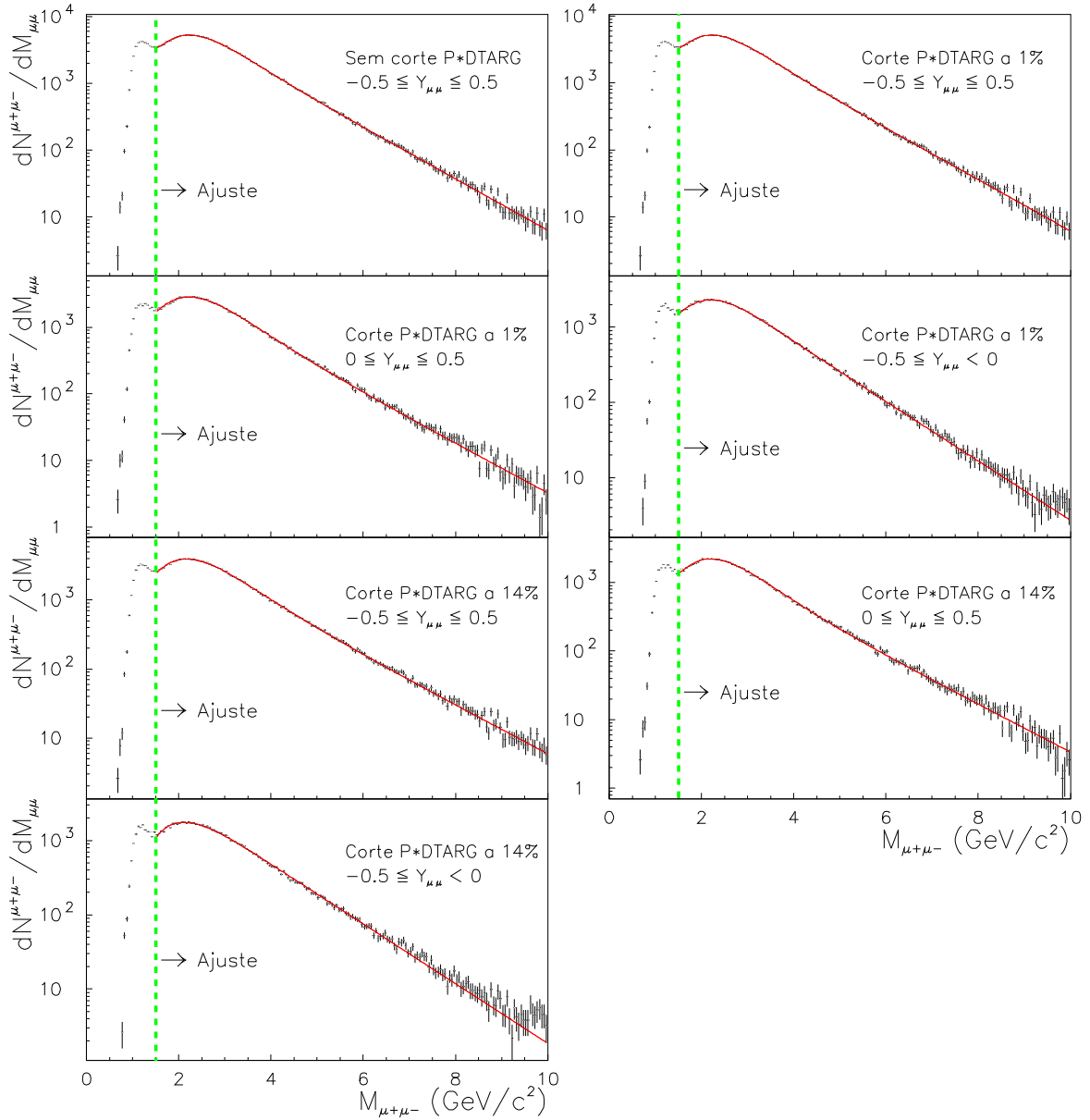


Figura 4.10: Ajustes com 1 gaussiana e 2 exponenciais às distribuições de massa dos eventos Drell-Yan gerados, reconstruídos e seleccionados.

$$N^{Fundo}(M) = R P^{fundo}(M) .$$

4.8.2 Tratamento da correcção “sem alvo”

As distribuições de massa normalizadas dos *runs* sem alvo apresentam flutuações estatísticas consideráveis. Assim, é também necessário arranjar uma forma funcional que suavize estas flutuações, definida por um somatório de 3 gaussianas:

$$P^{\text{semalvo}}(M) = \sum_{i=1}^3 A_i \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{M - \mu_i}{\sigma_i} \right)^2 \right)$$

Os 9 parâmetros ($A_1, A_2, \mu_1, \mu_2, \mu_3, \sigma_1, \sigma_2$ e σ_3), obtidos nos diferentes ajustes estão tabelados no Apêndice A.

A figura 4.12 ilustra o ajuste com as 3 gaussianas às distribuições de massa dos *runs* sem alvo normalizados.

4.8.3 Ajustes por etapas

Com as formas funcionais dos processos relevantes determinadas, ajustam-se as distribuições de massa dos dados experimentais com estas formas para obter o número de eventos correspondentes a cada processo físico ($N_{J/\psi}$, $N_{\psi'}$, $N_{D\bar{D}}$ e N_{DY}), além do factor R associado ao ruído de fundo combinatório e os parâmetros μ e σ_0 das ressonâncias J/ψ e ψ' , num total de 9 parâmetros livres.

De uma forma geral, a equação de ajuste aos dados experimentais pode ser definida pela equação,

$$\begin{aligned} \frac{dN^{+-}}{dM} = N^{fundo}(M) + N^{\text{sem alvo}}(M) + N_{J/\psi} \frac{dN_{J/\psi}}{dM} + N_{\psi'} \frac{dN_{\psi'}}{dM} \\ + N_{D\bar{D}} \frac{dN_{D\bar{D}}}{dM} + N_{DY} \frac{dN_{DY}}{dM} \end{aligned} \quad (4.10)$$

onde $N^{fundo}(M)$ e $N^{\text{sem alvo}}(M)$ são as distribuições associadas, respectivamente, aos eventos de ruído de fundo combinatório e aos eventos sem alvo normalizados.

2 (SQRT((++)₊(--)₊) + SQRT((++)₋(--)₋))

Ajuste com 3 gaussianas + 1 exponencial

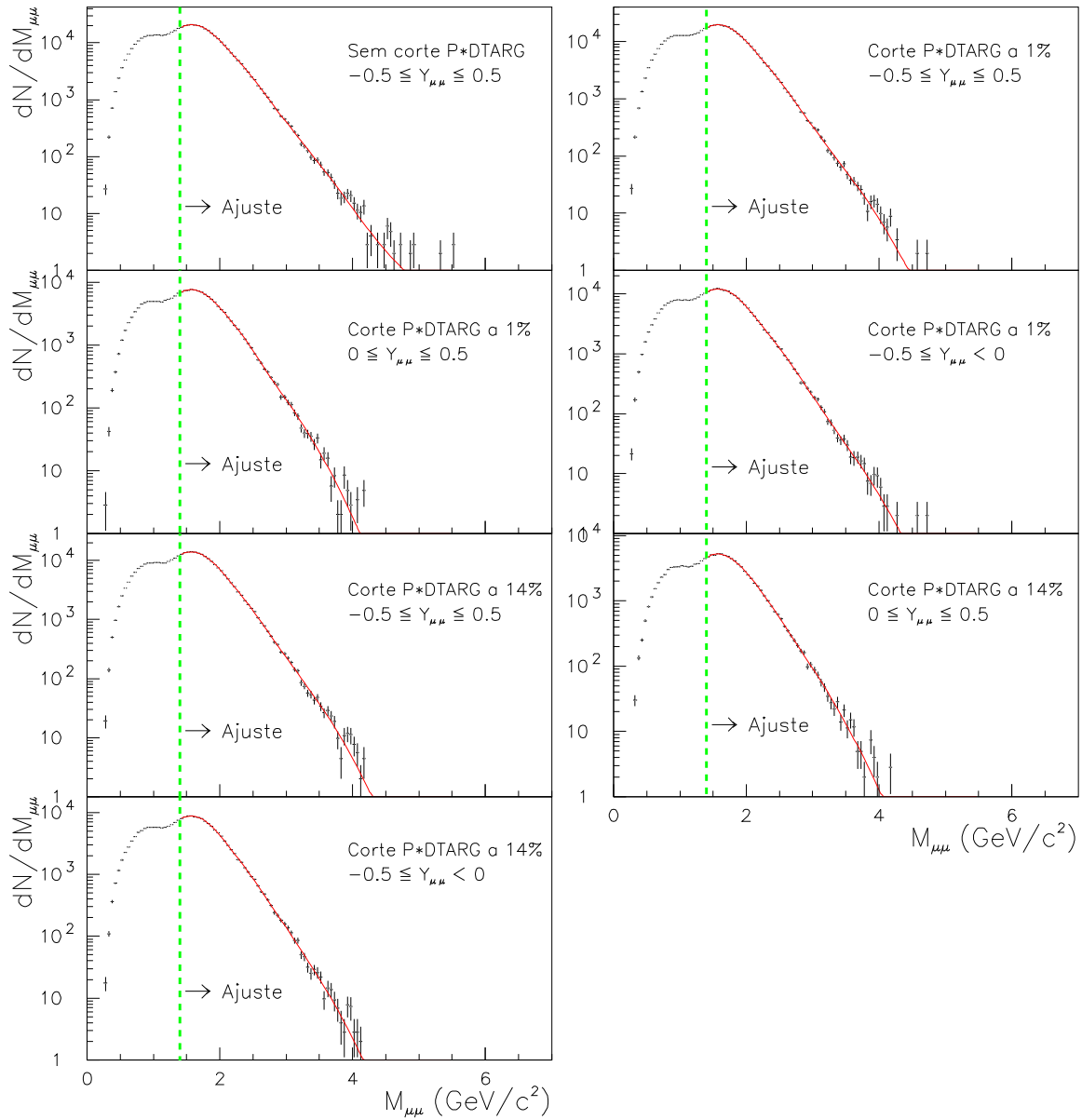


Figura 4.11: Ajustes com 3 gaussianas e 1 exponencial às distribuições definidas pela expressão 4.9 .

Runs sem alvo 'normalizados'

Ajuste com 3 gaussianas

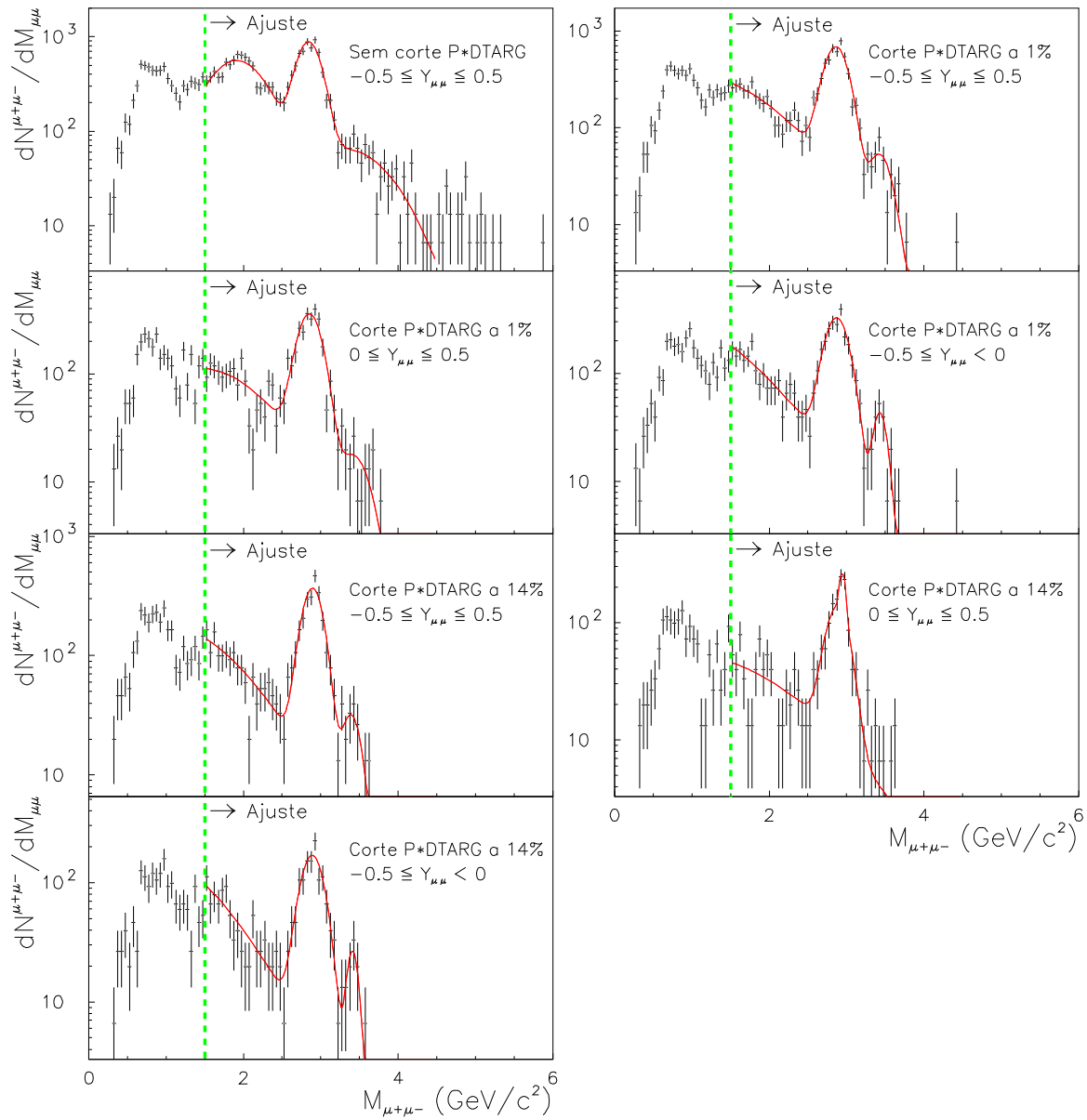


Figura 4.12: Ajustes com 3 gaussianas às distribuições de massa normalizadas dos runs “sem alvo”.

Conforme mencionado anteriormente (secção 4.7.1), a obtenção de um bom acordo entre as formas funcionais das ressonâncias, obtidas por Monte-Carlo, e os dados experimentais, exige que os valores médios das massas (μ) e as larguras (σ_0) do J/ψ e do ψ' sejam parâmetros livres a ajustar. Introduzindo as formas funcionais, a equação 4.10 pode ser reescrita como,

$$\begin{aligned} \frac{dN^{+-}}{dM} = & R P^{fundo}(M) + P^{sem\ alvo}(M) + N_{J/\psi} \frac{P_{J/\psi}^{\mu, \sigma_0}(M)}{\int P_{J/\psi}^{\mu, \sigma_0}(M) dM} \\ & + N_{\psi'} \frac{P_{\psi'}^{\mu, \sigma_0}(M)}{\int P_{\psi'}^{\mu, \sigma_0}(M) dM} + N_{D\bar{D}} \frac{P_{D\bar{D}}(M)}{\int P_{D\bar{D}}(M) dM} + N_{DY} \frac{P_{DY}(M)}{\int P_{DY}(M) dM} . \end{aligned}$$

A normalização das funções $P_{J/\psi}^{\mu, \sigma_0}(M)$, $P_{\psi'}^{\mu, \sigma_0}(M)$, $P_{D\bar{D}}(M)$ e $P_{DY}(M)$ é necessária para que $N_{J/\psi}$, $N_{\psi'}$, $N_{D\bar{D}}$ e N_{DY} representem, respectivamente, o número de eventos J/ψ , ψ' , $D\bar{D}$ e Drell-Yan existentes. Como se pretende obter o quociente de secções eficazes (ver secção 4.2), reescreve-se a equação de ajuste em função de N_{DY} , $\frac{N_{J/\psi}}{N_{DY}}$, $\frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}}$ e $\frac{N_{D\bar{D}}}{N_{DY}}$:

$$\begin{aligned} \frac{dN^{+-}}{dM} = & R P^{fundo}(M) + P^{sem\ alvo}(M) + N_{DY} \left[\frac{N_{J/\psi}}{N_{DY}} \left(\frac{P_{J/\psi}^{\mu, \sigma_0}(M)}{\int P_{J/\psi}^{\mu, \sigma_0}(M) dM} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} \frac{P_{\psi'}^{\mu, \sigma_0}(M)}{\int P_{\psi'}^{\mu, \sigma_0}(M) dM} \right) + \frac{N_{D\bar{D}}}{N_{DY}} \frac{P_{D\bar{D}}(M)}{\int P_{D\bar{D}}(M) dM} + \frac{P_{DY}(M)}{\int P_{DY}(M) dM} \right] . \quad (4.11) \end{aligned}$$

A fim de simplificar a notação da equação 4.11, introduzem-se as funções F , definidas como,

$$\begin{aligned} F_{J/\psi}^{\mu, \sigma_0} = \frac{P_{J/\psi}^{\mu, \sigma_0}(M)}{\int P_{J/\psi}^{\mu, \sigma_0}(M) dM}, \quad F_{\psi'}^{\mu, \sigma_0} = \frac{P_{\psi'}^{\mu, \sigma_0}(M)}{\int P_{\psi'}^{\mu, \sigma_0}(M) dM}, \quad F_{D\bar{D}} = \frac{P_{D\bar{D}}(M)}{\int P_{D\bar{D}}(M) dM}, \\ F_{DY} = \frac{P_{DY}(M)}{\int P_{DY}(M) dM} \end{aligned}$$

vindo para a função de ajuste:

$$\begin{aligned} \frac{dN^{+-}}{dM} = & R P^{fundo} + P^{sem\ alvo} + N_{DY} \left[\frac{N_{J/\psi}}{N_{DY}} \left(F_{J/\psi}^{\mu, \sigma_0} + \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} F_{\psi'}^{\mu, \sigma_0} \right) \right. \\ & \left. + \frac{N_{D\bar{D}}}{N_{DY}} F_{D\bar{D}} + F_{DY} \right] . \quad (4.12) \end{aligned}$$

Dado o número elevado de parâmetros livres a ajustar, evita-se a sua distorção por correlações acentuadas entre estes, ajustando as distribuições experimentais por etapas, tendo cada uma delas (excepto a primeira) um número de parâmetros a ajustar mais reduzido. No total existem 4 etapas, que são descritas de seguida.

1ª etapa: Ajuste entre 1.5 e 8.0 GeV/c^2 com 9 parâmetros livres:

$$N_{DY}, \frac{N_{J/\psi}}{N_{DY}}, \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}}, \frac{N_{D\bar{D}}}{N_{DY}}, R, \mu^{J/\psi}, \sigma_0^{J/\psi}, \mu^{\psi'} - \mu^{J/\psi} \text{ e } \frac{\sigma_0^{\psi'}}{\sigma_0^{J/\psi}} .$$

A função de ajuste é definida pela equação 4.12 .

Dado existir uma contaminação, não totalmente eliminada pelo corte P*DTARG a 1% e pela correcção “sem alvo”, no intervalo de massa entre 2.35 e 2.6 GeV/c^2 , os ajustes são feitos não considerando os 5 *bins* contidos neste intervalo. Verifica-se, no entanto, que esta contaminação é desprezável para um corte P*DTARG a 14%⁶ sugerindo que um corte P*DTARG bastante severo é realmente necessário. Mas, esta contaminação está limitada a uma região de massa bastante estreita e relativamente distante das ressonâncias, logo pode penalizar desnecessariamente o número de eventos J/ψ , ψ' e Drell-Yan, piorando a precisão dos valores físicos que se pretendem obter. Desta forma, ainda não é possível escolher o corte P*DTARG a utilizar.

Os objectivos desta primeira etapa são: i) obter os valores de μ e σ_0 do J/ψ a serem utilizados na 3ª etapa e, ii) comparar os valores aqui obtidos com os obtidos na 4ª etapa para verificar se as correlações entre os 9 parâmetros alteram significativamente os seus valores.

A tabela 4.11 contém os valores de μ e σ_0 do J/ψ necessários à 3ª etapa. A título de exemplo, a figura 4.13 identifica os diferentes processos que entram nos ajustes às distribuições de massa entre 1.5 e 8.0 GeV/c^2 com os 9 parâmetros livres.

A figura 4.14 mostra os ajustes às distribuições de massa entre 1.5 e 8.0 GeV/c^2 com os 9 parâmetros livres para os vários cortes P*DTARG e para os diferentes intervalos de rapidez.

2ª etapa: Ajuste entre 5.0 e 8.0 GeV/c^2 (região de massa onde o Drell-Yan é a única contribuição para o sinal) com 1 parâmetro livre: N_{DY} .

Nesta etapa a função de ajuste é definida pela equação:

$$\frac{dN^{+-}}{dM} = N_{DY} F_{DY} .$$

⁶Os 5 *bins* também não são utilizados nos ajustes com este corte P*DTARG por razões de uniformidade em todos os ajustes efectuados.

Prob. de χ^2 do corte P*DTARG	Intervalo de Rapidez	$\mu^{J/\psi}$ (GeV/c ²)	$\sigma_0^{J/\psi}$ (MeV/c ²)
0 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	3.1148	115.6
1 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	3.1146	114.6
1 %	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	3.1131	114.2
1 %	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	3.1165	114.3
14 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	3.1139	112.6
14 %	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	3.1127	112.1
14 %	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	3.1157	112.0

Tabela 4.11: Valores de μ e σ_0 do J/ ψ a serem utilizados na 3^a etapa.

Os objectivos desta 2^a etapa são: i) obter o número de eventos Drell-Yan na região intermédia de massa (a utilizar na 3^a etapa) por extrapolação do resultado obtido nesta etapa e, ii) verificar a estabilidade do número de eventos Drell-Yan em função do número de parâmetros e do intervalo de massa a ajustar.

O número de eventos Drell-Yan corrigidos de aceitação, N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} , e extrapolados para a região de massa entre 1.5 e 8.0 GeV/c² estão contidos na tabela 4.12 .

Prob. de χ^2 do corte P*DTARG	Intervalo de Rapidez	N_{DY}/\mathcal{A}_{DY}
0 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	494 213 \pm 12 491
1 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	447 589 \pm 12 138
1 %	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	214 651 \pm 8 453
1 %	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	239 032 \pm 8 975
14 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	444 153 \pm 13 808
14 %	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	209 540 \pm 9 256
14 %	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	237 493 \pm 10 449

Tabela 4.12: N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} .

3^a etapa: Ajuste da região de massa intermédia com 2 ou 3 parâmetros livres, consoante o intervalo de massa ajustado. Recorreu-se a diferentes regiões de massa para verificar a invariância dos parâmetros a ajustar.

Para os intervalos de massa: 1.5 - 2.0 GeV/c², 1.5 - 2.2 GeV/c², 1.6 - 2.0 GeV/c² e 1.6 - 2.2 GeV/c², os ajustes têm 2 parâmetros livres: R e $\frac{N_{D\bar{b}}}{N_{DY}}$, sendo a função de ajuste dada pela equação:

1ª ETAPA dos ajustes - 9 parametros livres

Runs 1505–1582 excepto 1516, 1518, 1526, 1527, 1530, 1536, 1537 e 1567

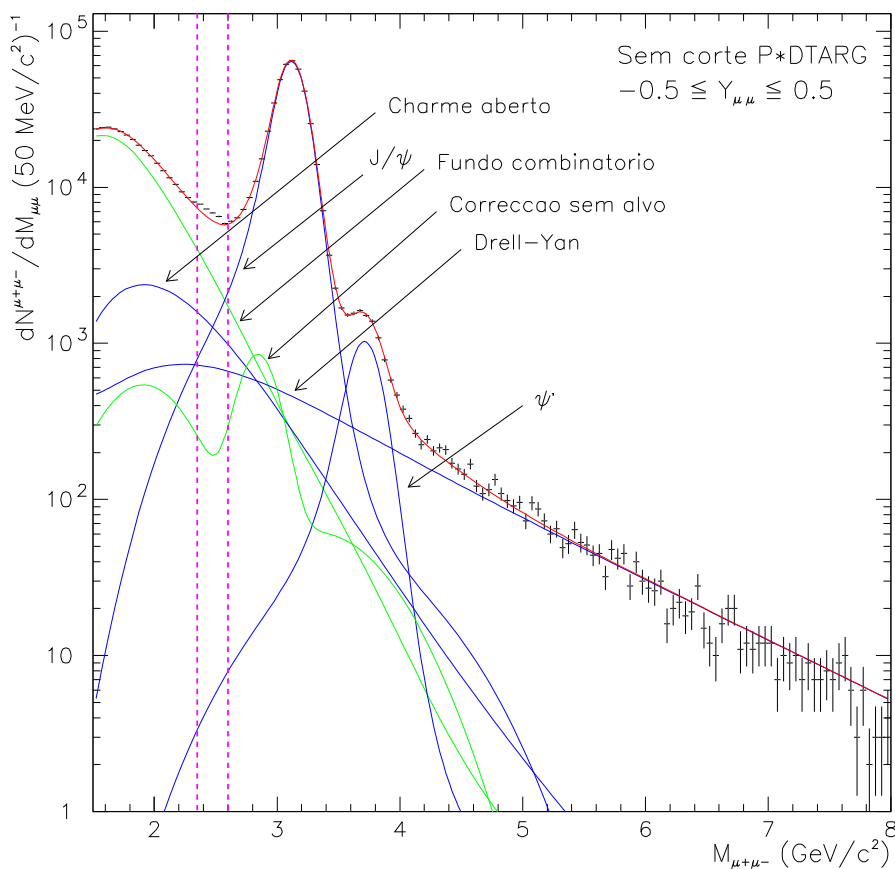


Figura 4.13: Ajuste à distribuição de massa sem corte P*DTARG entre 1.5 e 8.0 GeV/c² com 9 parâmetros livres. As duas linhas verticais delimitam o intervalo de massa entre 2.35 e 2.6 GeV/c² não considerado nos ajustes.

$$\frac{dN^{+-}}{dM} = R P^{fundo} + P^{sem\ alvo} + N_{DY} \left(\frac{N_{D\bar{D}}}{N_{DY}} F_{D\bar{D}} + F_{DY} \right) ,$$

em que N_{DY} é um parâmetro fixo, determinado na 2ª etapa.

Para os intervalos de massa: 1.5 - 2.9 GeV/c², 1.5 - 3.0 GeV/c², 1.6 - 2.9 GeV/c² e 1.6 - 3.0 GeV/c², os ajustes têm 3 parâmetros livres: R , $\frac{N_{D\bar{D}}}{N_{DY}}$ e $N_{J/\psi}$, sendo a função de ajuste dada pela equação:

$$\frac{dN^{+-}}{dM} = R P^{fundo} + P^{sem\ alvo} + N_{J/\psi} F_{J/\psi} + N_{DY} \left(\frac{N_{D\bar{D}}}{N_{DY}} F_{D\bar{D}} + F_{DY} \right) ,$$

1ª ETAPA dos ajustes - 9 parametros livres

Runs 1505–1582 excepto 1516, 1518, 1526, 1527, 1530, 1536, 1537 e 1567

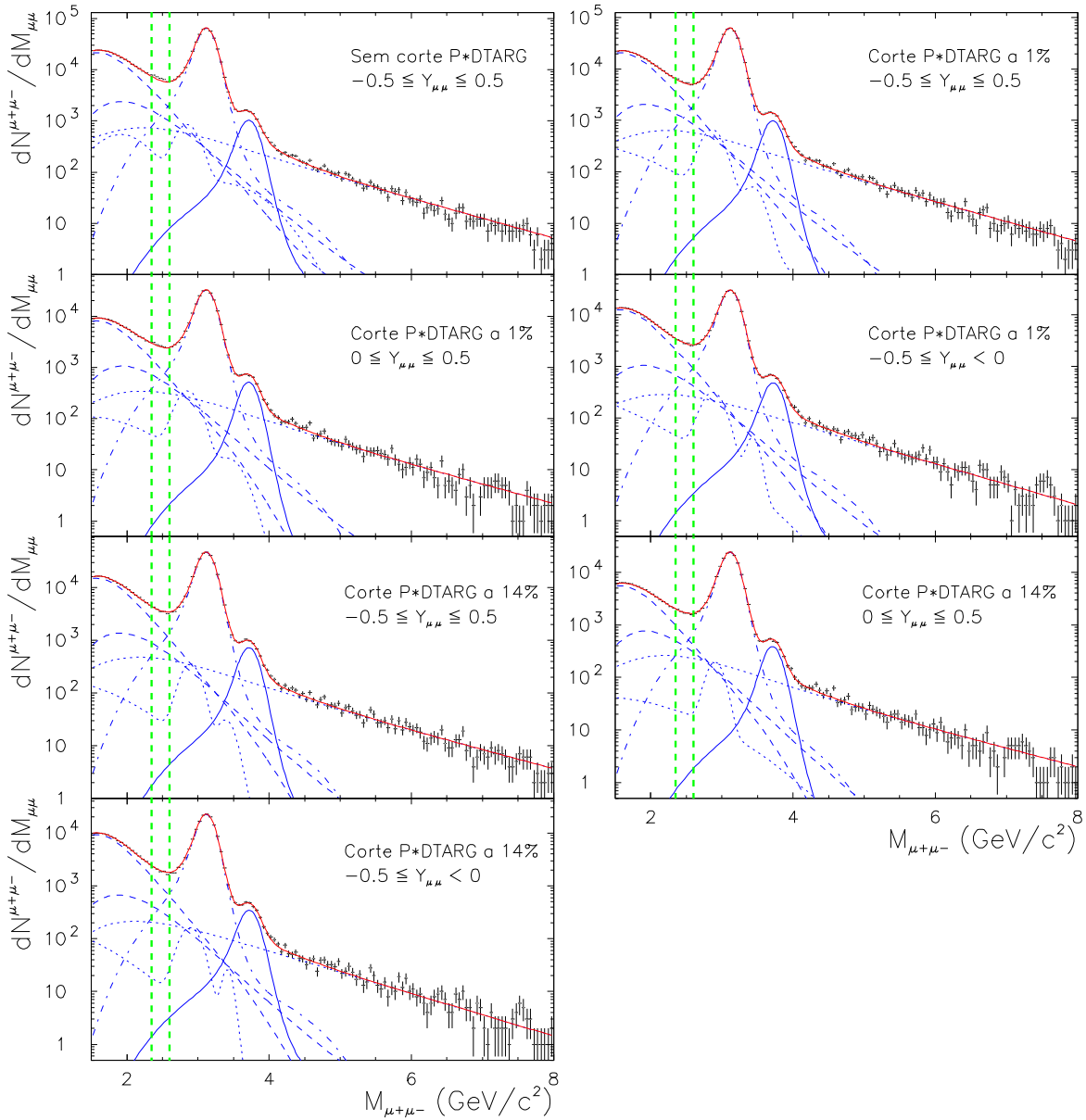


Figura 4.14: Ajustes às distribuições de massa entre 1.5 e 8.0 GeV/c² com 9 parâmetros livres.

sendo N_{DY} um parâmetro fixo, determinado na 2ª etapa. $\mu^{J/\psi}$ e $\sigma_0^{J/\psi}$ também são parâmetros fixos, determinados na 1ª etapa.

Como na 1ª etapa, e pelas razões já mencionadas, os 5 *bins* de massa entre 2.35 e 2.6 GeV/c² não são considerados nos ajustes.

O objectivo desta 3ª etapa é determinar os factores R a utilizar na 4ª etapa, bem como a sua estabilidade com a região de massa ajustada.

Os vários ajustes executados nesta etapa permitem concluir que o factor R é, em geral, estável, isto é, os seus valores oscilam pouco com o intervalo de massa ajustado. A tabela 4.13 mostra os valores de R obtidos.

Prob. de χ^2 do corte P*DTARG	Intervalo de Rapidez	R
0 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	1.03
1 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	1.05
1 %	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	1.08
1 %	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	1.04
14 %	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	1.07
14 %	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	1.10
14 %	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$	1.06

Tabela 4.13: Factores R .

A figura 4.15 mostra os ajustes às distribuições de massa entre 1.5 e 3.0 GeV/c² com 3 parâmetros livres.

4ª etapa: Ajuste da região de massa acima de 1.5 GeV/c² (e abaixo dos 8.0 GeV/c²) com 8 ou 4 parâmetros livres, consoante o intervalo de massa ajustado.

Os 8 parâmetros a ajustar são:

$$N_{DY}, \frac{N_{J/\psi}}{N_{DY}}, \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}}, \frac{N_{D\bar{D}}}{N_{DY}}, \mu^{J/\psi}, \sigma_0^{J/\psi}, \mu^{\psi'} - \mu^{J/\psi} \text{ e } \frac{\sigma_0^{\psi'}}{\sigma_0^{J/\psi}},$$

sendo a função de ajuste definida pela equação:

$$\frac{dN^{+-}}{dM} = R P^{fundo} + P^{sem\ alvo} + N_{DY} \left[\frac{N_{J/\psi}}{N_{DY}} \left(F_{J/\psi}^{\mu, \sigma_0} + \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} F_{\psi'}^{\mu, \sigma_0} \right) + \frac{N_{D\bar{D}}}{N_{DY}} F_{D\bar{D}} + F_{DY} \right]$$

O estudo sistemático destes parâmetros é feito variando o ponto inicial do ajuste: 1.5, 1.6, 1.7, 1.8, 1.9, 2.0, 2.6, 2.7, 2.8, 2.9 e 3.0 GeV/c².

3ª ETAPA dos ajustes - 3 parâmetros livres

Runs 1505–1582 excepto 1516, 1518, 1526, 1527, 1530, 1536, 1537 e 1567

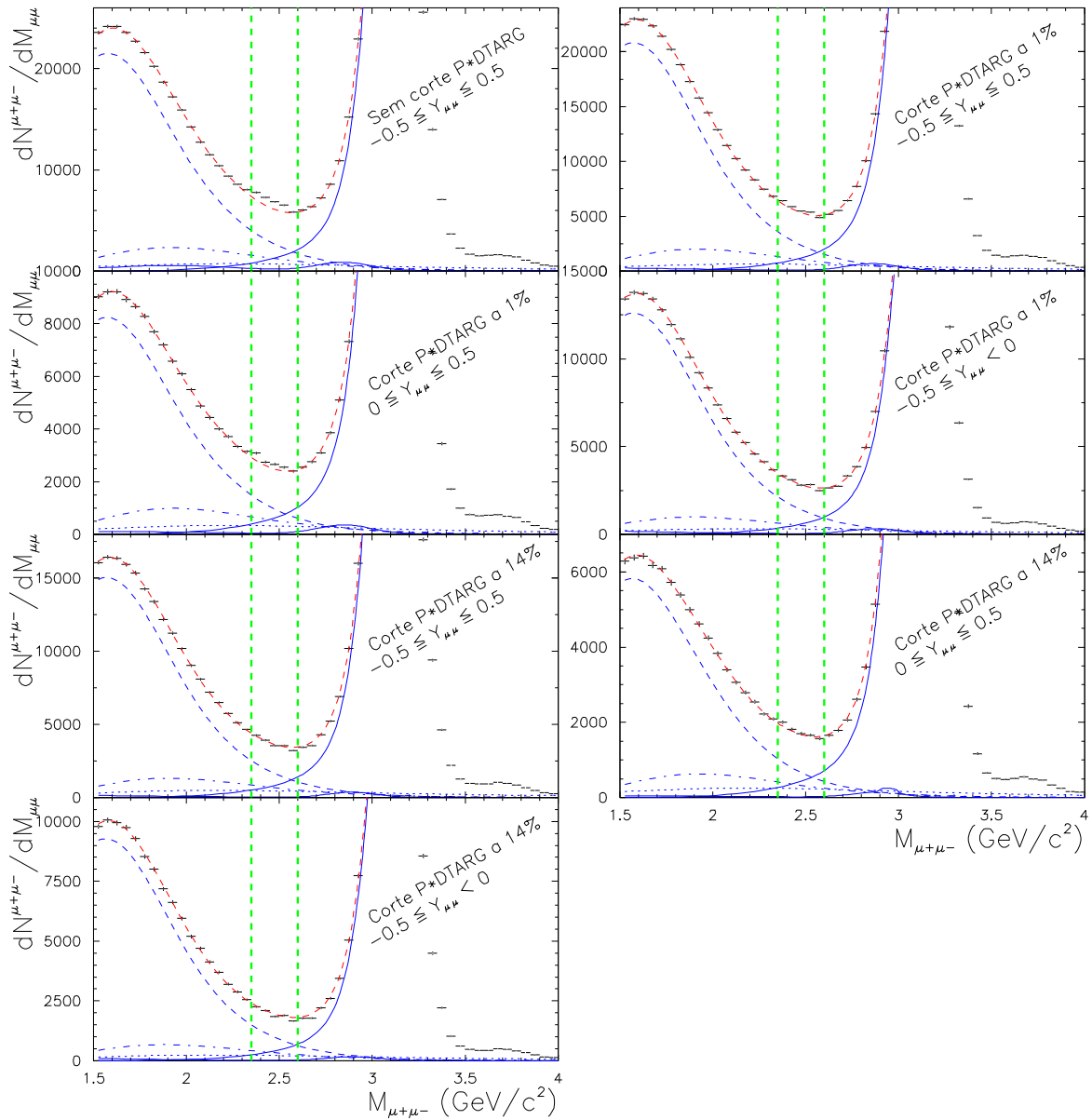


Figura 4.15: Ajustes às distribuições de massa entre 1.5 e 3.0 GeV/c^2 com 3 parâmetros livres. As duas linhas verticais delimitam o intervalo de massa entre 2.35 e 2.6 GeV/c^2 não considerado nos ajustes.

Os ajustes começando a massas superiores ou iguais a $2.6 \text{ GeV}/c^2$ são feitos não com os 8 parâmetros acima definidos, mas apenas com 4: $\frac{N_{D\bar{D}}}{N_{DY}}$, $\mu^{J/\psi}$, $\sigma_0^{J/\psi}$ e $\sigma_0^{\psi'}$ são fixados considerando os valores obtidos nos ajustes que começam a massas mais baixas. A contribuição $D\bar{D}$ é reduzida para massas superiores a $2.6 \text{ GeV}/c^2$, não existindo sensibilidade suficiente para a medir sendo, portanto, fixada. Quanto aos dois parâmetros do J/ψ e ao parâmetro do ψ' , eles têm de ser fixados de forma a não deformar nos ajustes as formas das ressonâncias, dado que estas são cada vez mais cortadas com o avanço do ponto inicial do ajuste.

Mais uma vez, os ajustes que se iniciam abaixo dos $2 \text{ GeV}/c^2$ não consideram os 5 *bins* de massa entre 2.35 e $2.6 \text{ GeV}/c^2$.

As figuras 4.16 e 4.17 mostram, respectivamente, os ajustes às distribuições de massa entre 1.5 e $8.0 \text{ GeV}/c^2$ com 8 parâmetros livres e entre 2.6 e $8.0 \text{ GeV}/c^2$ com 4 parâmetros livres.

4ª ETAPA dos ajustes - 8 parametros livres

Runs 1505–1582 excepto 1516, 1518, 1526, 1527, 1530, 1536, 1537 e 1567

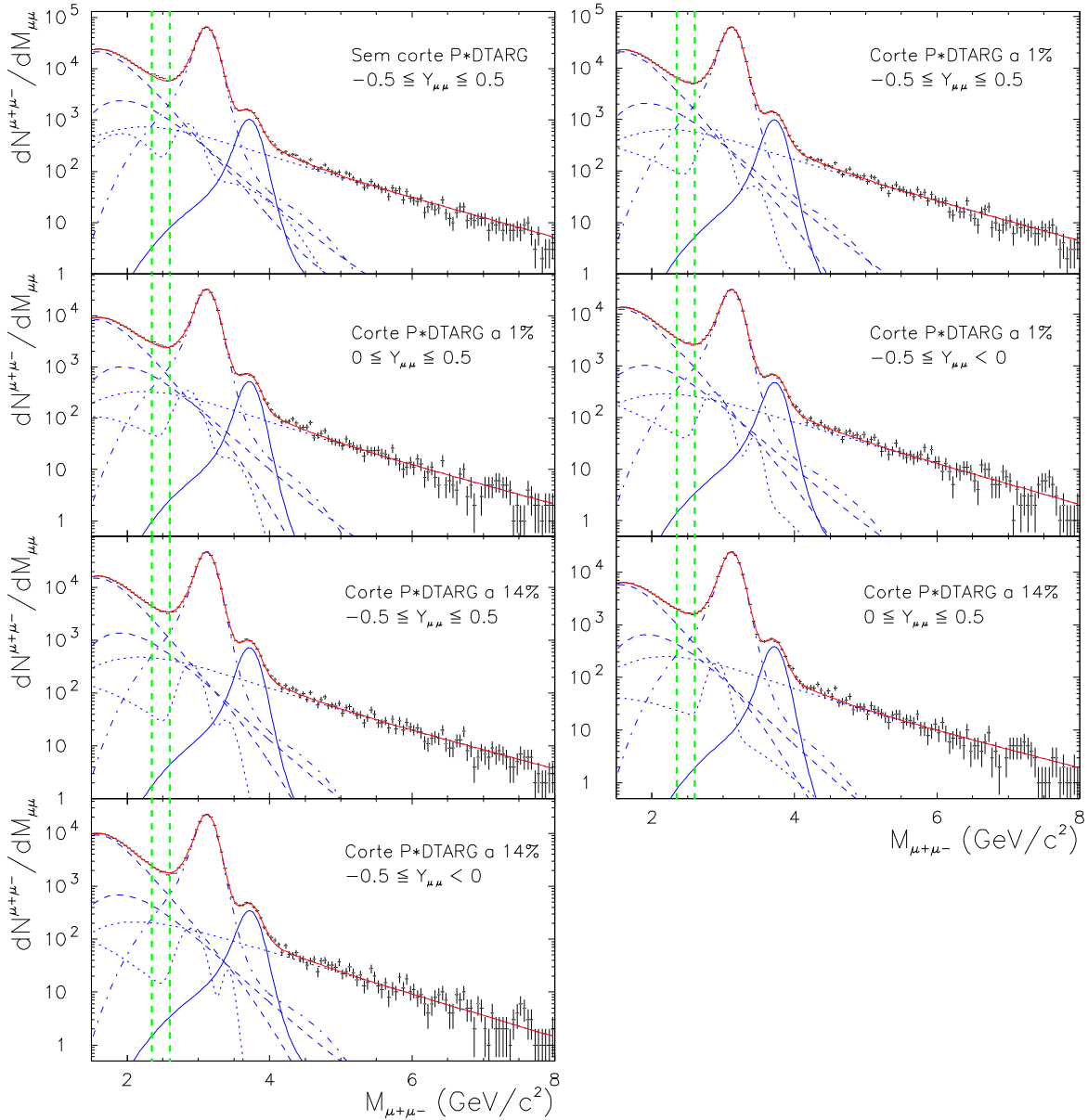


Figura 4.16: Ajustes às distribuições de massa entre 1.5 e 8.0 GeV/c^2 com 8 parâmetros livres. As duas linhas verticais delimitam o intervalo de massa entre 2.35 e 2.6 GeV/c^2 não considerado nos ajustes.

4ª ETAPA dos ajustes - 4 parametros livres

Runs 1505–1582 excepto 1516, 1518, 1526, 1527, 1530, 1536, 1537 e 1567

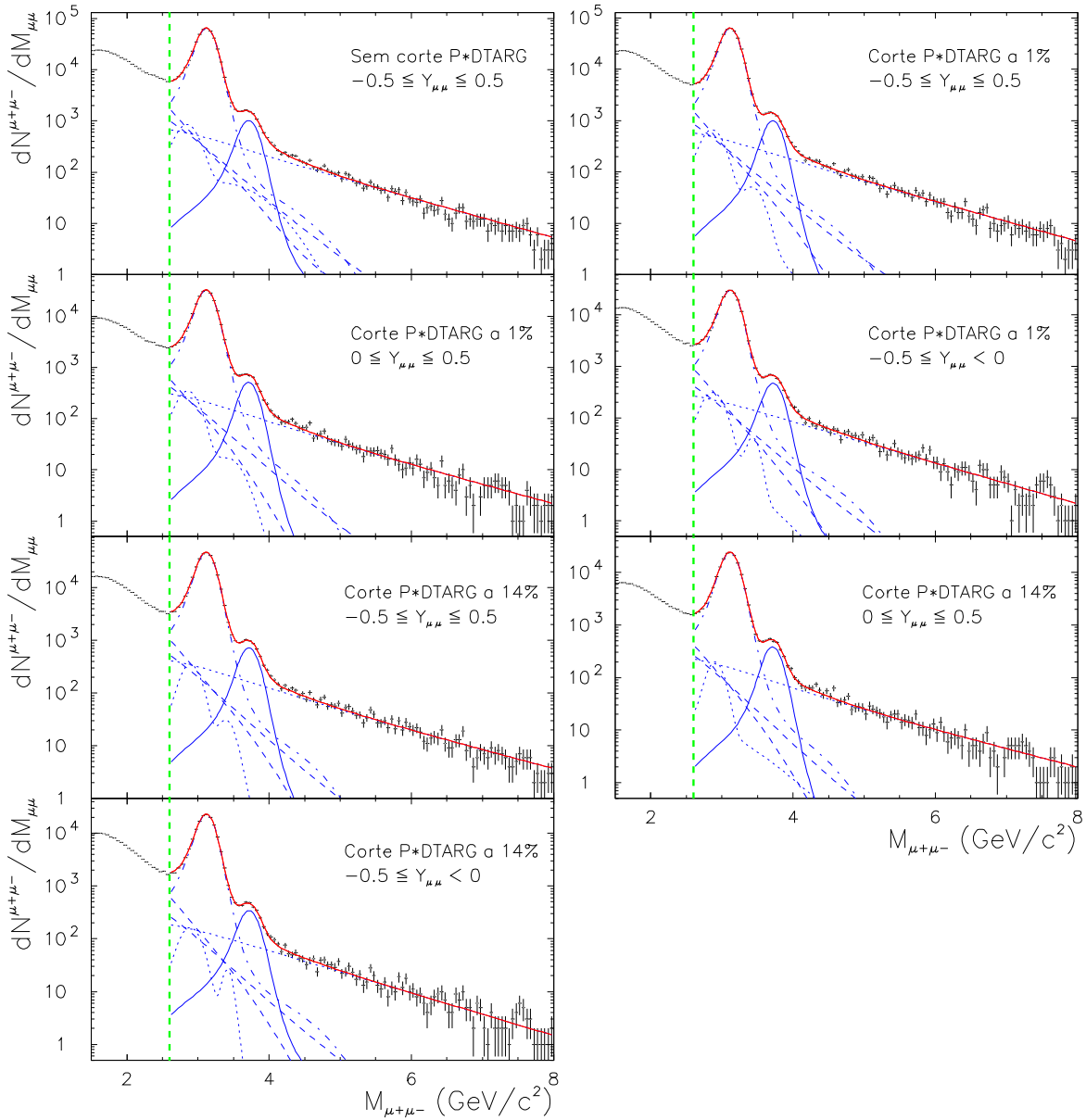


Figura 4.17: Ajustes às distribuições de massa entre 2.6 e 8.0 GeV/c^2 com 4 parâmetros livres.

Bibliografia

- [1] T. Sjosstrand, *Comp. Phys. Commun.* 39 (1986) 347; T. Sjosstrand and M. Bengtsson, *Comp. Phys. Commun.* 39 (1986) 347.
- [2] A.D. Martin, R. G. Roberts and W. J. Stirling, *Phys. Rev. D* 51 (1995) 4756.
- [3] M. C. Abreu et al. (Colaboração NA51), *Phys. Lett. B* 332 (1994) 244.
- [4] H. Plothow-Besch, CERN-PPE, *UsersManual* versão 7.09 (1997).

Capítulo 5

Resultados

Este capítulo apresenta os resultados da análise dos dados $p - W$ 96, nomeadamente as secções eficazes de produção de Drell-Yan, σ_{DY} , e de J/ψ , $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$, bem como os quocientes de secções eficazes $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$, $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ e $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$, em que $B_{\mu\mu}$ representa a razão de decaimento da ressonância no canal $\mu\mu$.

Também são incluídos valores obtidos numa outra tomada de dados, $p - W$ 98, com o mesmo *setup* de $p - W$ 96, mas com um feixe de baixa intensidade ($I \approx 0.5 \times 10^9$ prótons/burst). Esta tomada de dados visou reforçar a estatística de $p - W$ 96 nesta região de intensidades, que é manifestamente insuficiente.

5.1 Secção eficaz de produção de Drell-Yan

A secção eficaz de produção de Drell-Yan é calculada através da equação 4.3, aqui transcrita,

$$\sigma_{DY} = \frac{N_{DY}}{\mathcal{L} \mathcal{A}_{DY} LT \epsilon_{\mu\mu} \epsilon_{trigger}} \text{ (nb) } , \quad (5.1)$$

com N_{DY} obtido nos ajustes aos dados experimentais.

A luminosidade \mathcal{L} , é igual a:

$$\mathcal{L} = N_{incidentes} N_{alvo} = 6750 \text{ nb}^{-1} , \quad (5.2)$$

onde o número de partículas incidentes, obtido através dos argónios, é

$$N_{incidentes} = 3.00 \times 10^{13} \text{ protões,}$$

e o número de núcleos alvo por unidade de área é

$$N_{alvo} = \frac{1}{\sigma_{int}} \left[1 - \exp\left(-\frac{l_{alvo}}{L_{int}}\right) \right] = 2.25 \times 10^{-10} \text{ nb}^{-1};$$

A eficiência de reconstrução das câmaras, $\epsilon_{\mu\mu}$ e o tempo activo, LT , são obtidos *run a run*. O valor médio do seu produto é igual a 0.863.

Em relação à eficiência do *trigger*, $\epsilon_{trigger}$, o seu valor é determinado em *runs* especiais, sendo igual 87%.

Em relação ao quociente N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} , isto é, o número de eventos Drell-Yan corrigidos pela aceitação, o gráfico da figura 5.1 permite avaliar a sua estabilidade com o ponto inicial dos ajustes, para três cortes P*DTARG, nomeadamente 0 % (sem corte), 1 % e 14 %. Estes valores referem-se ao intervalo de massa entre 1.5 e 8.0 GeV/c² e ao intervalo de rapidez $|Y_{\mu\mu}^{CM}| \leq 0.5$.

Este gráfico contém os valores obtidos na 2^a e 4^a etapas dos ajustes (ver secção 4.8.3), permitindo concluir o seguinte:

1. N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} sem corte P*DTARG (círculos negros) está sistematicamente acima ≈ 13 % de N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} com corte P*DTARG a 1 % (quadrados brancos) e a 14 % (estrelas brancas), que por sua vez são compatíveis entre si;
2. esta discrepância sugere a existência de uma contaminação não desprezável por eventos produzidos fora do alvo na situação onde o corte P*DTARG não é feito, apesar de, nos ajustes se considerar a correcção “sem alvo”. A confirmação desta hipótese é obtida sobrepondo as distribuições da componente z do vértice de dimuões $+-$ com massa entre 5.0 GeV/c² e 8.0 GeV/c² ¹ sem corte P*DTARG e com corte P*DTARG a 1 % (figura 5.2). Esta figura apresenta as distribuições experimentais, aí denominadas “dados”, e as distribuições obtidas na simulação, denominadas “simulação”. Verifica-se que a distribuição experimental obtida antes de se aplicar o corte P*DTARG apresenta, ao contrário da distribuição simulada equivalente, um número elevado de dimuões produzidos bastante longe do alvo. Estes dimuões são eliminados eficazmente pelo corte P*DTARG, obtendo-se distribuições idênticas para os dados experimentais e para os dados simulados. Rejeitando os eventos fora do intervalo $-110 \leq z$ do vértice $< +20$ cm, no lote de eventos sem o corte P*DTARG (ver figura 5.2), e fazendo um ajuste com um parâmetro, N_{DY} , (ver equação 4.8.3) obtém-se que o valor de N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} baixa para um valor compatível aos obtidos com o corte P*DTARG a actuar. Assim,

¹Região de massa onde o Drell-Yan é praticamente a única contribuição para o sinal.

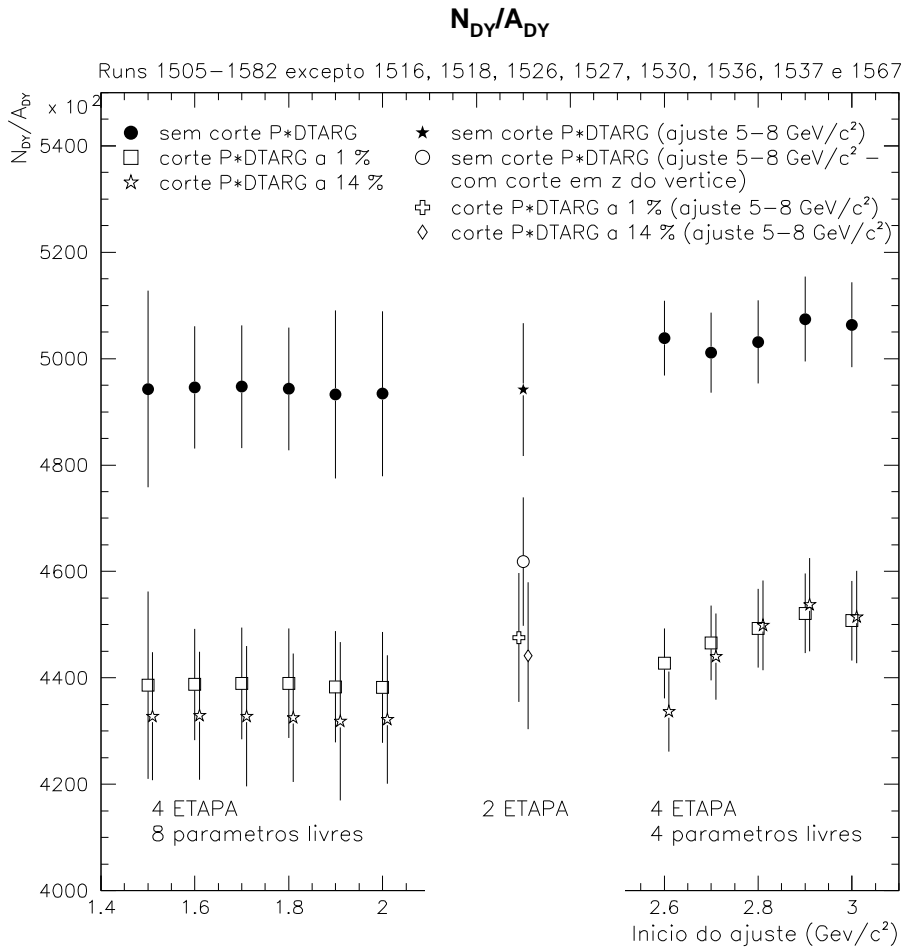


Figura 5.1: Evolução de N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} com o ponto inicial dos ajustes, para três cortes P*DTARG, nomeadamente 0 %, 1 % e 14 %.

este corte na componente z do vértice, apesar de relativamente grosseiro, evidencia que:

- (a) o corte P*DTARG a 1 % é necessário (e suficiente) para determinar correctamente o número de eventos Drell-Yan (o corte P*DTARG a 14 % é exagerado, dado só penalizar a estatística, o que se traduz num aumento do erro associado à secção eficaz);
- (b) nos ajustes, o valor de N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} é basicamente fixado a partir da distribuição dos eventos a alta massa;
- (c) a correcção “sem alvo” aplicada é insuficiente. Tal, deve-se à estatística reduzida dos *runs* sem o alvo de tungsténio.

3. N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} é bastante estável nos ajustes que se iniciam entre 1.5 e 2.0

Distribuicoes em Z do vertice sem corte P*DTARG e com corte P*DTARG a 1 %

$$5.0 \leq M_{\mu^+\mu^-} < 8.0 \text{ GeV}/c^2$$

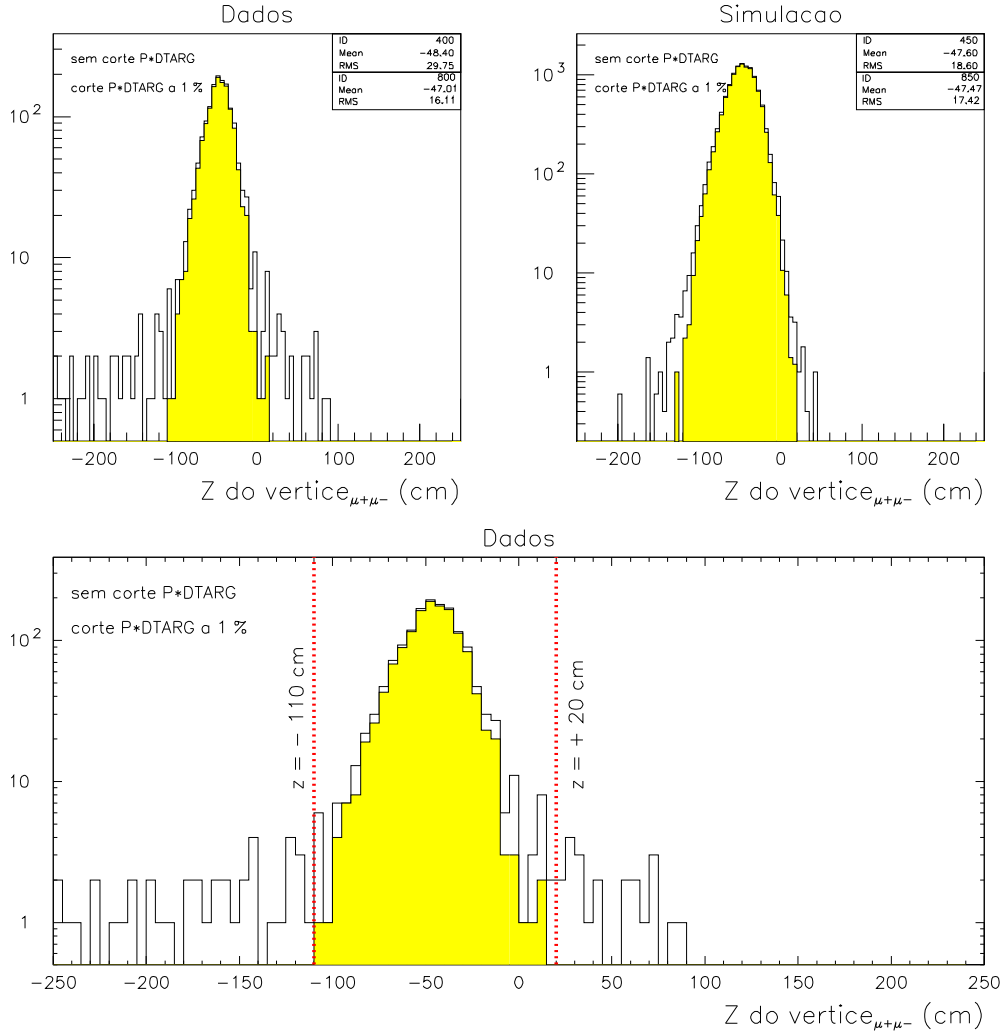


Figura 5.2: Distribuções da componente z do vértice de dimuões $+-$ entre $5.0 \text{ GeV}/c^2$ e $8.0 \text{ GeV}/c^2$ sem corte P*DTARG (histogramas a branco) e com corte P*DTARG a 1 % (histogramas a cheio).

GeV/c^2 . Para os ajustes com início a massas iguais ou superiores a $2.6 \text{ GeV}/c^2$, verifica-se um aumento sistemático deste quociente até à massa $2.8 \text{ GeV}/c^2$, após a qual N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} tende outra vez a estabilizar. Não obstante todos estes valores serem compatíveis dentro das barras de erro, é necessário escolher um valor. Esta escolha baseia-se na análise de quatro variáveis:

- (a) as barras de erro de N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} : o erro (estatístico) de N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} obtido nos ajustes que começam a partir dos $2.6 \text{ GeV}/c^2$ é $\approx 48\%$ inferior ao obtido nos ajustes que começam abaixo desta massa. Este decréscimo deve-se à diminuição da correlação entre os diferentes parâmetros ajustados que diminuíram de 8 para 4;
- (b) os valores médios de N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} obtidos na 2ª etapa (ajustes entre 5.0 e $8.0 \text{ GeV}/c^2$) são iguais aos valores obtidos nos ajustes que se iniciam próximo dos $3.0 \text{ GeV}/c^2$ (4ª etapa).
- (c) o χ^2 dos ajustes aumenta ligeiramente ($\approx 8\%$) nos ajustes que se iniciam a partir dos $2.8 \text{ GeV}/c^2$;
- (d) para valores a partir de $2.8 \text{ GeV}/c^2$, as distribuições em massa são mais limpas – o fundo hadrónico é bastante reduzido bem como a contaminação proveniente dos eventos produzidos fora do alvo (maioritariamente a jusante deste, o que implica que os dimuões são reconstruídos com uma massa inferior à real).

Portanto, parece lógico adoptar como valor final para N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} um dos valores obtidos nos ajustes que começam próximo dos $3.0 \text{ GeV}/c^2$.

Considerando o corte P*DTARG a 1% e o início do ajuste a $3.0 \text{ GeV}/c^2$ obtém-se o valor (para $1.5 \leq M_{\mu\mu} \leq 8.0 \text{ GeV}/c^2$ e $|Y_{\mu\mu}^{CM}| \leq 0.5$):

$$N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} = 450764 \pm 7487 .$$

Com os valores de \mathcal{L} , LT , $\epsilon_{\mu\mu}$, $\epsilon_{trigger}$ e N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} determinados, a secção eficaz de produção do Drell-Yan, dada pela equação 5.1, é igual a:

$$\sigma_{DY} = 88.91 \pm 1.48 \text{ nb} .$$

Este valor não é final dado ainda não terem sido contabilizados nem a ineficiência do algoritmo de reconstrução dos traços, observada em condições de feixe muito intenso, nem os erros sistemáticos.

Conforme já foi referido, para as intensidades bastante elevadas utilizadas nos *runs* standard ($I \approx 2.5 \times 10^9$ protões/burst), a ineficiência de reconstrução dos dimuões não é totalmente contabilizada pela eficiência de reconstrução das câmaras multifios ($\epsilon_{\mu\mu}$). Para o Drell-Yan, esta ineficiência pode ser calculada a partir do gráfico da figura 5.3, que mostra o ajuste ao quociente $+ - |_{4.0-8.0}/(ARGO1_{TG}\epsilon_{\mu\mu})$ ($+ - |_{4.0-8.0}$ representa o número de $\mu+\mu-$ no intervalo de massa invariante entre 4.0 e 8.0 GeV/c²) com duas linhas horizontais nas regiões de intensidade baixa e alta, respectivamente.

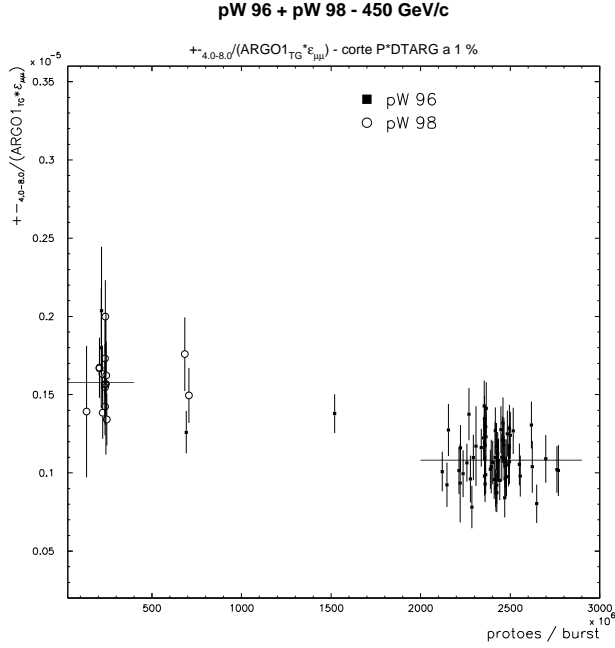


Figura 5.3: Ajuste ao quociente $+ - |_{4.0-8.0}/(ARGO1_{TG}\epsilon_{\mu\mu})$ para determinar a ineficiência do algoritmo de reconstrução nos eventos Drell-Yan para intensidades de feixe elevadas.

Do quociente entre os dois valores obtidos nos ajustes obtém-se uma ineficiência para os eventos Drell-Yan igual a

$$\frac{Ajuste\ alta\ intensidade}{Ajuste\ baixa\ intensidade} = \frac{(0.108 \pm 0.0017) \times 10^{-5}}{(0.158 \pm 0.0056) \times 10^{-5}} = 0.685 \pm 0.027 .$$

A secção eficaz de Drell-Yan corrigida é então:

$$\sigma_{DY}|_{corrigido} = \frac{\sigma_{DY}}{0.685} = \frac{88.91 \pm 1.48}{0.685} = 129.80 \pm 2.16 \text{ nb} .$$

O erro sistemático introduzido por este processo de correcção é $0.027/0.685$, i.e., de 3.94 %, (= 5.12 nb). Existe outro erro sistemático associado à medição da luminosidade, igual a 7 % (= 9.09 nb). Esta barra de erro surge de incertezas na eficiência de *trigger* e na calibração absoluta das câmaras de ionização que medem a intensidade do feixe. Somando quadraticamente os erros sistemáticos, obtém-se para o valor final da secção eficaz de Drell-Yan:

$$\sigma_{DY}|_{\text{corrigido}} = 129.80 \pm 2.16 \pm 10.43 \text{ nb} .$$

5.1.1 Dependência com a rapidez

Os gráficos da figura 5.4 mostram a evolução, com o ponto inicial dos ajustes, dos valores de N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} (no intervalo de massa 1.5-8.0 GeV/c²) para:

▷ dois intervalos de rapidez: $0. \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$ e $-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.$, com o corte P*DTARG a 1 %;

▷ dois intervalos de rapidez: $0. \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$ e $-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.$, com o corte P*DTARG a 14 %;

▷ dois valores para o corte P*DTARG: 1 % e 14 %, no intervalo de rapidez $0. \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$;

▷ dois valores para o corte P*DTARG: 1 % e 14 %, no intervalo de rapidez $-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.$

Destes quatro gráficos verifica-se que:

1. o número de eventos Drell-Yan com rapidez negativa está sistematicamente acima ≈ 4 % do número de eventos com rapidez positiva, tanto para o corte P*DTARG a 1 % como a 14 %. No entanto, as suas barras de erro tornam-os compatíveis entre si;
2. em ambos os intervalos de rapidez, o valor de N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} com o corte P*DTARG a 1 % está sistematicamente um pouco acima ≈ 3 % do valor de N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} com o corte P*DTARG a 14 %. Os seus valores são, no entanto, perfeitamente compatíveis.

Os argumentos utilizados na selecção do valor mais correcto de N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} no intervalo global de rapidez mantêm-se. Assim, nas regiões de rapidez negativa e positiva esta razão é, respectivamente:

$$N_{DY}/\mathcal{A}_{DY}|_{-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0} = 231121 \pm 5557$$

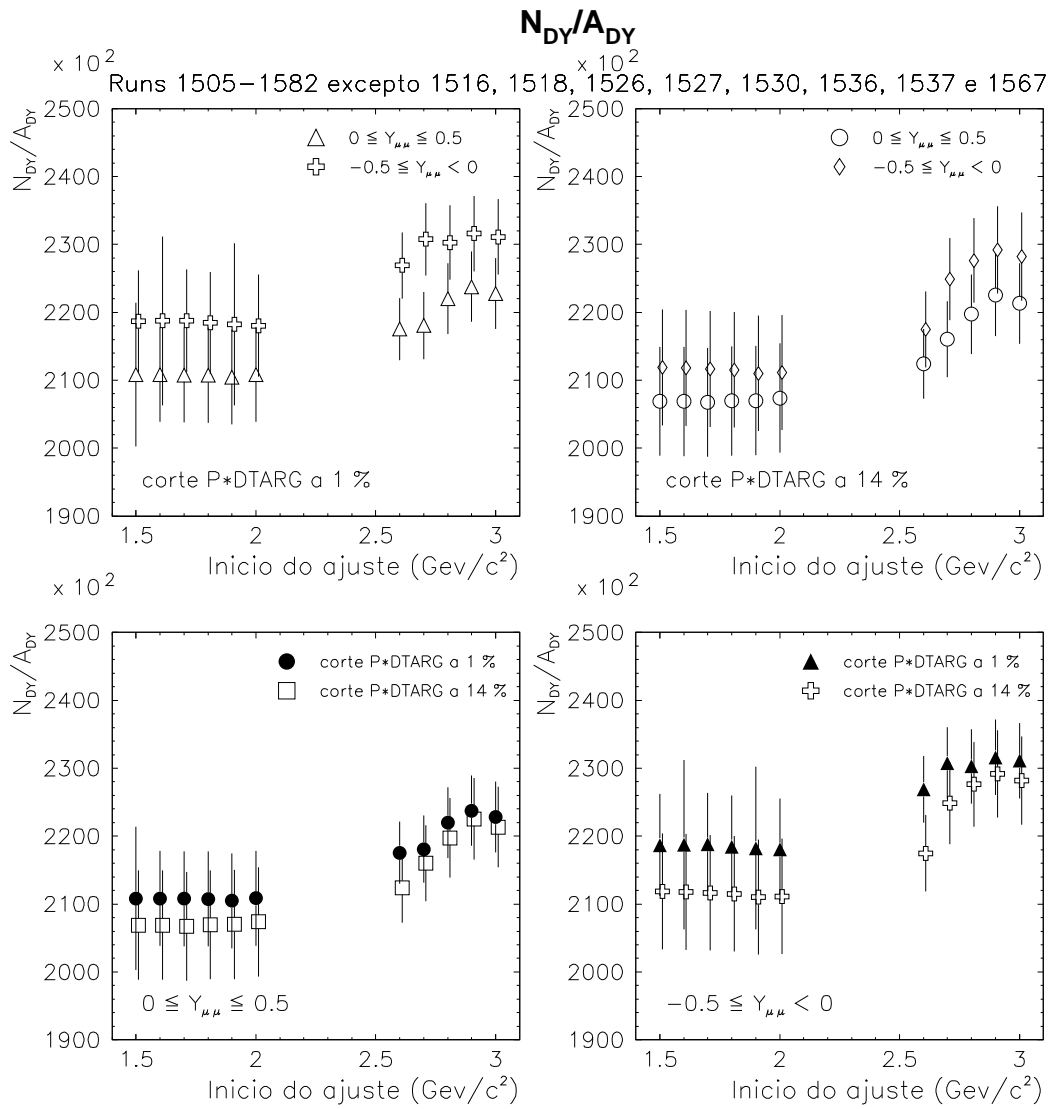


Figura 5.4: Dependência de N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} com os intervalos de rapidez e os cortes P^*DTARG , para diversos pontos iniciais dos ajustes (explicitados pelos valores das abcissas).

$$N_{DY}/\mathcal{A}_{DY}|_{0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5} = 222789 \pm 5209 ,$$

obtida com o corte P*DTARG a 1 % e com o início do ajuste a 3.0 GeV/c². As secções eficazes de produção são então:

$$\sigma_{DY}|_{-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0} = 45.59 \pm 1.10 \text{ nb} ,$$

$$\sigma_{DY}|_{0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5} = 43.94 \pm 1.03 \text{ nb} .$$

Assumindo que a ineficiência de reconstrução a alta intensidade não depende da rapidez, obtêm-se os seguintes valores corrigidos:

$$\sigma_{DY}|_{-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0} \text{ (corrigido)} = \frac{45.59 \pm 1.10}{0.685} = 66.55 \pm 1.61 \text{ nb}$$

$$\sigma_{DY}|_{0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.5} \text{ (corrigido)} = \frac{43.94 \pm 1.03}{0.685} = 64.15 \pm 1.55 \text{ nb} ,$$

com um erro sistemático devido à correcção de 2.60 nb e 2.50 nb para os intervalos negativo e positivo de rapidez, respectivamente.

As incertezas associadas à luminosidade e à eficiência de *trigger* ($\epsilon_{trigger}$) introduzem um erro sistemático de 2.66 nb e 2.57 nb para os intervalos negativo e positivo de rapidez, respectivamente.

5.2 A razão $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$

O quociente $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$ ² (designado abreviadamente por $\psi/DY_{2.9-4.5}$) é calculado pela equação seguinte:

$$\frac{B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}}{\sigma_{DY_{2.9-4.5}}} = \frac{N_{J/\psi}}{\mathcal{A}_{J/\psi}} \frac{\mathcal{A}_{DY_{2.9-4.5}}}{N_{DY_{2.9-4.5}}} = \frac{N_{J/\psi}}{N_{DY_{2.9-4.5}}} \frac{\mathcal{A}_{DY_{2.9-4.5}}}{\mathcal{A}_{J/\psi}}$$

²O índice 2.9 – 4.5 define o intervalo de massa para a qual é calculada a secção eficaz de Drell-Yan.

com $N_{J/\psi}/N_{DY_{2.9-4.5}}$ obtido nos ajustes aos dados experimentais, nomeadamente na 4ª etapa.

O gráfico da figura 5.5 mostra a estabilidade de $\psi/DY_{2.9-4.5}$ com o ponto inicial dos ajustes, para três cortes P*DTARG: 0 %, 1 % e 14 %. Este gráfico permite concluir que:

1. os valores de $\psi/DY_{2.9-4.5}$ sem corte P*DTARG (círculos negros) estão sistematicamente abaixo ≈ 13 % dos valores obtidos com o corte P*DTARG (quadrados e estrelas brancas). Como σ_{DY} sem corte P*DTARG é ≈ 13 % superior a σ_{DY} com corte P*DTARG a 1 % (cf. fig. 5.1), conclui-se que $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ é praticamente insensível a este corte;
2. o corte P*DTARG a 1 % ou a 14 % praticamente não altera o valor de $\psi/DY_{2.9-4.5}$ (a diferença máxima é ≈ 1.5 %). No entanto, as barras de erro são maiores para o corte P*DTARG mais severo. Assim, o corte P*DTARG a 1 % é o mais indicado para o estudo deste quociente;
3. à semelhança do verificado no Drell-Yan, a estabilidade de $\psi/DY_{2.9-4.5}$ é total nos ajustes que se iniciam entre 1.5 e 2.0 GeV/c², começando, no entanto, a perder-se nos ajustes que se iniciam a massas mais elevadas. Aqui, a descida observada está relacionada com o aumento verificado em N_{DY}/\mathcal{A}_{DY} (fig. 5.1, dado as oscilações serem idênticas em ambos os casos).

Face ao exposto, e em sintonia com o decidido para o Drell-Yan, adopta-se o valor de $\psi/DY_{2.9-4.5}$ obtido com corte P*DTARG a 1 % e o início do ajuste a 3.0 GeV/c²:

$$\psi/DY_{2.9-4.5} = 49.7 \pm 0.9 \quad .$$

Verifica-se que a ineficiência a alta intensidade na região de massa do J/ψ é diferente da obtida para o Drell-Yan (ver secção 5.1), comparando a figura 5.3 com a figura 5.6, que mostra o ajuste ao quociente $+ - |_{2.7-3.5}/(ARGO1_{TG}\epsilon_{\mu\mu})$ ($+ - |_{2.7-3.5}$ é o número de $\mu + \mu -$ no intervalo de massa invariante do J/ψ) com duas linhas horizontais às regiões de intensidade baixa e alta, respectivamente. Deste gráfico, determina-se que a ineficiência do J/ψ é igual a:

$$\frac{\text{Ajuste alta intensidade}}{\text{Ajuste baixa intensidade}} = \frac{(0.1062 \pm 0.0002) \times 10^{-3}}{(0.1350 \pm 0.0005) \times 10^{-3}} = 0.787 \pm 0.003$$

Esta discrepância nos valores das ineficiências implica a seguinte correcção no quociente $\psi/DY_{2.9-4.5}$:

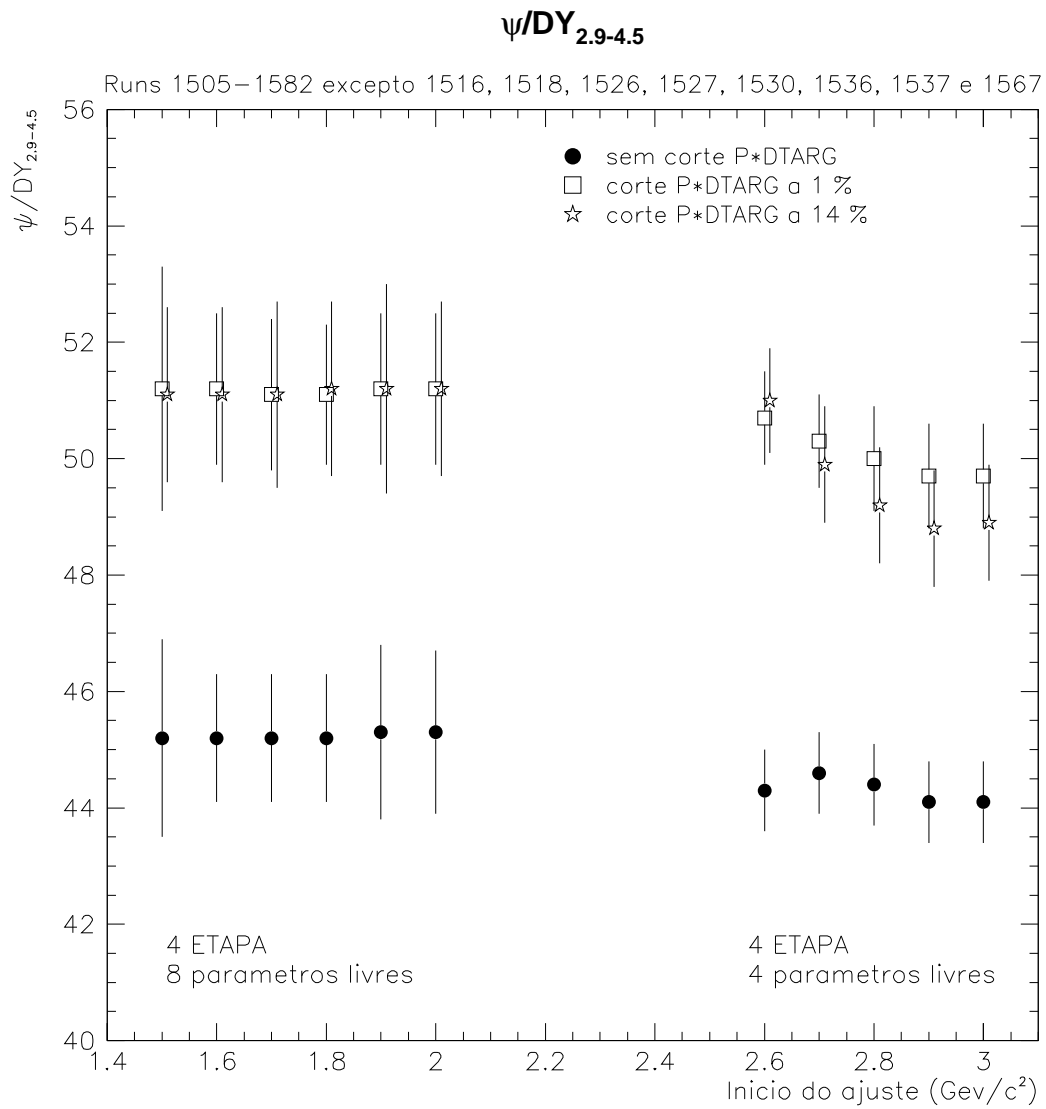


Figura 5.5: Evolução de $\psi/DY_{2.9-4.5}$ com o ponto inicial dos ajustes, para três cortes P*DTARG: 0 %, 1 % e 14 %.

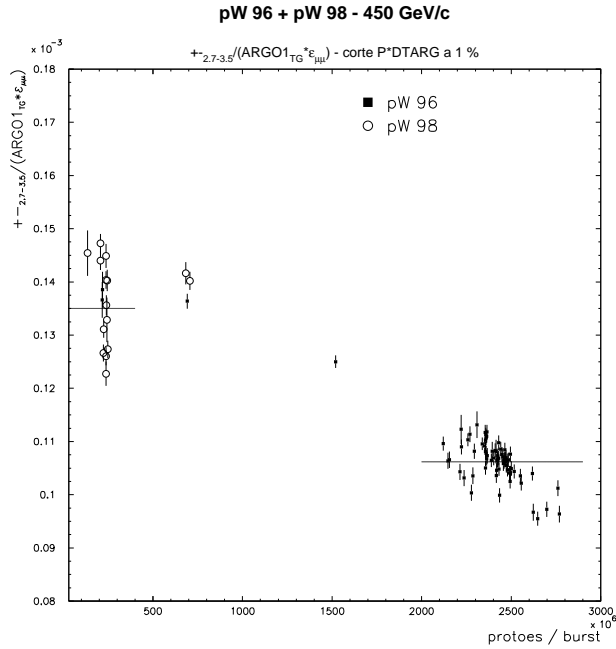


Figura 5.6: Ajuste ao quociente $+_{-} |_{2.7-3.5}/(ARGO1_{TG}\epsilon_{\mu\mu})$ para determinar a ineficiência do algoritmo de reconstrução na região de massa do J/ψ para intensidades de feixe elevadas.

$$\frac{\psi/DY_{2.9-4.5}|_{\text{corrigido}}}{\psi/DY_{2.9-4.5}} = \frac{0.685 \pm 0.027}{0.787 \pm 0.003} = 0.870 \pm 0.034,$$

donde se obtém o valor final:

$$\psi/DY_{2.9-4.5}|_{\text{corrigido}} = 43.2 \pm 0.8 ,$$

com um erro sistemático devido à correcção de 1.7 .

5.2.1 Dependência com a rapidez

Os gráficos da figura 5.7 são idênticos aos da figura 5.4, e permitem visualizar a dependência do quociente aqui a ser analisado com os dois intervalos de rapidez (positivo e negativo) para os dois cortes P*DTARG já mencionados. Destes quatro gráficos verifica-se que:

1. $\psi/DY_{2.9-4.5}$ é praticamente insensível (menos de 4.5 %) ao intervalo de rapidez, para ambos os cortes P*DTARG, embora para o corte P*DTARG

$\psi/DY_{2.9-4.5}$

Runs 1505–1582 excepto 1516, 1518, 1526, 1527, 1530, 1536, 1537 e 1567

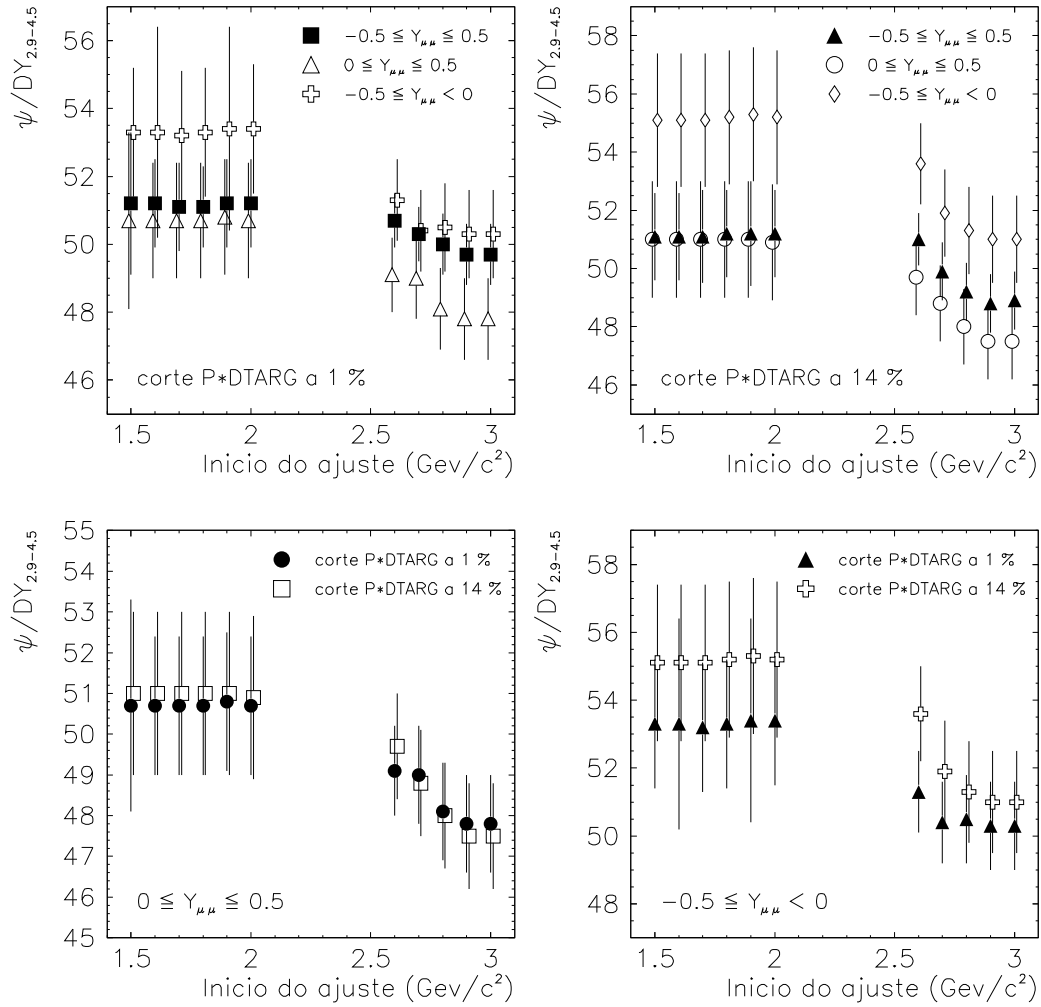


Figura 5.7: Dependência de $\psi/DY_{2.9-4.5}$ com os intervalos de rapidez e os cortes P*DTARG, para diversos pontos iniciais dos ajustes (explicitados pelos valores das abcissas).

a 14 % o valor deste quociente seja superior em ≈ 8 % no intervalo negativo de rapidez;

2. nos dois intervalos de rapidez (positivo e negativo), o corte P*DTARG não altera os valores de $\psi/DY_{2.9-4.5}$.

Mais uma vez, os argumentos utilizados na selecção do valor mais correcto de $\psi/DY_{2.9-4.5}$ no intervalo global de rapidez mantêm-se. Assim, nas regiões de rapidez negativa e positiva esta razão é, respectivamente:

$$\psi/DY_{2.9-4.5}|_{-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0} = 50.3 \pm 1.3 ,$$

$$\psi/DY_{2.9-4.5}|_{0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5} = 47.8 \pm 1.2 ,$$

obtida com o corte P*DTARG a 1 % e com o início do ajuste a 3.0 GeV/c².

Assumindo que a ineficiência de reconstrução a alta intensidade não depende da rapidez, obtêm-se os seguintes valores corrigidos:

$$\psi/DY_{2.9-4.5}|_{-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0} \text{ (corrigido)} = (50.3 \pm 1.3)(0.870) = 43.8 \pm 1.1$$

$$\psi/DY_{2.9-4.5}|_{0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.5} \text{ (corrigido)} = (47.8 \pm 1.2)(0.870) = 41.6 \pm 1.0 ,$$

com um erro sistemático devido à correcção de 1.7 e 1.6 para os intervalos negativo e positivo de rapidez, respectivamente.

5.3 Secção eficaz de produção de J/ ψ

A secção eficaz de produção de J/ ψ no canal dimuão, $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ ³, (designada abreviadamente por $\sigma_{J/\psi}$) é calculada através da seguinte equação,

$$\sigma_{J/\psi} = \frac{N_{J/\psi}}{\mathcal{L} \mathcal{A}_{J/\psi} LT \epsilon_{\mu\mu} \epsilon_{trigger}} \text{ (nb)} ,$$

³ $B_{\mu\mu}$ define a taxa de decaimento do J/ ψ em dois muões.

com $N_{J/\psi}$ obtido nos ajustes aos dados experimentais entre 3.0 e 8.0 GeV/c², com o corte P*DTARG a 1 % e no intervalo de rapidez $|Y_{\mu\mu}^{CM}| \leq 0.5$, tendo-se obtido o valor

$$N_{J/\psi} = 402058 \pm 747 \quad .$$

A aceitância $\mathcal{A}_{J/\psi}$ é, neste caso, igual a $(14.74 \pm 0.01)\%$ (ver tabela 4.7). A luminosidade (\mathcal{L}), o valor médio do produto da eficiência de reconstrução das câmaras ($\epsilon_{\mu\mu}$) pelo tempo activo (LT) e a eficiência do *trigger* ($\epsilon_{trigger}$) são iguais a 6750 nb^{-1} , 0.863 e 87 %, respectivamente (ver secção 5.1).

Obtém-se, desta forma para a secção eficaz de produção de J/ψ o valor

$$\sigma_{J/\psi} = 538.22 \pm 1.06 \text{ nb} \quad .$$

Considerando a ineficiência de reconstrução do J/ψ a alta intensidade de feixe, igual a 0.787 ± 0.003 (ver secção 5.2), obtém-se a secção eficaz corrigida:

$$\sigma_{J/\psi}|_{\text{corrigido}} = \frac{\sigma_{J/\psi}}{0.787} = \frac{538.22 \pm 1.06}{0.787} = 683.89 \pm 1.35 \text{ nb} \quad .$$

O erro sistemático introduzido por este processo de correcção é $0.003/0.787$, i.e., de 0.4 % (= 2.74 nb). Como já foi mencionado, existe uma outra incerteza sistemática de 7 % (= 47.87 nb) associada à medição da luminosidade. Somando quadraticamente os erros sistemáticos, obtém-se para o valor final da secção eficaz de produção de J/ψ:

$$\sigma_{J/\psi}|_{\text{corrigido}} = 683.89 \pm 1.35 \pm 47.95 \text{ nb} \quad .$$

5.4 A razão $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$

O quociente $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ ⁴ (designado abreviadamente por ψ'/ψ) é calculado pela equação seguinte:

$$\frac{B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}}{B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}} = \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} \frac{\mathcal{A}_{J/\psi}}{\mathcal{A}_{\psi'}} \quad ,$$

com $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ obtido nos ajustes aos dados experimentais, nomeadamente na 4ª etapa.

⁴ $B'_{\mu\mu}$ e $B_{\mu\mu}$ definem, respectivamente, a taxa de decaimento do ψ' e do J/ψ em dois múons.

O gráfico da figura 5.8 mostra a evolução deste quociente com o ponto inicial dos ajustes, para os três cortes P*DTARG já conhecidos (0 %, 1 % e 14 %). Este gráfico permite concluir que:

1. existe um pequeno decréscimo (≈ 6 %), dentro dos erros em alguns casos, da razão ψ'/ψ quando se aplica o corte P*DTARG. Os cortes a 1 % e a 14 % dão resultados absolutamente equivalentes. Aplica-se, portanto, o corte P*DTARG a 1 % no estudo deste quociente;
2. a razão ψ'/ψ praticamente não varia com o ponto de início do ajuste.

Assim sendo, entre todos os valores possíveis, é válido adoptar-se o valor de ψ'/ψ obtido com corte P*DTARG a 1 % no ajuste que se inicia nos 3.0 GeV/c² (em sintonia com o decidido para σ_{DY} e $\psi/DY_{2.9-4.5}$):

$$\psi'/\psi = (1.41 \pm 0.03)\% .$$

A ineficiência a alta intensidade na região de massa do ψ' é diferente da obtida para o J/ψ , como se pode verificar comparando as figuras 5.6 e 5.9, mostrando, a última, o ajuste ao quociente $+ - |_{3.5-4.0}/(ARGO1_{TG\epsilon_{\mu\mu}})$ ($+ - |_{3.5-4.0}$ é o número de $\mu + \mu -$ no intervalo de massa invariante do ψ') com duas linhas horizontais às regiões de intensidade baixa e alta, respectivamente.

Deste gráfico, determina-se que a ineficiência do ψ' é igual a:

$$\frac{\text{Ajuste alta intensidade}}{\text{Ajuste baixa intensidade}} = \frac{(0.276 \pm 0.003) \times 10^{-5}}{(0.357 \pm 0.008) \times 10^{-5}} = 0.774 \pm 0.020$$

A discrepância nos valores das ineficiências acarreta a seguinte correcção no quociente ψ'/ψ :

$$\frac{\psi'/\psi|_{\text{corrigido}}}{\psi'/\psi} = \frac{0.787 \pm 0.003}{0.774 \pm 0.020} = 1.017 \pm 0.027 ,$$

donde se obtém o valor final:

$$\psi'/\psi|_{\text{corrigido}} = (1.43 \pm 0.03)\% ,$$

com um erro sistemático devido à correcção de 0.04 % .

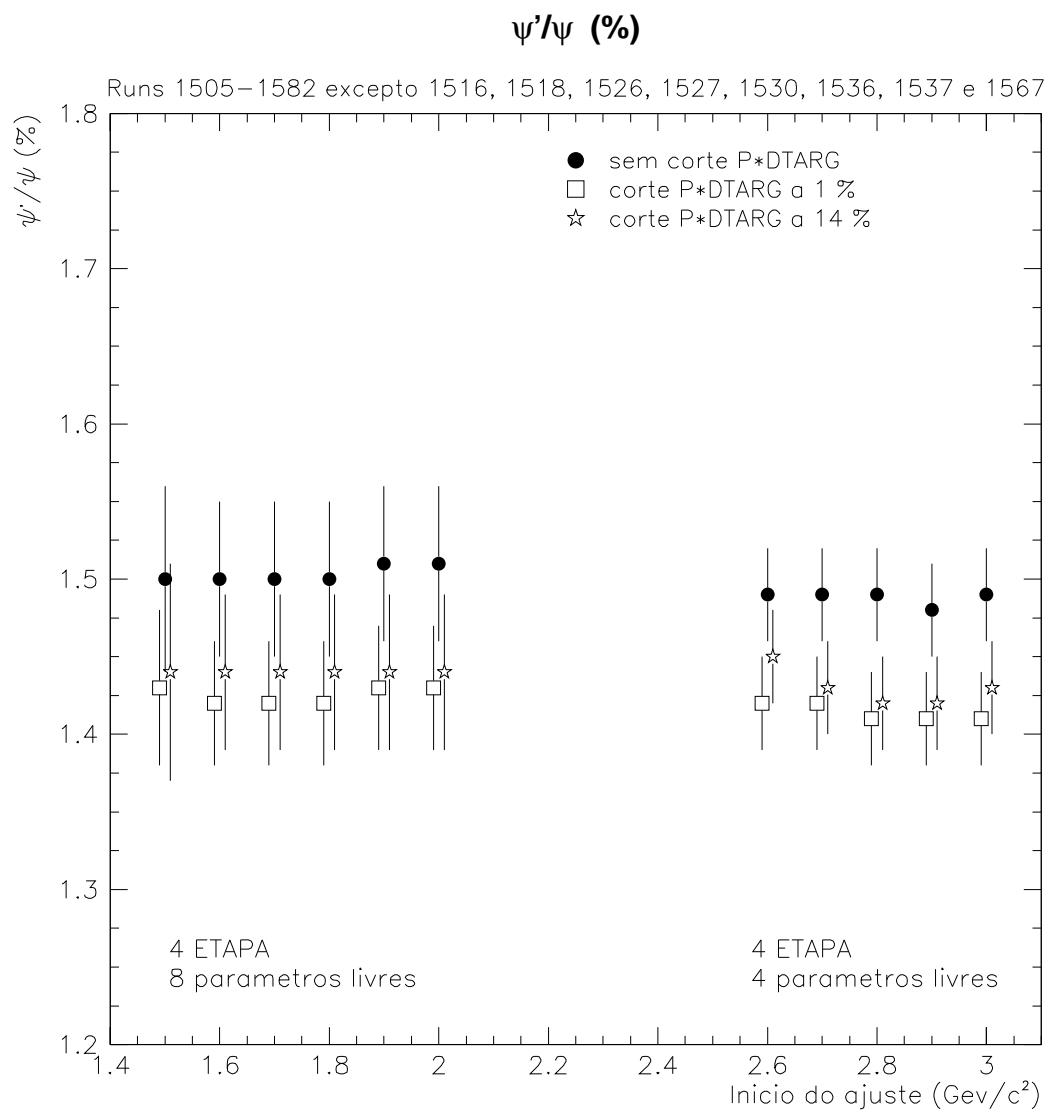


Figura 5.8: Evolução de ψ'/ψ com o ponto inicial dos ajustes, para três cortes P*DTARG: 0 %, 1 % e 14 %.

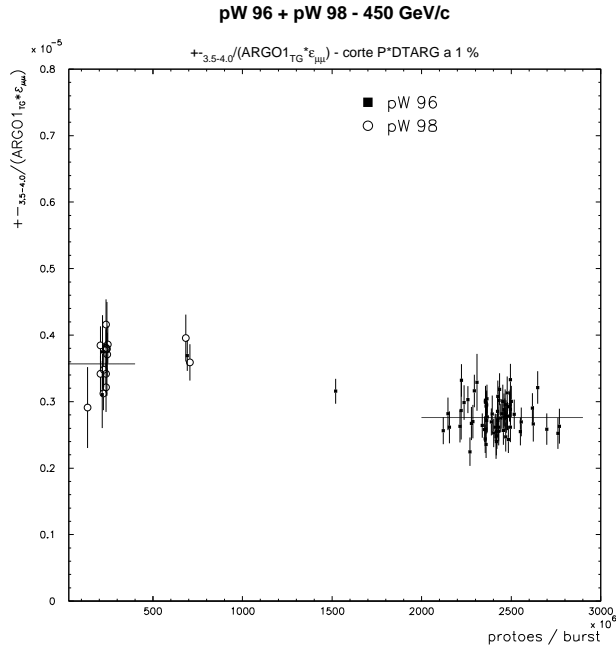


Figura 5.9: Ajuste ao quociente $+_{-3.5-4.0}/(ARGO1_{TG} \epsilon_{\mu\mu})$ para determinar a ineficiência do algoritmo de reconstrução na região de massa do ψ' para intensidades de feixe elevadas.

5.4.1 Dependência com a rapidez

Os gráficos da figura 5.10 são idênticos aos das figuras 5.4 e 5.7, e permitem obter as seguintes conclusões:

1. ψ'/ψ é insensível ao intervalo de rapidez, para ambos os cortes P*DTARG;
2. em ambos os intervalos de rapidez, os valores de ψ'/ψ são praticamente insensíveis (a menos de 3 %) ao corte P*DTARG a 1 % ou a 14 %.

Esta uniformidade permite escolher para as regiões de rapidez negativa e positiva, os valores de ψ'/ψ obtidos com corte P*DTARG a 1 % e o início do ajuste a 3.0 GeV/c²:

$$\psi'/\psi|_{-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0} = (1.42 \pm 0.04)\%$$

$$\psi'/\psi|_{0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.5} = (1.42 \pm 0.04)\% .$$

ψ'/ψ (%)

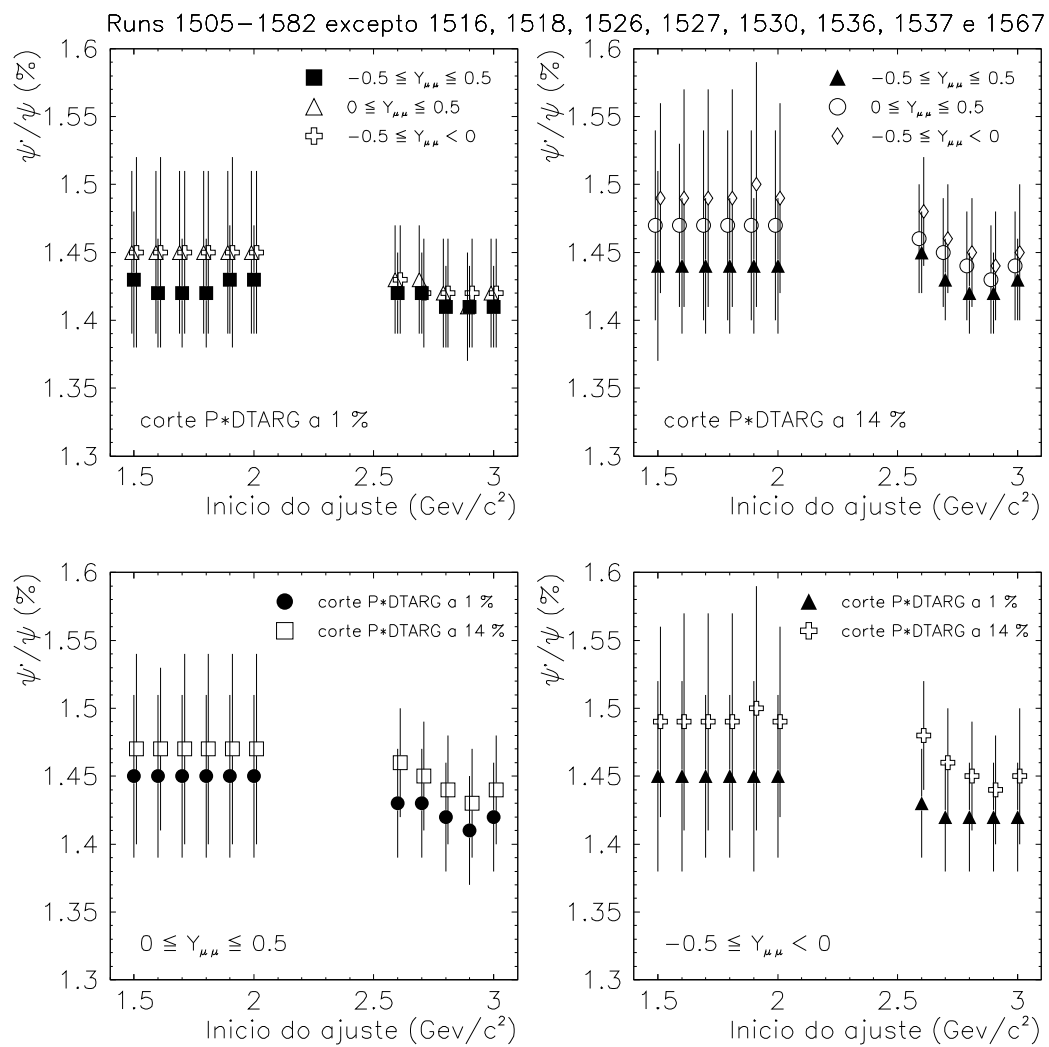


Figura 5.10: Dependência de ψ'/ψ com os intervalos de rapidez e os cortes P*DTARG.

Assumindo que a ineficiência de reconstrução a alta intensidade não depende da rapidez, obtêm-se os seguintes valores corrigidos:

$$\psi'/\psi|_{-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0} \text{ (corrigido)} = (1.017)(1.42 \pm 0.04)\% = (1.44 \pm 0.04)\%$$

$$\psi'/\psi|_{0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.5} \text{ (corrigido)} = (1.017)(1.42 \pm 0.04)\% = (1.44 \pm 0.04)\% ,$$

com um erro sistemático devido à correção de 0.04 % para ambos os intervalos de rapidez.

5.5 A razão $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$

O quociente $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$ é calculado pela equação:

$$\frac{\sigma_{D\bar{D}}}{\sigma_{DY}} = \frac{N_{D\bar{D}}}{N_{DY}} \frac{\mathcal{A}_{DY}}{\mathcal{A}_{D\bar{D}}} ,$$

com $N_{D\bar{D}}/N_{DY}$ obtido nos ajustes aos dados experimentais, nomeadamente na 4ª etapa.

O gráfico da figura 5.11 permite avaliar a estabilidade de $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$ com o ponto inicial dos ajustes, para os três cortes P*DTARG usuais. Este parâmetro é fixado nos ajustes para massas iguais ou superiores a 2.6 GeV/c². Assim os cinco pontos da direita não têm barras de erro, servindo meramente como referência. Deste gráfico tira-se que:

1. não existe diferença entre os valores sem corte P*DTARG (círculos negros) e os valores com este corte a 1 % (quadrados brancos), isto é, o corte P*DTARG rejeita percentualmente igual número de eventos para os processos físicos do contínuo dimuição, tanto nas altas massas como nas massas intermédias. De facto, como os eventos Drell-Yan sem corte P*DTARG são ≈ 13 % superiores aos eventos Drell-Yan com corte P*DTARG a 1 %, vem que $\sigma_{D\bar{D}}$ sem corte P*DTARG também tem de ser ≈ 13 % superior a $\sigma_{D\bar{D}}$ com corte P*DTARG a 1 %;
2. quando se aplica o corte P*DTARG a 14 % (estrelas brancas), verifica-se que $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$ desce ≈ 17 %. Relembrando o comportamento do Drell-Yan (não existe variação entre o corte P*DTARG a 1 % e a 14 %),

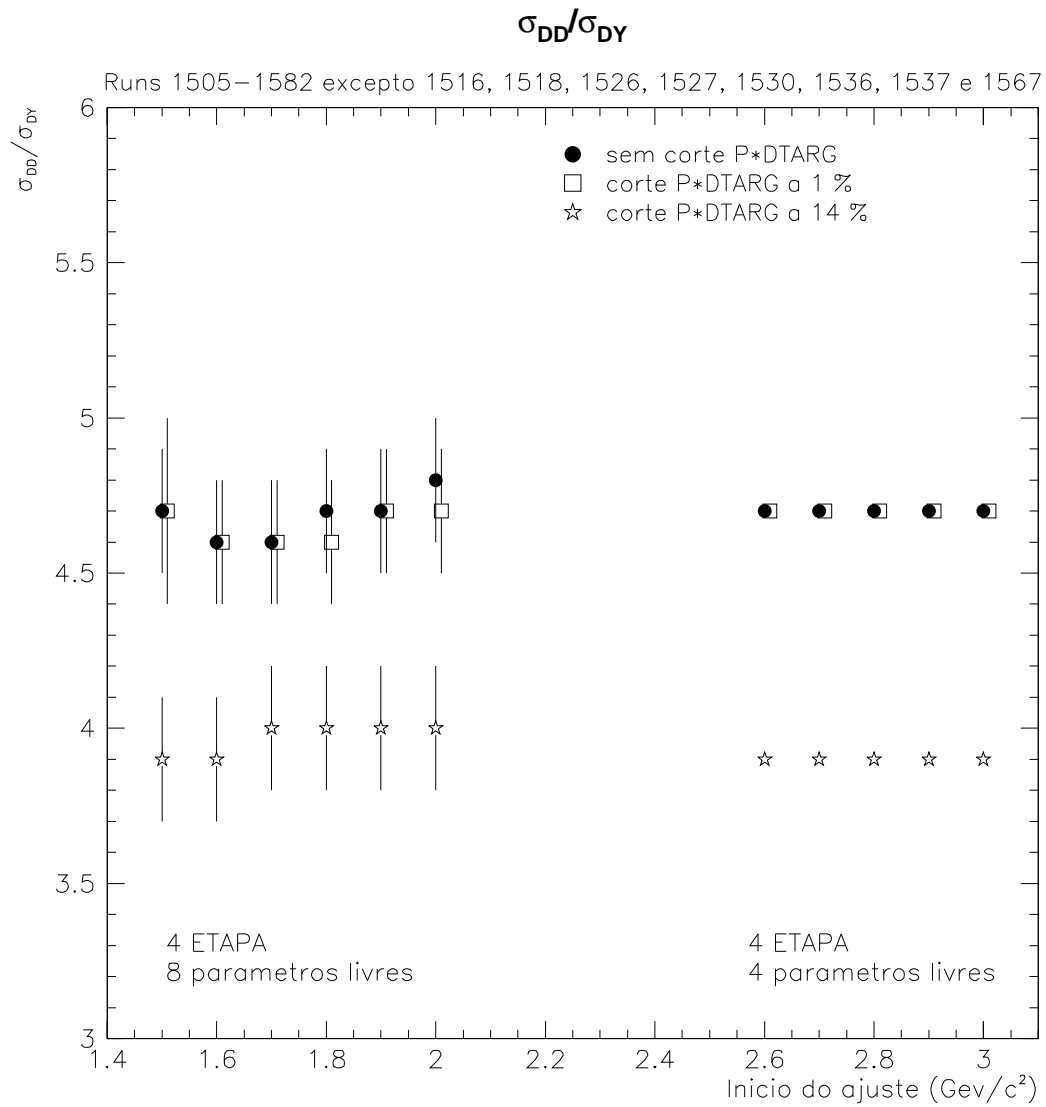


Figura 5.11: Evolução de $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$ com o ponto inicial dos ajustes, para três cortes P*DTARG: 0 %, 1 % e 14 %.

conclui-se que é $\sigma_{D\bar{D}}$ que diminui. A justificação desta descida está relacionada com uma forte contaminação por eventos produzidos fora do alvo que são reconstruídos numa região de massa onde o processo de charme aberto é importante, e que exige um corte P*DTARG bastante severo para os eliminar. A figura 5.12 mostra a distribuição na componente z do vértice dos eventos sinal que não são rejeitados pelo corte P*DTARG a 1 %, mas já são rejeitados pelo mesmo corte a 14 %. Nesta figura distingue-se claramente uma grande concentração de eventos na região de massa entre ≈ 2.3 e 2.7 GeV/c² e com a componente z do vértice entre ≈ 0 e 50 cm, bastante distante do alvo. Conclui-se, portanto, que o estudo da região intermédia de massa exige um corte P*DTARG a 14 %.

Assim, o valor mais correcto para a razão $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$ é:

$$\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY} = 3.9 \pm 0.2 ,$$

obtido com corte P*DTARG a 14 % no ajuste que se inicia nos 1.5 GeV/c².

A ineficiência a alta intensidade na região de massa entre 1.5 e 2.5 GeV/c² difere da obtida para o Drell-Yan, como se pode verificar comparando as figuras 5.3 e 5.13, mostrando, a última, o ajuste ao quociente $\text{Sinal}|_{1.5-2.5}/(\text{ARGO1}_{TG\epsilon_{\mu\mu}})$ (+ - $|_{1.5-2.5}$ é o número de eventos sinal no intervalo de massa assinalado) com duas linhas horizontais às regiões de intensidade baixa e alta, respectivamente.

Deste gráfico, determina-se que a ineficiência nesta região de massa intermédia é igual a:

$$\frac{\text{Ajuste alta intensidade}}{\text{Ajuste baixa intensidade}} = \frac{(0.0939 \pm 0.0005) \times 10^{-4}}{(0.1266 \pm 0.0016) \times 10^{-4}} = 0.742 \pm 0.010$$

A discrepância nos valores das ineficiências acarreta a seguinte correcção no quociente $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$:

$$\frac{\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}|_{\text{corrigido}}}{\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}} = \frac{0.685 \pm 0.0027}{0.742 \pm 0.010} = 0.923 \pm 0.038 ,$$

donde se obtém o valor final:

$$\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}|_{\text{corrigido}} = 3.6 \pm 0.2 ,$$

com um erro sistemático devido à correcção de 0.1 .

Eventos rejeitados pelo corte P*DTARG a 14 %, mas nao pelo corte P*DTARG a 1%

Runs 1505–1582 excepto 1516, 1518, 1526, 1527, 1530, 1536, 1537 e 1567

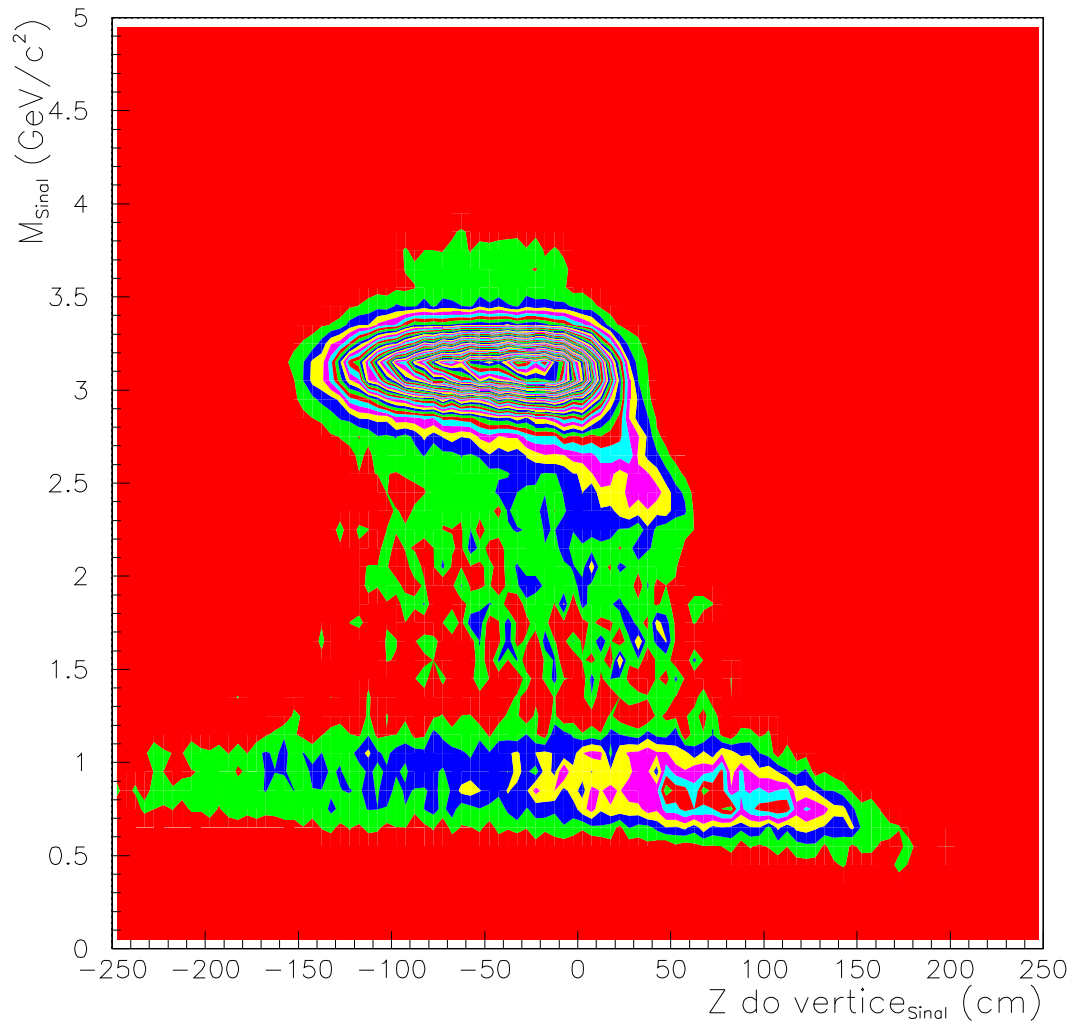


Figura 5.12: Distribuição da componente z do vértice para os eventos sinal que não são rejeitados pelo corte P*DTARG a 1 %, mas já são rejeitados pelo mesmo corte a 14 %.

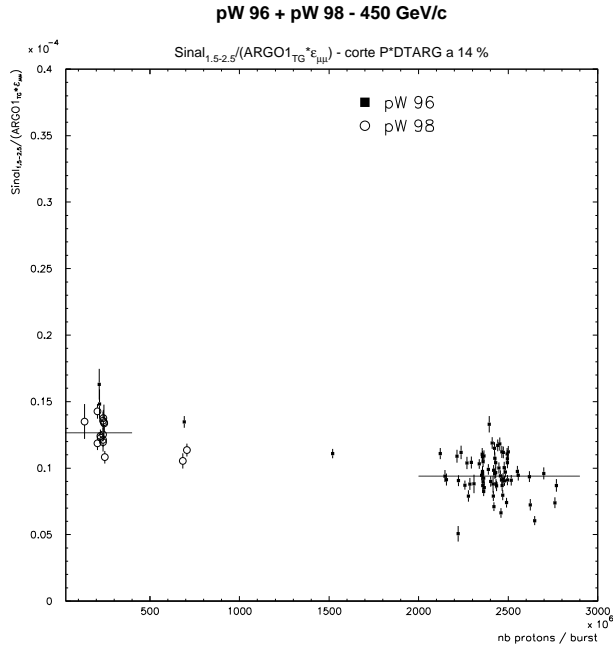


Figura 5.13: Ajuste ao quociente $Signal|_{1.5-2.5}/(ARGO1_{TG}\epsilon_{\mu\mu})$ para determinar a ineficiência do algoritmo de reconstrução na região de massa intermédia para intensidades de feixe elevadas.

5.5.1 Dependência com a rapidez

Os gráficos da figura 5.14 permitem visualizar a dependência do quociente $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$ nos dois intervalos de rapidez (positivo e negativo) para os cortes P*DTARG a 1 % e a 14 %. Destes quatro gráficos verifica-se que:

1. para um determinado corte P*DTARG tem-se que:

$$\frac{\sigma_{D\bar{D}}}{\sigma_{DY}} \Big|_{0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5} \leq \frac{\sigma_{D\bar{D}}}{\sigma_{DY}} \Big|_{|Y_{\mu\mu}^{CM}| \leq 0.5} \leq \frac{\sigma_{D\bar{D}}}{\sigma_{DY}} \Big|_{-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0} .$$

Os valores na região negativa de rapidez são $\approx 22\%$ superiores aos valores na região positiva de rapidez, apesar de, em geral, serem compatíveis dentro das barras de erro;

2. nos intervalos positivos e negativos de rapidez também se verifica a descida do quociente $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$ quando se aumenta o corte P*DTARG de 1 % para 14 %, à semelhança do verificado no intervalo global $|Y_{\mu\mu}^{CM}| \leq 0.5$.

Os argumentos utilizados na selecção do valor mais correcto de $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$ no intervalo global de rapidez mantêm-se. Assim, nas regiões de rapidez negativa e positiva esta razão é, respectivamente:

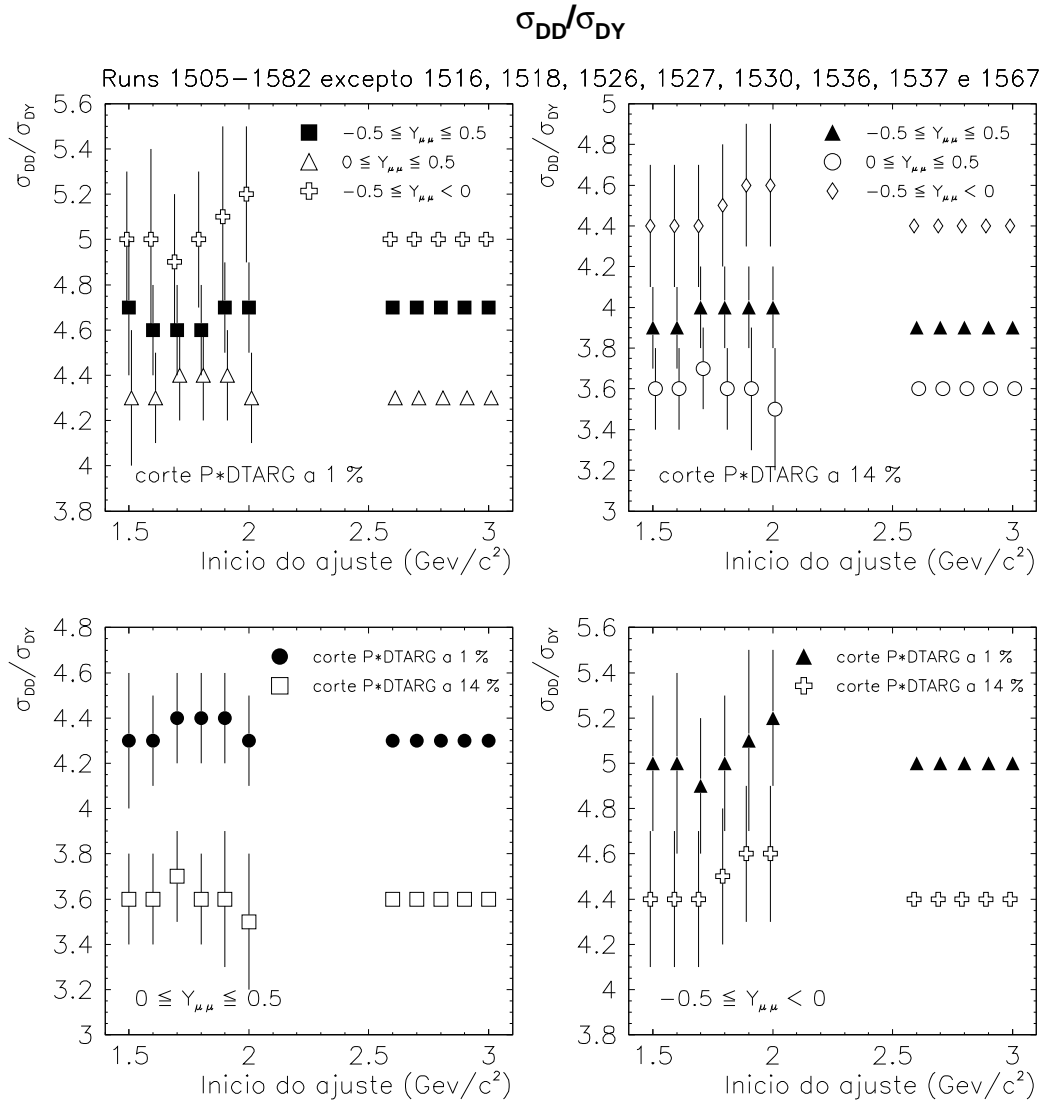


Figura 5.14: Dependência de $\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$ com os intervalos de rapidez e os cortes P*DTARG.

$$\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}|_{-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0} = 4.4 \pm 0.3$$

$$\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}|_{0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.5} = 3.6 \pm 0.2 ,$$

obtida com o corte P*DTARG a 14 % e com o início do ajuste a 1.5 GeV/c².

Assumindo que a ineficiência de reconstrução a alta intensidade não depende da rapidez, obtêm-se os seguintes valores corrigidos:

$$\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}|_{-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0} \text{ (corrigido)} = (4.4 \pm 0.3)(0.923) = 4.1 \pm 0.3$$

$$\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}|_{0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.5} \text{ (corrigido)} = (3.6 \pm 0.2)(0.923) = 3.3 \pm 0.2 ,$$

com um erro sistemático devido à correção de 0.2 e 0.1 para os intervalos de rapidez negativa e positiva, respectivamente.

Capítulo 6

Comparação com outros sistemas

Este capítulo compara os valores $p - W$ 96 referentes a σ_{DY} , $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$, $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$ e $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ com os valores de NA38, NA51 e NA50, de forma a verificar a consistência dos primeiros.

6.1 O factor K_{DY}

A figura 6.1 mostra, para diferentes sistemas, o valor do factor K_{DY} , isto é, a medida da secção eficaz de produção de eventos Drell-Yan obtida normalizada ao valor teórico, calculado em primeira ordem (LO) usando as funções de estrutura MRS43 (MRS-A 1Q) [1] do pacote PDFLIB [2].

O valor de K_{DY} em $p - W$ 96 é igual a (considerando apenas erros estatísticos):

$$K_{DY}|_{p-W96} = \frac{\sigma_{DY}(\text{medido})}{\sigma_{DY}(MRS43)} = \frac{129.80 \pm 2.16 \text{ nb}}{77.4 \text{ nb}} = 1.68 \pm 0.03 ,$$

com $\sigma_{DY}(MRS43)$ obtida integrando numericamente a equação 1.1 para a região de massa $1.5 - 8.0 \text{ GeV}/c^2$.

Este valor é compatível com os outros sistemas obtendo-se, num ajuste com uma recta horizontal ($\chi^2/\text{gdl} = 0.80$), o seguinte valor global:

$$K_{DY} = 1.69 \pm 0.03 ,$$

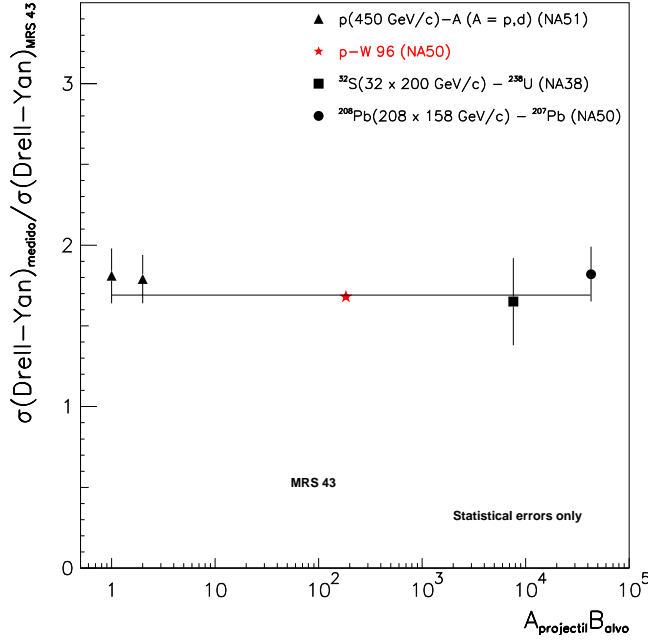


Figura 6.1: Secção eficaz do Drell-Yan para diferentes sistemas, incluindo $p-W$ 96, em termos do factor experimental K_{DY} .

inferior em 5 % ao valor obtido com o ponto $p-W$ de NA38, 1.78 ± 0.08 (ver cap. 1).

6.2 A razão $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$

A tabela 6.1 apresenta os valores da razão $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$ obtidos por NA38, NA51 e NA50. Estes quocientes referem-se ao domínio cinemático definido por:

$$\begin{cases} \sqrt{s} = 17.2 \text{ GeV} \\ 0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 1.0 \\ -0.5 \leq \cos(\theta_{CS}) \leq 0.5 \end{cases} .$$

Desta forma, para comparar o valor obtido no capítulo 5 para este quociente:

$$\frac{B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}}{\sigma_{DY_{2.9-4.5}}} = 43.2 \pm 0.8 \pm 1.7 ,$$

Sistema	L (fm)	$B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$	Experiência
$p - p$	0.00	49.0 ± 5.2	NA51
$p - d$	0.13	50.9 ± 5.2	NA51
$p - W$	3.94	35.6 ± 3.5	NA38
$p - U$	4.57	38.2 ± 5.2	NA38
$S - U$	4.9 ± 0.5	31.3 ± 2.4	NA38
$S - U$	6.0 ± 0.5	28.3 ± 2.0	NA38
$S - U$	6.7 ± 0.4	26.0 ± 1.7	NA38
$S - U$	7.3 ± 0.4	25.0 ± 1.5	NA38
$S - U$	7.6 ± 0.3	23.8 ± 1.5	NA38
$Pb - Pb$	5.1 ± 0.7	34.7 ± 2.6	NA50
$Pb - Pb$	6.4 ± 0.4	27.4 ± 2.2	NA50
$Pb - Pb$	7.1 ± 0.3	25.2 ± 1.7	NA50
$Pb - Pb$	7.8 ± 0.3	23.4 ± 1.4	NA50
$Pb - Pb$	8.2 ± 0.2	18.1 ± 1.0	NA50
$Pb - Pb$	8.4 ± 0.2	17.5 ± 1.0	NA50
$Pb - Pb$	8.7 ± 0.2	16.2 ± 1.1	NA50
$Pb - Pb$	8.9 ± 0.2	17.5 ± 1.0	NA50
$Pb - Pb$	9.1 ± 0.2	16.2 ± 1.0	NA50
$Pb - Pb$	9.3 ± 0.2	13.1 ± 1.1	NA50
$Pb - Pb$	9.4 ± 0.2	14.0 ± 0.9	NA50
$Pb - Pb$	9.5 ± 0.1	15.7 ± 1.1	NA50
$Pb - Pb$	9.6 ± 0.1	16.1 ± 1.3	NA50
$Pb - Pb$	9.7 ± 0.1	13.7 ± 1.1	NA50
$Pb - Pb$	9.75 ± 0.1	13.3 ± 1.3	NA50

Tabela 6.1: Quocientes de secções eficazes $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$ dos dados $p - A$ de NA38 e NA51, $S - U$ de NA38 e $Pb - Pb$ de NA50.

com os valores tabelados, têm de ser feitas correcções. O intervalo em $\cos(\theta_{CS})$ é igual para todos os sistemas, logo só é necessário considerar as dependências em \sqrt{s} (ou p_{lab}) e em $Y_{\mu\mu}^{CM}$ (ou x_F).

A determinação das correcções a efectuar nas secções eficazes do J/ψ e do Drell-Yan é feita separadamente.

O caso do J/ψ corrige-se com base nos valores experimentais de NA38 a 450 GeV/c e a 200 GeV/c: um ajuste global a esses pontos dá 0.406 ± 0.039 . Aplica-se de seguida a correcção de 200 GeV/c a 158 GeV/c com base num estudo fenomenológico da evolução da secção eficaz de produção do J/ψ efectuado por G.A. Schuler [1], obtendo-se o valor final de:

$$C^{J/\psi} = 0.307 \pm 0.030 \quad .$$

No Apêndice B faz-se um cálculo global, de 450 GeV/c a 158 GeV/c, usando apenas tal parametrização. Os valores são compatíveis, embora o erro aumente de um factor 2.

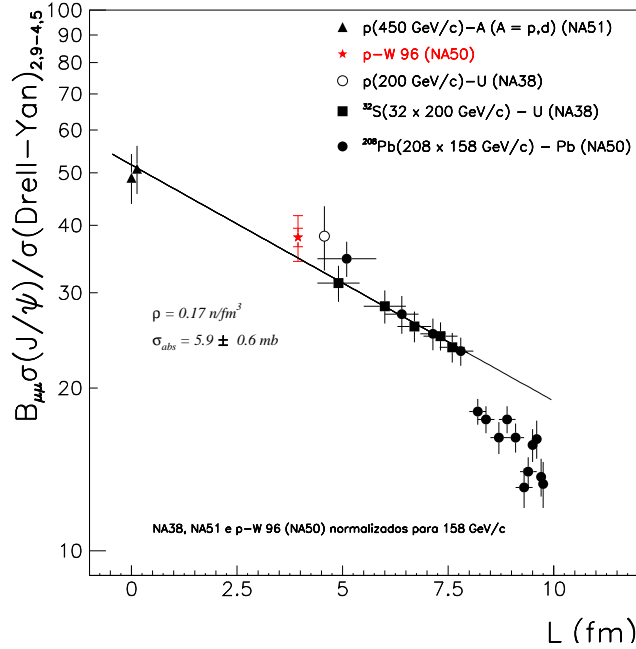


Figura 6.2: Quociente de secções eficazes $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$ para diferentes sistemas, incluindo $p - W$ 96, em termos da variável L .

Em relação à secção eficaz do Drell-Yan, os factores correctivos foram calculados integrando numericamente a equação 1.1 para os diferentes domínios cinmáticos (ver Apêndice B). A correcção global é igual a:

$$C^{DY} = 0.3486 \quad .$$

Este valor também inclui um factor de correcção do isospin: os diferentes conteúdos em prótons e neutrões dos núcleos que interagem são considerados, referindo-se todos os dados a colisões $p - p$.

O valor normalizado (*rescaled*) do quociente $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$ é então igual a:

$$\frac{B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}}{\sigma_{DY_{2.9-4.5}}} = \frac{0.307}{0.3486} \times (43.2 \pm 0.8 \pm 1.7) = 38.0 \pm 0.7 \pm 1.5 \quad ,$$

com um erro sistemático adicional, devido a estas correcções de 3.7 .

Por outro lado, das equações 1.2.2 e 1.2.3, vem que:

$$\frac{B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}}{\sigma_{DY_{2.9-4.5}}} \propto \exp(-\rho_0 L \sigma_{c\bar{c}g-N}^{\text{abs}}) .$$

Ajustando esta parametrização aos sistemas $p-p$ a $S-U$, incluindo o nosso resultado de $p-W$ 96, obtém-se um $\chi^2/\text{gdl} = 0.32$ para um valor da secção eficaz de absorção igual a:

$$\sigma_{c\bar{c}g-N}^{\text{abs}} = 5.9 \pm 0.6 \text{ mb} ,$$

igual ao valor já publicado por NA50.

A figura 6.2 mostra que o valor de $p-W$ 96 está de acordo com o modelo de absorção do estado pré-ressonante $c\bar{c}g$.

6.3 Secção eficaz de produção de J/ψ

A figura 6.3 mostra, para diferentes sistemas a 450 e 200 GeV, os valores da secção eficaz de produção de J/ψ por nucleão (no canal dimuição), no intervalo de rapidez $3.0 < y_{lab} < 4.0$.

Em colisões núcleo-núcleo, a secção eficaz de produção de J/ψ é usualmente parametrizada pela lei de potência $\sigma_0 (A \times B)^\alpha$. Empregando-a para ajustar separadamente as secções eficazes de produção de J/ψ a 450 e a 200 GeV, verifica-se que os valores de α obtidos nestes dois ajustes são praticamente iguais [3]. Esta compatibilidade notável entre α_{450}^ψ e α_{200}^ψ justifica um ajuste simultâneo às duas energias impondo um único expoente α . O resultado deste ajuste, que inclui o ponto de $p-W$ 96, também pode ser visualizado na figura 6.3. O valor de α obtido foi:

$$\alpha^\psi = 0.914 \pm 0.023 ,$$

idêntico ao obtido em [3]: $\alpha^\psi = 0.918 \pm 0.015$.

Deste ajuste global também se determina o quociente entre os valores de σ_0 para 200 e 450 GeV: 0.39 ± 0.04 (idêntico ao obtido em [3]: 0.38 ± 0.04). Este factor pode ser utilizado para fazer a correcção (“rescaling”) dos sistemas a 450 GeV para as condições cinemáticas a 200 GeV. Além da mudança em \sqrt{s} , este factor de correcção também reflecte a mudança do domínio de rapidez no referencial do centro-de-massa.

As secções eficazes de produção de J/ψ por nucleão corrigidas, se necessário, para 200 GeV e para a janela de rapidez $0 < Y_{\mu\mu}^{CM} < 1.$, podem ser visualizadas na tabela 6.2 [3] e na figura 6.4. O acordo excelente entre os dados a

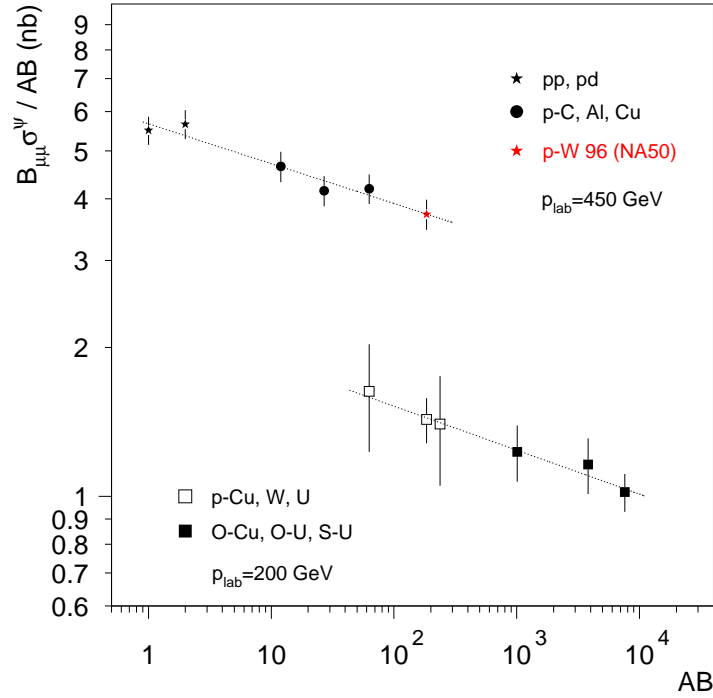


Figura 6.3: Secções eficazes de produção de J/ψ por nucleão (no canal dimuição) para diferentes sistemas a 450 e 200 GeV, incluindo $p - W$ 96. As linhas representam o melhor ajuste simultâneo a ambas as energias com a função $\sigma_0 (A \times B)^{\alpha-1}$.

200 e 450 GeV pode ser facilmente verificado para os sistemas com valores a ambas as energias: $p - Cu$ e $p - W$.

Ao contrário do observado com a produção de eventos Drell-Yan, a produção de J/ψ (no canal dimuição) não varia linearmente com $A \times B$, devido a interacções no estado final, entre o estado charmónio produzido e a matéria envolvente [3].

O valor de $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/AB$ obtido nesta tese está em perfeito acordo com os valores de NA38 e NA51.

6.4 A razão $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$

O valor obtido para o quociente entre as secções eficazes das duas ressonâncias:

Sistema	p_{feixe} (GeV/c)	$B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/AB$ (nb)
$p-p$	450	2.11 ± 0.24
$p-d$	450	2.18 ± 0.25
$p-C$	450	1.79 ± 0.24
$p-Al$	450	1.60 ± 0.21
$p-Cu$	450	1.61 ± 0.19
$p-Cu$	200	1.63 ± 0.40
$p-W$ 96	450	1.43 ± 0.10
$p-W$	450	1.43 ± 0.18
$p-W$	200	1.43 ± 0.15
$p-U$	200	1.40 ± 0.35
$O-Cu$	200	1.23 ± 0.16
$O-U$	200	1.16 ± 0.15
$S-U$	200	1.02 ± 0.09

Tabela 6.2: Secções eficazes de produção de J/ψ por nucleão (no canal dimuição) corrigidas, se necessário, para 200 GeV e para a janela de rapidez $0 < Y_{\mu\mu}^{CM} < 1$. As barras de erro incluem incertezas estatísticas e sistemáticas.

$$\frac{B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}}{B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}} = (1.43 \pm 0.03 \pm 0.04)\% ,$$

pode ser directamente comparado com as medidas de outras experiências porque este quociente é independente do valor de \sqrt{s} (para energias elevadas). A tabela 6.3 apresenta os valores de $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ obtidos por NA38, NA51 e NA50. O valor reportado em 6.4 é $\approx 18\%$ inferior ao valor obtido no ajuste aos dados $p-A$ de NA38 e NA51: $(1.67 \pm 0.03)\%$. A interpretação deste resultado é complicada por duas razões: (i) os valores que servem de comparação apresentam, na sua maioria, grandes oscilações; (ii) a existência de pequenos erros sistemáticos associados ao programa Monte-Carlo não totalmente controlados podem alterar razoavelmente o valor deste quociente. Este último ponto é evidenciado pelo facto destes programas não conseguirem reproduzir satisfatoriamente os valores de μ e σ_0 do J/ψ e do ψ' . O J/ψ não apresenta problemas dado ter uma grande secção eficaz face ao contínuo subjacente. O mesmo já não acontece com o ψ' dado a sua secção eficaz ser da mesma ordem de grandeza das contribuições subjacentes podendo ser facilmente distorcido no processo de ajuste. Quando o erro estatístico é bastante pequeno, como é o caso do sistema aqui analisado, o efeito destes erros sistemáticos é mais pronunciado.

A figura 6.5 mostra o ajuste aos dados $p-A$ de NA38, NA51 e $p-W$ 96 (NA50) com uma recta horizontal, obtendo-se,

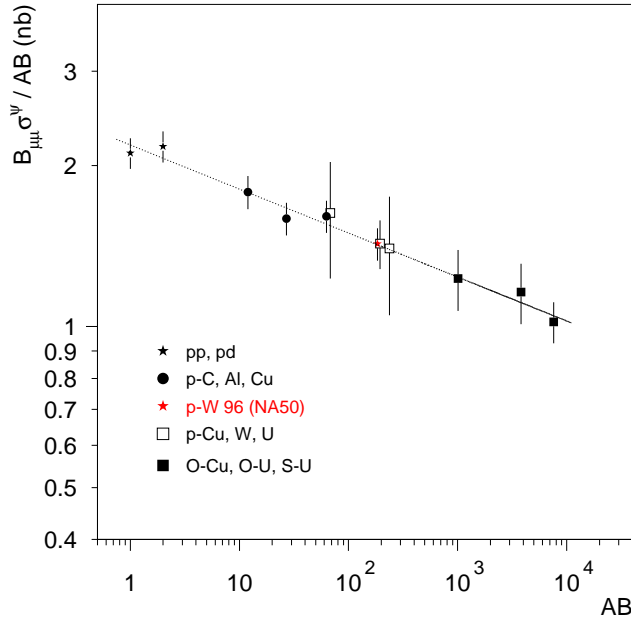


Figura 6.4: Secções eficazes de produção de J/ψ por nucleão (no canal dimuição) para diferentes sistemas (inclui $p-W$ 96). Os valores obtidos a 450 GeV estão corrigidos para 200 GeV e para a janela de rapidez $0 < Y_{\mu\mu}^{CM} < 1$. A linha corresponde ao melhor ajuste com a função $\sigma_0 (A \times B)^{\alpha-1}$.

$$\frac{B'_{\mu\mu} \sigma_{\psi'}}{B_{\mu\mu} \sigma_{J/\psi}} = (1.57 \pm 0.02)\% ,$$

com um $\chi^2/\text{gdl} = 5.8$. Este ajuste é perfeitamente inconclusivo. A título de exemplo veja-se da figura 6.6 que se pode igualmente ajustar insatisfatoriamente os valores experimentais com uma recta de declive negativo ($\chi^2/\text{gdl} = 2.9$). Para que se tire uma conclusão física deste quociente de secções eficazes são necessários novos pontos (isto é, novos sistemas) com estatística igualmente elevada de forma a diminuir as grandes oscilações dos valores experimentais. No entanto, estes pontos só serão úteis com os erros sistemáticos do programa Monte-Carlo que simula estas ressonâncias, bem controlados.

Sistema	AB	$B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$	Experiência
$p - p$	1	0.0160 ± 0.0004	NA51
$p - d$	2	0.0171 ± 0.0004	NA51
$p - C$	12	0.0190 ± 0.0013	NA38
$p - Al$	27	0.0136 ± 0.0035	NA38
$p - Cu$	64	0.0174 ± 0.0011	NA38
$p - W$	184	0.0159 ± 0.0013	NA38
$p - W$	184	0.0180 ± 0.0017	NA38
$p - U$	238	0.0177 ± 0.0022	NA38
$S - U$	7 616	0.0076 ± 0.0009	NA38
$Pb - Pb$	42 849	0.0060 ± 0.0006	NA50

Tabela 6.3: Quocientes de secções eficazes $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ dos dados $p - A$ de NA38 e NA51, $S - U$ de NA38 e $Pb - Pb$ de NA50.

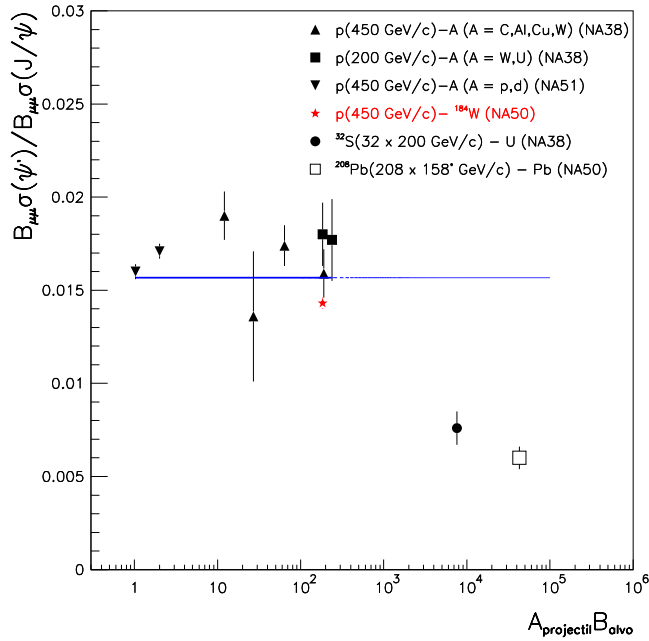


Figura 6.5: $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ para diferentes sistemas, incluindo $p - W$ 96 (sobrepsto: ajuste aos dados $p - A$ com uma recta horizontal).

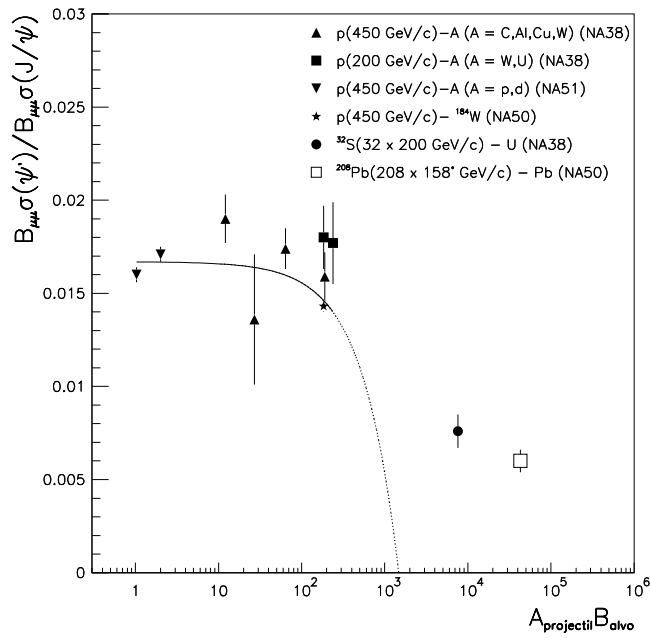


Figura 6.6: $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ para diferentes sistemas, incluindo $p - W$ 96 (sobreposto: ajuste aos dados $p - A$ com uma recta de declive negativo).

Bibliografia

- [1] A.D. Martin, R. G. Roberts and W. J. Stirling, *Phys. Rev.* D51 (1995) 4756.
- [2] H. Plothow-Besch, CERN-PPE, *UsersManual* versão 7.09 (1997).
- [3] M. C. Abreu et al. (Colaboração NA38), *Phys. Lett.* 466B (1999) 408; CERN-EP/99-113.

Capítulo 7

Conclusões

As tabelas seguintes mostram as secções eficazes e quocientes de secções eficazes obtidas nesta Tese. Os erros entre parêntesis correspondem aos erros sistemáticos provenientes da ineficiência do algoritmo de reconstrução dos traços. Para as secções eficazes absolutas, é também contabilizado um segundo erro sistemático associado à medição da luminosidade. Os outros erros são estatísticos.

σ_{DY} (nb)	$129.80 \pm 2.16 (\pm 5.12 \pm 9.09)$
$B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$	$43.2 \pm 0.8 (\pm 1.7)$
$B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ (nb)	$683.89 \pm 1.35 (\pm 2.74 \pm 47.87)$
$B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ (%)	$1.43 \pm 0.03 (\pm 0.04)$
$\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$	$3.6 \pm 0.2 (\pm 0.1)$

Tabela 7.1: Secções eficazes e quocientes de secções eficazes para o intervalo $|Y_{\mu\mu}^{CM}| \leq 0.5$.

σ_{DY} (nb)	$66.55 \pm 1.61 (\pm 2.60 \pm 3.76)$
$B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$	$43.8 \pm 1.1 (\pm 1.7)$
$B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ (%)	$1.44 \pm 0.04 (\pm 0.04)$
$\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$	$4.1 \pm 0.3 (\pm 0.2)$

Tabela 7.2: Secções eficazes e quocientes de secções eficazes para o intervalo $-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$.

Normalizando os valores de $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$ e de $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ à região cinemática definida por $\sqrt{s} = 17.2$ GeV, $0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 1.0$ e $|\cos(\theta_{CS})| \leq 0.5$, é possível compará-los com os valores obtidos previamente por NA38, NA51 e NA50 concluindo-se que:

σ_{DY} (nb)	64.15 ± 1.55 ($\pm 2.50 \pm 3.63$)
$B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$	41.6 ± 1.0 (± 1.6)
$B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ (%)	1.44 ± 0.04 (± 0.04)
$\sigma_{D\bar{D}}/\sigma_{DY}$	3.3 ± 0.2 (± 0.1)

Tabela 7.3: Secções eficazes e quocientes de secções eficazes para o intervalo $0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$.

- a secção eficaz de produção de eventos Drell-Yan para o sistema $p - W$ 96 está de acordo com a lei: $\sigma_{DY}^{AB} = AB \sigma_{DY}^{pp}$ (lei de *scaling* em AB);

- o quociente de secções eficazes $B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY_{2.9-4.5}}$ está de acordo com o modelo de absorção do estado pré-ressonante pela matéria nuclear antes da formação do estado físico J/ψ . Neste modelo, a supressão da ressonância pode ser descrita por um decréscimo exponencial em função de L (comprimento médio de matéria nuclear atravessado pelo estado pré-ressonante): $\exp(-\rho_0 L \sigma_{c\bar{c}g-N}^{\text{abs}})$, onde $\rho_0 = 0.17$ nucleões/fm³ é a densidade nuclear ordinária e $\sigma_{c\bar{c}g-N}^{\text{abs}}$ a secção eficaz de absorção do estado pré-ressonante. O valor aqui obtido, $\sigma_{c\bar{c}g-N}^{\text{abs}} = 5.9 \pm 0.6$ mb, confirma que: (i) não são necessários *comovers* para contabilizar a absorção do J/ψ no sistema $p - W$; (ii) para energias transversas superiores a 50 GeV, a supressão do J/ψ numa colisão $Pb - Pb$ é bastante superior à prevista pelo modelo de absorção nuclear, aumentando com a centralidade. Esta descontinuidade sugere o aparecimento de um mecanismo adicional de supressão;

- a secção eficaz de produção de J/ψ (no canal dimuição) para o sistema $p - W$ 96 está de acordo com a lei de potência: $\sigma_{J/\psi}^{AB} = \sigma_0 (A \times B)^\alpha$;

- o estudo da evolução da razão $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ em colisões $p - A$ visa esclarecer sobre a presença ou ausência de *comovers* nestes sistemas. Por um lado, se este quociente não variar com A , o J/ψ e o ψ' são igualmente absorvidos. Logo, só existe absorção do estado pré-ressonante que é igual para ambos os charmónios. Os *comovers* não têm lugar. Por outro lado, se o quociente diminuir com o aumento de A , o ψ' é mais absorvido que o J/ψ . Assim, além da absorção do estado pré-ressonante existe um outro mecanismo de supressão. Para as densidades de energia atingidas nas colisões $p - A$ o mecanismo mais verosímil é o da absorção por *comovers*.

O valor de $B'_{\mu\mu}\sigma_{\psi'}/B_{\mu\mu}\sigma_{J/\psi}$ obtido para o sistema $p - W$ 96 é inconclusivo. É necessário estudar mais sistemas com estatística igualmente elevada e controlar mais eficazmente os erros sistemáticos do programa Monte-Carlo que simula estas ressonâncias.

Apêndice A

Formas funcionais dos espectros simulados

Este anexo define as formas funcionais dos espectros de massa dos eventos simulados, bem como os valores dos parâmetros empregues na análise.

A.1 Forma funcional do J/ψ e ψ'

$$P_{J/\psi, \psi'}(M) = A_0 \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{M - \mu}{\sigma(M)} \right)^2 \right)$$

com,

$$\sigma(M) = \begin{cases} \sigma_0, & y_1 \leq M \leq y_2 \\ \sigma_0(1 + a_1(y_1 - M)^{a_2 - a_3\sqrt{y_1 - M}}), & M < y_1 \\ \sigma_0(1 + a_4(M - y_2)^{a_5 - a_6\sqrt{M - y_2}}), & M > y_2 \end{cases}$$

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$
A_0	496 900
μ	3.147 GeV
σ_0	106.2 MeV
a_1	0.2377 GeV ⁻¹
a_2	1.215
a_3	1.605 GeV ^{-1/2}
a_4	1.322 GeV ⁻¹
a_5	1.959
a_6	0.6126 GeV ^{-1/2}
y_1/μ	0.9753
y_2/μ	1.042

Tabela A.1: J/ ψ - sem corte P*DTARG.

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$
A_0	478 300	255 200	224 300
μ	3.147 GeV	3.140 GeV	3.155 GeV
σ_0	106.0 MeV	105.1 MeV	106.3 MeV
a_1	0.2376 GeV ⁻¹	0.2445 GeV ⁻¹	0.2251 GeV ⁻¹
a_2	1.214	1.246	1.155
a_3	1.607 GeV ^{-1/2}	1.651 GeV ^{-1/2}	1.536 GeV ^{-1/2}
a_4	1.313 GeV ⁻¹	0.1345 GeV ⁻¹	1.394 GeV ⁻¹
a_5	1.953	1.269	1.782
a_6	0.6012 GeV ^{-1/2}	1.440 GeV ^{-1/2}	0.4945 GeV ^{-1/2}
y_1/μ	0.9755	0.9756	0.9751
y_2/μ	1.042	1.037	1.054

Tabela A.2: J/ ψ - corte P*DTARG a 1% para os diferentes intervalos de rapidez.

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$
A_0	353 800	190 200	164 600
μ	3.146 GeV	3.139 GeV	3.154 GeV
σ_0	105.5 MeV	104.6 MeV	105.4 MeV
a_1	0.2360 GeV ⁻¹	0.2419 GeV ⁻¹	0.2320 GeV ⁻¹
a_2	1.215	1.239	1.215
a_3	1.614 GeV ^{-1/2}	1.651 GeV ^{-1/2}	1.610 GeV ^{-1/2}
a_4	0.1197 GeV ⁻¹	0.1367 GeV ⁻¹	0.1123 GeV ⁻¹
a_5	1.175	1.298	1.103
a_6	1.355 GeV ^{-1/2}	1.466 GeV ^{-1/2}	1.300 GeV ^{-1/2}
y_1/μ	0.9764	0.9761	0.9800
y_2/μ	1.045	1.034	1.053

Tabela A.3: J/ψ - corte P*DTARG a 14% para os diferentes intervalos de rapidez.

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$
A_0	535 500
μ	3.741 GeV
σ_0	115.5 MeV
a_1	0.1647 GeV ⁻¹
a_2	1.032
a_3	1.368 GeV ^{-1/2}
a_4	0.1373 GeV ⁻¹
a_5	1.309
a_6	1.446 GeV ^{-1/2}
y_1/μ	0.9689
y_2/μ	1.042

Tabela A.4: ψ' - sem corte P*DTARG.

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$
A_0	512 400	265 500	248 900
μ	3.740	3.733 GeV	3.748 GeV
σ_0	115.5 MeV	114.2 MeV	115.0 MeV
a_1	0.1657 GeV ⁻¹	0.1706 GeV ⁻¹	0.1603 GeV ⁻¹
a_2	1.038	1.070	1.017
a_3	1.376 GeV ^{-1/2}	1.419 GeV ^{-1/2}	1.350 GeV ^{-1/2}
a_4	0.1222 GeV ⁻¹	1.130 GeV ⁻¹	0.1241 GeV ⁻¹
a_5	1.214	2.156	1.188
a_6	1.347 GeV ^{-1/2}	0.7062 GeV ^{-1/2}	1.344 GeV ^{-1/2}
y_1/μ	0.9691	0.9700	0.9712
y_2/μ	1.046	1.028	1.050

Tabela A.5: ψ' - corte P*DTARG a 1% para os diferentes intervalos de rapidez.

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$
A_0	378 500	198 300	181 500
μ	3.739 GeV	3.733 GeV	3.747 GeV
σ_0	115.2 MeV	114.5 MeV	114.6 MeV
a_1	0.1688 GeV ⁻¹	0.1713 GeV ⁻¹	0.1620 GeV ⁻¹
a_2	1.057	1.059	1.033
a_3	1.402 GeV ^{-1/2}	1.413 GeV ^{-1/2}	1.372 GeV ^{-1/2}
a_4	1.200 GeV ⁻¹	0.1308 GeV ⁻¹	0.1162 GeV ⁻¹
a_5	1.963	1.393	1.152
a_6	0.5906 GeV ^{-1/2}	1.483 GeV ^{-1/2}	1.305 GeV ^{-1/2}
y_1/μ	0.9702	0.9685	0.9727
y_2/μ	1.041	1.030	1.051

Tabela A.6: ψ' - corte P*DTARG a 14% para os diferentes intervalos de rapidez.

A.2 Forma funcional do charme aberto

$$P_{D\bar{D}}(M) = A_0 \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{M - \mu}{\sigma(M)} \right)^2 \right)$$

com,

$$\sigma(M) = \begin{cases} \sigma_0, & M < \alpha \\ \sigma_0(1 + \beta(M - \alpha)), & M \geq \alpha \end{cases}$$

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$
A_0	433.8
μ	1.916 GeV
σ_0	264.3 MeV
α	0.4898 GeV
β	0.6704 GeV ⁻¹

Tabela A.7: Charme aberto - sem corte P*DTARG.

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$
A_0	427.3	229.8	197.2
μ	1.911 GeV	1.930 GeV	1.894 GeV
σ_0	264.8 MeV	271.7 MeV	274.7 MeV
α	0.4940 GeV	0.4705 GeV	0.4611 GeV
β	0.7020 GeV ⁻¹	0.7830 GeV ⁻¹	0.6663 GeV ⁻¹

Tabela A.8: Charme aberto - corte P*DTARG a 1% para os diferentes intervalos de rapidez.

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$
A_0	337.5	182.1	155.0
μ	1.900 GeV	1.923 GeV	1.876 GeV
σ_0	267.2 MeV	270.9 MeV	275.2 MeV
α	0.4774 GeV	0.4565 GeV	0.4588 GeV
β	0.7112 GeV ⁻¹	0.7732 GeV ⁻¹	0.6836 GeV ⁻¹

Tabela A.9: Charme aberto - corte P*DTARG a 14% para os diferentes intervalos de rapidez.

A.3 Forma funcional do Drell-Yan

$$P_{DY}(M) = A_1 \exp\left(-\left(\frac{M}{\sigma_1}\right)^2\right) + \sum_{i=2}^3 A_i \exp\left(-\frac{M}{\sigma_i}\right)$$

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$
A_1	- 99 660
σ_1	1.310 GeV
A_2	43 610
σ_2	1.132 GeV
A_3	315 700
σ_3	0.5300 GeV

Tabela A.10: Drell-Yan - sem corte P*DTARG.

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$
A_1	- 101 700	- 46 910	- 33 340
σ_1	1.295 GeV	1.335 GeV	1.302 GeV
A_2	41 650	16 100	23 840
σ_2	1.134 GeV	1.175 GeV	1.100 GeV
A_3	341 200	112 100	96 900
σ_3	0.5178 GeV	0.6328 GeV	0.4801 GeV

Tabela A.11: Drell-Yan - corte P*DTARG a 1% para os diferentes intervalos de rapidez.

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$
A_1	- 52 560	- 40 410	- 14 920
σ_1	1.318 GeV	1.304 GeV	1.286 GeV
A_2	18 770	9 978	19 420
σ_2	1.239 GeV	1.251 GeV	1.081 GeV
A_3	102 700	112 000	43 170
σ_3	0.6771 GeV	0.5972 GeV	0.2205 GeV

Tabela A.12: Drell-Yan - corte P*DTARG a 14% para os diferentes intervalos de rapidez.

A.4 Forma funcional do ruído de fundo combinatório

$$P^{fundo}(M) = \exp\left(A_0 + A_1 M\right) + \sum_{i=1}^3 B_i \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{M - \mu_i}{\sigma_i}\right)^2\right)$$

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$
A_0	8.55
A_1	-1.82 GeV ⁻¹
B_1	12 210
μ_1	1.54 GeV
σ_1	0.29 GeV
B_2	7 287
μ_2	1.72 GeV
σ_2	0.43 GeV
B_3	1 559
μ_3	1.66 GeV
σ_3	0.73

Tabela A.13: Ruído de fundo combinatório - sem corte P*DTARG.

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$
A_0	7.53	9.8	7.88
A_1	-2.9 GeV ⁻¹	-3.8 GeV ⁻¹	-4.6 GeV ⁻¹
B_1	12 620	4 426	8 719
μ_1	1.5 GeV	1.52 GeV	1.55 GeV
σ_1	0.3 GeV	0.27 GeV	0.31 GeV
B_2	6 343	1 465	1 005
μ_2	1.7 GeV	1.47 GeV	1.39 GeV
σ_2	0.4 GeV	0.69 GeV	0.79 GeV
B_3	1 166	2 260	2 789
μ_3	1.6 GeV	1.81 GeV	1.79 GeV
σ_3	0.7 GeV	0.35 GeV	0.44 GeV

Tabela A.14: Ruído de fundo combinatório - corte P*DTARG a 1% para os diferentes intervalos de rapidez.

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$
A_0	0.04	6.8	7.1
A_1	-2.70 GeV^{-1}	-4.0 GeV^{-1}	-3.3 GeV^{-1}
B_1	10 460	-29 740	6 208
μ_1	1.53 GeV	0.44 GeV	1.54 GeV
σ_1	0.31 GeV	0.43 GeV	0.30 GeV
B_2	682.3	4 440	1 892
μ_2	1.88 GeV	1.39 GeV	1.79 GeV
σ_2	0.67 GeV	0.42 GeV	0.42 GeV
B_3	3 533	3 291	967.1
μ_3	1.81 GeV	0.90 GeV	1.51 GeV
σ_3	0.42 GeV	0.78 GeV	0.72 GeV

Tabela A.15: Ruído de fundo combinatório - corte P*DTARG a 14% para os diferentes intervalos de rapidez.

A.5 Forma funcional da correcção “sem alvo”

$$P^{\text{semalvo}}(M) = \sum_{i=1}^3 A_i \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{M - \mu_i}{\sigma_i} \right)^2 \right)$$

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$
A_1	541
μ_1	1.91 GeV
σ_1	0.35 GeV
A_2	797
μ_2	2.84 GeV
σ_2	0.15 GeV
A_3	60.8
μ_3	3.33 GeV
σ_3	0.50

Tabela A.16: Correcção “sem alvo” - sem corte P*DTARG.

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$
A_1	376	109	590
μ_1	0.80 GeV	1.42 GeV	-0.36 GeV
σ_1	0.93 GeV	0.72 GeV	1.19 GeV
A_2	630	330	299
μ_2	2.86 GeV	2.86 GeV	2.87 GeV
σ_2	0.14 GeV	0.15 GeV	0.14 GeV
A_3	43.6	14.6	37.6
μ_3	3.43 GeV	3.43 GeV	3.43 GeV
σ_3	0.13 GeV	0.19 GeV	0.08 GeV

Tabela A.17: Correção “sem alvo” - corte P*DTARG a 1% para os diferentes intervalos de rapidez.

	$ Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$	$-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} < 0.0$
A_1	192	42.9	256
μ_1	0.8 GeV	1.23 GeV	0.14 GeV
σ_1	0.87 GeV	1.03 GeV	0.96 GeV
A_2	344	186	159
μ_2	2.89 GeV	2.90 GeV	2.89 GeV
σ_2	0.13 GeV	0.11 GeV	0.14 GeV
A_3	28.6	100	24.8
μ_3	3.39 GeV	3.2 GeV	3.41 GeV
σ_3	0.11 GeV	-0.00009 GeV	0.07 GeV

Tabela A.18: Correção “sem alvo” - corte P*DTARG a 14% para os diferentes intervalos de rapidez.

Apêndice B

Correcções cinemáticas

Diferentes resultados experimentais são frequentemente apresentados em domínios cinemáticos diferentes, não sendo, portanto directamente comparáveis. Há que aplicar correcções adequadas. Este anexo descreve as correcções necessárias para o domínio cinemático $\sqrt{s} = 17.2 \text{ GeV}$, $0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 1.0$ e $|\cos(\theta_{CS})| \leq 0.5$.

B.1 Correcção de Schuler

A secção eficaz de produção do J/ψ pode ser relacionada com a sua massa $M_{J/\psi}$ e com a energia no referencial do centro de massa \sqrt{s} (para $\sqrt{s} \leq 31 \text{ GeV}$) pela equação de Schuler:

$$\sigma^{J/\psi} = \sigma_0 \left(1 - \frac{M_{J/\psi}}{\sqrt{s}}\right)^n \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{d\sigma^{J/\psi}}{dx_F} \approx (1 - |x_F|)^d \quad (\text{B.2})$$

onde os parâmetros $\sigma_0 = 638 \pm 104 \text{ nb}$, $n = 12.0 \pm 0.9$, $d = a/(1 + b/\sqrt{s})$, $a = 13.5 \pm 4.5$ e $b = 44.9 \pm 21.9 \text{ GeV}$ estão definidos em [1].

Estas parametrizações permitem avaliar quantitativamente as correcções a aplicar aos valores das secções eficazes do J/ψ para as transformar nas suas equivalentes num domínio cinemático diferente daquele em que foram medidas.

Em relação ao sistema $p - W$ a $450 \text{ GeV}/c$, o domínio cinemático é $\sqrt{s} = 29.1 \text{ GeV}$, $-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$ e $|\cos(\theta_{CS})| \leq 0.5$. Assim, a correcção a

aplicar às secções eficazes, para passar de $\sqrt{s} = 29.1$ GeV para $\sqrt{s} = 17.2$ GeV é, pela equação B.1, igual a

$$C_{29.1 \rightarrow 17.2} = \frac{\sigma_{\sqrt{s}=17.2}^{J/\psi}}{\sigma_{\sqrt{s}=29.1}^{J/\psi}} = \left(\frac{1 - \frac{M_{J/\psi}}{17.2}}{1 - \frac{M_{J/\psi}}{29.1}} \right)^{12 \pm 0.9} = 0.356 \pm 0.028 ,$$

e a correcção a aplicar para passar de $-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$ para $0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 1.0$ é, pela equação B.2, igual a

$$C_{[-0.5,0.5] \rightarrow [0.0,1.0]} = \frac{\int_0^{0.423} \frac{d\sigma^{J/\psi}}{dx_F} dx_F}{\int_{-0.111}^{0.111} \frac{d\sigma^{J/\psi}}{dx_F} dx_F} = \frac{\int_0^{0.423} \frac{dN}{dx_F} dx_F}{\int_{-0.111}^{0.111} \frac{dN}{dx_F} dx_F} = 0.885 \pm 0.161 .$$

A correcção global é então igual a:

$$C^{J/\psi} = (0.356 \pm 0.028) \times (0.885 \pm 0.161) = 0.316 \pm 0.062 .$$

B.2 Correcções a aplicar a eventos Drell-Yan

A secção eficaz de produção de eventos Drell-Yan pode ser calculada integrando a equação:

$$M_{\mu\mu}^3 \frac{d^2\sigma_{DY}}{dM_{\mu\mu} dY_{\mu\mu}} = \frac{8\pi\alpha^2}{3} \tau \times \frac{1}{3} \sum_i e_i^2 \left[q_1^i \left(\sqrt{\tau} e^{Y_{\mu\mu}} \right) \bar{q}_2^i \left(\sqrt{\tau} e^{-Y_{\mu\mu}} \right) + \bar{q}_1^i \left(\sqrt{\tau} e^{Y_{\mu\mu}} \right) q_2^i \left(\sqrt{\tau} e^{-Y_{\mu\mu}} \right) \right] , \quad (\text{B.3})$$

onde $M_{\mu\mu}$ é a massa do dimuão, $Y_{\mu\mu}$ a sua rapidez, e $\tau = M_{\mu\mu}^2/s$ (\sqrt{s} é a energia total dos dois hadrões no referencial do centro de massa da colisão).

A partir desta equação e para um sistema $p-W$, constrói-se a tabela B.1, que mostra as secções eficazes obtidas para três regiões cinemáticas (no intervalo de massa entre 2.9 e 4.5 GeV/ c^2)

Assim, a correcção a aplicar às secções eficazes, para passar de $\sqrt{s} = 29.1$ GeV para $\sqrt{s} = 17.2$ GeV é, por esta tabela, igual a

Região cinemática	$\sqrt{s} = 29.1 \text{ GeV}$ $-0.5 \leq Y_{\mu\mu} \leq 0.5$	$\sqrt{s} = 17.2 \text{ GeV}$ $-0.5 \leq Y_{\mu\mu} \leq 0.5$	$\sqrt{s} = 17.2 \text{ GeV}$ $0.0 \leq Y_{\mu\mu} \leq 1.0$
Secção eficaz (nb/nucleão)	9.77	4.28	4.09

Tabela B.1: Secções eficazes de produção de eventos Drell-Yan para três regiões cinemáticas (no intervalo de massa entre 2.9 e 4.5 GeV/c²).

$$C_{29.1 \rightarrow 17.2} = \frac{4.28}{9.77} ,$$

e a correcção a aplicar para passar de $-0.5 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 0.5$ para $0.0 \leq Y_{\mu\mu}^{CM} \leq 1.0$ é

$$C_{[-0.5,0.5] \rightarrow [0.0,1.0]} = \frac{4.09}{4.28} .$$

A correcção global em energia e rapidez vale:

$$C^{DY} = \frac{4.28}{9.77} \frac{4.09}{4.28} = 0.419 .$$

A correcção de isospin a $\sqrt{s} = 17.2 \text{ GeV}$ é obtida aplicando a equação

$$\sigma_{DY}^{AB}(\text{corrigido}) = \sigma_{DY}^{AB}(\text{experimental}) \frac{A B \sigma_{DY}^{pp}(LO)}{\sigma_{DY}^{AB}(LO)} ,$$

com,

$$\frac{A B \sigma_{DY}^{pp}(LO)}{\sigma_{DY}^{AB}(LO)} = 0.832 ,$$

onde $\sigma_{DY}^{pp}(LO)$ e $\sigma_{DY}^{AB}(LO)$ são calculadas a partir da equação B.3 .

A correcção final é então:

$$C^{DY} = 0.419 \times 0.832 = 0.3486 .$$

Bibliografia

- [1] G. A. Schuler, CERN-TH.7170/94 (HEP-PH/9403387) 1994.