

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

**Medidas da Produção de J/ψ , ψ' e Polarização
de J/ψ em Colisões $p+p$ a $\sqrt{s} = 200$ GeV com o
Detector PHENIX**

Marisílvia Donadelli

Orientador: Prof. Dr. Olacio Dietzsch

Banca Examinadora: Prof. Dr. Olacio Dietzsch
Prof. Dr. Alexandre Alarcon do Passo Suaide
Profa. Dra. Sandra dos Santos Padula
Profa. Dra. Carola Dobrigkeit Chinelatto
Profa. Dra. Márcia Begalli

Tese de Doutorado apresentada ao
Instituto de Física da USP para
obtenção do título de Doutor em
Ciências

São Paulo
2009

Aos meus pais:
Milton Donadelli (*in memoriam*)
e Neide Mercúrio Donadelli.

Agradecimentos

Com imensa emoção expresso minha gratidão às pessoas que tornaram este trabalho possível de ser realizado.

Em primeiro lugar, eu agradeço ao meu orientador, Prof. Olácio Dietzsch, por prontamente ter aceito a minha participação no Laboratório de Instrumentação e Partículas do Instituto de Física da Universidade de São Paulo quando de nosso primeiro contato. O Prof. Olácio não mediou esforços para a elaboração do Projeto de Doutoramento que resultou nesta tese e também para que o meu estágio no Laboratório Nacional de Brookhaven tivesse toda a infraestrutura necessária. Com igual relevância, gostaria de expressar a minha gratidão à Profa. Marzia Rosati, co-orientadora, e ao meu amigo e colega de trabalho, César Luís da Silva, ambos da Universidade de Iowa, nos Estados Unidos. Ambos foram incansáveis durante todo o trabalho de elaboração desta tese. A Profa. Marzia, mesmo remotamente, mantinha reuniões de discussão de análise quase que diariamente, inclusive durante madrugadas, e foi a maior incentivadora para que eu participasse de três Conferências Internacionais. Ao César, devo toda a experiência que pude adquirir, devido à sua excelente tese de Doutoramento sobre produção de J/ψ em colisões Au + Au com o detector PHENIX. Não me lembro de ter solicitado um esclarecimento que nunca tenha sido gentilmente por ele atendido.

Também gostaria de expressar a minha gratidão ao meu amigo e colega de trabalho, Marco Aurélio Lisboa Leite, do Laboratório de Instrumentação e Partículas, por ter me trazido as primeiras noções sobre programação orientada a objetos, além de pacientemente ter me ajudado na revisão e estruturação do código em LateX que gerou o documento desta tese.

A experiência de participar de uma Colaboração Internacional como o PHENIX é única e inestimável. Gostaria de expressar a minha gratidão à Profa. Barbara Jacak, *spokesperson* do PHENIX, que sempre trouxe excelentes contribuições às minhas apresentações à Colaboração quando da obtenção de todos os dados preliminares presentes nesta tese. Aos *conveners* do Grupo de Trabalho *Heavy Flavor*, Mike Leitch, do Laboratório Nacional de Los Alamos nos Estados Unidos, Raphael Granier de Cassagnac, da LLR - Ecole Polytechnique na França e Alexander Lebedev, da Universidade de Iowa, a minha especial atenção pelas sugestões, correções e leituras das notas de análise apresentadas à Colaboração.

Não poderia deixar de agradecer aos meus colegas do Laboratório de Instrumentação e Partículas, Ricardo Menegasso, Edineusa Maura Almeida e Marcel Kuryama, pelo amistoso ambiente de trabalho. Também à Profa. Emi Márcia Takagui, pelas sugestões e correções no texto da tese.

Agradeço às Agências de fomento: CNPq - Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, CAPES - Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, pelas bolsas de estudo concedidas durante o Doutoramento, e também ao Departamento de Energia dos Estados Unidos pelo auxílio financeiro.

E finalmente, aos amigos. Ausentar-se do país por um longo período implica em deixar aqueles que amamos aos cuidados de pessoas que passam a desempenhar o papel de filha e de administradora do lar. As situações que tais pessoas enfrentam não são previstas por nenhuma procuração ou instrumento legal. O que realmente

conta é o caráter e o amor que dispensam. Meu eterno agradecimento a estas pessoas raras: Ângela Maria Vitoriano, Franck Bevilacqua Areco, Cláudia Aparecida Domingos, Sílvio José Fernandes e Sandra Eliane Bueno.

Resumo

A produção de J/ψ e ψ' em colisões $p+p$ a uma energia no referencial do centro de massa (\sqrt{s}) de 200 GeV foi estudada no Experimento PHENIX no RHIC. A amostra de dados coletada durante o período de aquisição de 2006 permitiu não somente a determinação das seções de choque absolutas, mas também o estudo da polarização de J/ψ através de seu decaimento no canal de dielétrons em região de rapidez central. As medidas incluem a dependência com o momento transverso e são comparadas com aquelas de outros experimentos em diferentes intervalos de rapidez e energias de colisão, e com previsões teóricas. A medida da polarização de J/ψ deve trazer limitações aos mecanismos de formação de charmonium e a medida de *feed-down* de J/ψ s provenientes de ψ' é de importância para o entendimento da produção *prompt* de J/ψ assim como para a supressão observada em colisões A+A no RHIC.

Abstract

The production of J/ψ and ψ' in $p+p$ collisions at the nucleon center of mass energy (\sqrt{s}) of 200 GeV have been studied in the PHENIX Experiment at RHIC. The sample collected during the 2006 data taking period allowed not only the determination of absolute cross sections but also the study of J/ψ polarization through its decays into the dielectron channel at mid rapidity. The measurements include transverse momentum dependence and are compared to that of other experiments in different rapidity ranges and collision energies and to theoretical model predictions. The J/ψ polarization results should provide a constraint on charmonium formation mechanisms and the measurement of the feed down of ψ' to J/ψ is of importance for understanding prompt J/ψ production as well as the suppression observed in A+A collisions at RHIC.

Conteúdo

1	Introdução	1
1.1	Preâmbulo	2
1.2	Participação em Conferências	3
1.3	Organização deste Trabalho	4
2	Considerações Teóricas	5
2.1	Cromodinâmica Quântica e Produção de Hádrons	6
2.2	Modelos de Produção de Charmonium	11
2.2.1	Modelo de Singleto de Cor (<i>Color Singlet Model - CSM</i>)	12
2.2.2	Modelo de Evaporação de Cor (<i>Color Evaporation Model - CEM</i>) . .	13
2.2.3	QCD Não Relativística (<i>Non Relativistic QCD - NRQCD</i>)	14
2.2.4	pQCD com Fusão de 3 Glúons	21
2.2.5	Contribuição do Corte <i>s-channel</i>	21
2.3	Produção de J/ψ proveniente do Decaimento de ψ'	26
2.4	Variáveis Cinemáticas	26
2.5	Fator de Modificação Nuclear	27
2.6	Cálculo das Seções de Choque Experimentais	28
2.7	Estudo da Polarização	29
3	Arranjo Experimental	33
3.1	Descrição do Complexo do RHIC	34
3.2	O Experimento PHENIX	36
3.3	Detectores de Luminosidade	39
3.3.1	<i>Beam Beam Counters - BBC</i>	39
3.3.2	Calorímetro <i>Zero Degree - ZDC</i>	39
3.4	Sistema de Magnetos no PHENIX	40
3.4.1	Magneto Central - <i>CM Central Magnet</i>	40
3.4.2	Magnetos do Braço de Múons	41
3.5	Braços Centrais do PHENIX	42
3.5.1	<i>Drift Chambers - DC</i>	42
3.5.2	<i>Pad Chambers - PC</i>	43
3.5.3	Detector de Anel de Cherenkov - <i>RICH</i>	44
3.5.4	Calorímetro Eletromagnético - <i>EmCal</i>	45
3.6	<i>Triggers</i> no PHENIX	47
3.6.1	<i>Triggers BBC Level 1</i>	48
3.6.2	Eletrônica do <i>trigger</i> do <i>EmCal</i>	48
3.6.3	Eletrônica do <i>trigger</i> do <i>RICH</i>	50

3.6.4	<i>Trigger</i> EmCal RICH - (ERTLL1)	50
3.6.5	Placas GL1	52
3.7	Detectores por Tempo de Vôo - ToF	53
3.8	Câmara de Expansão Temporal/ Radiação de Transição TEC/TRD	54
3.8.1	Contadores Aerogel Cherenkov	55
3.9	Sistema de Aquisição de Dados - DAQ	55
4	Identificação de Elétrons	57
4.1	Reconstrução de Traços e Determinação do Momento	58
4.1.1	Técnica de Reconstrução de Traços	59
4.1.2	Determinação do Momento	60
4.1.3	<i>Nano Data Summary Table</i> (nDST)	61
4.1.4	Procedimento de Calibração do Desalinhamento do Feixe	61
4.2	Identificação de Elétrons	62
4.2.1	Identificação de Elétrons com o RICH	62
4.2.2	Identificação de Elétrons com o EmCal	64
5	Seleção de Eventos	67
5.1	Colisões $p + p$ a $\sqrt{s} = 200$ GeV em 2005 e 2006	68
5.2	Conjunto de Dados	69
5.2.1	Informação de Controle do <i>Run</i>	69
5.2.2	Número de Eventos de Minimum Bias (MB)	70
5.2.3	Seleção de Elétrons	71
5.2.4	Requisito de Aceitância	71
5.2.5	Requisito de Eficiência ERT	72
5.2.6	Conjunto Final de Dados	73
5.3	Simulação Monte Carlo no PHENIX: PISA	74
5.3.1	Simulador de Partículas	75
5.3.2	Simulação de Eventos no PISA	76
5.4	Identificação de Áreas Mortas	76
5.4.1	Atividade nos Fios da DC	76
5.4.2	Atividade nos Segmentos da PC	78
5.4.3	Atividade nas Torres do EmCal	79
5.4.4	Atividade nas Fotomultiplicadoras (PMTS) do RICH	79
5.4.5	Corte fiducial nos <i>Gaps</i> da DC e do RICH	81
5.5	Simulação de Elétrons	82
5.6	Aceitância \times Eficiência eID para o J/ψ	87
5.6.1	Erro Sistemático da Aceitância	89
5.6.2	Erro na Eficiência de Identificação de Elétrons (eID)	89
5.7	Eficiência do <i>trigger</i>	91
5.7.1	Eficiência do BBC	91
5.7.2	Eficiência do ERT	91
5.7.3	Eficiência ERT para a Detecção de J/ψ	105
5.7.4	Eficiência ERT para a Detecção de ψ'	106
5.7.5	Ineficiência do GL1	108
5.7.6	Resumo dos Erros Sistemáticos dos <i>triggers</i> ERT	112
5.7.7	Flutuação da Produção durante o <i>Run</i>	113

6 Análise de Charmonium I: Produção de J/ψ e de ψ'	117
6.1 Determinação dos cortes	118
6.1.1 Recalibrador de Momento Próprio	118
6.1.2 Componentes das Produções nos Intervalos de Massa de J/ψ e de ψ'	123
6.1.3 Radiação de <i>Bremsstrahlung</i> de J/ψ e de ψ'	124
6.1.4 Ajuste de todas as Componentes	126
6.1.5 Propagação de Erro	126
6.1.6 Resultado do Ajuste	127
6.1.7 Otimização do Corte em Massa	129
6.1.8 Dependência com p_T	129
6.2 Contagem Direta de Sinal	132
6.2.1 Contagem de J/ψ e de ψ' para Eventos ERT_E	132
6.2.2 Contagens de J/ψ e de ψ' para ERT_4×4c	135
6.3 Efeito da Limitada Resolução de Momento no Detector para a Medida de p_T	137
6.4 Correção na Histogramação de p_T	137
6.5 Cálculo da Produção de J/ψ	140
6.6 Determinação de $\langle p_T^2 \rangle$	141
6.6.1 Resultados de $\langle p_T^2 \rangle$	141
6.7 Resumo de todos os Erros Sistemáticos	143
6.8 Resultados das Produções	144
6.8.1 Comparação entre cada um dos Períodos ERT_E de Grupos de <i>run</i> e os Resultados do <i>Run 5</i>	144
6.8.2 Produção de J/ψ para todos os Períodos ERT_E de Grupos de <i>run</i>	147
6.8.3 Produção de ψ' para todos os Períodos ERT_E de Grupos de <i>run</i>	150
6.8.4 Razão entre ψ' e J/ψ	151
6.8.5 Seções de Choque Totais Integradas em p_T	157
6.9 <i>Feed-down</i> de J/ψ proveniente do Decaimento de ψ'	158
7 Análise de Charmonium II: Polarização de J/ψ	159
7.1 Cálculo da Aceitância	160
7.1.1 J/ψ s Simulados	160
7.1.2 Ponderação dos J/ψ Simulados	160
7.2 Análise dos Dados	162
7.2.1 Contagem de J/ψ s	162
7.2.2 Dependência do Evento com o Vértice	163
7.2.3 Distribuições em $\cos(\theta)$	163
7.3 Erros Sistemáticos	168
7.3.1 <i>Scaling</i> de p_T	168
7.3.2 Erro Sistemático da Aceitância Propagado para a Medida de Polarização de J/ψ	169
7.3.3 Dependência do Corte em Massa	171
7.3.4 Verificações Extras	173
7.3.5 Resumo dos Erros Sistemáticos	175
7.4 Resultado para p_T Integrado	175
7.5 Dependência do Parâmetro de Polarização com p_T	177

7.5.1	Verificação do Corte Fiducial	179
7.5.2	Erros Sistemáticos da Dependência do Parâmetro de Polarização com p_T	181
7.5.3	Resultado da Dependência do Parâmetro de Polarização com p_T	186
8	Interpretação dos Resultados	189
8.1	Produção de Charmonium versus Momento Transverso	190
8.1.1	J/ψ	190
8.1.2	ψ' e Razão entre ψ' e J/ψ	197
8.2	Polarização de J/ψ	201
8.3	Conclusões Finais e Perspectivas	204
8.4	Medidas Futuras no RHIC II	205
8.5	Medidas Futuras no LHC	207
8.6	Medidas Futuras no eRHIC	208
A	Distribuição angular	209
A.1	Derivação	210
B	Exemplo de um Processo no PISA	213
B.0.1	Aplicação de áreas mortas na cadeia pisaToDST	214
C	Sinal e Fundo para a Distribuição de Poisson	217
D	Quark Matter 2008	219
D.1	Análise e discussão	220
D.2	Resumo	223

Listas de Figuras

2.1	Dependência da constante de acoplamento α_s com a transferência de momento Q^2 [24].	8
2.2	Dependência da energia com a temperatura [26] para sabores de quarks a partir de cálculos de rede de QCD e o limite Stefan-Boltzmann correspondente.	9
2.3	Estados ligados de charmonium. [31]	10
2.4	Estados ligados de bottomonium. [31]	11
2.5	Exemplos de diagramas de produção de sabor pesado [32]. (a) Fusão de glúons (LO). (b) Aniquilamento quark-antiquark (LO). (c) Criação de pares com emissão de glúon. (d) Excitação de sabor. (e) Separação de glúons. (f) Eventos classificados como separação de glúons mas de característica de excitação de sabor.	12
2.6	Os seis diagramas para $gg \rightarrow {}^3S_1$ em LO no contexto do modelo CSM.	13
2.7	Seções de choque de produção de ψ em colisões $p + \bar{p}$, multiplicadas pelos fatores de ramificação de J/ψ e de ψ' em $\mu^+ \mu^-$. Medidas do CDF (pontos) são comparadas às previsões do CSM (curvas). Produções <i>prompt</i> de J/ψ e de $\psi(S)$ (a previsão para J/ψ é a primeira das curvas de cima para baixo) [17].	16
2.8	Seções de choque de produção de J/ψ em colisões $p + \bar{p}$, multiplicadas pelos fatores de ramificação de J/ψ e de ψ' em $\mu^+ \mu^-$. Medidas do CDF (pontos) são comparadas às previsões do CSM (curvas). Fontes separadas de produção <i>prompt</i> de J/ψ (a curva mais abaixo é a previsão direta do CSM, a curva mais acima é a previsão de J/ψ proveniente de χ_c , com os mecanismos de octeto de cor incluídos) [18].	17
2.9	Seção de choque diferencial de produção de J/ψ direto (painele do topo), ψ' <i>prompt</i> (painele intermediário), e J/ψ <i>prompt</i> proveniente de decaimento de χ_c (painele inferior) no Tevatron como função de p_T . Os pontos são medidas do Run I do CDF [17, 18]. As curvas pontilhadas são contribuições do CSM. As curvas sólidas são os ajustes da fatorização NRQCD e as outras curvas são contribuições individuais de octeto de cor aos ajustes.	19
2.10	Funções de distribuição de glúons utilizadas em cálculos de seção de choque [64].	20
2.11	Diagramas de pQCD perturbativa de mais baixa ordem para a hadroprodução de J/ψ via fusão glúon-glúon com um glúon adicional [68].	21
2.12	Produções de J/ψ e ψ' no Tevatron. As curvas são cálculos da pQCD com 3 glúons incidentes [68].	21

2.13	Figuras genéricas da origem física da função de vértice $\Gamma(p, P)$: (a) função de 3 pontos $\Gamma^{(3)}$ e (b) responsável pela função de 4 pontos $\Gamma^{(4)}$, resultado do acoplamento do glúon externo aos <i>loops</i> de glúons existentes no vértice em questão [69].	22
2.14	(a,b) Diagramas LO do corte <i>s-channel</i> que contribuem para $gg \rightarrow Qg$, respectivamente direto e cruzado, aplicados ao vértice $c\bar{c}J/\psi$. As cruzes indicam que os quarks estão <i>on-shell</i> . (c) Diagrama com o termo de contato $c\bar{c}Qg$ para a garantia da invariância de calibre [20].	23
2.15	Comparação entre as seções de choque polarizada (σ_T e σ_L) e não polarizada (σ_{tot}), as contribuições LO CSM e os dados experimentais do CDF [18]. Figura extraída da Ref. [20].	25
2.16	Comparação entre σ_T , σ_L e σ_{tot} e os dados do PHENIX [12]. Figura extraída da Ref. [20].	25
2.17	Polarização de J/ψ <i>prompt</i> : teoria vs. dados do CDF [74]. Figura extraída da Ref. [20].	25
2.18	(curva colorida) R_{AA} para colisões Cu+Cu (círculos) e colisões Au+Au (quadrados) em função do número de participantes em região de rapidez central (a), rapidez dianteira (b), e sua razão (c), obtido pelo experimento PHENIX [10].	28
2.19	Definição dos vetores independentes na análise do decaimento de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ no PHENIX	30
2.20	Polarização de J/ψ : θ é o ângulo entre o momento do lépton no referencial de repouso do J/ψ (<i>helicity frame</i>) e o momento do J/ψ no referencial do laboratório.	31
2.21	Exemplos de distribuições angulares de decaimentos de léptons. $\lambda = 1$ corresponde à polarização transversal, $\lambda = -1$ corresponde à polarização longitudinal e $\lambda = 0$, ausência de polarização.	31
3.1	Complexo do colisor RHIC.	35
3.2	Configuração do detector PHENIX em 2005 e 2006. A figura do topo apresenta os detectores dos braços centrais com a direção do feixe apontando para dentro da página. A figura do painel inferior mostra um corte transversal da visão lateral do detector e a localização dos detectores globais (os ZDCs estão localizados mais adiante do ponto de interação considerando-se o que aparece na ilustração).	36
3.3	Definição do sistema global de coordenadas no Experimento PHENIX.	38
3.4	(a) Um elemento do BBC: fototubo de uma polegada montado num radiador de quartzo de 3 cm; (b) Um conjunto formado por 64 elementos; e (c) Montagem do BBC no detector PHENIX. O tubo do feixe é visto na foto. O BBC está instalado na estrutura atrás do magneto do espectrômetro central [81].	40
3.5	Visão da região de colisão e seção da localização do ZDC indicando a deflexão dos prótons e de fragmentos carregados pelo magneto D_x	40
3.6	Sistema de Magnetos no PHENIX [82].	41
3.7	Representação das linhas de campo magnético para os dois ímãs centrais combinados no modo (++).	41
3.8	Estrutura da <i>Drift Chamber</i> [79].	43

3.9 (Esquerda) Disposição dos fios em um setor e no interior de um plano de anodo. (Direita) Um diagrama esquemático, visão superior e orientações dos fios na <i>Drift Chamber</i>	44
3.10 <i>Pad Chambers</i> (PC1, PC2 and PC3). Vários setores da PC2 e da PC3 no braço oeste foram removidos para tornar a figura mais clara. [79].	44
3.11 Uma célula definida por três pixels aparece no centro da figura [79].	45
3.12 Visão do detector RICH [84].	46
3.13 Visão tridimensional do calorímetro eletromagnético. Há dois setores PbGl (em azul) e seis setores PbSc (em verde) [83].	46
3.14 Um bloco PbSc.	47
3.15 A divisão de um setor de (a) PbSc e de (b) PbGl [83].	47
3.16 Um super módulo do EmCal com todas as possíveis configurações de <i>tiles</i> de <i>trigger</i>	49
3.17 (a) Em conjunto de torres 2×2 que se sobrepõem, a probabilidade de que toda a energia da partícula incidente seja reportada é grande no centro e diminui nos limites. Para um certo limiar de sensibilização, existem regiões onde a eficiência cai dramaticamente. (b) Em conjunto de torres 4×4 que se sobrepõem, haverá sempre um conjunto de torres que repartirá a energia total da partícula mesmo que esta atinja os limites de um conjunto de torres 2×2	51
3.18 Se um elétron registra uma resposta no EmCal e no RICH, haverá uma correlação geométrica entre os <i>hits</i> de conjunto de torres de <i>trigger</i> nos dois detectores. Em contraste, um píon no RICH e um fóton no EmCal fornecerão <i>hits</i> não correlacionados. A correlação geométrica é utilizada como <i>trigger</i> de elétrons.	52
3.19 Visão esquemática dos componentes de um único painel ToF, que consiste de 96 cintiladores de plástico com tubos de fotomultiplicadoras em ambas as extremidades [80].	53
3.20 Visão do braço leste onde está instalado o TEC/TRD.	54
3.21 Esquema de produção e absorção da radiação de transição no TEC/TRD.	55
3.22 Diagrama esquemático do sistema de aquisição de dados.	56
 4.1 Uma ilustração dos parâmetros ϕ_0 , ϕ e α da transformada de Hough para a reconstrução de traços da Drift Chamber (DC) no plano $x - y$. O esboço mostra o volume ativo da DC. Os pequenos círculos representam <i>hits</i> na DC ao longo da trajetória da partícula.	59
4.2 Visão esquemática de um traço no plano $r - z$	59
4.3 Visão esquemática de traços de partículas nos braços centrais.	62
4.4 Visão esquemática da definição das variáveis que caracterizam um anel do RICH. Uma projeção do traço, quatro fototubos associados e um fototubo não-correlacionado aparecem como exemplo. As distâncias entre o centro dos fototubos 2, 4, 5 que foram disparados e o vetor da projeção do traço estão representados por r_{cor}^2 , r_{cor}^4 , and r_{cor}^5 respectivamente.	63
4.5 Resposta do calorímetro eletromagnético (EmCal) a feixes teste de píons, prótons e elétrons [83].	66

5.1	Luminosidade integrada obtida nas colisões $p+p$ a $\sqrt{s} = 200$ GeV em função da data durante o RHIC <i>Run</i> de 2005.	69
5.2	Luminosidade integrada obtida nas colisões $p+p$ a $\sqrt{s} = 200$ GeV em função da data durante o RHIC <i>Run</i> de 2006.	69
5.3	Número de elétrons por eventos MB <i>versus</i> número de <i>run</i> . Em azul: valor médio do número de elétrons por evento. Em vermelho: <i>runs</i> removidos.	72
5.4	Número de elétrons por eventos de MB <i>versus</i> número de <i>run</i> considerando-se pequenos grupos de <i>runs</i> contíguos.	73
5.5	Número de elétrons/BBCLL1 <i>live events</i> <i>versus</i> número de <i>run</i> : flutuação <i>run</i> por <i>run</i> em eventos ERT_E.	74
5.6	Atividade dos fios da Drift Chamber e simulação após aplicação dos canais mortos.	77
5.7	À esquerda: Atividade dos segmentos da Pad Chamber em dados reais. À direita: simulação correspondente após introdução de planos mortos.	78
5.8	À esquerda: Atividade nas torres do EmCal em dados reais. À direita: simulação correspondente após a implementação das torres mortas.	79
5.9	Atividade das PMTs do RICH em dados reais.	80
5.10	Simulação das PMTs do RICH.	80
5.11	Distribuição fiducial mostrando gaps na DC e no RICH gaps nos dados reais.	81
5.12	Distribuição fiducial mostrando gaps na DC e no RICH gaps introduzidos na simulação.	81
5.13	Distribuição BBCzvertex em dados reais de colisões Au + Au para o número de <i>run</i> 230956.	82
5.14	Distribuição BBCzvertex em dados reais de colisões Au + Au para o número de <i>run</i> 231429.	82
5.15	Em azul: distribuição carga/momento de elétrons em simulação. Em vermelho: distribuição carga/momento de elétrons em dados reais.	83
5.16	Distribuições carga/momento de elétrons simulada (em azul) e real (em vermelho) após a ponderação da simulação de acordo com a distribuição real de momento.	83
5.17	Correlações geométrica e cinemática de traços de partículas reconstruídos em dados de MB e resposta do PISA aos elétrons (e^+e^-) após a implementação das áreas mortas.	84
5.18	(Parte superior) Comparação entre dados reais e simulação. Em azul: simulação e^+e^- . Em vermelho: dados de MB. (Parte inferior) Razão entre elétrons de dados reais e de simulação.	85
5.19	Coordenada z de elétrons na DC em dados reais (em vermelho) e em simulação (e^+e^-) (em azul) para todos os setores do EmCal.	86
5.20	Aceitância total e eficiência da detecção de J/ψ como função do p_T de J/ψ	88
5.21	Produção de um par de elétrons de conversão.	90
5.22	Seleção de decaimentos Dalitz para a remoção de conversões do ponto de colisão.	90

5.23	Mapa ERT_2×2 utilizado para a determinação da eficiência na detecção de elétrons do grupo de <i>runs</i> do período ERT_E 400 MeV, considerando cada super módulo ERT da amostra de MB em colisões $p + p$. A amostra de elétrons apresenta um momento mínimo 0.2 GeV/c.	92
5.24	Mapa ERT_RICH utilizado para a determinação da eficiência na detecção de elétrons do grupo de <i>runs</i> do período ERT_E 400 MeV, considerando cada super módulo ERT da amostra de MB em colisões $p + p$. A amostra de elétrons apresenta um momento mínimo 0.2 GeV/c.	92
5.25	. Eficiência na identificação de elétrons + associação ERT dimensionada para eventos ERT. Em azul: valor médio da eficiência por período, para cada setor do EmCal. Em vermelho: <i>runs</i> com baixa eficiência quando comparada ao valor médio do período, para cada setor do EmCal.	93
5.26	Normalização simulação/dados reais para os setores Leste do EmCal para o período de grupo de <i>runs</i> ERT_E 400. Em verde: correção da eficiência aplicada na simulação.	94
5.27	Normalização simulação/dados reais para os setores Oeste do EmCal para o período de grupo de <i>runs</i> ERT_E 400. Em verde: correção da eficiência aplicada na simulação.	95
5.28	Dependência da eficiência ERT_E (limiar de energia de sensibilização de 400 MeV) com o momento para setores Leste do EmCal na amostra de MB em colisões $p + p$. Em vermelho: dados reais, em azul: simulação ERT.	97
5.29	Dependência da eficiência ERT_E (limiar de energia de sensibilização de 400 MeV) com o momento para setores Oeste do EmCal na amostra de MB em colisões $p + p$. Em vermelho: dados reais, em azul: simulação ERT.	98
5.30	Dependência da eficiência ERT_E (limiar de energia de sensibilização de 600 MeV) com o momento para setores Leste do EmCal na amostra de MB em colisões $p + p$. Em vermelho: dados reais, em azul: simulação ERT.	99
5.31	Dependência da eficiência ERT_E (limiar de energia de sensibilização de 600 MeV) com o momento para setores Oeste do EmCal na amostra de MB em colisões $p + p$. Em vermelho: dados reais, em azul: simulação ERT.	100
5.32	Dependência da eficiência ERT_E (limiar de energia de sensibilização de 600 MeV + máscaras) com o momento para setores Leste do EmCal na amostra de MB em colisões $p + p$. Em vermelho: dados reais, em azul: simulação ERT.	101
5.33	Dependência da eficiência ERT_E (limiar de energia de sensibilização de 600 MeV + máscaras) com o momento para setores Oeste do EmCal na amostra de MB em colisões $p + p$. Em vermelho: dados reais, em azul: simulação ERT.	102
5.34	Dependência da eficiência ERT_4x4c com o momento para setores Leste do EmCal na amostra de MB em colisões $p + p$. Em vermelho: dados reais, em azul: simulação ERT.	103
5.35	Dependência da eficiência ERT_4x4c com o momento para setores Oeste do EmCal na amostra de MB em colisões $p + p$. Em vermelho: dados reais, em azul: simulação ERT.	104
5.36	Eficiência ERT para detecção de J/ψ como função de p_T	105

5.37 Verificação extra da eficiência ERT_E de detecção de J/ψ com os resultados do <i>Run</i> 5. Para o período de sensibilização mínima ERT_E 400 MeV, os resultados estão consistentes em 1σ	106
5.38 Variação na normalização do número de J/ψ s que passaram a simulação do trigger ERT_E 400 MeV de limiar de energia de sensibilização.	107
5.39 Eficiência ERT_E para a detecção de ψ' versus momentum.	107
5.40 Ineficiência no ERT_E 400 MeV devido ao GL1.	108
5.41 Ineficiência no ERT_E 600 MeV devido ao GL1.	109
5.42 Ineficiência no ERT_E 600 MeV + máscaras devido ao GL1.	109
5.43 Comparação entre as eficiências ERT_E 400 MeV e ERT_E 400 MeV \times GL1.	110
5.44 Eficiências ERT \times GL1 para o J/ψ	110
5.45 Flutuação da produção de J/ψ durante o <i>Run</i>	113
5.46 Flutuação da produção de J/ψ para os três grupos ERT_E usados nesta análise.	114
5.47 Em preto: flutuação da produção de J/ψ <i>run</i> por <i>run</i> . Em azul: estimativa da mesma flutuação se a produção de J/ψ fosse a mesma para todos os <i>runs</i>	115
5.48 Flutuação <i>run</i> -por- <i>run</i> da produção de elétrons ao redor do valor médio (linha azul no gráfico) em cada período de <i>run</i>	115
 6.1 Massa invariante de J/ψ para diferentes regiões de detecção do pósitron que compõe o par de J/ψ	119
6.2 Variação da massa de J/ψ como função do número do <i>run</i> na ausência de recalibrador de momento e com os recalibradores padrão e próprio.	119
6.3 Comparação entre os recalibradores de momento. À esquerda: recalibrador próprio, e à direita, recalibrador padrão, para cada um dos grupos de <i>run</i> (G1-G5).	121
6.4 Comparação entre os recalibradores de momento. À esquerda: recalibrador privado, e à direita, recalibrador padrão, para todos os grupos de <i>run</i> (G1-G5).	122
6.5 Contribuição física de decaimento semileptônico de D^+ e D^- para a região de J/ψ	123
6.6 Contribuição física do processo Drell-Yan para a região de J/ψ	123
6.7 Componentes do contínuo.	124
6.8 Distribuição de massa invariante de $J/\psi \rightarrow e^+e^- \gamma$ versus $m_{e^+e^-}$ (linha vermelha) incluindo o efeito da resolução em massa de 30 MeV/c (linha preta).	125
6.9 Simulação do J/ψ no PISA para contabilização da radiação externa.	126
6.10 Resultado do ajuste incluindo todas as componentes do contínuo.	127
6.11 Resultado do ajuste em escala linear incluindo todas as componentes do contínuo.	128
6.12 Distribuição de massa invariante e^+e^- na região dos picos de J/ψ e de ψ' para $p_T < 1$ GeV/c.	130
6.13 Razão entre os dados e o resultado do ajuste para $p_T < 1$ GeV/c.	130
6.14 Distribuição de massa invariante e^+e^- na região dos picos de J/ψ e de ψ' para $1 < p_T < 2$ GeV/c.	130
6.15 Razão entre os dados e o resultado do ajuste para $1 < p_T < 2$ GeV/c.	130

6.16 Distribuição de massa invariante e^+e^- na região dos picos de J/ψ e de ψ' para $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$	131
6.17 Razão entre os dados e o resultado do ajuste para $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$	131
6.18 Distribuição de massa invariante e^+e^- na região dos picos de J/ψ e de ψ' para $3 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$	131
6.19 Razão entre os dados e o resultado do ajuste para $3 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$	131
6.20 Distribuição de massa invariante e^+e^- na região dos picos de J/ψ e de ψ' para $5 < p_T < 7 \text{ GeV}/c$	132
6.21 Razão entre os dados e o resultado do ajuste para $5 < p_T < 7 \text{ GeV}/c$	132
6.22 Parte superior: Distribuição da função de Kaplan a partir da Equação 6.8 [90] antes (em preto) e depois do efeito da resolução de momento (em azul). Parte inferior: razão entre as distribuições de Kaplan com e sem o efeito de resolução de momento. Os erros são estatísticos. Extraído da Ref. [95] com dados de colisão Au+Au do <i>Run4</i> no PHENIX.	138
6.23 Correção na histogramação de p_T . (Parte superior) A curva preta é a função de Kaplan (6.8) usada como um gerador aleatório de números randômicos. Os pontos azuis são os números histogramados gerados. (Parte inferior) Razão entre e último e o primeiro.	139
6.24 Seção de choque invariante do J/ψ para cada período ERT_E de grupos de <i>run</i> e o resultado do <i>Run 5</i>	144
6.25 Um <i>zoom</i> da razão entre a seção de choque invariante do J/ψ para cada um dos períodos ERT_E de grupos de <i>run</i> e o resultado do <i>Run 5</i>	144
6.26 Razão entre a seção de choque invariante do J/ψ para cada um dos períodos ERT_E de grupos de <i>run</i> e o resultado do <i>Run 5</i>	145
6.27 Comparação entre as seções de choque invariante do J/ψ no <i>Run 6</i> e no <i>Run 5</i>	145
6.28 Comparação entre as seções de choque invariante do J/ψ no <i>Run 6</i> e no <i>Run 5</i> para menores intervalos de p_T	146
6.29 Produção de J/ψ para ERT_E.	147
6.30 Produção de J/ψ para ERT_E e menores intervalos de p_T	148
6.31 Produção de J/ψ para ERT_E e intervalos de p_T mais refinados com o ajuste da função de Kaplan. Os parâmetros de ajuste aparecem na Tabela 6.18	148
6.32 Produção de ψ' para ERT_E.	150
6.33 Produção de J/ψ usada como referência para a razão entre as seções de choque invariantes de ψ' e J/ψ	151
6.34 Dependência da razão entre as seções de choque invariantes de ψ' e J/ψ com p_T . Comparação com o resultado da Colaboração HERA-B [96].	152
6.35 Distribuições de probabilidade da produção de ψ' e sua fração do contínuo para $0 < p_T < 1 \text{ GeV}/c$, usada para calcular a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no mesmo intervalo de p_T	152
6.36 Distribuições de probabilidade da produção de J/ψ e sua fração do contínuo para $0 < p_T < 1 \text{ GeV}/c$, usada para calcular a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no mesmo intervalo de p_T	153

6.37 Distribuições de probabilidade da produção de ψ' e sua fração do contínuo para $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$, usada para calcular a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no mesmo intervalo de p_T	153
6.38 Distribuições de probabilidade da produção de J/ψ e sua fração do contínuo para $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$, usada para calcular a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no mesmo intervalo de p_T	153
6.39 Distribuições de probabilidade da produção de ψ' e sua fração do contínuo para $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$, usada para calcular a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no mesmo intervalo de p_T	154
6.40 Distribuições de probabilidade da produção de J/ψ e sua fração do contínuo para $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$, usada para calcular a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no mesmo intervalo de p_T	154
6.41 Distribuições de probabilidade da produção de ψ' e sua fração do contínuo para $3 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$, usada para calcular a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no mesmo intervalo de p_T	154
6.42 Distribuições de probabilidade da produção de J/ψ e sua fração do contínuo para $3 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$, usada para calcular a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no mesmo intervalo de p_T	155
6.43 Distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no intervalo $0 < p_T < 1 \text{ GeV}/c$	155
6.44 Distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no intervalo $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$	155
6.45 Distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no intervalo $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$	156
6.46 Distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no intervalo $3 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$	156
 7.1 Produção de J/ψ para o grupo de runs ERT_E em intervalos de p_T mais espaçados ajustada com a função de Kaplan de acordo com a Equação 7.2.161	
7.2 Distribuições retiradas dos dados reais: e^+e^- (em preto) e $e^+e^+ + e^-e^-$ (em vermelho).	162
7.3 Distribuição de massa invariante após subtração do sinal de fundo. As linhas verticais em vermelho indicam o intervalo de massa na qual os candidatos a J/ψ foram contados.	162
7.4 Razão da aceitância calculada usando-se J/ψ s em $z_{vertex} = 0 \text{ cm}$ e $25 < z_{vertex} < 30 \text{ cm}$. Em preto, todo o intervalo de momento.	163
7.5 Distribuição em $\cos(\theta)$ tomada dos dados reais, no intervalo de massa de J/ψ de $2.7\text{-}3.4 \text{ GeV}/c^2$	164
7.6 Distribuição em $\cos(\theta)$ tomada da simulação e ponderada de acordo com os parâmetros da Tabela 7.1, no intervalo de massa de J/ψ de $2.7\text{-}3.4 \text{ GeV}/c^2$	164

7.7	Resolução em $\cos \theta$ de elétrons.	165
7.8	Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa 2.7-3.4 GeV/c ²	165
7.9	Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa 2.7-3.4 GeV/c ² , ajustada à função $A(1 + \lambda \cos^2(\theta))$	166
7.10	Erro estatístico previsto como função do número de J/ψ s reconstruídos.	167
7.11	Distribuição resultante do parâmetro λ obtido no estudo sobre a distribuição de p_T de J/ψ	168
7.12	Dados simulados (pontos azuis) e dados reais de MB (pontos vermelhos) de elétrons e pósitrons como função de ϕ e zed na DC.	169
7.13	Avaliação dos erros sistemático (em azul) + estatístico (em preto) da aceitância propagada para a medida de polarização de J/ψ	170
7.14	Dependência entre o corte em massa e o valor médio do parâmetro de polarização.	171
7.15	Distribuição de massa invariante incluindo todas as componentes do contínuo.	172
7.16	Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida considerando o corte de traço de qualidade.	173
7.17	Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida usando 9 canais de histogramação para $\cos(\theta)$	174
7.18	Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida usando a função de Kaplan com intervalos de p_T mais refinados ajustada à produção de J/ψ	174
7.19	Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa 2.9-3.2 GeV/c ² . A linha vermelha representa ajuste com a função $1 + \lambda \cos^2 \theta$	176
7.20	Distribuição de probabilidade acumulada da medida do parâmetro de polarização λ . A área vermelha corresponde ao intervalo de confiança de 90%.	176
7.21	Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa 2.9-3.2 GeV/c ² . A curva vermelha é um ajuste com a função $1 + \lambda \cos^2 \theta$ para $p_T < 1$ GeV/c.	177
7.22	Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa 2.9-3.2 GeV/c ² . A curva vermelha é um ajuste com a função $1 + \lambda \cos^2 \theta$ para $1 < p_T < 2$ GeV/c.	178
7.23	Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa 2.9-3.2 GeV/c ² . A curva vermelha é um ajuste com a função $1 + \lambda \cos^2 \theta$ para $2 < p_T < 5$ GeV/c.	178
7.24	Coordenada z na DC de elétrons e pósitrons provenientes de J/ψ s em dados reais.	179
7.25	Coordenada ϕ na DC de elétrons e pósitrons provenientes de J/ψ s em dados reais.	179
7.26	Dependência do parâmetro de polarização com o momento transverso após a aplicação de diferentes cortes fiduciais.	180
7.27	Distribuição resultante do parâmetro λ obtido no estudo sobre a distribuição de menores intervalos p_T de J/ψ , usando a função de Kaplan no ajuste e os respectivos parâmetros da Tabela 6.18.	182

7.28	Função de Kopeliovich aplicada aos pontos dos dados de produção. A curva vermelha é o peso: função de ajuste $\times p_T$	182
7.29	Função de Kaplan modificada aplicada aos pontos dos dados de produção. A curva vermelha é o peso: função de ajuste $\times p_T$	183
7.30	Razão entre as funções de Kopeliovich e de Kaplan na distribuição em $\cos(\theta)$, ajustada com a função $1 + \lambda \cos^2\theta$	184
7.31	Razão entre as funções de Kaplan \times polinômio de grau 2 (Kaplan modificada) e Kaplan padrão na distribuição em $\cos(\theta)$ ajustada com a função $1 + \lambda \cos^2\theta$	184
7.32	Dependência do parâmetro de polarização com p_T	186
7.33	Distribuição de probabilidade acumulada da medida do parâmetro de polarização de J/ψ , λ . A área vermelha corresponde ao intervalo de confiança de 90% para $p_T < 1 \text{ GeV}/c$	187
7.34	Distribuição de probabilidade acumulada da medida do parâmetro de polarização de J/ψ , λ . A área vermelha corresponde ao intervalo de confiança de 90% para $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$	187
7.35	Distribuição de probabilidade acumulada da medida do parâmetro de polarização de J/ψ , λ . A área vermelha corresponde ao intervalo de confiança de 90% para $2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$	188
7.36	Distribuição de probabilidade acumulada da medida do parâmetro de polarização de J/ψ , λ . A área vermelha corresponde ao intervalo de confiança de 90% para a excentricidade da curva.	188
8.1	Seção de choque de produção de J/ψ como função de y em colisões $p+p$ a $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ extraída da Ref. [12]. À exceção da Gaussiana dupla empírica que se ajusta aos dados, as duas curvas pontilhadas restantes são previsões teóricas discutidas nas Seções 2.2.3 e 2.2.4.	191
8.2	(a) Seção de choque de J/ψ multiplicada pelo fator de ramificação de dilépton versus p_T e (b) a razão entre os espectros em rapidez 'dianteira' e rapidez 'central'. Extraída da Ref. [12]	191
8.3	Comparação entre a previsão feita pelo modelo do corte <i>s-channel</i> [99] e o resultado do PHENIX [12].	192
8.4	Seção de choque invariante de J/ψ em função de p_T obtida neste trabalho com os dados do <i>Run 6</i> (pontos pretos), comparada com os dados do <i>Run 5</i> publicados em [12] (em azul).	193
8.5	Seção de choque de produção de J/ψ como função de y em colisões $p+p$ a $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ obtida neste trabalho com os dados do canal de dielétrons em rapidez central (ponto verde na figura), com a inclusão do canal de dimúons em rapidez dianteira (pontos vermelhos e azuis) e o resultado anterior do <i>Run 5</i> publicado [12] (pontos pretos). As duas curvas pontilhadas são previsões teóricas discutidas nas Seções 2.2.3 e 2.2.5.	193

8.6	Seção de choque de produção de J/ψ como função de p_T em colisões $p+p$ a $\sqrt{s} = 200$ GeV obtida neste trabalho com os dados do canal de dielétrons em rapidez central (pontos verdes na figura), com a inclusão do canal de dimúons em rapidez dianteira (pontos vermelhos e azuis). As duas curvas pontilhadas são a previsão teórica do novo modelo de singuleto de cor com contribuição do corte <i>s-channel</i> [20] discutida nas Seção 2.2.5.	194
8.7	Obtenção do R_{AA} em função do momento transverso utilizando como referência os dados de colisão $p+p$ obtidos no <i>Run 5</i> (em vermelho) [12], no <i>Run 6</i> (em azul) e a combinação de ambos os <i>Runs</i> (em preto) [100].	196
8.8	Seção de choque invariante de ψ' em função de p_T	197
8.9	Em vermelho: resultado da produção direta de ψ' obtida pelo Tevatron [17] acompanhada de curvas teóricas discutidas na Seção 2.2.3.	198
8.10	Razão entre as produções de $\psi' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ e $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ obtidas pelo Experimento E789 em colisões $p + \text{Au}$ [101].	198
8.11	Dependência da razão entre as seções de choque invariantes de ψ' e J/ψ com p_T . Comparação com o resultado da Colaboração HERA-B [96].	199
8.12	Medida do parâmetro de polarização ($\alpha \equiv \lambda$) como função de p_T para (a) J/ψ e (b) ψ' no CDF [74].	201
8.13	Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa 2.9-3.2 GeV/ c^2 para $0 < p_T < 5$ GeV/ c . A linha vermelha representa ajuste com a função $1 + \lambda \cos^2 \theta$	202
8.14	Comparação entre a previsão feita pelo modelo do corte <i>s-channel</i> [20], o resultado do canal de dielétrons do PHENIX para rapidez central apresentado neste trabalho e o resultado do canal dianteiro de dimúons. (Comunicação privada).	203
8.15	Espectro de massa invariante de J/ψ e ψ' no braço de mísseis sem (à esquerda) e com (à direita) o detector FVTX [118].	206
D.1	(a) Distribuição de massa invariante e^+e^- para todas as fontes de fundo físico sob J/ψ e ψ' . Mésons D correlacionados (em preto), mésons B correlacionados (em azul) e Drell Yan (em verde). Soma de todas as componentes (em vermelho) ajustada com uma função de potência. (b) Espectro de massa invariante com gaussiana dupla ajustada ao pico de J/ψ , gaussiana simples ajustada ao pico de ψ' e fundo físico ajustado com uma função de potência. No ajuste, a diferença entre as massas de J/ψ e ψ' foi fixada de acordo com o valor do PDG de 0.589 GeV/ c^2 [31], com as larguras dos picos de J/ψ e ψ' livres para variarem.	221
D.2	(a) Distribuição de momento transverso para todos os J/ψ s com rapidez no intervalo $ y < 0.5$ criados com o gerador de eventos do PYTHIA. (b) Distribuição de momento transverso para todos os ψ' com rapidez no intervalo $ y < 0.5$ criados com o gerador de eventos do PYTHIA.	223
D.3	(a) Aceitância \times eficiência de reconstrução para o J/ψ com cortes 'menos restritos' de identificação de elétrons. (b) Aceitância \times eficiência de reconstrução para o ψ' com cortes 'menos restritos' de identificação de elétrons.	224

D.4 Razão entre ψ' e J/ψ em função da energia do centro de massa em vários experimentos.	224
--	-----

Listas de Tabelas

2.1	Estados de charmonium e bottomonium: somente estados abaixo do limiar de sabor aberto (<i>open flavor</i>) estão listados. A coluna $n^{2S+1}L_J$ relaciona a notação espectroscópica padrão, o número quântico e o momento angular. A coluna J^{PC} relaciona os valores de spin, paridade intrínseca e conjugação carga-paridade [31].	10
2.2	Valores de alguns elementos de matriz NRQCD, ajustados a partir dos dados de seção de choque do CDF e das larguras leptônicas do ψ , em [53]. As ordens de escala esperadas para a massa e a velocidade do quark provenientes das regras da NRQCD estão também relacionadas. As ponderações relativas dos elementos de matriz $\langle \mathcal{O}_8^\psi(^1S_0) \rangle$ e $\langle \mathcal{O}_8^\psi(^3P_0) \rangle$ foram tomadas como $r_{J/\psi} = 3.47$ and $r_{\psi(2S)} = 2.56$ tendo por base argumentos fenomenológicos.	15
2.3	Elementos de matriz NRQCD para a produção de estados de charmonium obtidos a partir de distribuições de momento transverso no Tevatron [62].	17
2.4	Frações de contribuição para produção final de J/ψ medidas experimentalmente e estimadas segundo a NRQCD.	18
4.1	Definição de bits da variável <i>quality</i>	60
5.1	Polarização do feixe, números de <i>run</i> , e limiar de energia de sensibilização do trigger ERTLL1_2 \times 2 nos <i>Runs</i> 5 e 6 nos períodos de colisão $p+p$ a 200 GeV.	68
5.2	Número de eventos no arquivo e no banco de dados.	70
5.3	Números de <i>run</i> que apresentaram as maiores discrepâncias entre o arquivo e a base de dados.	71
5.4	Conjunto de dados final usado nesta análise para cada grupo de trigger ERT.	74
5.5	Razão entre as produções real/simulação para cada setor/lado/braço do EmCal.	85
5.6	Aceitância do J/ψ para cada um dos 7 intervalos de p_T utilizados nesta análise.	87
5.7	Aceitância do J/ψ para menores intervalos de p_T	88
5.8	Erros relativos da eficiência do ERT_E para cada setor do EmCal.	96
5.9	Eficiência de J/ψ para o ERT_E 2 \times 2 400 MeV de limiar de sensibilização mínima de energia \times GL1 em cada intervalo de p_T	110

5.10	Eficiência de J/ψ para o ERT_E 2×2 600 MeV de limiar de sensibilização mínima de energia \times GL1 em cada intervalo de p_T	111
5.11	Eficiência de J/ψ para o ERT_E 2×2 600 MeV de limiar de sensibilização mínima de energia + máscaras \times GL1 em cada intervalo de p_T	111
5.12	Eficiência de J/ψ para o ERT_4x4c \times GL1 em cada intervalo de p_T	111
5.13	Eficiência de ψ' para o ERT_E 2×2 400 MeV de limiar de sensibilização mínima de energia \times GL1 em cada intervalo de p_T	111
5.14	Eficiência de ψ' para o ERT_E 2×2 600 MeV de limiar de sensibilização mínima de energia \times GL1 em cada intervalo de p_T	112
5.15	Eficiência de ψ' para o ERT_E 2×2 600 MeV de limiar de sensibilização mínima de energia + máscaras \times GL1 em cada intervalo de p_T	112
5.16	Eficiência de J/ψ para o ERT_4x4c \times GL1 em cada intervalo de p_T	112
5.17	Flutuação <i>run</i> por <i>run</i> para cada setor do EmCal.	114
6.1	Eventos J/ψ para os grupos de <i>run</i> G1-G5 e recalibrador de momento padrão.	120
6.2	Eventos de J/ψ para os grupos G1-G5 usando o recalibrador de momento próprio.	122
6.3	Otimização do corte em massa baseado em figura de mérito.	129
6.4	Dependência da eficiência e da contribuição de contínuo com p_T	129
6.5	Sinal de J/ψ para pares sem corte de traço de qualidade e para o período de grupo de <i>run</i> ERT_E 400 MeV de limiar de energia de sensibilização. .	133
6.6	Sinal de J/ψ para pares sem corte de traço de qualidade e para o período de grupo de <i>run</i> ERT_E 600 MeV de limiar de energia de sensibilização. .	133
6.7	Sinal de J/ψ para pares sem corte de traço de qualidade e para o período de grupo de <i>run</i> ERT_E 600 MeV de limiar de energia de sensibilização + máscaras.	133
6.8	Sinal de J/ψ para pares sem corte de traço de qualidade e para todos os períodos de grupos de <i>run</i> ERT_E.	133
6.9	Sinal de ψ' para pares sem corte de traço de qualidade e para todos os períodos de grupos de <i>run</i> ERT_E.	134
6.10	Sinal de J/ψ para pares sem corte de traço de qualidade, para todos os períodos de grupos de <i>run</i> ERT_E e para intervalos menores de p_T	134
6.11	Sinal de J/ψ para pares sem corte de traço de qualidade e <i>trigger</i> ERT_4x4c. .	135
6.12	Sinal de J/ψ para pares sem corte de traço de qualidade e <i>trigger</i> ERT_4x4c considerando os mesmos intervalos de p_T usados na análise de eventos de ψ'	135
6.13	Sinal de ψ' para pares sem corte de traço de qualidade e <i>trigger</i> ERT_4x4c. .	135
6.14	Comparação entre as contagens de J/ψ considerando a inclusão lógica ERT_4x4c & not ERT_E	136
6.15	Correções de histogramação para as produções de J/ψ e de ψ'	139
6.16	Resumo dos erros sistemáticos determinados ao longo desta análise. . .	143
6.17	Seção de choque invariante de J/ψ para cada um dos sete intervalos de p_T avaliados ao longo desta análise.	147
6.18	Parâmetros da função de Kaplan ajustada à seção de choque invariante de J/ψ como função de menores intervalos de p_T . O ajuste é observado na Figura 6.31.	148

6.19	Seção de choque invariante de J/ψ para menores intervalos de p_T	149
6.20	Parâmetros de ajuste da função de Kaplan à seção de choque invariante de ψ' como função de p_T	150
6.21	Seção de choque invariante de ψ' para cada um dos cinco intervalos de p_T avaliados ao longo de sua análise.	150
6.22	A razão entre as seções de choque invariantes de ψ' e J/ψ obtidas em intervalos de p_T	152
7.1	Parâmetros de ajuste da função de Kaplan à seção de choque de J/ψ como função do momento transverso p_T	161
7.2	Parâmetros de ajuste obtidos da distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa $2.7\text{-}3.4 \text{ GeV}/c^2$ da Figura 7.9.	166
7.3	Avaliação do fator de <i>scaling</i> de p_T na medida de polarização.	169
7.4	Dependência entre o corte em massa e a contribuição do contínuo.	171
7.5	Resumo dos erros sistemáticos na medida de polarização de J/ψ	175
7.6	Parâmetros da função de ajuste ao parâmetro de polarização para o intervalo de massa mais restrito de $2.9\text{-}3.2 \text{ GeV}/c^2$	175
7.7	Determinação dos erros sistemáticos do parâmetro de polarização dependente de p_T para diferentes intervalos de massa.	181
7.8	Erro sistemático absoluto do contínuo para cada intervalo de p_T usado na determinação do parâmetro de polarização.	181
7.9	Resumo da movimentação dos pontos ao usarmos a função de Kaplan. .	181
7.10	<i>Offsets</i> do parâmetro de polarização λ para cada função de ajuste.	185
7.11	Resumo dos erros sistemáticos para cada intervalo de p_T	185
8.1	Razão entre ψ' e J/ψ para diferentes energias e espécies de colisão.	200
8.2	Frações F_H de J/ψ s <i>prompt</i> que foram produzidos a partir do decaimento de ressonâncias de estados de charmonium de maior massa, H , e a fração $F_{J/\psi}$ produzida diretamente. Resultados obtidos pelo experimento CDF [17].	200
8.3	Resultados experimentais da medida do parâmetro de polarização na produção de J/ψ , extraído de [48].	203
D.1	Subprocessos no gerador de eventos de J/ψ e de ψ' no PYTHIA.	222
D.2	Razão entre ψ' e J/ψ para diferentes regimes de energia e espécies de colisão.	225

Capítulo 1

Introdução

1.1 Preâmbulo

A quebra de um sistema complexo em seus constituintes menores com o objetivo de compreendê-lo foi mais do que uma estratégia na ciência, e a física de partículas é um exemplo da aplicação deste método. O átomo foi concebido originalmente como a partícula final (*atomon* ou unidades indivisíveis), invisível e constante, mas com o passar do tempo a experimentação revelou sua estrutura interna. Quando do desenvolvimento da mecânica quântica sabia-se que os átomos eram constituídos por um núcleo pequeno, pesado e positivamente carregado, cercado por uma nuvem de elétrons negativamente carregados. Este conceito é fundamental tanto para a física da matéria condensada como para a química. Subseqüentemente, estabeleceu-se que o núcleo atômico propriamente é um agregado de dois tipos de partículas, o próton e o nêutron. Os prótons e nêutrons por sua vez, são partículas compostas por outras, os quarks.

Atualmente, quarks e léptons parecem ser a fronteira das partículas fundamentais da matéria. As escalas de comprimento em que quarks e léptons podem ser estudados estão intimamente ligadas à energia com que eles interagem. Antes mesmo que a teoria quântica de campo das interações fortes, ou Cromodinâmica Quântica (*Quantum Chromodynamics - QCD*) se estabelecesse, já existia um interesse no estudo da matéria nuclear sob condições de extrema densidade e temperatura [1, 2]. O exame da transição de fase da matéria sob estas condições extremas culminou com a proposição do termo plasma de quarks e glúons (*Quark Gluon Plasma - QGP*) [3], para descrever um estado onde a matéria não mais consiste de hadrons separados (prótons, nêutrons, etc.), mas de seus constituintes fundamentais, os quarks e glúons.

A discussão teórica sobre a natureza do QGP foi estimulada pela possibilidade de que tais condições da matéria poderiam ser estudadas via colisões de íons pesados relativísticos. Atendendo a esta demanda, o Colisor de Íons Pesados Relativísticos (*Relativistic Heavy Ion Collider* no Laboratório Nacional de Brookhaven, (*Brookhaven National Laboratory - BNL*) tem por objetivo primeiro o estudo da transição de fase do QGP.

A supressão do méson vetorial J/ψ , (estado fundamental de charmonium - sistema ligado de um par de quarks *charm anticharm*, ou $c\bar{c}$) devido a uma possível blindagem das forças de cor, tem sido estudada como uma importante ‘assinatura’ da formação do QGP [4]. Esta blindagem de Debye ocorre quando a separação entre os quarks leves que formam o plasma é menor ou igual ao raio de ligação do charmonium. Nestas condições, o par $c\bar{c}$ é dissociado e seus componentes se acoplarão com quarks leves durante a hadronização, formando estados de *open charm*. Não somente a supressão, mas também o aumento de pares $c\bar{c}$ em modelos de coalescência [5] e hadronização estatística [6] estão entre as expectativas teóricas abordadas no RHIC.

Durante os períodos de coleta de dados do colisor RHIC nos últimos anos, medidas de produção de quarkonium (charmonium e bottomonium - sistema ligado de um par de quarks *bottom antibottom*, ou $b\bar{b}$) em colisões $p+p$, $d + \text{Au}$ e $\text{Au} + \text{Au}$ foram feitas a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV por nucleon. O Experimento PHENIX apresentou resultados de produção do charmonium J/ψ em colisões $\text{Au} + \text{Au}$ [7, 8], em colisões $d + \text{Au}$ [9], em colisões $\text{Cu}+\text{Cu}$ [10] e em colisões $p+p$ [11, 9, 12] tanto no canal de dielétrons como no canal de dimúons. No detector PHENIX, os elétrons são medidos no intervalo de rapidez $|y| \leq 0.35$ e os mísions em $1.2 < |y| < 2.2$.

As colisões $p+p$ são utilizadas como referência em colisões de núcleos mais pesados

como, por exemplo, na determinação do fator de modificação nuclear R_{AA} realizada no PHENIX com colisões Au + Au e Cu+Cu. No caso de colisões $d + Au$, podemos destacar a medida do fator de modificação nuclear para hadrões [13] e o estudo de efeitos da matéria nuclear na produção de J/ψ [9].

No PHENIX, a investigação da produção de quarkonia é conduzida pelo grupo de trabalho *Heavy Flavor Working Group*. O Laboratório de Instrumentação e Partículas do Instituto de Física da Universidade de São Paulo tem contribuído com estudos realizados pela Colaboração utilizando o canal de elétrons [14, 15]. O espectro de dielétrons é constituído basicamente por fontes fotônicas, decaimentos de Dalitz de mésons neutros e decaimentos leptônicos de mésons vetoriais como o J/ψ e o ψ' (estado de charmonium excitado).

Dada a grande variedade de efeitos que podem afetar a supressão de charmonium [16], condições mais restritivas para as várias interpretações teóricas podem ser obtidas pela medida relativa dos vários estados do charmonium em colisões $p+p$. Além disso, uma fração significativa dos J/ψ s observados é proveniente do decaimento de χ_c e ψ' . Neste sentido, encontramos a oportunidade de realizar a primeira medida de produção de ψ' com o conjunto de dados do período de 2006. A luminosidade das colisões deste período permitiu também o estudo da polarização de J/ψ , com a determinação da seção de choque polarizada e sua dependência com o momento transverso, medida também inédita nas energias do RHIC.

Embora a hadroprodução dos estados de quarkonium em colisões de altas energias esteja entre os sistemas mais analisados, alguns aspectos importantes do seu mecanismo de produção ainda não são compreendidos. Desde o resultado do experimento CDF (*Collider Detector at Fermilab*) sobre a medida da produção direta de J/ψ e ψ' [17, 18] temos visto constante falta de concordância entre as previsões teóricas e os estudos experimentais. Por exemplo, os cálculos da QCD não relativística (NRQCD) falharam ao prever a tendência a uma polarização transversal desses estados com o aumento de momento transverso, p_T [19]. Por outro lado, uma nova abordagem descrita na Ref. [20], parece resolver a falta de concordância entre as seções de choque experimentais e as previsões do modelo de singuleto de cor.

Portanto, o foco deste trabalho está voltado para o estudo da produção de J/ψ e de ψ' através do canal de dielétrons, na região de rapidez $|y| \leq 0.35$ em colisões $p+p$ a $\sqrt{s} = 200$ GeV. Tais medidas procuram fornecer uma contribuição para a compreensão dos mecanismos de produção de charmonia em colisões hadrônicas no regime de energia do RHIC.

1.2 Participação em Conferências

Os resultados preliminares deste trabalho foram apresentados pela autora em duas conferências e em uma escola de Física de altas energias.

- PANIC 2008 - 18th International Conference on Particles And Nuclei. 9-14 of November, 2008 in Eilat, Israel. Apresentação oral: *Measurement of an excited charmonium state and the study of J/ψ polarization in the PHENIX Experiment at RHIC*. Apresentação em forma de pôster: *Recent Results on Charmonia Production in the PHENIX Experiment at RHIC*.

- Quark Matter 2008 - 20th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus Nucleus Collisions. February 4-10, 2008: Jaipur India. Apresentação em forma de pôster: *Measurement of an Excited Charmonium State in PHENIX Experiment at RHIC*.
- The 4th CERN - CLAF School of High-Energy Physics. 18 February-3 March 2007: Viña del Mar, Valparaiso Region, Chile. Apresentação em forma de pôster: *Quarkonia Measurements in $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ Collisions by PHENIX at RHIC*.

1.3 Organização deste Trabalho

O próximo capítulo discute as bases teóricas relevantes para esta análise e as medidas de seção de choque obtidas por outros experimentos. Traz também uma breve descrição da importância das medidas em colisões $p+p$ usadas na definição de observáveis de colisões nucleares. Os capítulos seguintes descrevem o aparato experimental utilizado, os dados colhidos obedecendo aos critérios de aceitância e eficiência, o procedimento de análise e a interpretação dos resultados, respectivamente.

Capítulo 2

Considerações Teóricas

Neste capítulo abordaremos o conhecimento corrente sobre a produção de quarkonia e os resultados experimentais existentes que estão relacionados à motivação para este trabalho. Ao final do capítulo traremos as definições dos observáveis físicos relevantes a este trabalho.

2.1 Cromodinâmica Quântica e Produção de Hádrons

Exatamente como a QED e as teorias eletrofracas, a QCD é uma teoria de campo local de calibre [21]. Esta baseia-se na simetria de cor $SU(3)$. Os quarks são triplets de cor, com três componentes: vermelho, verde e azul como mostra a Equação 2.1. Os antiquarks possuem três tipos de anticor análogas. Em termos de teoria de grupos, quarks e antiquarks se transformam, respectivamente, sob as representações tridimensionais 3 e $\bar{3}$ do grupo $SU(3)$. Glúons são octetos de cor, que se transformam sob a representação 8 de oito dimensões do grupo $SU(3)$. Portadores de cor, os glúons podem interagir entre si de maneira análoga aos bósons vetoriais mediadores da interação eletrofaca. No entanto, os glúons não têm massa assim como o fóton, mediador da interação eletromagnética.

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi^{red}(x) \\ \psi^{green}(x) \\ \psi^{blue}(x) \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Quando a cor é tratada de forma similar à de uma carga elétrica, a condição da invariância local de calibre leva à Lagrangeana

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QCD} &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \sum_{\{q\}} \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m_q) \psi & (2.2) \\ D_\mu &= \partial_\mu - iT^a A_\mu^a \\ F_{\mu\nu}^a &= i [D_\mu, D_\nu] = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \end{aligned}$$

onde

- $\{q\}$ é o tipo (ou sabor) do quark (u, d, s, c, b, t);
- A_μ^a é o campo de calibre (glúons);
- D_μ é a derivada covariante;
- $F_{\mu\nu}^a$ é o tensor de intensidade do campo de calibre (glúon);
- T^a são as matrizes geradoras $SU(3)$, com $a \in \{1\dots8\}$
- m_q é a massa do quark;
- g é a constante de acoplamento;
- f^{abc} são as constantes de estrutura de $SU(3)$ definidas por $[T^a, T^b] = i f^{abc} T^c$ com $a, b, c \in \{1\dots8\}$.

O primeiro termo da Lagrangeana contém a dinâmica do campo (glúons), o segundo corresponde ao termo cinético e ao termo de massa do quark.

A QCD é uma teoria de calibre não Abeliana, já que $F_{\mu\nu}^a$ não comutam. Esta característica introduz graus de liberdade de interações glúon-glúon no espalhamento. Conseqüentemente, o campo total não pode ser derivado a partir de uma simples soma das componentes.

Em sistemas fracamente ligados, as componentes podem ser separadas quando suficiente energia for fornecida, como, por exemplo, sob a forma de uma colisão. No entanto, nos sistemas ligados da QCD, entende-se que a força de ligação é muito forte para que tal efeito ocorra, apesar da quantidade de energia fornecida. Se um hadrôn for atingido através de um processo 'duro', os quarks que o constituem não vão simplesmente se tornar livres. Ao invés disso, pares adicionais $q\bar{q}$ são gerados a partir do campo de cor, e se recombina para formar mais hadrões. Este processo de geração de pares $q\bar{q}$ em interações altamente energéticas é fundamental em modelos de produção de hadrões.

A intensidade dos acoplamentos quark-glúon e glúon-glúon é parametrizada pela constante de acoplamento forte α_s , análoga à constante de acoplamento eletromagnético α . O valor de α_s depende da escala de energia do processo a ser estudado, uma propriedade conhecida como *running*. Em regimes de baixas energias $E \lesssim 1$ GeV, o acoplamento é tão forte que a teoria de perturbação não pode ser aplicada. Em regimes de maior energia, α_s diminui, tornando-se, a altas energias, pequena o suficiente para que a teoria de perturbação possa ser aplicada de maneira confiável. Esta diminuição de α_s implica que, no limite de energias muito elevadas, os quarks se comportam como partículas praticamente livres, uma propriedade conhecida como liberdade assintótica. Em geral, a QCD perturbativa (pQCD) descreve de maneira bem sucedida as interações fortes em colisões de altas energias produzidas nos modernos colisores de partículas.

Um tratamento perturbativo do campo feito por Gross, Wilczek e Politzer [22, 23] leva à conclusão de que a constante de acoplamento $\alpha_s \equiv g^2/4\pi$ em função da transferência de momento Q_0 é

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{1 + \frac{11N_c - 2N_f}{12\pi} \alpha_s(Q_0^2) \ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)}, \quad (2.3)$$

onde $N_c = 3$ é o número de cores e N_f é o número de sabores. Já que $N_f < 8$, para pequenas distâncias r , ou seja, para valores de transferência de momento $Q^2 \sim 1/r^2 > Q_0^2$, a interação é mais fraca e cresce com o aumento da distância (Fig. 2.1). Esta propriedade é conhecida por 'liberdade assintótica', inerente apenas a teorias de calibre não abelianas, cuja descoberta motivou o Prêmio Nobel de 2004 ao trabalho de Gross, Wilczek e Politzer. A escala Λ_{QCD} em unidades de energia é definida de forma a tornar $\alpha_s(Q^2 = \Lambda_{QCD}) = 1$. Assim,

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\frac{11N_c - 2N_f}{12\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}}\right)}. \quad (2.4)$$

Quando $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}$, os cálculos de seção de choque podem ser feitos em termos de α_s^{2+n} - (pQCD).

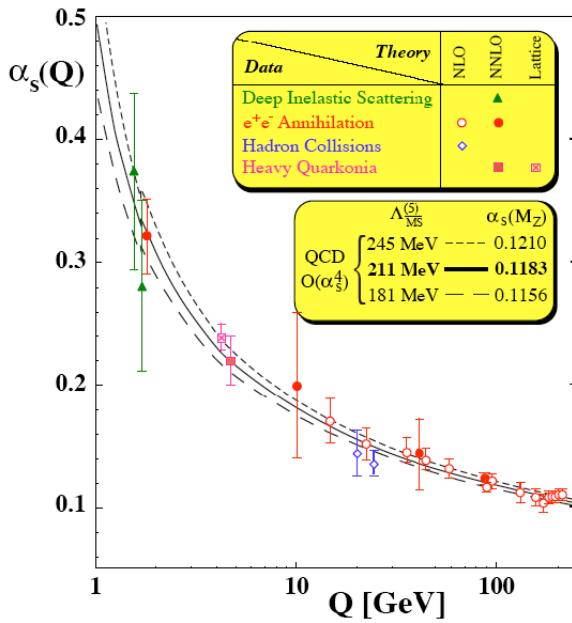


Figura 2.1: Dependência da constante de acoplamento α_s com a transferência de momento Q^2 [24].

O confinamento de quarks e glúons em mésons e bárions de cor neutra é consequência do forte acoplamento a grandes distâncias. Transferências de momento de baixa intensidade, ou grandes distâncias, não são bem descritas pela pQCD. Ferramentas matemáticas alternativas são utilizadas na descrição destes regimes de interação, como as redes de QCD (*Lattice QCD*) [25] e a teoria de campo efetivo (*Effective Field Theory - EFT*).

Nas redes de QCD, a formulação é desenvolvida num espaço discreto $N_\sigma^3 \times N_\tau$, com espaçamento de grade a e um corte de momento da ordem de $1/a$ da função de partição Z , como função do volume $V = (N_\sigma a)^3$ e da temperatura $T^{-1} = N_\tau a$ [25]:

$$\begin{aligned} Z(V, T) &= \int dA_\nu d\bar{\psi} d\psi e^{-S_E(V, T)} \\ S_E(V, T) &= \int_0^{1/T} dx_4 \int_V d^3x \mathcal{L}_{QCD}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Esta técnica demanda grandes recursos computacionais, e tem produzido resultados a partir dos princípios que descrevem o confinamento, a fase de transição da QCD (Fig. 2.2) e a equação de estado do plasma de quarks e glúons. Cálculos de rede de QCD predizem uma transição de fase para um QGP a uma temperatura $T_c = 173 \pm 15$ MeV, que corresponde a uma densidade de energia de aproximadamente 0.7 GeV/fm^3 [26].

Teorias de campo efetivas (EFT) são a adaptação da expressão do campo à escala de energia da interação. A Lagrangeana da QCD é escrita de forma adequada ao sistema. Um exemplo muito usado de EFT é o cálculo da produção de quarkonium pela QCD não relativística (*Non-Relativistic QCD (NRQCD)*) [27, 28, 29, 30] que explora a baixa velocidade dos quarks. Trataremos deste modelo de produção de charmonium na Seção 2.2.3.

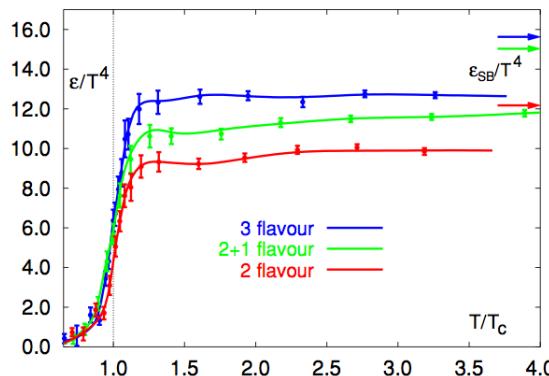


Figura 2.2: Dependência da energia com a temperatura [26] para sabores de quarks a partir de cálculos de rede de QCD e o limite Stefan-Boltzmann correspondente.

No entanto, a compreensão da dinâmica das interações fortes a baixas energias continua a ser um grande desafio para a física de partículas. Como a teoria de perturbação é inaplicável neste caso, uma variedade de modelos teóricos deve ser aplicada a diferentes situações. Por exemplo, o modelo de quarks original é muito útil na classificação de hádrons e para que se compreenda os seus números quânticos. No entanto, não inclui a dinâmica e, portanto, não é capaz de prever quantidades como massas ou seções de choque de espalhamento. Existem vários modelos que lidam com o processo de hadronização, a evolução de um único quark ou glúon energético em um jato de hádrons.

Os quarks pesados *charm* e *bottom* são importantes para o estudo da QCD, pois suas massas são suficientemente grandes para que a teoria de perturbação possa ser aplicada¹. Os hádrons melhor entendidos são os estados de quarkonia, $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$. Estes, até certa medida, são sistemas não relativísticos e, por isso, são análogos aos estados eletromagneticamente ligados como o hidrogênio ou o positronium. Assim, os estados de quarkonia podem ser modelados como um quark e um antiquark movendo-se em um potencial central, deixando a forma do potencial ser ajustada aos dados.

A Tabela 2.1 relaciona as massas e outras propriedades dos estados de quarkonium ligados e as Figuras 2.3 e 2.4 mostram os níveis de energia dos estados de charmonium e bottomonium respectivamente. Neste contexto, 'ligado' se refere a estados com massa abaixo do limiar de sabor aberto (*open flavor*): $2m_D$ para charmonia e $2m_B$ para bottomonia. Em geral, estados que se encontram acima desse limiar decaem rapidamente para estados $D\bar{D}$ (ou $B\bar{B}$) e o seu estudo como estados ligados não se torna propício.

A produção de quarks pesados em colisões de partículas de alta energia é um ativo campo de pesquisa e a QCD perturbativa (pQCD) pode ser utilizada para se fazer previsões da produção de sabores pesados, ou seja, das produções de charm, bottom e top [21]. Desde que o feixe de partículas que colidem tenha suficiente energia, quarks pesados podem ser produzidos em uma variedade de colisões, por exemplo, $p + p$, $p + \bar{p}$, $e^+ + e^-$, $e + p$. No Tevatron, a máxima energia de colisões $p + \bar{p}$ no referencial do centro de massa atingiu 1.96 TeV e o programa do LHC prevê 14 TeV em colisões $p+p$.

¹Isto vale também para o quark top, entretanto, estados fundamentais deste quark não estão disponíveis para estudo porque estes decaem muito rapidamente para formarem estados ligados.

Méson	Constituintes	$n^{2S+1}L_J$	Massa (MeV/c ²)	J^{PC}
η_c	$c\bar{c}$	1^1S_0	2980.3	0^{-+}
J/ψ	$c\bar{c}$	1^3S_1	3096.916	1^{--}
$\chi_{c0}, \chi_{c1}, \chi_{c2}$	$c\bar{c}$	$1^3P_{0,1,2}$	3414.75, 3510.66, 3556.20	$0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$
h_c	$c\bar{c}$	1^1P_1	3525.93	1^{+-}
$\eta_c(2S)$	$c\bar{c}$	2^1S_0	3637	0^{-+}
$\psi'(2S)$	$c\bar{c}$	2^3S_1	3686.09	1^{--}
$\Upsilon(1S)$	$b\bar{b}$	1^3S_1	9460.30	1^{--}
$\chi_{b0}, \chi_{b1}, \chi_{b2}(1P)$	$b\bar{b}$	$1^3P_{0,1,2}$	9859.44, 9892.78, 9912.21	$0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$
$\Upsilon(2S)$	$b\bar{b}$	2^3S_1	10.02326	1^{++}
$\chi_{b0}, \chi_{b1}, \chi_{b2}(2P)$	$b\bar{b}$	$2^3P_{0,1,2}$	10.2325, 10.25546, 10.26865	$0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$
$\Upsilon(3S)$	$b\bar{b}$	3^3S_1	10.3552	1^{++}

Tabela 2.1: Estados de charmonium e bottomonium: somente estados abaixo do limiar de sabor aberto (*open flavor*) estão listados. A coluna $n^{2S+1}L_J$ relaciona a notação espectroscópica padrão, o número quântico e o momento angular. A coluna J^{PC} relaciona os valores de spin, paridade intrínseca e conjugação carga-paridade [31].

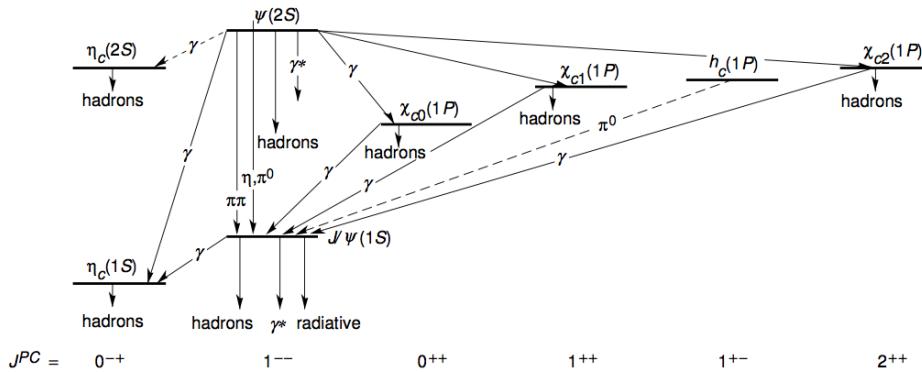


Figura 2.3: Estados ligados de charmonium. [31]

Já no RHIC, a energia de colisões $p+p$ atingirá 500 GeV no período de coleta de dados de 2009. Nesses sistemas, os pares de quarks pesados são produzidos por interações $q\bar{q}$ and gg entre os componentes do próton e do antiproton e entre os componentes de cada próton. Em altas energias, os hadrons que colidem se comportam aproximadamente como feixes independentes de quarks e glúons devido à liberdade assintótica. As distribuições de momento dos quarks e glúons no interior de um hadron são caracterizadas por um conjunto de funções de distribuição de pártons que são medidas, e que dependem da escala de energia do processo de produção. A seção de choque de produção inclusiva depende assim das funções de distribuição de pártons e das amplitudes para que colisões $q\bar{q}$ e gg produzam quarks pesados.

O estudo da produção de quarkonium em colisões de altas energias é útil porque envolve processos da QCD em diferentes escalas. Primeiramente, o par quark-antiquark pesado é produzido em uma colisão energética e em seguida, o par se liga num estado de quarkonium. Se a escala de energia destes dois passos for suficientemente diferente, a seção de choque para a produção de um méson quarkonium H pode ser fatorizada em duas partes: 1) a seção de choque de produção inclusiva do par de quarks pesa-

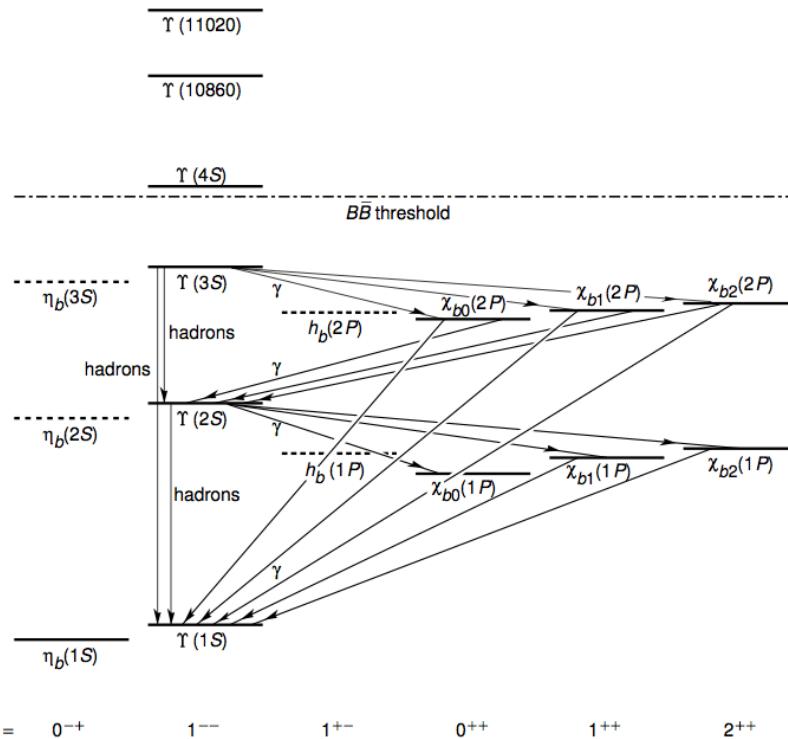


Figura 2.4: Estados ligados de bottomonium. [31]

dos $Q\bar{Q}$, que pode ser calculada perturbativamente, e 2) a probabilidade de que o par $Q\bar{Q}$ evolua para um estado ligado H , que deve ser modelado. A técnica de separação do processo de produção em dois estágios é formalmente conhecida por fatorização [21] e é fundamental para cálculos da QCD em colisões de altas energias. A validade da fatorização da seção de choque de produção depende das escalas de energia e das interações envolvidas nas duas etapas, e em última instância, deve ser testada experimentalmente.

2.2 Modelos de Produção de Charmonium

A hadroprodução de charmonia pode ser resumida como segue. Primeiramente, um par $c\bar{c}$ é produzido, e devido à grande massa dos quarks, este processo é descrito pela pQCD. Um párton do feixe incidente interage com outro do feixe oposto: as distribuições (não perturbativas) do párton no interior dos hadrões são determinadas empiricamente em outras reações, através de espalhamento inelástico duro lepton-hádron. Geralmente o par $c\bar{c}$ produzido se encontra num estado de octeto de cor. Na segunda fase ele neutraliza a sua cor, levando à terceira fase, quando ressonâncias físicas, tais como J/ψ , ψ' ou χ_c são formadas. A neutralização da cor ocorre pela interação com o campo de cor que o cerca; esta e a ligação da ressonância correspondente são de natureza não perturbativa.

Espera-se que a produção de pares de quarks pesados seja um processo perturbativo uma vez que a massa dos quarks charm é grande se comparada com a dimensão típica da QCD, $\Lambda_{QCD} \approx 0.2$ GeV, o que corresponde a $\alpha_s(m_c) \ll 1$. A Figura 2.5 mostra

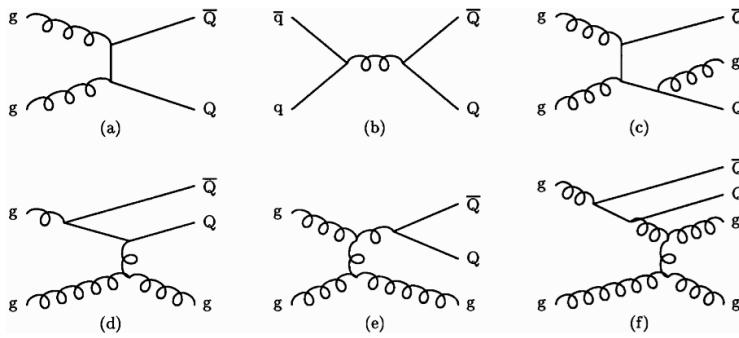


Figura 2.5: Exemplos de diagramas de produção de sabor pesado [32]. (a) Fusão de glúons (LO). (b) Aniquilamento quark-antiquark (LO). (c) Criação de pares com emissão de glúon. (d) Excitação de sabor. (e) Separação de glúons. (f) Eventos classificados como separação de glúons mas de característica de excitação de sabor.

exemplos de diagramas de produção de sabor pesado [32], onde (a) e (b) são processos LO (*leading order*) [33] e os diagramas de (c) a (f) são processos de ordem superior [34]. O processo dominante de produção de $c\bar{c}$ é a fusão de glúons como mostra a Figura 2.5(a) e a escala de tempo típica desse processo é $\tau \simeq 1/2m_c \simeq 0.06$ fm.

A característica especial na produção de charmonium é a formação de um estado ligado com os números quânticos certos provenientes do par $c\bar{c}$ e a maioria dos pares $c\bar{c}$ não são produzidos como estados de singlet de cor.

A seguir destacaremos três modelos teóricos amplamente conhecidos e que descrevem a evolução de um par quark-antiquark pesado para um estado ligado. Estes modelos lidam com a probabilidade de um par $Q\bar{Q}$ produzido num estado de cor, e de momento angular particular, evoluir e formar um méson quarkonium. Se a fatorização for válida, estas probabilidades são independentes do processo de produção do par $Q\bar{Q}$. Por exemplo, a produção de charmonium é estudada em vários ambientes experimentais que incluem decaimentos Z^0 , decaimentos B -hádron, colisões $e+p$, $p+\bar{p}$, $p+p$, e de íons pesados, além de experimentos de alvo fixo. Embora a seção de choque de produção perturbativa seja diferente para cada processo, o processo subsequente de ligação é o mesmo, desde que a fatorização seja válida.

2.2.1 Modelo de Singlet de Cor (Color Singlet Model - CSM)

O modelo de singlet de cor (CSM) foi proposto logo após a descoberta do J/ψ . Consiste numa aplicação da QCD à produção de quarkonium pesado no regime de altas energias e faz uso do teorema de fatorização da QCD: a parte *hard* é calculada pela aplicação da pQCD e a parte *soft* é fatorizada numa função de onda universal. Este modelo está baseado nas seguintes aproximações [35, 36]:

- *Fatorização*. Há duas etapas para a produção de quarkonium, a primeira, com a criação de dois quarks pesados *on shell* (Q e \bar{Q}) e a segunda, a ligação dos mesmos para que um méson se forme.
- *Processo perturbativo*. Como a escala da primeira etapa é aproximadamente igual a $M^2 + p_T^2$, assume-se que sua seção de choque pode ser calculada através de

diagramas de Feynman.

- *Aproximação estática.* Como se considera apenas estados ligados de quarks pesados (charm e bottom), a sua velocidade no méson deve ser pequena. Portanto, o méson é criado com seus dois quarks constituintes em repouso no referencial do méson.
- *Estado de singlet de cor.* A cor e o spin do par $Q\bar{Q}$ não mudam durante a ligação. Além disso, como estados físicos não têm cor, exige-se que o par seja produzido num estado de singlet de cor.

Em colisões hadrônicas de altas energias, a maior contribuição provém de um processo de fusão de glúons; com o aumento da energia do colisor, a fração de momento inicial do párton x_i necessária para a produção do quarkonium diminui para alcançar a região em x onde o número de glúons se torna muito menor do que o número de quarks. Assim, existem somente seis diagramas de Feynman para a produção dos estados 3S_1 associados com um glúon² como mostra a Figura 2.6.

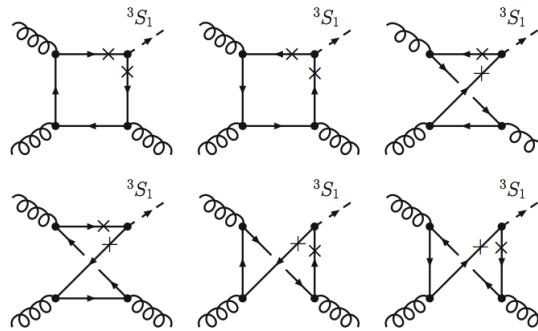


Figura 2.6: Os seis diagramas para $gg \rightarrow ^3S_1$ em LO no contexto do modelo CSM.

As aplicações iniciais deste modelo foram as produções de η_c e χ_c através da fusão de dois glúons [37, 38, 39, 40]. Mais tarde, este modelo foi aplicado à produção de J/ψ e de η_c em decaimentos B -méson [41, 42] e para a produção de J/ψ mais um glúon [43, 44, 45] através das fusões de dois glúons e fóton-glúon.

Este modelo esteve em alta até meados de 1995 quando os experimentos no Tevatron mostraram que este não reproduzia as seções de choque de produção de charmonium em colisões $p + \bar{p}$, diferindo por mais de uma ordem de magnitude conforme mostram as Figuras 2.7 e 2.8 na Seção 2.2.3.

2.2.2 Modelo de Evaporação de Cor (*Color Evaporation Model - CEM*)

O modelo de evaporação de cor (CEM) é um modelo relativamente simples [46, 47], em que não existe uma correlação entre os números quânticos de cor e de momento angular com os estados inicial e final do quarkonium $Q\bar{Q}$. Assume-se que a emissão do tipo *soft gluon* durante o processo de ligação altera os números quânticos para que se chegue ao estado final apropriado. Assim, qualquer par $c\bar{c}$ com massa invariante entre $2m_c$ e o limiar de sabor aberto $2m_D$ formará um estado de charmonium.

²Este é o processo dominante quando o momento transverso do méson é não nulo.

Por construção, este modelo não é capaz de dar informações sobre a polarização do quarkonium produzido, o que constitui um teste para outros modelos [48]. Além disso é também incapaz de descrever a variação observada na razão da produção de charmonium em diferentes processos. Por exemplo, a razão das seções de choque entre χ_c e J/ψ difere significativamente entre processos de fotoprodução e hadroprodução, enquanto que para o CEM esses números são consistentes [48].

2.2.3 QCD Não Relativística (*Non Relativistic QCD - NRQCD*)

Outro modelo teórico para produção de quarkonium é conhecido como o formalismo de fatorização NRQCD³ [49, 50]. A NRQCD [51] é uma EFT que trata o quarkonium aproximadamente como um sistema não relativístico. A NRQCD faz correções sistemáticas para esta aproximação usando um sistema de expansão em séries de v , a velocidade do quark pesado no referencial de repouso do quarkonium. Quando aplicado à produção, isto implica que pares $Q\bar{Q}$ produzidos com um conjunto de números quânticos pode evoluir num estado de quarkonium com números quânticos diferentes, ao emitir glúons de baixa energia. As probabilidades de tais transições são suprimidas por potências de v específicas. Aí reside o maior contraste com o CSM, onde tais transições apresentam probabilidade nula.

A seção de choque da NRQCD fatorizada para a produção inclusiva de um estado de quarkonium apresenta a forma:

$$d\sigma(H + X) = \sum_n d\hat{\sigma}(Q\bar{Q}[n] + X) \cdot \langle \mathcal{O}_n^H \rangle, \quad (2.6)$$

onde $d\hat{\sigma}$ é a seção de choque inclusiva para a produção de um par $Q\bar{Q}$ no estado de cor e de momento angular n , com velocidade relativa 'pequena'⁴. O número $\langle \mathcal{O}_n^H \rangle$ é conhecido como 'elemento de matriz' para a transição de um par $Q\bar{Q}$ no estado $[n]$ para o quarkonium H junto de hadrons leves cujas energias no referencial do centro de massa de H são da ordem de $m_Q v_Q^2$ [52]. A NRQCD não pode prever os valores exatos dos elementos de matriz, mas pode estimar sua ordem de magnitude: ela prevê que cada elemento de matriz é proporcional a uma potência de v específica.

Os elementos de matriz são formalmente definidos na NRQCD, mas uma ampla discussão desta questão está para além do âmbito desta tese. Eles têm a forma [49] e [50]:

$$\langle \mathcal{O}_n^H \rangle = \langle 0 | \chi^\dagger \mathcal{K}_n \psi (a_H^\dagger a_H) \psi^\dagger \mathcal{K}'_n \chi | 0 \rangle, \quad (2.7)$$

onde ψ e χ são os operadores de spinor de Pauli que destroem os quarks pesados e criam antiquarks pesados, respectivamente. O operador a_H cria o quarkonium⁵. O fator \mathcal{K}_n contém as matrizes de cor e de spin e derivadas covariantes, dependendo

³O termo Modelo de Octeto de Cor (*Color Octet Model - COM*) é usado quando mecanismos de octeto de cor são considerados. Entretanto o COM não apresenta a organização das escalas de energia que o formalismo da NRQCD fornece.

⁴Ao se calcular $d\hat{\sigma}$, a velocidade relativa do quark e do antiquark está restrita a valores suficientemente pequenos, da ordem de v ou até menos, de tal forma que eles não irão se separar para a hadronização.

⁵ a_H , da forma como está escrito, implica numa soma sobre estados de helicidade, que devem ser separados quando se considera polarização.

dos números quânticos em n . A Equação 2.7 está assim descrevendo a projeção do estado do par $Q\bar{Q}$ num estado de quarkonium. Embora haja um número ilimitado de elementos de matriz com vários valores de n , na prática somente aqueles de mais baixa ordem em v são considerados. Isto pode ser ilustrado pela expansão de potências de v do estado de Fock do méson J/ψ :

$$\begin{aligned} |J/\psi\rangle = & O(1) |c\bar{c}[1, {}^3S_1]\rangle + O(v) |c\bar{c}[8, {}^3P_J]g\rangle + O(v^2) |c\bar{c}[8, {}^1S_0]g\rangle \\ & + O(v^2) |c\bar{c}[(1, 8), {}^3S_1]gg\rangle + O(v^2) |c\bar{c}[(1, 8), {}^3D_J]gg\rangle + \dots \end{aligned} \quad (2.8)$$

Apenas aqueles elementos de matriz com pequenas potências de v são incluídos nos cálculos. A Tabela 2.2 mostra somente valores dos elementos de matriz NRQCD ajustados a partir dos dados de seção de choque medidos pela Colaboração CDF (*Collider Detector at Fermilab*) e das larguras leptônicas de ψ , conforme [53].

Elemento de matriz	Valor para J/ψ (GeV 3)	Valor para ψ' (GeV 3)	Ordem de escala
$\langle \mathcal{O}_1^\psi({}^3S_1) \rangle$	$(7.6 \pm 0.5) \times 10^{-1}$	$(4.4 \pm 0.4) \times 10^{-1}$	$m_c^3 v_c^3$
$\langle \mathcal{O}_8^\psi({}^3S_1) \rangle$	$(3.9 \pm 0.6) \times 10^{-3}$	$(6.2 \pm 1.0) \times 10^{-3}$	$m_c^3 v_c^7$
$\frac{1}{3} \langle \mathcal{O}_8^\psi({}^1S_0) \rangle + \frac{r}{3m_c^2} \langle \mathcal{O}_8^\psi({}^3P_0) \rangle$	$(2.2 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	$(0.6 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	$m_c^3 v_c^7$

Tabela 2.2: Valores de alguns elementos de matriz NRQCD, ajustados a partir dos dados de seção de choque do CDF e das larguras leptônicas do ψ , em [53]. As ordens de escala esperadas para a massa e a velocidade do quark provenientes das regras da NRQCD estão também relacionadas. As ponderações relativas dos elementos de matriz $\langle \mathcal{O}_8^\psi({}^1S_0) \rangle$ e $\langle \mathcal{O}_8^\psi({}^3P_0) \rangle$ foram tomadas como $r_{J/\psi} = 3.47$ and $r_{\psi(2S)} = 2.56$ tendo por base argumentos fenomenológicos.

O elemento de matriz em LO de v para a produção de J/ψ é $\langle \mathcal{O}_1^\psi({}^3S_1) \rangle$, que corresponde ao caso do modelo CSM: o par $c\bar{c}$ é produzido num estado $[1, {}^3S_1]$. Na NRQCD este elemento de matriz é da ordem de v_c^3 , e o seu valor pode ser medido a partir da largura de decaimento leptônico de J/ψ . Os próximos elementos de matriz envolvem estados iniciais de octeto de cor e ocorrem na ordem v_c^7 ; eles são $\langle \mathcal{O}_8^{J/\psi}({}^3P_J) \rangle$, $\langle \mathcal{O}_8^{J/\psi}({}^1S_0) \rangle$, e $\langle \mathcal{O}_8^{J/\psi}({}^3S_1) \rangle$. Seus valores foram ajustados a partir das seções de choque de produção em colisões $p + \bar{p}$, que têm elementos de matriz análogos para outros quarkonia [54, 55, 53]. A seção de choque a curta distância $d\sigma$ associada a cada elemento de matriz apresenta uma certa dependência em p_T , de tal forma que os elementos de matriz podem ser ajustados ao espectro de p_T observado. Os elementos de matriz $\langle \mathcal{O}_8^{J/\psi}({}^1S_0) \rangle$ e $\langle \mathcal{O}_8^\psi({}^3P_0) \rangle$ não podem ser determinados separadamente porque suas seções de choque apresentam a mesma dependência em p_T ; assim, sua soma ponderada é ajustada. As relações de simetria de spin da NRQCD neste caso,

$$\langle \mathcal{O}_8^\psi({}^3P_J) \rangle = (2J+1) \cdot \langle \mathcal{O}_8^\psi({}^3P_0) \rangle \quad (2.9)$$

são usadas para reduzir o número de parâmetros livres nos ajustes [56]. A Tabela 2.2 relaciona um conjunto de valores derivados dos elementos de matriz acima descritos.

Se o formalismo descrito for válido, então qualquer processo de produção de J/ψ deve gerar os mesmos valores ajustados para os elementos da matriz⁶. Entretanto esta

⁶A NRQCD também pode ser aplicada aos decaimentos de quarkonium, com diferentes (mas relacionados) elementos de matriz.

universalidade pode ser limitada em certas regiões do espaço de fase [42], e por detalhes do processo de emissão *soft gluon* [57].

Em colisões de altas energias há três processos distintos de produção de charmonium⁷. O primeiro tipo foi discutido nos parágrafos anteriores, no qual o méson é produzido em colisões $p\bar{p}$. Este tipo é denominado produção direta. O segundo tipo está no decaimento de charmonia mais pesados, como por exemplo a produção do méson J/ψ a partir do decaimento de um méson χ_c ou de um méson ψ' , e é conhecido por *feed-down*. O terceiro, decaimento B , está no decaimento de hadrons com sabor b : B^+ , B^0 , B_S^0 , Λ_b e suas antipartículas. Este terceiro tipo se distingue dos dois primeiros pelo tempo de vida relativamente longo dos hadrons B , em torno de 1.5 ps. O vértice de decaimento de um hadron B está usualmente longe o suficiente do ponto de interação primário para poder ser identificado como um vértice secundário⁸. Os dois primeiros tipos de produção de charmonium ocorrem num ponto de interação primário e são denominados de *prompt production*.

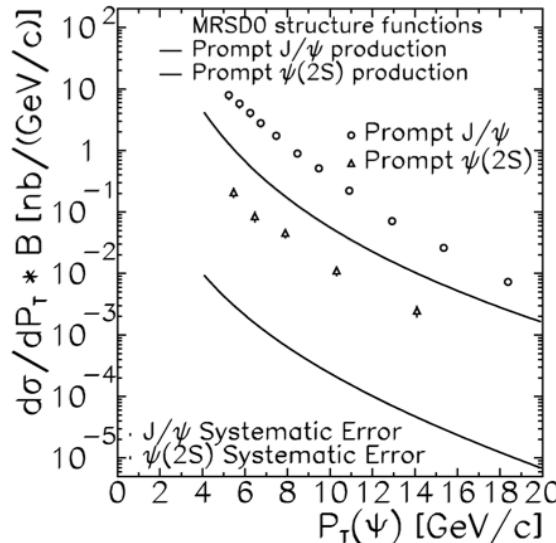


Figura 2.7: Seções de choque de produção de ψ em colisões $p + \bar{p}$, multiplicadas pelos fatores de ramificação de J/ψ e de ψ' em $\mu^+\mu^-$. Medidas do CDF (pontos) são comparadas às previsões do CSM (curvas). Produções *prompt* de J/ψ e de $\psi(S)$ (a previsão para J/ψ é a primeira das curvas de cima para baixo) [17].

As seções de choque de produção de vários quarkonia em colisões $p + \bar{p}$ de altas energias foram medidas pelo CDF [17, 18, 58]. As seções de choque diferenciais medidas $\frac{d\sigma}{dp_T}$ para as produções diretas de J/ψ e de ψ' foram separadas daquelas que incluem *feed-down* e decaimento B ⁹. As medidas das seções de choque aparecem nas Figuras 2.7 e 2.8.

⁷Vale a pena ressaltar que colisões $p+p$ e $p + \bar{p}$ apresentam resultados similares para a mesma cinemática, devido à pequena contribuição dos quarks de valência.

⁸Um decaimento sequencial tal como $B \rightarrow \chi_c \rightarrow J/\psi$ é classificado como um decaimento B , e não *feed-down*, porque ocorre num vértice deslocado.

⁹Já que o ψ' é o estado ligado $c\bar{c}$ mais pesado, este não apresenta *feed-down*: toda a produção *prompt* de ψ' é direta.

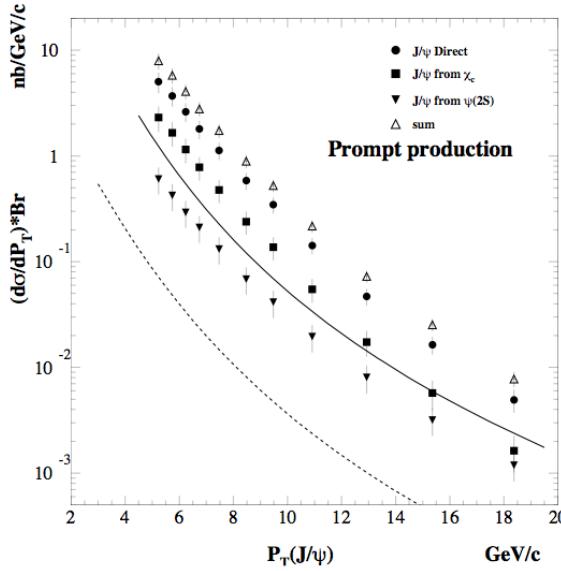


Figura 2.8: Seções de choque de produção de J/ψ em colisões $p + \bar{p}$, multiplicadas pelos fatores de ramificação de J/ψ e de ψ' em $\mu^+\mu^-$. Medidas do CDF (pontos) são comparadas às previsões do CSM (curvas). Fontes separadas de produção *prompt* de J/ψ (a curva mais abaixo é a previsão direta do CSM, a curva mais acima é a previsão de J/ψ proveniente de χ_c , com os mecanismos de octeto de cor incluídos) [18].

O formalismo da fatorização da NRQCD utiliza as seções de choque que foram medidas para o ajuste dos elementos de matriz relevantes $\langle \mathcal{O}_8^H(^3S_1) \rangle$, $\langle \mathcal{O}_8^H(^3P_0) \rangle$, $\langle \mathcal{O}_8^H(^1S_0) \rangle$. Em regime de alto p_T , as seções de choque de J/ψ e de ψ' são dominadas por fragmentação de glúons em pares de charm no estado de octeto de cor 3S_1 [58] que diminui com $d\sigma/dp_T^2 \approx 1/p_T^4$. Os canais de octeto de cor 1S_0 e 3P_J são significativos no regime de $p_T \lesssim 10$ GeV/c mas diminuem com $d\sigma/dp_T^2 \approx 1/p_T^6$ e se tornam desprezíveis em regime de alto p_T . A Tabela 2.3 mostra os valores dos elementos de matriz de quarkonium que foram obtidos no ajuste da Ref. [59]. Os elementos de matriz de singlet de cor são tomados a partir do cálculo do modelo de potencial [60, 61]. Os elementos de matriz de octeto de cor foram extraídos dos dados do CDF [17, 18]. $M_{3.5}^H$ é obtido a partir de uma combinação linear de $\langle \mathcal{O}_8^H(^3P_0) \rangle$ e $\langle \mathcal{O}_8^H(^1S_0) \rangle$, para $k = 3.5$:

$$M_k^H = \langle \mathcal{O}_8^H(^1S_0) \rangle + \frac{k}{m_c^2} \langle \mathcal{O}_8^H(^3P_0) \rangle. \quad (2.10)$$

H	$\langle \mathcal{O}_1^H \rangle$	$\langle \mathcal{O}_8^H(^3S_1) \rangle$	$M_{3.5}^H$
J/ψ	1.16 GeV^3	$(1.19 \pm 0.14) \times 10^{-2} \text{ GeV}^3$	$(4.54 \pm 1.11) \times 10^{-2} \text{ GeV}^3$
ψ'	0.76 GeV^3	$(0.50 \pm 0.06) \times 10^{-2} \text{ GeV}^3$	$(1.89 \pm 0.46) \times 10^{-2} \text{ GeV}^3$
χ_{c0}	0.11 GeV^5	$(0.31 \pm 0.04) \times 10^{-2} \text{ GeV}^3$	

Tabela 2.3: Elementos de matriz NRQCD para a produção de estados de charmonium obtidos a partir de distribuições de momento transverso no Tevatron [62].

O painel superior da Figura 2.9 mostra uma curva ajustada à normalização e à forma da seção de choque de produção direta de J/ψ obtida ajustando-se $\langle \mathcal{O}_8^{J/\psi}(^3S_1) \rangle$

e $M_{3.5}^H$. No painel intermediário da Figura 2.9 vê-se uma curva ajustada à produção *prompt* da seção de choque de ψ' obtida através de um ajuste dos parâmetros correspondentes ao ψ' . Já para a produção dos estados χ_{cJ} , o elemento de matriz de octeto de cor mais importante é $\langle \mathcal{O}_8^H(^3S_1) \rangle$ e o painel inferior da mesma figura mostra que a curva ajustada à seção de choque de produção para J/ψ *prompt* a partir do decaimento de χ_c pode ser melhorada ajustando-se $\langle \mathcal{O}_8^{X_0}(^3S_1) \rangle$.

A produção hadrônica de charmonium é obtida através da somatória sobre todos os pártons da convolução entre as funções de distribuição de pártons (PDFs - *Parton Distribution Functions*) $F(x, \mu)$, nos hádrons iniciais e na seção de choque partônica para a formação do par $c\bar{c}$, $\sigma_{ij}(\hat{s}) = \sigma(h_i + h_j \rightarrow H + X)$ [63]:

$$\sigma(s_{NN}, \mu) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 F_i(x_1, \mu) F_j(x_2, \mu) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}) \delta\left(x_1 x_2 - \frac{4m_c^2}{s_{NN}}\right), \quad (2.11)$$

m_c é a massa do quark charm, μ é a escala de fatorização:

$$\mu = \begin{cases} m_{c\bar{c}} = 2m_c & \text{para seções de choque totais das distribuições de rapidez;} \\ \sqrt{p_T^2 + m_c^2} & \text{para distribuições de } p_T. \end{cases} \quad (2.12)$$

As PDFs são determinadas experimentalmente em medidas dos processos DIS (*Deep Inelastic Scattering*) e Drell Yan. Funções $F_g(x, Q^2)$ típicas para a distribuição de glúons aparecem na Figura 2.10. Neste caso, supõe-se uma função delta para a função de fragmentação.

Na Tabela 2.4 encontram-se listadas as medidas e estimativas da NRQCD sobre as contribuições destes estados excitados na medida de J/ψ s. A contribuição de bottomonium é desprezível se comparada com aquelas mencionadas na Tabela 2.4. Todos os cálculos da produção de J/ψ consideraram essas contribuições somente nos estados finais.

Contribuição	E705 [65] ($\sqrt{s_{NN}}=23.7$ GeV)	CDF [66] ($\sqrt{s_{NN}} = 1.8$ TeV)	NRQCD [67]
J/ψ direto	$(62 \pm 4)\%$	$(64 \pm 6)\%$	63%
$\chi_c \rightarrow J/\psi + X$	$(30 \pm 4)\%$	$(30 \pm 6)\%^a$	27%
$\psi' \rightarrow J/\psi + X$	$(7.5 \pm 1.7)\%$	$(7 \pm 2)\% \text{ em } 5 \text{ GeV}/c$ $(15 \pm 5)\% \text{ em } 15 \text{ GeV}/c$	10%

Tabela 2.4: Frações de contribuição para produção final de J/ψ medidas experimentalmente e estimadas segundo a NRQCD.

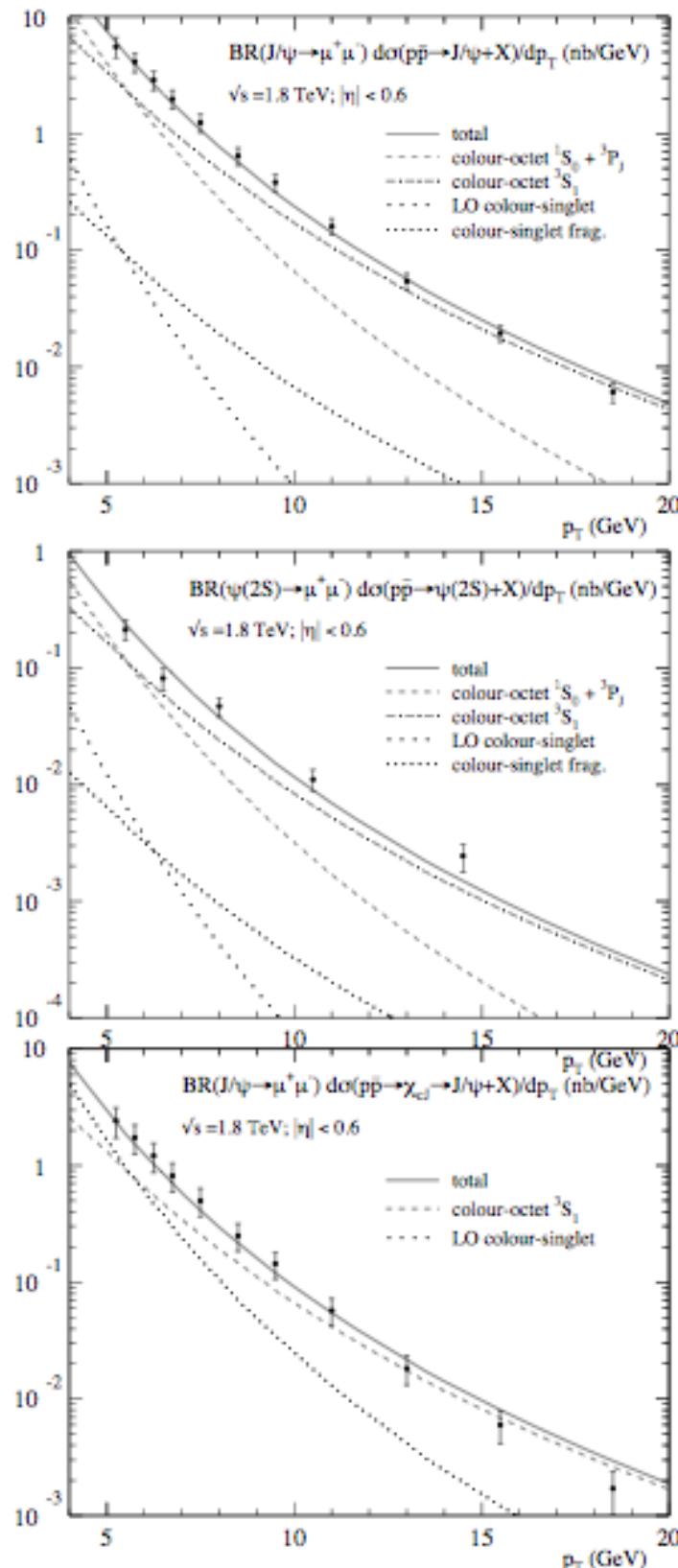


Figura 2.9: Seção de choque diferencial de produção de J/ψ direto (painel do topo), ψ' prompt (painel intermediário), e J/ψ prompt proveniente de decaimento de χ_c (painel inferior) no Tevatron como função de p_T . Os pontos são medidas do Run I do CDF [17, 18]. As curvas pontilhadas são contribuições do CSM. As curvas sólidas são os ajustes da fatorização NRQCD e as outras curvas são contribuições individuais de octeto de cor aos ajustes.

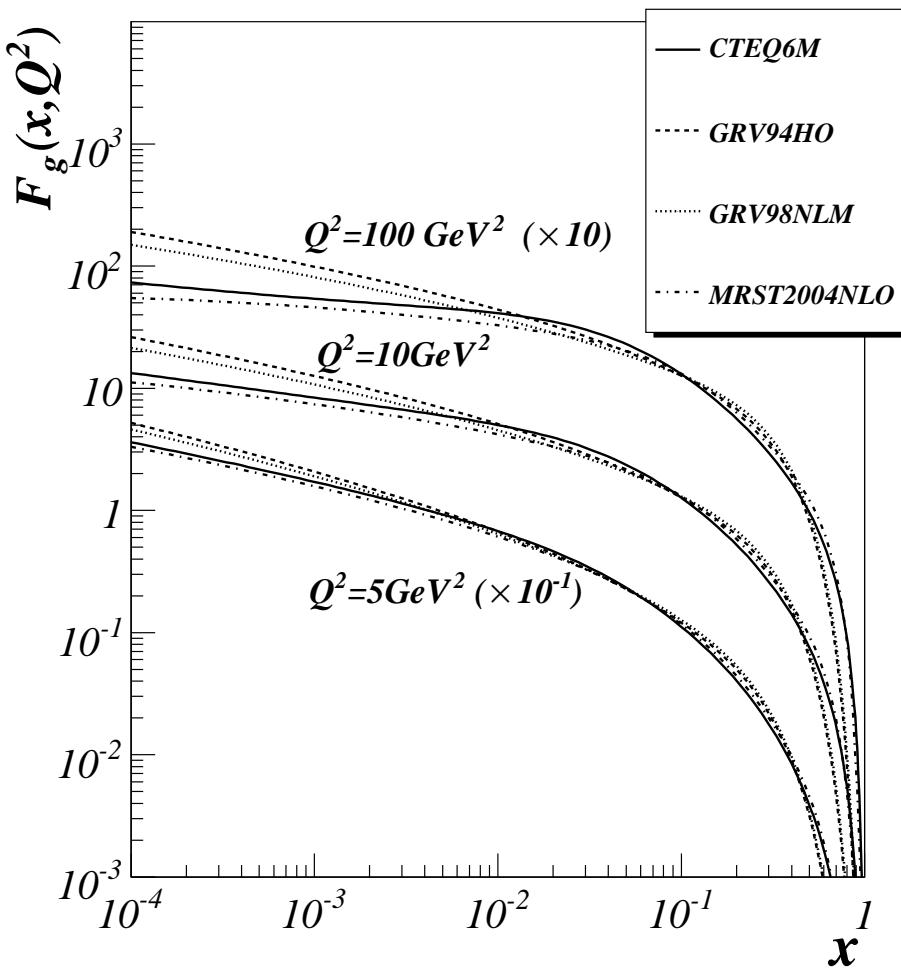


Figura 2.10: Funções de distribuição de glúons utilizadas em cálculos de seção de choque [64].

2.2.4 pQCD com Fusão de 3 Glúons

Se considerarmos a ausência da neutralização da cor durante a produção, a formação de charmonium poderá ser tratada pela pQCD durante o processo. A abordagem em [68] sugere três glúons $g(gg)_8$ (veja Figura 2.11) para a produção de charmonium. Este modelo não faz uso de nenhum parâmetro empírico e concorda com a distribuição de momento transverso p_T na Figura 2.12. Este modelo também prevê a tendência de polarização transversal para baixo p_T e longitudinal para alto p_T , que concorda com o que é visto nos resultados do experimento CDF [17].

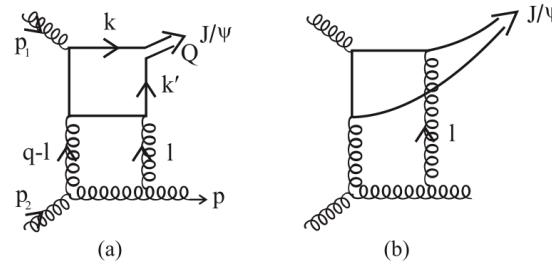


Figura 2.11: Diagramas de pQCD perturbativa de mais baixa ordem para a hadroprodução de J/ψ via fusão glúon-glúon com um glúon adicional [68].

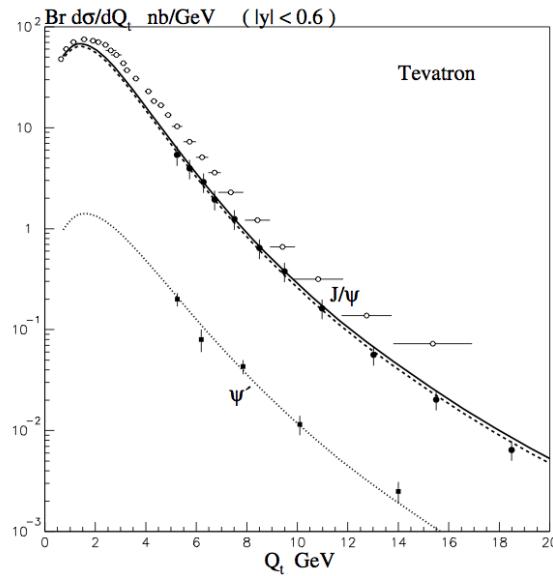


Figura 2.12: Produções de J/ψ e ψ' no Tevatron. As curvas são cálculos da pQCD com 3 glúons incidentes [68].

2.2.5 Contribuição do Corte *s-channel*

Os autores da Ref. [69] propuseram uma nova avaliação para a produção de quarkonium pesado Q e se concentraram nas produções de J/ψ e ψ' . As novas contribuições propostas se encontram nos diagramas de mais baixa ordem. Além disso, os autores explicam como se constrói um esquema consistente que vai além da aproximação

estática. Ao final, propõem vértices de 3 pontos que dependem do momento relativo dos quarks constituintes normalizados pela largura leptônica do méson. Mas para a manutenção da invariância de calibre, vértices mais complicados do que os de 3 pontos são propostos.

Neste modelo, a transição $q\bar{q} \rightarrow Q$ pode então ser descrita pela seguinte função de 3 pontos:

$$\Gamma_\mu^{(3)}(p, P) = \Gamma(p, P)\gamma_\mu \quad (2.13)$$

onde $P \equiv p_1 - p_2$ é o momento total do estado ligado, e $p \equiv (p_1 + p_2)/2$ o momento relativo dos dois quarks ligados como um estado de quarkonium com p_1 e p_2 sendo seus quadrimomentos individuais. Segundo os autores, esta escolha é equivalente à descrição do méson vetorial como um fóton massivo com acoplamento não local. Eles também não assumem que os quarks estejam *on-shell*: a sua distribuição de momento provém de $\Gamma(p, P)$ e dos seus propagadores. $\Gamma(p, P)$ é descrito fenomenologicamente como uma Gaussiana.

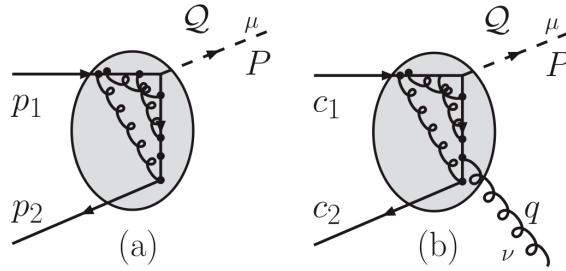


Figura 2.13: Figuras genéricas da origem física da função de vértice $\Gamma(p, P)$: (a) função de 3 pontos $\Gamma^{(3)}$ e (b) responsável pela função de 4 pontos $\Gamma^{(4)}$, resultado do acoplamento do glúon externo aos loops de glúons existentes no vértice em questão [69].

A origem física da função $\Gamma(p, P)$ aparece na Figura 2.13. A função de 4 pontos que aparece na Figura 2.13 (b), é escrita como:

$$\Gamma^{(4)} = -ig_s T_{ik}^a M_c^\nu \gamma^\mu, \quad (2.14)$$

onde g_s é a constante de acoplamento forte, T_{ik}^a a matriz de cor, e μ e ν são os índices de Lorentz do J/ψ e do glúon, respectivamente. A função $\Gamma^{(3)}$ do vértice $c\bar{c}J/\psi$ com a cinemática do gráfico direto aparece na Figura 2.14(a) e é denotada por Γ_1 . Já a mesma função para o gráfico cruzado, Γ_2 , aparece na Figura 2.14(b); i.e., $\Gamma_1 = \Gamma(c_1 - \frac{P}{2}, P)$ e $\Gamma_2 = \Gamma(c_2 + \frac{P}{2}, P)$ conforme [20]. A invariância de calibre proposta pelos autores é escrita como:

$$q_\mu M_c^\nu = \Gamma_1 - \Gamma_2. \quad (2.15)$$

Dentro da abordagem proposta, o procedimento para a preservação da invariância de calibre da QCD para o acoplamento do glúon segue exatamente as bases da QED para um fóton já que a função de 4 pontos na Equação 2.14 é fatorizada em termos da matriz de cor e do acoplamento do glúon. Esta descoberta está diretamente relacionada ao fato de que as duas funções de vértice no lado direito da Equação 2.15 surgem do

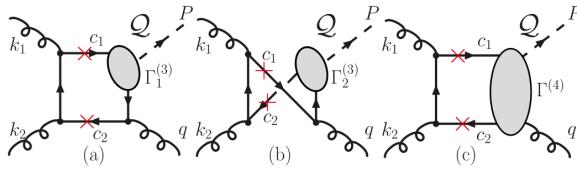


Figura 2.14: (a,b) Diagramas LO do corte *s-channel* que contribuem para $gg \rightarrow Qg$, respectivamente direto e cruzado, aplicados ao vértice $c\bar{c}J/\psi$. As cruzes indicam que os quarks estão *on-shell*. (c) Diagrama com o termo de contato $c\bar{c}Qg$ para a garantia da invariância de calibre [20].

acoplamento do glúon às duas linhas intermediárias do par de quarks como mostram as Figuras 2.14(a) e 2.14(b).

A partir de uma construção da corrente de contato M_c^ν (detalhes na Ref. [20]), os autores fizeram uma escolha fenomenológica para uma das funções usadas nos cálculos propostos. Esta função de interpolação $h(c_1c_2)$ é escrita como:

$$h(c_1c_2) = 1 - a \frac{\kappa^2}{\kappa^2 - (c_1c_2 + m^2)}. \quad (2.16)$$

Segundo os autores, esta escolha é simplesmente uma forma de parametrizar o que pode ser considerado como falta de conhecimento sobre as propriedades de $\Gamma^{(4)}$. Na região cinemática acessada pelo RHIC e pelo Tevatron, os J/ψ s diretos são produzidos por fusão de glúons e uma emissão de glúon num estado final é necessária para a conservação C-paridade e garantir o J/ψ com seu p_T . Os diagramas LO da contribuição do corte *s-channel* para a fusão de glúons são aqueles da Figura 2.14.

Procedemos agora com o desenvolvimento do cálculo da seção de choque a partir do corte *s-channel* proposto pelos autores da Ref. [69]. A seção de choque de produção é dada pela fórmula geral:

$$E \frac{d^3\sigma}{dP^3} = \int_0^1 dx_1 dx_2 g(x_1) g(x_2) \frac{\hat{s}}{\pi} \frac{d\sigma}{d\hat{t}} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} - M^2), \quad (2.17)$$

onde x_1 e x_2 são as frações de momento dos glúons incidentes, $P = (E, \vec{P})$ é o momento do méson no referencial do centro de massa dos hadrons que colidem, $g(x)$ é a função de distribuição de glúons MRST [70] ou CTEQ [71] dependendo do caso e tomada na escala $\sqrt{M^2 + P_T^2}$.

No referencial do centro de massa dos hadrons que colidem, a variável rapidez $y = \tanh^{-1}(\frac{P_z}{E})$ é introduzida (detalhes sobre esta variável na Seção 2.4) além do momento transverso \vec{P}_T , chegando à forma da seção de choque diferencial dupla:

$$\frac{d\sigma}{dy dP_T} = \int_0^1 dx_1 dx_2 g(x_1) g(x_2) 2\hat{s} P_T \frac{d\sigma}{d\hat{t}} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} - M^2). \quad (2.18)$$

Em termos da energia transversa $E_T = \sqrt{P_T^2 + M^2}$, as variáveis são reescritas:

$$\hat{s} = sx_1x_2, \hat{u} = M^2 - x_2 e^y \sqrt{s} E_T, \hat{t} = M^2 - x_1 e^{-y} \sqrt{s} E_T,$$

obtendo

$$x_2 = \frac{x_1 E_T \sqrt{s} e^{-y} - M^2}{\sqrt{s} (\sqrt{s} x_1 - E_T e^y)}. \quad (2.19)$$

A seção de choque diferencial dupla em P_T e em y assume a seguinte forma:

$$\frac{d\sigma}{dydP_T} = \int_{x_1^{min}}^1 dx_1 \frac{2\hat{s}P_T g(x_1)g(x_2(x_1))}{\sqrt{s}(\sqrt{s}x_1 - E_T e^y)} \frac{d\sigma}{dt}, \quad (2.20)$$

onde x_1^{min} corresponde a $x_2 = 1$ na Equação 2.19:

$$x_1^{min} = \frac{E_T \sqrt{s} e^y - M^2}{\sqrt{s}(E_T e^{-y} - \sqrt{s})}. \quad (2.21)$$

Ao final, os autores relacionam a seção de choque diferencial partônica $\frac{d\sigma}{dt}$ à amplitude calculada pelo modelo por eles proposto, usando a fórmula:

$$\frac{d\sigma^{pqrs}}{dt} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} |\mathcal{M}^{\bar{p}qrs}|^2, \quad (2.22)$$

onde $|\mathcal{M}^{\bar{p}qrs}|^2$ é a amplitude partônica polarizada para o processo $gg \rightarrow Qg$ ponderada somente sobre as seções de choque de cor polarizadas, com p, q, r e s sendo as helicidades das quatro partículas.

Como apenas a polarização de Q interessa, os autores somam sobre as polarizações dos glúons e definem, para $r = L, T_1, T_2$:

$$\frac{d\sigma_r}{dt} = \sum_{p,q,s=T_1,T_2} \frac{d\sigma^{pqrs}}{dt}. \quad (2.23)$$

Ao final, a seção de choque diferencial dupla polarizada em P_T e em y :

$$\frac{d\sigma_r}{dydP_T} = \int_{x_1^{min}}^1 dx_1 \frac{2\hat{s}P_T g(x_1)g(x_2(x_1))}{\sqrt{s}(\sqrt{s}x_1 - E_T e^y)} \frac{d\sigma_r}{dt}. \quad (2.24)$$

A Figura 2.15 mostra os resultados obtidos com os parâmetros da Equação 2.16: $a = 4$ and $\kappa = 4.5$ GeV para $\sqrt{s} = 1.8$ TeV no intervalo de pseudorapidez $|\eta| < 0.6$ em comparação com os resultados de medida direta de J/ψ obtidos pelo CDF [18], com os cortes usuais LO CSM de $gg \rightarrow J/\psi g$ [72] e com LO CSM de $gg \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ [73]. Os resultados do modelo do corte s -channel concordam com os dados do CDF até $p_T = 10$ GeV/c. Para valores mais elevados de p_T , a curva teórica fica abaixo dos dados do CDF como se espera para uma escala $1/p_T^8$ de um diagrama LO. De acordo com os autores em [20], espera-se que a inclusão de correções de ordem superior que incorporam topologias de fragmentação ($1/p_T^4$) e canais de produção associados possam preencher o *gap* entre os dados e a teoria para valores elevados de p_T . Interessante notar os comportamentos de σ_T e σ_L para diferentes intervalos de p_T , levando a um domínio de σ_L para p_T elevado, um valor negativo para o parâmetro de polarização, que será discutido na Seção 2.7. A Figura 2.16 mostra os resultados do modelo do corte s -channel para $\sqrt{s} = 200$ GeV, para os mesmos valores dos parâmetros a e κ e a comparação com os dados do PHENIX [12].

Na Ref. [20] os autores calcularam o parâmetro de polarização a partir do resultado das seções de choque de produção direta de J/ψ em dois casos extremos, um onde os

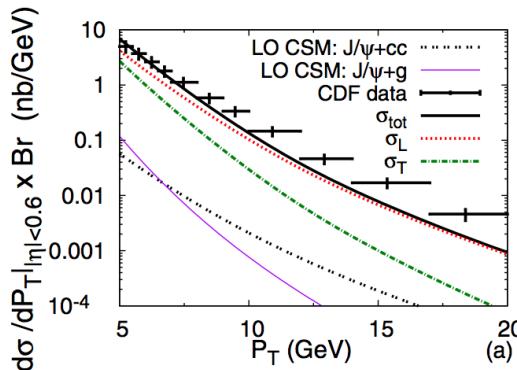


Figura 2.15: Comparação entre as seções de choque polarizada (σ_T e σ_L) e não polarizada (σ_{tot}), as contribuições LO CSM e os dados experimentais do CDF [18]. Figura extraída da Ref. [20].

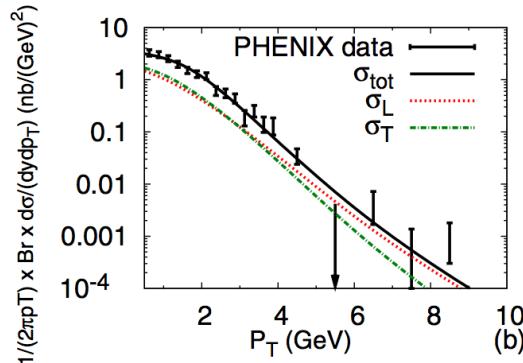


Figura 2.16: Comparação entre σ_T , σ_L e σ_{tot} e os dados do PHENIX [12]. Figura extraída da Ref. [20].

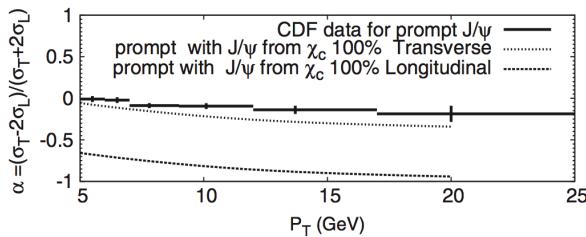


Figura 2.17: Polarização de J/ψ prompt: teoria vs. dados do CDF [74]. Figura extraída da Ref. [20].

J/ψ s provenientes de χ_c estão 100% polarizados transversalmente e o outro extremo quando estão 100% polarizados longitudinalmente. O resultado aparece na Figura 2.17, uma comparação entre os cálculos desenvolvidos em [20] e os resultados do CDF a $\sqrt{s} = 1.96$ TeV [74].

A solução proposta pelo novo modelo [20] baseia-se assim na contribuição do corte s -channel à hadroprodução de J/ψ sendo maior do que a contribuição usual do corte proposto pelo CSM, que subestima os resultados experimentais. As interações intermediárias do par $c\bar{c}$ proposta reproduz os dados experimentais em intervalos de

p_T baixo e intermediário tanto para medidas do RHIC como do Tevatron. E para ambos, os J/ψ s assim produzidos estão com leve polarização longitudinal de acordo com [20].

2.3 Produção de J/ψ proveniente do Decaimento de ψ'

Cerca de 40-50 % dos estados fundamentais de quarkonium, J/ψ e $\Upsilon(1S)$ produzidos em colisões hadrônicas se originam do decaimento de estados excitados [75]. A produção de quarkonium através de *feed-down* é importante porque estados de quarkonium são utilizados como sonda do meio quente e denso originado em colisões núcleo-núcleo. Existem quatro origens para o J/ψ em colisões hádron-hádron (veja Seção 2.2.3):

- J/ψ s diretamente produzidos;
- J/ψ s produzidos a partir do decaimento de ψ' ;
- J/ψ s produzidos a partir dos decaimentos de χ_c ;
- J/ψ s produzidos a partir do decaimento de B .

A fração de J/ψ s provenientes do decaimento de ψ' é representada pela razão $\mathcal{F}_{\psi'}$ assim definida:

$$\mathcal{F}_{\psi'} = B_{ee}(\psi' \rightarrow J/\psi + X) \frac{\sigma_{\psi'}}{\sigma_{J/\psi}}, \quad (2.25)$$

onde $B_{ee}(\psi' \rightarrow J/\psi + X) = 0.574 \pm 0.009$ é a razão de ramificação para o modo $\psi' \rightarrow J/\psi + X$ [31], $\frac{\sigma_{\psi'}}{\sigma_{J/\psi}}$ é a razão entre as seções de choque de produção de ψ' e J/ψ . A razão $\mathcal{R}_{\psi'}$ entre a produção de ψ' e J/ψ é assim definida:

$$\mathcal{R}_{\psi'} = \frac{B_{ee}(\psi' \rightarrow e^+e^-)}{B_{ee}(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} \frac{\sigma_{\psi'}}{\sigma_{J/\psi}}, \quad (2.26)$$

onde $B_{ee}(\psi' \rightarrow e^+e^-) = (7.52 \pm 0.17) \times 10^{-3}$ e $B_{ee}(J/\psi \rightarrow e^+e^-) = (5.94 \pm 0.06\%)$ [31].

2.4 Variáveis Cinemáticas

Nas colisões onde o feixe adquire elevados fatores de contração de Lorentz como no RHIC ($\gamma = 106$) deve-se levar em conta um tratamento dos aspectos relativísticos envolvidos, como as transformações das variáveis cinemáticas [76]. O eixo de colisão define a direção z e assume-se a unidade natural $c = 1$. As partículas são produzidas levando em consideração o momento quadridimensional:

$$\begin{aligned} p^\mu &= (E, \vec{p}) = (E, \vec{p}_T, p_z) \\ |\vec{p}_T| &= \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \end{aligned} \quad (2.27)$$

A soma das velocidades relativísticas ao longo do eixo z é:

$$\beta = \frac{\beta_1 + \beta_2}{1 + \beta_1\beta_2} \quad (2.28)$$

que é similar à soma das tangentes hiperbólicas:

$$\tanh(y_1 + y_2) = \frac{\tanh(y_1) + \tanh(y_2)}{1 + \tanh(y_1)\tanh(y_2)}. \quad (2.29)$$

Nesta etapa torna-se conveniente a introdução da variável 'rapidez', invariante sob transformação de Lorentz,

$$y = \tanh^{-1} \beta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right). \quad (2.30)$$

A rapidez pode ser derivada a partir da energia e da componente longitudinal do momento:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (2.31)$$

Assim como para o momento, podemos definir a massa transversa:

$$m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2} \quad (2.32)$$

que pode ser utilizada para se obter o momento longitudinal e a energia a partir da variável rapidez:

$$p_z = m_T \sinh(y) \quad E = m_T \cosh(y). \quad (2.33)$$

Quando o momento for muito maior do que a massa da partícula ($E \approx p$),

$$y \approx \eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (2.34)$$

2.5 Fator de Modificação Nuclear

Embora o objetivo deste trabalho seja o estudo da produção de charmonia em colisões $p+p$, abordaremos brevemente nesta seção, a relevância de um observável no estudo da produção de partículas em colisões nucleares: o fator de modificação nuclear R_{AA} . Este observável está relacionado ao estudo dos efeitos do meio nuclear na produção hadrônica. A Equação 2.35 quantifica a supressão ou o aumento de produção de J/ψ em colisões de núcleos pesados com respeito a colisões $p+p$, normalizada pelo número apropriado de colisões binárias em espécies 'pesadas' $\langle N_{coll} \rangle$, tipicamente calculadas por um modelo de Glauber [77] em determinado intervalo de rapidez dy . Assim, $R_{AA} = 1$ indica que as colisões nucleares podem ser tratadas como uma simples coleção de colisões nucleon-nucleon independentes, enquanto que desvios da unidade indicam que outros modelos devem ser usados.

$$R_{AA} = \frac{1}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{\frac{dN_{Au + Au}}{dy}}{\frac{dN_{p+p}}{dy}}. \quad (2.35)$$

Os valores de R_{AA} apresentados na Figura 2.18 em função do número de nucleons participantes N_{part} são de colisões Au + Au [8] e Cu++Cu [10] com o denominador proveniente de colisões $p+p$ [12] obtidos pelo experimento PHENIX. Todas as colisões foram realizadas no regime de energia do referencial do centro de massa de 200 GeV.

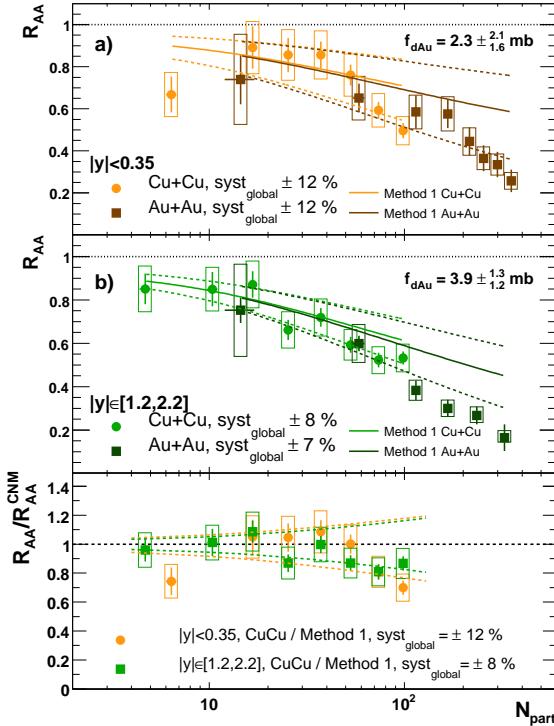


Figura 2.18: (curva colorida) R_{AA} para colisões Cu+Cu (círculos) e colisões Au+Au (quadrados) em função do número de participantes em região de rapidez central (a), rapidez dianteira (b), e sua razão (c), obtido pelo experimento PHENIX [10].

2.6 Cálculo das Seções de Choque Experimentais

A partícula J/ψ no modo de decaimento e^+e^- (fator de ramificação, $B_{ee} = 5.94 \pm 0.06\%$ [31]) é identificada como um pico proeminente no espectro de massa invariante do par e^+e^- , e $M_{e^+e^-}$ é calculada:

$$M_{e^+e^-} = \sqrt{(E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})^2}, \quad (2.36)$$

onde E_{e^+} e E_{e^-} são as energias totais, e \vec{p}_{e^+} e \vec{p}_{e^-} são os momentos do pósitron e do elétron, respectivamente. Podemos usar a variável rapidez na expressão da seção de

choque diferencial para a determinação da produção da partícula $d^3\sigma/dp_x dp_y dp_z$ que não é invariante sob transformação de Lorentz ao longo do eixo z :

$$\begin{aligned} dp_z &= m_T \cosh(y) dy = E dy \\ E \frac{d^3\sigma}{dp^3} &= \frac{d^3\sigma}{dp_x dp_y dy}. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Mas como dy é invariante sob transformação de Lorentz, agora a seção de choque se torna também invariante sob a mesma transformação. Podemos reescrevê-la em termos de momento $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ que é transversal com respeito à direção do feixe:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{p_T} \frac{d^3\sigma}{dp_T d\phi dy}, \quad (2.38)$$

onde ϕ e E são o ângulo azimutal e a energia total do J/ψ , respectivamente. Se a seção de choque não depende de ϕ , esta é integrada sobre o ângulo azimutal e escrita como:

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma}{dp_T dy}. \quad (2.39)$$

Para o méson ψ' ($B_{ee} = 7.52 \pm 0.17 \times 10^{-3}$ [31]) as mesmas considerações se aplicam.

A seção de choque invariante (dos estados ψ) via modo de decaimento e^+e^- pode ser experimentalmente extraída:

$$\frac{B_{ee}}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma_\psi}{dp_T dy} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{n_\psi(p_T)}{\int L dt \epsilon(p_T) \Delta p_T \Delta y}, \quad (2.40)$$

onde B_{ee} é a razão de ramificação do charmonium para decaimentos de dielétrons, n_ψ é a contagem da partícula ψ correspondente, ϵ é a eficiência total que inclui a aceitância geométrica, as eficiências de trigger e de reconstrução; Δy é a largura do canal de rapidez, Δp_T é a largura do canal de p_T e $\int L dt$ é a luminosidade integrada. A luminosidade integrada pode ser expressa a partir do número de eventos de *minimum bias* MB, N_{MB} :

$$\int L dt = \frac{N_{MB}}{\sigma_{p+p} \epsilon_{MB}^{p+p}}. \quad (2.41)$$

2.7 Estudo da Polarização

O estudo da polarização de quarkonium pode ser deduzido a partir da dependência angular de seu decaimento em um par de léptons l^+l^- . Neste trabalho estudamos a dependência angular do decaimento do méson J/ψ em e^+e^- .

Para a obtenção do sistema de coordenadas apropriado a esse estudo no PHENIX, os vetores independentes relevantes estão definidos na Figura 2.19 e descritos a seguir:

- o momento \vec{p}_p do próton no referencial de laboratório;
- o momento $\vec{p}_{J/\psi}$ do J/ψ no referencial de laboratório;
- o momento $\vec{p}_{e^+}^{J/\psi}$ do pósitron e^+ no referencial de repouso do J/ψ .

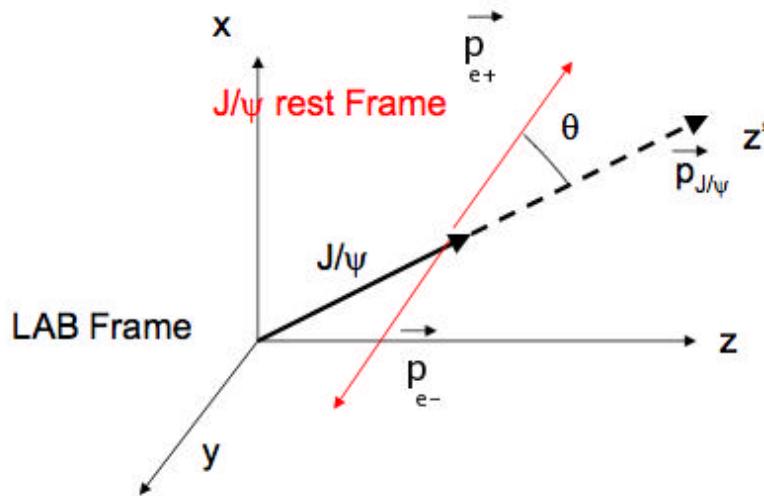


Figura 2.19: Definição dos vetores independentes na análise do decaimento de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ no PHENIX .

Tomando o eixo de quantização do spin ao longo da direção do momento do quarkonium no referencial do centro de massa de $p+p$, podemos definir θ como o ângulo entre a direção do momento do pósitron e^+ no referencial de repouso do J/ψ (referencial de helicidade, *helicity frame*) e a direção do momento do J/ψ no referencial de laboratório conforme mostra a Figura 2.20. A polarização pode ser determinada pela variável λ (para uma derivação completa, veja o Apêndice A):

$$\lambda = \frac{\sigma_T - 2\sigma_L}{\sigma_T + 2\sigma_L} \quad (2.42)$$

onde σ_T e σ_L são as componentes da seção de choque de produção polarizadas transversal e longitudinalmente. Se tomarmos os decaimentos do charmonium para um par carregado lépton-antilépton, a distribuição angular é dada pela forma parametrizada:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto 1 + \lambda \cos^2\theta. \quad (2.43)$$

Neste trabalho adotamos a Equação 2.43 para representar a distribuição angular que é a forma encontrada nas publicações em geral [78], e não a forma final obtida na derivação da distribuição angular do Apêndice A.

Para a medida do observável que é o parâmetro de polarização de J/ψ , nos baseamos na representação gráfica geral que aparece na Figura 2.21, que indica a ausência da polarização quando $\lambda = 0$, a completa polarização transversal quando $\lambda = 1$, e a completa polarização longitudinal quando $\lambda = -1$.

As medidas de polarização de J/ψ realizadas em colisões hadrônicas representam um dos maiores desafios enfrentados pelos modelos de produção de quarkonium existentes. Vimos na Seção 2.2.3 que a NRQCD explica as seções de choque de produção direta de J/ψ e de ψ' observadas no Tevatron [17]. A NRQCD também demonstra um formalismo rigoroso para a previsão que indica um aumento da tendência à polarização transversal desses mésons com o aumento de p_T , mas as primeiras medidas de polarização no Tevatron [19] não confirmaram esta tendência. Novas medidas

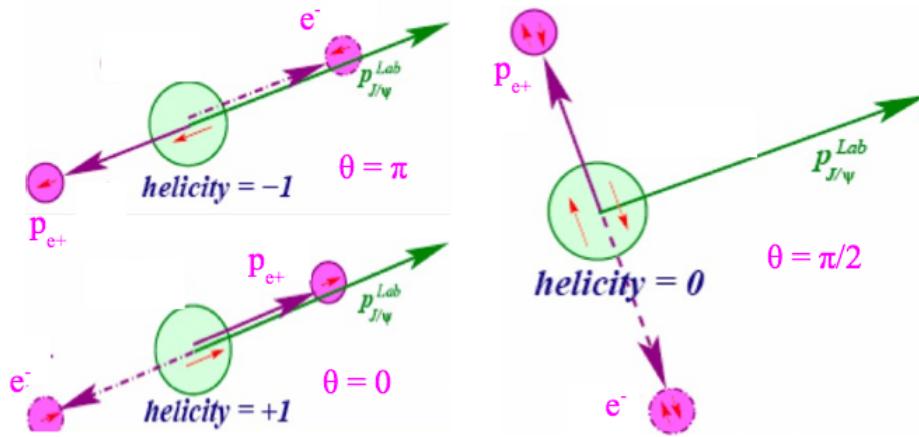


Figura 2.20: Polarização de J/ψ : θ é o ângulo entre o momento do lepton no referencial de repouso do J/ψ (*helicity frame*) e o momento do J/ψ no referencial do laboratório.

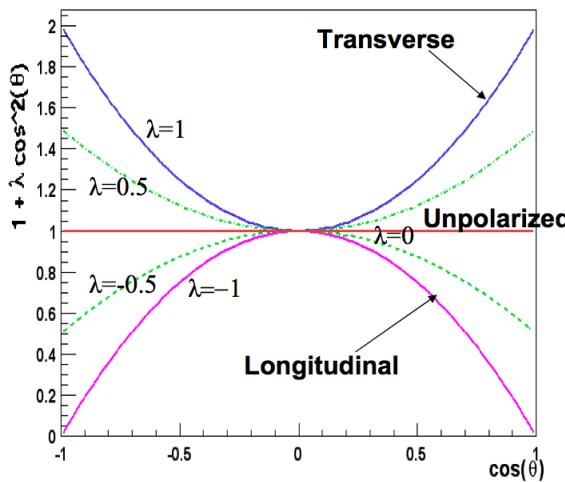


Figura 2.21: Exemplos de distribuições angulares de decaimentos de léptons. $\lambda = 1$ corresponde à polarização transversal, $\lambda = -1$ corresponde à polarização longitudinal e $\lambda = 0$, ausência de polarização.

realizadas pelo CDF também mostraram falta de concordância entre os cálculos da NRQCD que prevêem significativa polarização transversal para altos valores de p_T [74]. Assim, é surpreendente que os cálculos da NRQCD reproduzam as seções de choque de produção do J/ψ e ψ' para valores elevados de p_T , o que indica que existem aspectos importantes dos mecanismos de produção que ainda precisam ser entendidos. Neste sentido, o modelo teórico da contribuição do corte *s-channel* [20] discutido na Seção 2.2.5 parece resolver a falta de concordância entre as seções de choque experimentais e as previsões do modelo de singuleto de cor, mas ainda precisa ser testado com outros observáveis. Os resultados que apresentaremos neste trabalho constituem um teste inicial, uma primeira avaliação tanto para a reprodução das seções de choque de charmonium obtidos no PHENIX [12] como para a concordância com o nosso resultado de medida do parâmetro de polarização de J/ψ em rapidez central.

Capítulo 3

Arranjo Experimental

Neste capítulo faremos uma breve descrição do complexo do RHIC e em seguida abordaremos a configuração do detector PHENIX, dando maior ênfase aos subsistemas dos braços centrais.

3.1 Descrição do Complexo do RHIC

O Colisor de Íons Pesados Relativísticos (*Relativistic Heavy Ion Collider - RHIC*) está localizado no Laboratório Nacional de Brookhaven (*Brookhaven National Laboratory - BNL*) em Long Island, Estados Unidos. As motivações físicas do RHIC são o estudo da formação de um novo estado de matéria e o estudo da estrutura de spin dos prótons. A temperaturas muito elevadas (mais de 10^{13} K), ocorre uma transição de fase para um novo estado da matéria onde quarks e glúons podem circular livremente sem ter que estar confinados em estados sem cor [26]. Este novo estado da matéria está ligado à compreensão do início da formação do Universo: de acordo com as equações de evolução, uma vez que a densidade de energia do Universo é uma função da idade, um plasma de quarks e glúons deve ter existido nos primeiros $10\ \mu s$ após o Big Bang. Outra possibilidade é o núcleo de estrelas de nêutrons, onde quarks desconfinados podem existir [26].

Nas colisões do RHIC, a energia do centro de massa atinge $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV por nucleon. Para sondar qual a contribuição dos quarks e glúons ao spin do próton, colisões com feixes de prótons polarizados em direções de spin variáveis e com energias de até $\sqrt{s} = 500$ GeV também são realizadas, segundo a configuração prevista para o período de coleta de dados de 2009. O período de coleta de dados é denominado *Run*. Por exemplo, denominamos de *Run 6* o período de coleta de dados do ano de 2006.

O complexo é composto pelo acelerador eletrostático Tandem Van de Graaff, pelo acelerador linear LINAC que fornece prótons acelerados, pelo sincrotron 'Booster', que pré-acelera partículas que entram no anel (AGS) - *Alternating Gradient Synchrotron*, por uma linha de transferência de feixe do AGS para o RHIC denominada ATR e, finalmente, o RHIC, com uma circunferência de 3834 m. A Figura 3.1 mostra um esquema do complexo do RHIC.

O processo tem início quando feixes de prótons são gerados no LINAC e transferidos ao Booster. No caso de íons pesados, campos elétricos no acelerador Tandem Van de Graaff removem os elétrons dos átomos formando íons com elevada carga positiva. Quando a carga dos íons chega a $Q=+32$, o feixe é transferido para o sincrotron Booster, que os agrupa em seis 'pacotes' (*bunches*) e os acelera até 95 MeV/u. Na saída do Booster o feixe sofre mais uma alteração de configuração de carga chegando a $Q=+77$ no caso do íon Au.

A seguir o feixe alimenta o AGS que possui uma circunferência quatro vezes maior do que o Booster. Os prótons ou os íons possuem energia de 2 GeV, ou uma velocidade de aproximadamente $0.37c$ quando chegam ao AGS. São necessários 4 ciclos do Booster para alimentar o AGS com 24 pacotes de íons. Estes pacotes são desfeitos e reagrupados em 4 novos pacotes - cada um com 10^{11} prótons ou 10^9 íons sendo acelerados para a última etapa.

Na etapa final os feixes são ejetados para o anel do RHIC que é constituído por dois aceleradores de acumulação aproximadamente circulares. Um deles recebe a denominação de 'azul' para se referir ao feixe que circula no sentido horário e o outro,

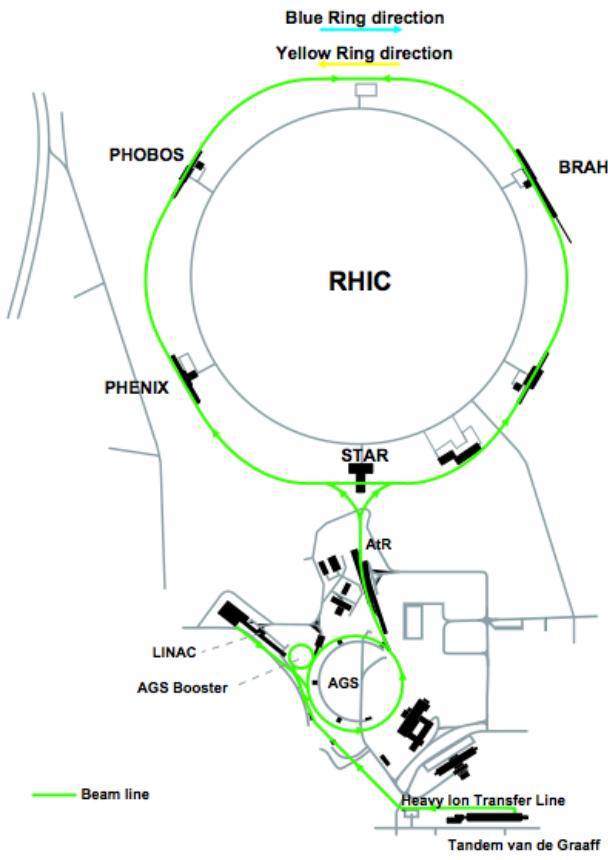


Figura 3.1: Complexo do colisor RHIC.

'amarelo', para o feixe que circula no sentido anti-horário. A circunferência do RHIC permite o armazenamento de 55 pulsos de íons ou 110 de prótons em cada anel. O feixe é acelerado e alinhado por cavidades ressonantes de 28 MHz (para aceleração) e 200 MHz para redução do comprimento do pulso. Quadrupolos e dipolos magnéticos direcionam e focalizam os pulsos no anel. No interior do tubo do feixe há um elevado vácuo que chega a atingir 10^{-11} mbar para minimizar a perda do feixe e também a emissão de radiação de fundo.

Duas variáveis são importantes para definirem as características do RHIC: a energia por nucleon que colide e a luminosidade.

A energia por nucleon no referencial do centro de massa é determinada por:

$$\sqrt{s_{NN}} = \sqrt{2(E_1 E_2 + p_1 p_2) + 2M^2} \approx 2\sqrt{E_1 E_2} = 200 \text{ GeV} \quad (3.1)$$

onde E_i é a energia do feixe i , p_i é o seu momento e M é a massa do nucleon. A velocidade alcançada é de 0.99995c.

Num colisor de partículas, a taxa N na qual eventos de um determinado tipo ocorrem é determinada pela luminosidade da máquina, L , multiplicada pela seção de choque do processo de espalhamento relevante, σ [21]:

$$N = L\sigma. \quad (3.2)$$

A luminosidade da máquina é controlada pelos parâmetros do colisor. Num colisor

de feixes $p+p$:

$$L = \frac{f}{\pi} \frac{N_p N_{\bar{p}}}{n_b} \frac{\gamma}{\sqrt{\beta_x^* \beta_y^* E_x^* E_y^*}}, \quad (3.3)$$

onde f é a frequência de revolução, n_b é o número de pacotes e $\gamma = E/m$ é o fator relativístico. A luminosidade de um colisor pode ser elevada pelo aumento do número de prótons N_p (ou antiprotones $N_{\bar{p}}$, como no caso do Tevatron), ou pela diminuição da emitância transversa dos feixes, $E_x^* E_y^*$ ou ainda, pela diminuição do comprimento de onda das oscilações betatron dos feixes, $\beta_x^* \beta_y^*$.

3.2 O Experimento PHENIX

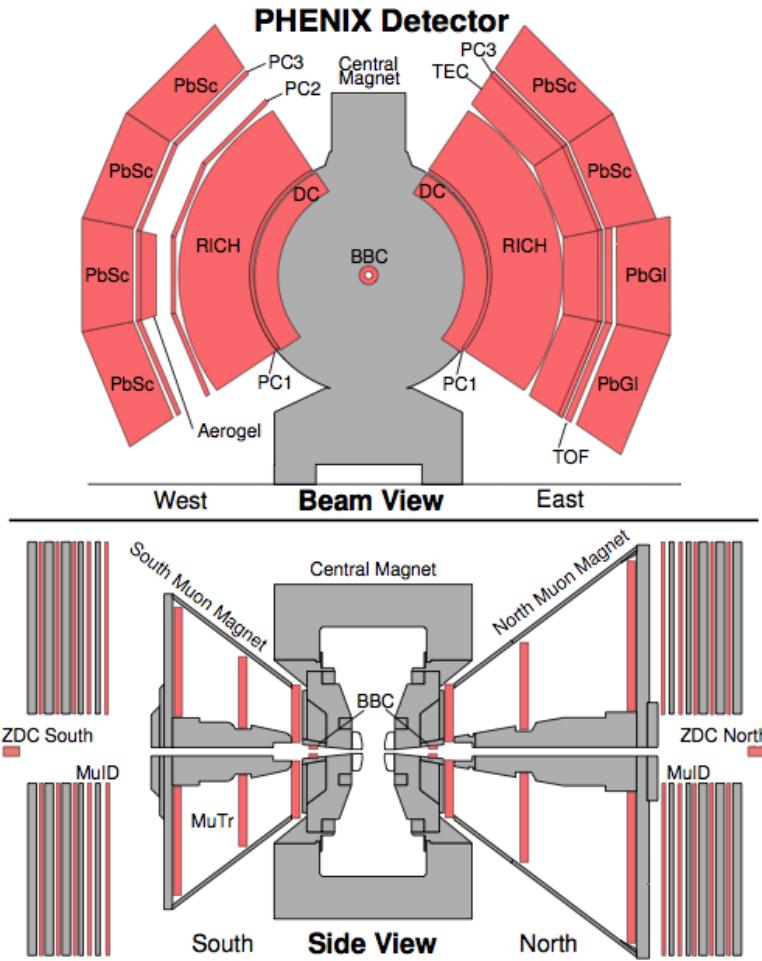


Figura 3.2: Configuração do detector PHENIX em 2005 e 2006. A figura do topo apresenta os detectores dos braços centrais com a direção do feixe apontando para dentro da página. A figura do painel inferior mostra um corte transversal da visão lateral do detector e a localização dos detectores globais (os ZDCs estão localizados mais adiante do ponto de interação considerando-se o que aparece na ilustração).

O experimento PHENIX foi projetado para atender a um extenso programa que

inclui a medida de léptons, fótons e hadrons com boa resolução de energia e de momento.

O PHENIX é composto por quatro braços ou espectrômetros e dois detectores globais para caracterização de eventos¹. A Figura 3.2 mostra um esquema com os subsistemas que compõem o PHENIX.

A caracterização dos eventos é feita através da medida do instante, da posição e da centralidade da colisão (esta última para o caso de colisões de íons pesados). O vértice e o momento da colisão são determinados por um par de detectores instalados ao redor do tubo do feixe, os BBCs (detalhes na Seção 3.3). Os BBCs, *Beam Beam Counters*, são compostos por radiadores de quartzo para produção de radiação Cherenkov ligados a fotomultiplicadoras. A centralidade é determinada de acordo com a carga depositada nos BBCs e a medida dos fragmentos neutros por calorímetros hadrônicos denominados ZDCs (detalhes na Seção 3.3). Os ZDCs *Zero Degree Calorimeters* são detectores comuns a todos os experimentos do RHIC, e estão instalados a cerca de 15 m do ponto de interação.

Os braços centrais (braços Leste e Oeste) cobrem a região de rapidez de $|y| \leq 0.35$, e têm cobertura azimutal de $\pi/2$ rad cada (detalhes na Seção 3.5). São compostos por subsistemas de reconhecimento de trajetórias e identificação de partículas, além de dois calorímetros eletromagnéticos [79].

O sistema de reconhecimento de trajetórias dos braços centrais determina as trajetórias das partículas carregadas, mede seus momentos através da deflexão no campo gerado pelo ímã central, reconstrói a massa invariante de pares de káons e elétrons, e contribui na identificação de partículas [80].

A identificação de partículas é feita pelo RICH (*Ring Imaging Cherenkov*), pelo ToF, um sistema por tempo de vôo, pelo EmCal, (*Electromagnetic Calorimeter*) e pelo TEC (*Time Expansion Chamber*).

Os braços de mísseis (braços Norte e Sul) são responsáveis pela medida de partículas carregadas e pela identificação de mísseis no intervalo de rapidez de $1.2 < |y| < 2.2$. Dois ímãs permitem a determinação do momento das partículas carregadas pela deflexão das trajetórias.

O sistema de coordenadas usado para localizar os detectores e as trajetórias das partículas (Veja Figura 3.3) é um sistema cartesiano centrado no ponto de interação, no qual o eixo z é paralelo ao feixe e aponta para o Norte. O ângulo ϕ é calculado em relação ao eixo x , que aponta para o braço oeste. A partir de um sistema de coordenadas que obedeça à regra da mão direita, o eixo y é paralelo à direção vertical.

¹Um evento corresponde a um cruzamento dos feixes.

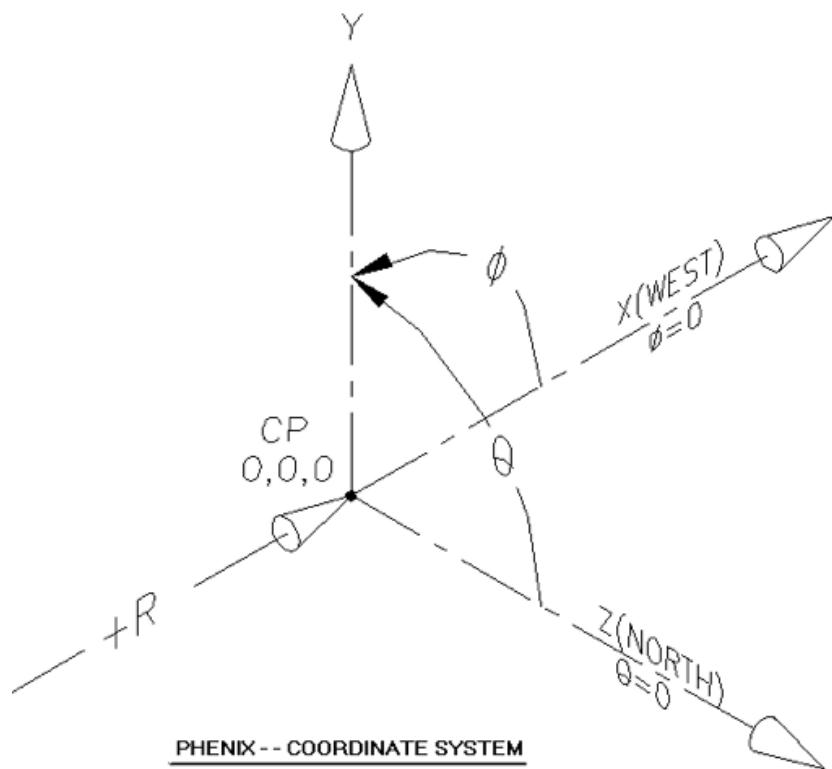


Figura 3.3: Definição do sistema global de coordenadas no Experimento PHENIX.

3.3 Detectores de Luminosidade

3.3.1 Beam Beam Counters - BBC

Os Beam-Beam Counters [81] (BBC) fornecem o tempo da colisão entre os feixes para o detector por tempo de vôo ToF [80] (veja seção 3.7), produzem o sinal para o trigger LVL1 do PHENIX e o vértice da colisão (ZVTX) ao longo do eixo do feixe. Já que a dimensão longitudinal do pacote do feixe para colisões Au + Au no RHIC é projetada para ser um RMS de 25 cm, o tempo de propagação das colisões nucleares poderia ser de até 2 ns. Os BBCs são colocados a 144 centímetros do centro da interação diamante e envolvem o tubo do feixe. Isto corresponde a um intervalo de pseudorapidez de $3.0 < |\eta| < 3.9$ considerando todo a cobertura azimutal. As fotos na Figura 3.4 mostram (a) um detecor; (b) um conjunto de detectores; (c) o BBC montado no detector PHENIX. A média e a diferença dos tempos de chegada (T_1 para o conjunto sul e T_2 para o conjunto norte) das rápidas partículas carregadas provenientes do ponto de colisão e que penetram os conjuntos dos BBC fornecem o tempo de origem (T_0) e a posição do vértice da colisão BbcZvertex:

$$T_0 = \frac{T_1 + T_2}{2} - \frac{|z_{BBC}|}{c} + t_{offset}, \quad (3.4)$$

$$\text{BbcZvertex} = \frac{c \cdot (T_1 - T_2)}{2} + z_{offset}, \quad (3.5)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo.

A identificação de hadrons carregados pelo sistema do ToF exige que sua resolução seja menor do que 100 ps para todo o sistema do ToF, permitindo, assim, uma separação píon-káon de até 2.4 GeV/c com 4σ de desvio padrão. A medida precisa do ToF dá início ao tempo medido pelo BBC e é fundamental para a identificação de hadrons. O BBC é constituído por dois conjuntos idênticos instalados em ambos os lados do ponto de interação ao longo do eixo do feixe, um no lado Norte e outro no lado Sul do ponto de interação do PHENIX.

Cada conjunto é constituído por 64 módulos de contadores que são construídos a partir de radiadores Cherenkov de quartzo fundido de 30 mm de comprimento e fototubos de 1 polegada de diâmetro.

3.3.2 Calorímetro Zero Degree - ZDC

Os ZDCs são calorímetros projetados para a medida de hadrons. Cada ZDC consiste de três módulos de fibras óticas dispostas entre camadas de tungstênio, que correspondem a 1.7 comprimentos de interação nuclear (λ_I) por módulo (veja Figura 3.5). Os ZDCs estão localizados ao longo da direção z a partir do centro do detector PHENIX (veja Figura 3.2). Os ZDCs cobrem $|\eta| > 6$ limitada pelo reduzido espaço entre os tubos dos feixes amarelo e azul. Como os ZDCs são utilizados principalmente para detecção de nêutrons, eles estão posicionados além dos magnetos de deflexão D_X como mostra a Figura 3.5. Estes magnetos são utilizados para dirigir os dois feixes de prótons de volta para os dois anéis do colisor. Isso limita a aceitância do detector para partículas carregadas criadas na direção posterior no evento inicial.

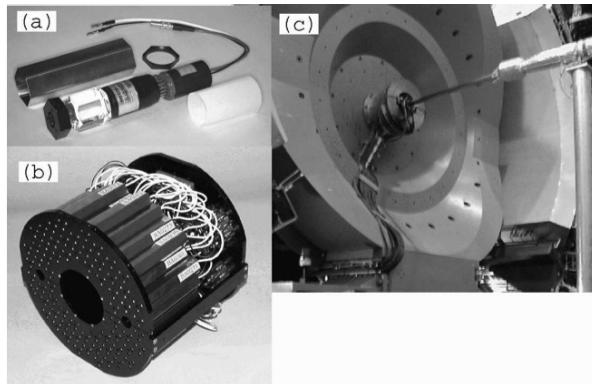


Figura 3.4: (a) Um elemento do BBC: fototubo de uma polegada montado num radiador de quartzo de 3 cm; (b) Um conjunto formado por 64 elementos; e (c) Montagem do BBC no detector PHENIX. O tubo do feixe é visto na foto. O BBC está instalado na estrutura atrás do magneto do espectrômetro central [81].

A posição do vértice z , $B_{bcZ} \text{vertex}$, e o tempo de origem T_0 (Equações 3.5 e 3.4) podem também ser determinadas pelos ZDCs, mas sua resolução temporal é menor, ~ 150 ps e não garantem a mesma qualidade de resolução se comparada aos BBCs.

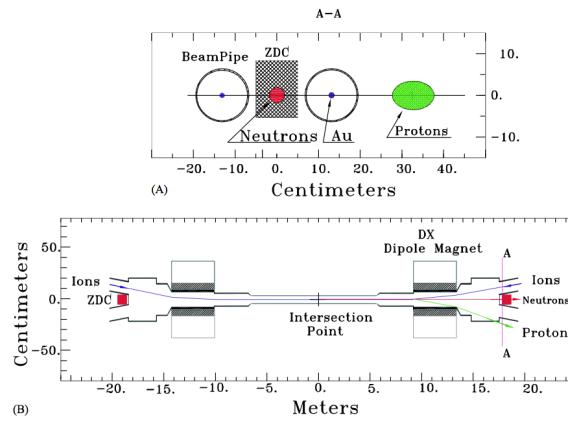


Figura 3.5: Visão da região de colisão e seção da localização do ZDC indicando a deflexão dos prótons e de fragmentos carregados pelo magneto D_X .

3.4 Sistema de Magnetos no PHENIX

O sistema de magnetos do PHENIX é constituído por três ímãs: o magneto central (CM), o do braço de múons norte (MMN) e o do braço de múons sul (MMS) [82]. A disposição dos mesmos aparece na Figura 3.6 e a configuração das linhas de campo durante os *Runs* 5 e 6 na Figura 3.7.

3.4.1 Magneto Central - CM *Central Magnet*

O ímã CM é composto por bobinas independentes e concêntricas que fornecem um campo paralelo ao eixo z . Nos *Runs* 5 e 6, os campos dos dois conjuntos foram es-

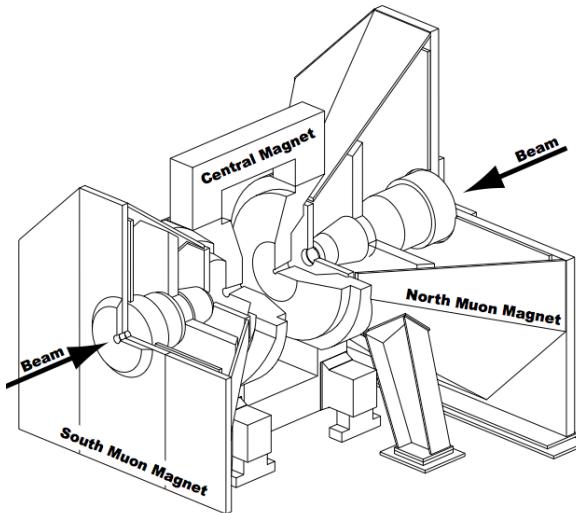


Figura 3.6: Sistema de Magnetos no PHENIX [82].

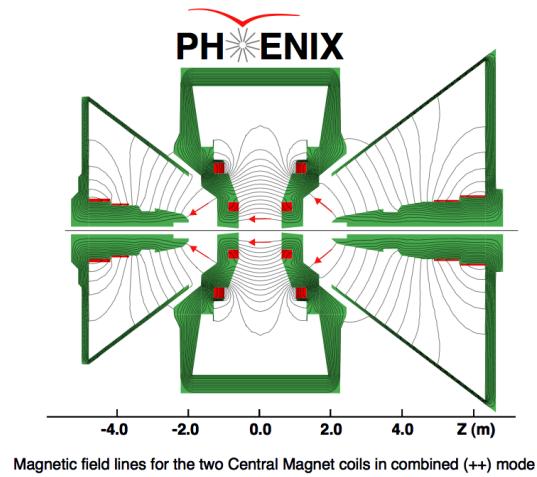


Figura 3.7: Representação das linhas de campo magnético para os dois imãs centrais combinados no modo (++) .

tabelecidos com a mesma polaridade: configuração CM— no *Run 5* e configuração CM++ no *Run 6*, obtendo-se um campo magnético integrado $\int B \cdot dl = 1.15 \text{ T}\cdot\text{m}$. As linhas do campo na configuração CM ++ podem ser vistas na Figura 3.7, juntamente com as linhas dos braços de múons.

O imã foi concebido de modo a se localizar fora da aceitância dos braços centrais. Assim, os pólos do imã central estão localizados em $z = \pm 0.45 \text{ m}$ a partir do centro do PHENIX. O CM também foi concebido de modo que a intensidade seja $\int_{2.4}^{4.0} B \cdot dl < 0.01 \text{ T}\cdot\text{m}$ para $r > 2\text{m}$.

3.4.2 Magnetos do Braço de Múons

Os imãs dos braços de múons utilizam solenóides para a reprodução do campo magnético radial para análise de múons. O MMN (MMS) abrange o intervalo de pseudo-rapidez de $1.1 < \eta < 2.4$ ($-2.2 < \eta < 1.1$) e completa cobertura azimutal. O campo

magnético resultante, (veja Figura 3.7) apresenta uma integral que é aproximadamente proporcional ao ângulo polar. Este é um bom recurso, pois a dinâmica típica de mûons aceita pelo espectrômetro é também proporcional ao ângulo polar.

3.5 Braços Centrais do PHENIX

Os braços centrais do PHENIX são projetados para detectarem partículas carregadas e fôtons. A medida do momento de partículas carregadas é realizada pelas *Drift Chambers* (DC) e pelas *Pad Chambers* (PC) [79]. A medida da energia dos fôtons é realizada pelo calorímetro eletromagnético (*Electromagnetic Calorimeter - EmCal*) [83]. A identificação de partículas carregadas também é realizada [80]. Os detectores de anel de Cherenkov (*Ring Imaging Cherenkov - RICH*) e os calorímetros eletromagnéticos são os dispositivos utilizados para a identificação de elétrons. Os contadores ToF e Aerogel Cherenkov são utilizados para a identificação de hâdrons (π , K , p and d).

3.5.1 *Drift Chambers - DC*

As DCs são usadas para medir as trajetórias das partículas carregadas na direção $r\phi$ e para determinar o momento transverso (p_T) de cada uma delas. O sistema da DC consiste de dois volumes de gás independentes (mistura de 50 % de argônio e 50 % de etano à pressão atmosférica) e cada um deles é construído com uma estrutura de titânio cilíndrica como mostra a Figura 3.8. Cada estrutura é dividida em 20 setores iguais abrangendo 4.5° em ϕ . A DC abrange a aceitância total dos braços centrais, com $\Delta\eta = 0.7$ e $\Delta\phi = 90^\circ$ em cada lado. As paredes frontal e traseira (radialmente falando) são constituídas de finas janelas de alumínio de $125 \mu\text{m}$ de espessura. Esta parede foi concebida para ter um pequeno comprimento de radiação reduzindo o número de conversões de fôtons, já que a DC é o primeiro detector de traço de partículas e o mais próximo do tubo do feixe na direção radial.

Como aparece na Figura 3.9, existem seis tipos de módulos de fios dispostos radialmente em cada setor: X1, U1, V1, X2, U2, V2. Cada módulo contém 4 planos de anodo (denominados de sentido (S)) e 4 de catodo, formando células com um espaço de arrasto de 20-25 mm na direção ϕ . Os fios (S) são separados por fios de potencial (P), e envolvidos por uma porta *gate* (G) e fios *back* (B). Os fios P formam um forte campo elétrico e separam regiões sensíveis de fios individuais S. Os fios G limitam o comprimento da amostra de traços para cerca de 3 mm e encerra linhas de arrasto indesejadas. O fio B apresenta um potencial bastante baixo e encerra a maioria das linhas de arrasto a partir do seu lado, eliminando essencialmente ambigüidades esquerda-direita e diminuindo a taxa de sinal por canal eletrônico de um fator de dois. Os fios X1 e X2 estão paralelos ao tubo do feixe e são os principais elementos para a determinação do p_T de partículas carregadas. Os fios U e V estão dispostos deslocados do paralelismo dos fios X, como pode ser visto à direita da Figura 3.9, fornecendo resolução na direção ϕ . Para se reduzir a ocupância em colisões de íons pesados, o detector é dividido no plano em $z = 0$, com os fios de cada lado fornecendo leitura independente.

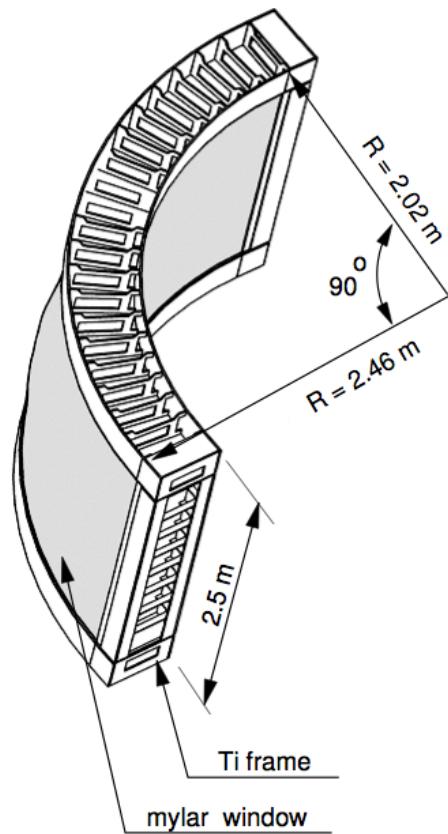


Figura 3.8: Estrutura da *Drift Chamber* [79].

3.5.2 Pad Chambers - PC

As PCs fornecem as posições espaciais tridimensionais que são utilizadas na determinação do momento na direção z (p_z). As PCs são câmaras proporcionais multifios com leitura catódica que formam três camadas distintas (PC1, PC2 e PC3), como mostra a Figura 3.10. A PC1 é a câmara mais interna ocupando 2.47-2.52 m de distância radial a partir do ponto de interação e está situada entre a DC e os detectores RICH a leste e a oeste em ambos os braços. A PC2 só existe no braço oeste e está localizada atrás do RICH em $4.15 < r < 4.21\text{ m}$. A PC3 está localizada em frente ao calorímetro eletromagnético (EmCal) e ocupa $4.91 < r < 4.98\text{ m}$. A PC1 é essencial para a determinação do momento tridimensional, fornecendo a coordenada z na saída da DC. As informações da DC e da PC1 fornecem as trajetórias das partículas em linha reta fora do campo magnético. As PC2 e PC3 são necessárias para determinarem a resolução de ambigüidades nos detectores externos onde cerca de 30% das partículas que atingem o EmCal são produzidas por interações secundárias e decaimentos fora da abertura da DC e da PC1.

Cada detector é constituído por um painel de catodo e um plano de sinal de anodo além de fios de campo. Um catodo é segmentado em um conjunto de pixels como mostra a Figura 3.11. O gás é escolhido para ser uma mistura de 50% de argônio e 50% de etano à pressão atmosférica.

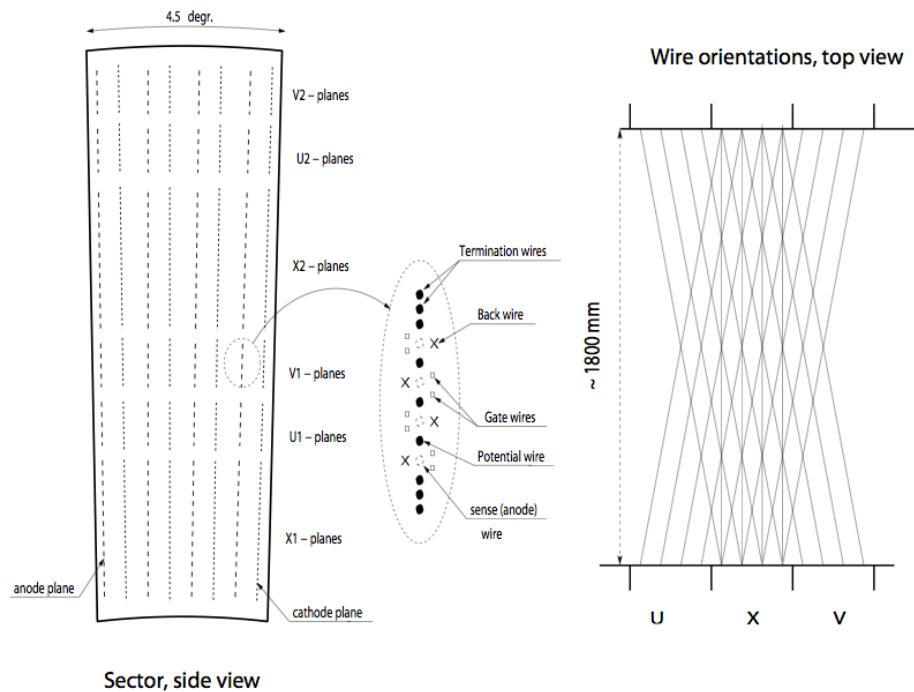


Figura 3.9: (Esquerda) Disposição dos fios em um setor e no interior de um plano de anodo. (Direita) Um diagrama esquemático, visão superior e orientações dos fios na *Drift Chamber*.

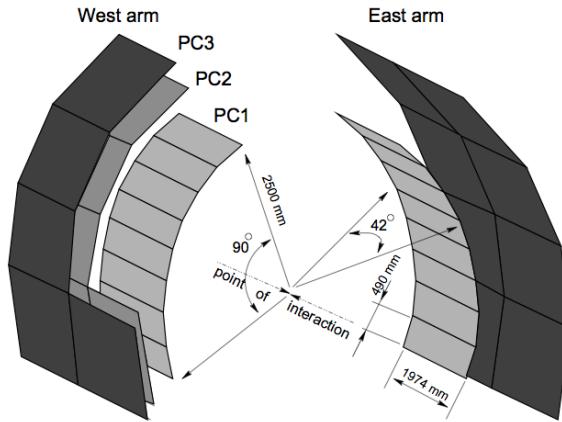


Figura 3.10: *Pad Chambers* (PC1, PC2 and PC3). Vários setores da PC2 e da PC3 no braço oeste foram removidos para tornar a figura mais clara. [79].

3.5.3 Detector de Anel de Cherenkov - RICH

O detector de anel de Cherenkov (*Ring Imaging Cherenkov Detector - RICH*) [84] é um dos dispositivos utilizados na identificação de elétrons entre um grande número de hadrons carregados. Os detectores do RICH, cada um com volume de 40 m^3 , encontram-se em ambos os lados da linha do feixe na posição radial entre 2.5-4.1 m, cobrindo $\theta = 70\text{-}110^\circ$ e 90° em azimute por braço. Espelhos esféricos focalizam a luz de Cherenkov sobre os conjuntos de fototubos situados em cada lado da entrada da janela do RICH. Os fototubos apresentam blindagem eletromagnética que lhes permite

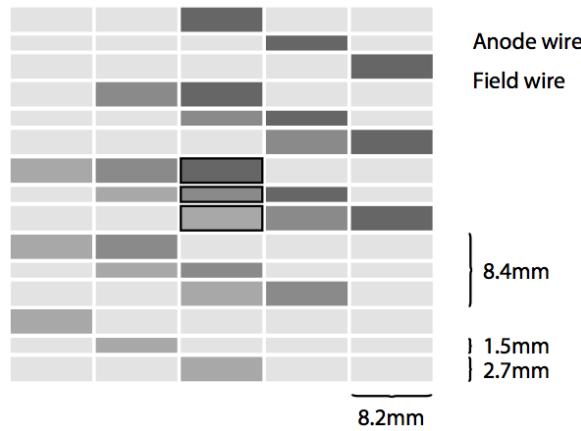


Figura 3.11: Uma célula definida por três pixels aparece no centro da figura [79].

operar num campo magnético limite de 0.01 T.

A Figura 3.12 apresenta uma visão esquemática do RICH. Como a radiação Cherenkov forma um cone, a sua imagem no plano focal será de um anel circular com diâmetro dependendo da velocidade das partículas. Um elétron tipicamente fornece ~ 10 fótons Cherenkov que se focalizam em um círculo no conjunto de fototubos e atingem $\sim 4\text{-}5$ fototubos. O diâmetro do círculo e, portanto, a velocidade da partícula é obtida ajustando-se um círculo aos *hits*² detectados no conjunto de fotomultiplicadoras.

No volume do gás as partículas carregadas que se deslocam mais rapidamente do que a velocidade da luz no gás emitem fótons Cherenkov. Considerando CO₂ como o gás radiador que preenche o RICH, com índice de refração n de 1.000410 a 20°C, a 1 atm, e sendo $\beta = 1/n$ a velocidade de limiar, uma partícula carregada com $\beta\gamma > 35$ emite fótons Cherenkov, onde $\gamma = 1/(1-\beta^2)^{1/2}$. Isto corresponde a 18 MeV/c para elétrons e 4.9 GeV/c para píons.

3.5.4 Calorímetro Eletromagnético - EmCal

O calorímetro eletromagnético (*Electromagnetic Calorimeter - EmCal*) [83] é constituído por quatro setores retangulares em cada braço, conforme a Figura 3.13. Os dois setores mais baixos do braço leste foram usados pelos experimentos WA80 e WA98 no CERN e após modificações foram adicionados ao PHENIX. A tecnologia da sua calorimetria está baseada em radiadores chumbo-vidro (PbGl) enquanto que os restantes seis setores se baseiam na tecnologia de camadas de cintiladores e camadas de chumbo (PbSc).

Os blocos de cada um dos setores do PbSc são constituídos por um módulo retangular de $10.5 \times 10.5 \times 37$ cm ($18 X_0$) a partir de camadas de chumbo de 1.5 mm de espessura que se alternam com camadas de um cintilador de poliestireno de 4 mm como mostra a Figura 3.14.

A luz do cintilador é recolhida por fibras ópticas que correm longitudinalmente através do volume do módulo e é levada para quatro tubos de fotomultiplicadoras na

²Hit: sensibilização de um canal eletrônico que pode ser um tubo, um fio ou uma placa, dependendo do detector.

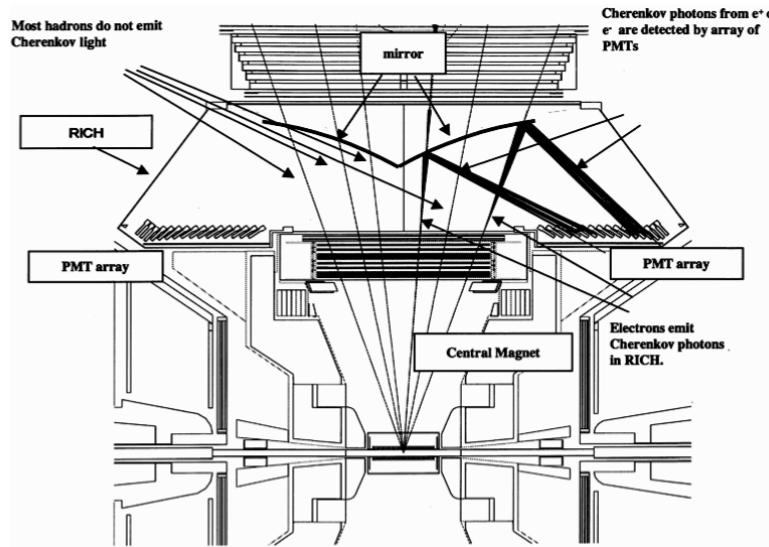


Figura 3.12: Visão do detector RICH [84].

parte traseira. Esta estrutura divide cada módulo em quatro quadrados iguais, denominados torres, a partir das quais a luz é recolhida separadamente pelas fibras.

Cada setor do PbSc é subdividido em 18 ($3\phi \times 6z$) super módulos. Esta divisão ocorre somente por questões de construção. Um super módulo é um arranjo quadrado de 36 (6×6) módulos PbSc, i.e., 12×12 torres. Então há um total de 648 módulos em cada setor do PbSc.

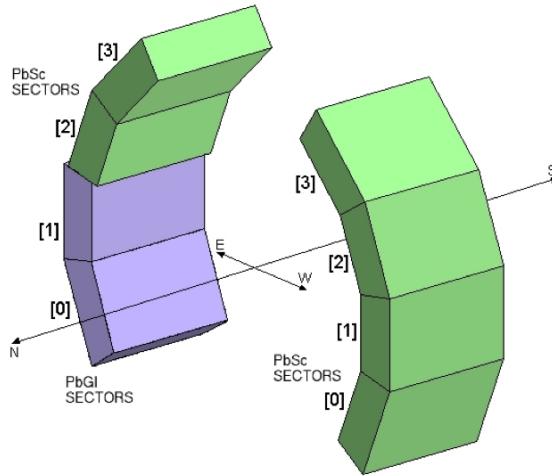


Figura 3.13: Visão tridimensional do calorímetro eletromagnético. Há dois setores PbGl (em azul) e seis setores PbSc (em verde) [83].

O elemento básico dos dois setores de chumbo-vidro (PbGl) é um módulo retangular de $4.0 \times 4.0 \times 40.0$ cm ($16X_0$) que consiste de um cristal. A luz que é emitida pelas partículas do chuveiro é principalmente radiação de Cherenkov e é recolhida por uma fotomultiplicadora na parte traseira.

Resumindo, existem 172 super módulos no EmCal (108 PbSc + 64 PbGl) em dois braços com 4 setores em cada um. A Figura 3.15 mostra a divisão de um setor para

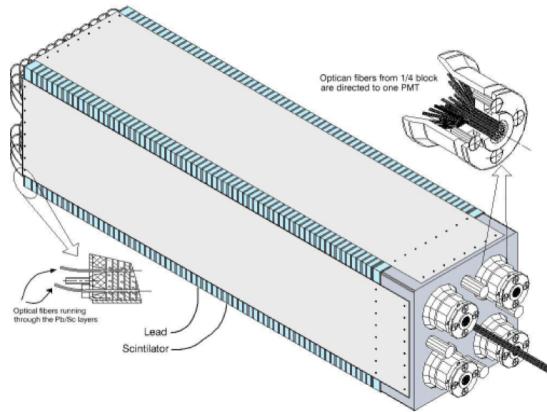


Figura 3.14: Um bloco PbSc.

cada um dos calorímetros: PbSc e PbGl respectivamente.

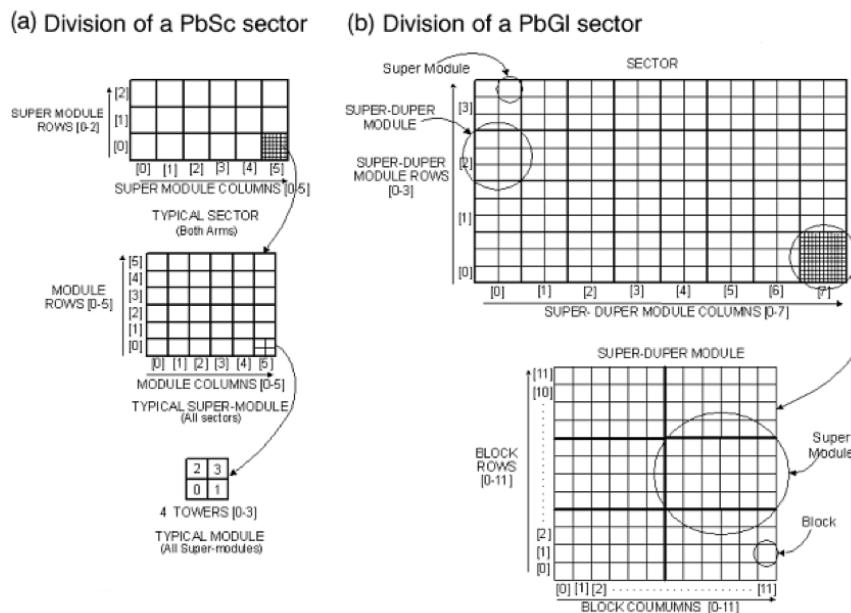


Figura 3.15: A divisão de um setor de (a) PbSc e de (b) PbGl [83].

3.6 Triggers no PHENIX

Devido à limitada luminosidade e à raridade dos eventos físicos de interesse, um número de *triggers* foi projetado para garantir que uma fração significativa destes eventos sejam registrados. Os *triggers* são essencialmente constituídos por dois tipos: de evento, onde um requisito global é atingido, e de partícula, onde o evento apresenta probabilidade de conter uma partícula específica de interesse. Uma seleção aleatória dos eventos a serem registrados durante o experimento implicará na perda da maior parte dos eventos que são relevantes, como por exemplo, para produção de charmonia,

se considerarmos suas pequenas seções de choque, o que aumenta os erros estatísticos nestas medidas de produção.

O *trigger Level -1* (LVL1) do PHENIX desempenha um papel essencial para a detecção da produção de sabor pesado. A produção de sabor pesado pode ser identificada experimentalmente usando por exemplo:

- Elétrons, onde um dos hadrons encontrados no processo de fragmentação decai em um elétron no estado final.
- Coincidências elétron-múon, onde um quark decai em um elétron que é detectado em um dos braços centrais e o outro decai em um muon que é detectado num braço de múons. Este processo é originado na produção de $b\bar{b}$.
- Produção de J/ψ : quarks $c\bar{c}$ se combinam para formar um méson vetorial que decai em um par elétron-pósitron.

O LVL1 combina informações *online* a partir de certos subsistemas e processa o evento, a fim de decidir se este é interessante ou não. Cada subsistema apresenta um trigger lógico local, *Local Level 1* - LL1, que relata a saída para uma unidade central, *Global Level 1*, que irá integrar as informações provenientes de diferentes subsistemas e irá decidir se o evento é interessante ou não. Se for, ele irá enviar um pedido de leitura das informações do evento para cada subsistema. Para a identificação de elétrons, o sistema LL1 se comunica diretamente com o BBC, com o EmCal e com o RICH. O *input* destes detectores é processado por algoritmos do LL1 para produzir um conjunto de dados com bits reduzidos para cada cruzamento de feixe do RHIC.

3.6.1 Triggers BBC Level 1

O principal *trigger* de eventos no PHENIX depende de uma coincidência entre os dois BBCs. Para colisões $p+p$, um requisito mínimo de 1 tubo por lado é necessário. Dois triggers são definidos desta maneira. O primeiro, BBCwide, baseia-se em qualquer coincidência. O segundo, BBCLL1, exige que o evento possa ocorrer em um intervalo limitado em z . Uma posição de vértice z_{BBC} é reconstruída através da equação 3.5 com uma resolução *online* de 5 cm. Para o BBCLL1, um corte *online* de $|z_{BBC}| < 30$ cm é aplicado a todos os eventos em BBCwide.

No PHENIX, o BBCLL1 é definido como o *trigger* de restrição mínima (*Minimum Bias - MB*), que é utilizado para acionar eventos de MB em estudos das variáveis globais, de eficiência de *trigger*, etc.

A seção de choque amostrada pelo BBC $\sigma_{tot}^{pp} \times \epsilon_{MB}^{BBC} = 23.0 \pm 2.2$ mb em colisões $p+p$ [12] é usada nesta dissertação na determinação da luminosidade integrada.

3.6.2 Eletrônica do *trigger* do EmCal

Os sinais analógicos relatados a partir das fotomultiplicadoras de um super módulo são lidas por um cartão, denominado *Front End Module* - (FEM) [85], que é comum tanto para os setores do PbGl como do PbSc. Um FEM contém 36 chips, denominados 'mondo' dispostos num arranjo 6×6 . Cada mundo chip coleta o sinal de 2×2 fotomultiplicadoras, (veja a Figura 3.16) e os sinais das fotomultiplicadoras são passados

por amplificadores de ganho variável (VGA). O papel deste amplificador é calibrar os sinais das fotomultiplicadoras, a fim de ser proporcional à energia depositada na torre e, assim, corrigir efeitos que são resultado de variações na temperatura, no desempenho da fotomultiplicadora, etc. O ganho do VGA é controlado *online* por um sofisticado sistema de monitoramento³.

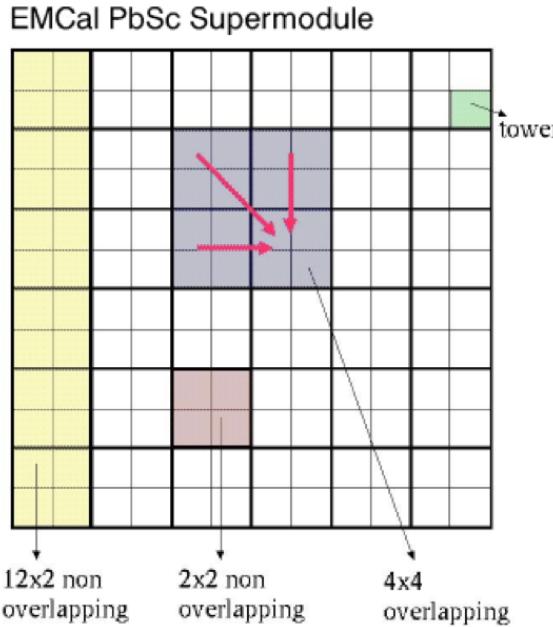


Figura 3.16: Um super módulo do EmCal com todas as possíveis configurações de *tiles* de *trigger*.

Para efeito de *trigger*, os mundo chips realizam uma somatória de quatro sinais analógicos. O resultado, denominado $A_{2 \times 2}$, é enviado para um discriminador onde é comparado com um limiar de sensibilização (*threshold*) que é programável e o mundo chip reporta o bit correspondente ('um' se o sinal for acima do limiar).

Cada mundo chip se comunica com três de seus vizinhos e coleta as somas analógicas deles e ao final junta essa soma com a sua própria. O número resultante, $A_{4 \times 4}$, representa a energia depositada numa região de 16 (4×4) torres. As regiões que correspondem às somas $A_{4 \times 4}$ são sobrepostas (*overlapping*). $A_{4 \times 4}$ é comparado a três limiares de sensibilização programáveis. Deve-se notar que os mundo chips que se encontram na fronteira do super módulo são capazes de se comunicar com os mundo chips do super módulo vizinho. No entanto não há comunicação entre mundo chips de diferentes setores e portanto os *tiles*⁴ 4×4 não são sobrepostos nos limites do setor.

No total, cada mundo chip relata 1+3 bits e o cartão FEM reporta o total de 144 bits. A existência destes limiares de sensibilização programáveis torna possível o disparo de diferentes canais físicos ao mesmo tempo. O FEM também relata a soma analógica de 12×2 torres, mas esta soma $A_{12 \times 2}$, não foi usada nos *Runs* 5 e 6.

³Nos setores do PbSc um sistema laser sonda cada canal de fotomultiplicadora em separado a cada 4 segundos. O sinal resultante da fotomultiplicadora é medido e correções na calibração são feitas. Um sistema similar com LEDs é utilizado nos setores do PbGl.

⁴Um *tile* de *trigger* é uma região onde uma soma analógica é formada antes de ser comparada a um limiar de sensibilização. De agora em diante usaremos a denominação 'conjunto de torres'.

3.6.3 Eletrônica do *trigger* do RICH

A eletrônica do RICH *Front End Electronics* - (FEE) é constituída por oito grades. Cada uma delas contém $5+5$ módulos de unidades de memória analógica AMU⁵ por ADC,⁶ além de um controlador que se comunica com o sistema de aquisição de dados do PHENIX (*Data Acquisition System* - DAQ. Detalhes na Seção 3.9) [85]. Um módulo AMU/ADC é formado por 16 chips e cada chip faz a leitura do sinal analógico de 4 ($1\phi \times 4z$) fotomultiplicadoras. Para efeito de disparo, cada chip realiza a soma do sinal das 4 fotomultiplicadoras. Os resultados de 5 chips são adicionados numa linha analógica na traseira da grade e são lidos pelo módulo do *trigger*. A soma analógica dos 5 chips corresponde a uma região de $5\phi \times 4z$ fotomultiplicadoras e são usados para efeito de *trigger*. Existem 64 conjuntos de torres de *trigger* do RICH em cada conjunto de fotomultiplicadoras e 256 no total. A soma analógica é comparada a um limiar de sensibilização programável e o bit correspondente é enviado pelo módulo de *trigger*. Cada módulo de *trigger* relata 16 bits e a eletrônica de *trigger* do RICH relata um total de 256 bits. Contrariamente ao EmCal, os conjunto de torres no RICH não se sobrepõem.

3.6.4 Trigger EmCal RICH - (ERTLL1)

Se uma partícula atinge o centro de um conjunto de torres de *trigger* 2×2 (veja a Figura 3.17), o desenvolvimento do chuveiro ficará no interior desse conjunto de torres e $A_{2 \times 2}$ representará a energia total da partícula e a probabilidade de que o *trigger* dispare estará no seu máximo [85]. Por outro lado, se uma partícula atingir qualquer lugar nos limites do conjunto de torres, ou no canto de um conjunto de torres 2×2 , o chuveiro será dividido por dois ou quatro conjunto de torres 2×2 e $A_{2 \times 2}$ representará apenas uma parte da energia. Por exemplo, se a partícula atingir exatamente o canto do conjunto de torres, somente um quarto da energia será enviada, ou se atingir exatamente no centro da fronteira apenas metade será registrada. Neste sentido, só é possível fazer a reconstrução da energia total do elétron se somarmos *offline* as energias de todas as torres associadas àquele traço.

No caso de conjuntos de torres de *triggers* 4×4 que se sobrepõem, cada 2×2 contribui com quatro conjuntos de torres 4×4 que se sobrepõem, (veja a Figura 3.17) e mesmo se as partículas atingirem os limites de um conjunto de torres 2×2 , haverá sempre um conjunto de torres que incluirá o chuveiro completo. Então, ao menos um conjunto de torres irá relatar a energia total da partícula sem depender da posição do *hit*.

Assim, o *trigger* LL1 EmCal-RICH (ERTLL1) é capaz de detectar tanto elétrons como fôtons acima de três limiares de sensibilização programáveis ($4 \times 4a$, de 2.1 GeV; $4 \times 4b$, de 2.8 GeV; $4 \times 4c$, de 1.4 GeV) em conjuntos de torres que se sobrepõem e acima de um limiar programável (2×2 de 400 MeV e 600 MeV no *Run* 6, e 2×2 de 400 MeV no *Run* 5) em conjunto de torres que não se sobrepõem. A informação de *trigger* está disponível apenas no nível do super módulo, ou seja, os dados só contêm a informação de qual super módulo gerou o disparo. Isto também significa que só é possível colocar máscaras nos super módulos como um todo no caso de um conjunto de torres de *trigger*

⁵Analog Memory Unit.

⁶Analog to Digital Converter.

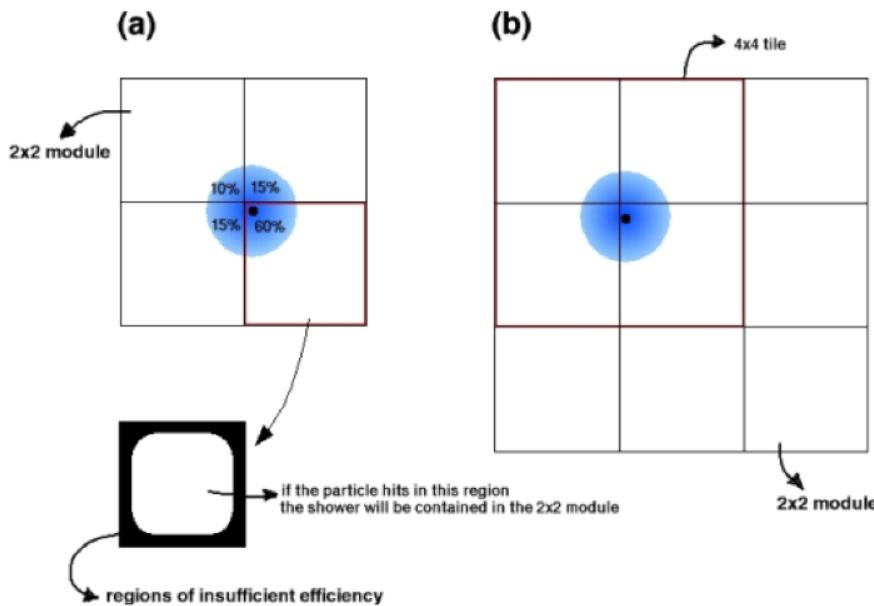


Figura 3.17: (a) Em conjunto de torres 2×2 que se sobrepõem, a probabilidade de que toda a energia da partícula incidente seja reportada é grande no centro e diminui nos limites. Para um certo limiar de sensibilização, existem regiões onde a eficiência cai dramaticamente. (b) Em conjunto de torres 4×4 que se sobrepõem, haverá sempre um conjunto de torres que reportará a energia total da partícula mesmo que esta atinja os limites de um conjunto de torres 2×2 .

apresentar ruído e se os fatores de rejeição ficarem baixos. Isto é possível tanto para o EmCal como para o RICH.

Se um *hit* num conjunto de torres definido por uma soma 4×4 (2×2) no EmCal, um ERTLL1. 4×4 (ERTLL1. 2×2) é disparado. Estes são *triggers* de fótons. Se existir um *hit* no conjunto de torres definido por uma soma 2×2 e se existir um conjunto de torres associado no RICH, um *trigger* de elétrons, ERTLL1.E é disparado. A associação dos conjunto de torres do EmCal com as do RICH é feita a partir de uma tabela denominada *Look Up Table* - (LUT) no módulo ERTLL1.

A Figura 3.18 mostra um traço de elétron ligeiramente defletido pelo campo magnético que atingirá o EmCal e o RICH em locais que estão correlacionados. Esta correlação pode ser obtida a partir de simulação de elétrons e de sua trajetória no PHENIX. Para cada elétron, o *hit* do *trigger* do RICH $5\phi \times 4z$ e o super módulo do EmCal são registrados. Assim, no *trigger* de elétrons, a energia depositada em cada conjunto de torres 2×2 ou 4×4 do EmCal será comparada a um limiar de sensibilização programável, e um bit por super módulo e limiar será registrado pela eletrônica. O mesmo procedimento se aplicará ao RICH, onde os super módulos serão regiões de $5\phi \times 4z$ fotomultiplicadoras. Uma tabela LUT programável analisará as coincidências entre os super módulos do RICH e do EmCal. Todas as combinações possíveis de *hits* nos super módulos serão formadas. Se uma delas existir na tabela programável, o *trigger* de elétrons relata 'um' para a placa do Global Level 1 (GL1) que recebe e combina os dados LL1 para que uma decisão de *trigger* seja tomada.

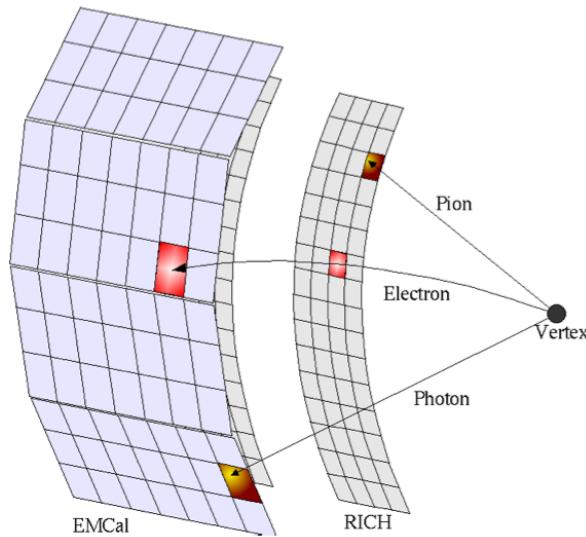


Figura 3.18: Se um elétron registra uma resposta no EmCal e no RICH, haverá uma correlação geométrica entre os *hits* de conjunto de torres de *trigger* nos dois detectores. Em contraste, um píon no RICH e um fóton no EmCal fornecerão *hits* não correlacionados. A correlação geométrica é utilizada como *trigger* de elétrons.

3.6.5 Placas GL1

A taxa média de eventos MB em 2005 (2006) foi de 60 kHz (200 kHz). Mesmo com a alta taxa de tomada de dados com o Sistema de Aquisição de Dados do PHENIX (DAQ) (vide Seção 3.9), que pode registrar até 7 kHz de dados, a maioria dos *triggers* recebem uma pré-escala (somente o n -ésimo evento é registrado). Se se tomar apenas o número de eventos MB com pré-escala, N_{pre} , com escala superior (*scaled up*) dada pelo fator de pré-escala (j), resultando numa luminosidade $L = jN_{pre}$, a incerteza na luminosidade é:

$$\sigma_L = j \sqrt{N_{pre}},$$

já que j é uma constante. Se o número total de *triggers* (N_{tot}) for registrado, então a incerteza na luminosidade assim medida $L' = N_{tot}$ é simplesmente:

$$\sigma_{L'} = \sqrt{N_{tot}}.$$

Se assumirmos:

$$N_{tot} = jN_{pre} + n \quad (3.6)$$

onde $0 < n < j$, então:

$$\sigma_{L'} = \sqrt{jN_{pre} + n} \simeq \sqrt{jN_{pre}} = \frac{\sigma_L}{\sqrt{j}}. \quad (3.7)$$

Dessa forma vemos que a incerteza na luminosidade diminui de um fator de \sqrt{j} se simplesmente definirmos $L = jN_{pre}$.

De maneira a se obter uma melhor medida de luminosidade, um conjunto de placas de escala denominadas GL1 são utilizadas. Estas placas registram o número total de *triggers* por cruzamento de feixe quando o DAQ estava em operação para até quatro tipos diferentes de *triggers*. Para ambos os *Runs* de 2005 e 2006, os *triggers* de MB (BB-CLL1), ZDCnarrow e ZDCwide foram usados. Em 2005, um quarto *trigger* foi usado, o ERT_4×4c, não em coincidência com o *trigger* de MB. Em 2006, o quarto *trigger* foi o CLOCK, que dispara em cada cruzamento de feixe quando o DAQ está em operação independentemente se uma colisão ocorreu.

3.7 Detectores por Tempo de Vôo - ToF

Os detectores por tempo de vôo *Time of Flight Counters* (ToF) [80] realizam a identificação de hadrons carregados. Eles foram projetados para terem uma resolução temporal de $\sim 100\text{ps}$ e atingirem uma separação de partículas até a região de elevado momento ($\text{píon}/\text{káon} < 2.4 \text{ GeV}/c$, $\text{káon}/\text{próton} < 4.0 \text{ GeV}/c$). O detector ToF está localizado a uma distância de 5,1 m do vértice colisão, entre a PC3 e o EmCal no braço leste cobrindo 30° em azimute. O detector é constituído por 10 painéis de paredes. Uma parede consiste de 96 segmentos (ver Figura 3.19), cada um equipado com ripas de plástico cintilador e fotomultiplicadoras que fazem as leituras em ambas as extremidades.

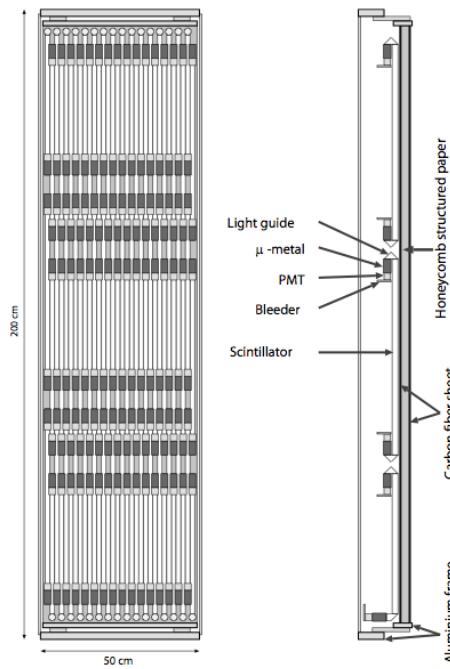


Figura 3.19: Visão esquemática dos componentes de um único painel ToF, que consiste de 96 cintiladores de plástico com tubos de fotomultiplicadoras em ambas as extremidades [80].

3.8 Câmara de Expansão Temporal/ Radiação de Transição TEC/TRD

O TEC-TRD é composto por 48 câmaras proporcionais distribuídas em 4 setores azimutais, 6 radiais e dois no eixo z , conforme Figura 3.20. Cada câmara proporcional é composta por aproximadamente 500 conjuntos de fios catodo1/anodo/catodo2. As câmaras cobrem 90° de ângulo azimutal e 40° de ângulo polar a uma distância do eixo de colisão entre 410 e 457 cm.

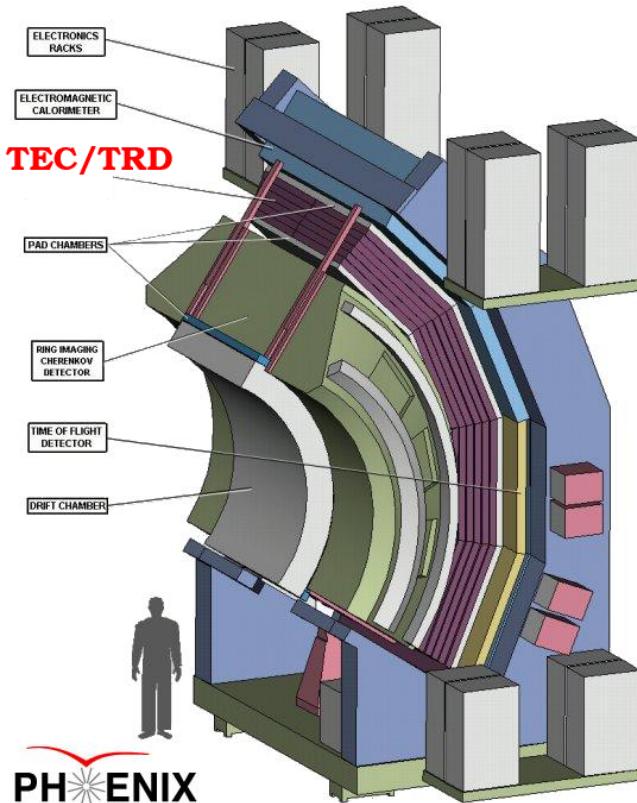


Figura 3.20: Visão do braço leste onde está instalado o TEC/TRD.

Cada câmara proporcional é um módulo radiador-detector como esquematizado na Figura 3.21. Como radiador são usadas fibras de $17\mu m$ de polipropileno e espessura de $5.5cm$. Aplicando a formulação sobre radiação de transição para um meio cujas interfaces distam de acordo com uma distribuição gaussiana em torno de $17\mu m$, e considerando a absorção desses fótons no próprio radiador, obtém-se o espectro de fótons e, consequentemente, um estudo da dependência com o γ da partícula. Partículas carregadas com $\gamma > 1000$ ao atravessarem materiais com constantes dielétricas diferentes produzem um cone de radiação na direção da partícula incidente. Podemos usar essa radiação para selecionar elétrons dentre outras partículas. Píons, por exemplo, só podem atingir $\gamma > 1000$ para momento maior que $100 \text{ GeV}/c$.

Uma mistura de gás é usada como absorvedor e a fração de fótons absorvidos em função da profundidade de penetração dentro da câmara pode ser determinada. Considerando-se que as câmaras do TEC/TRD possuem largura de 3.6 cm, pode-se calcular a quantidade de fótons produzidos e absorvidos por uma câmara.

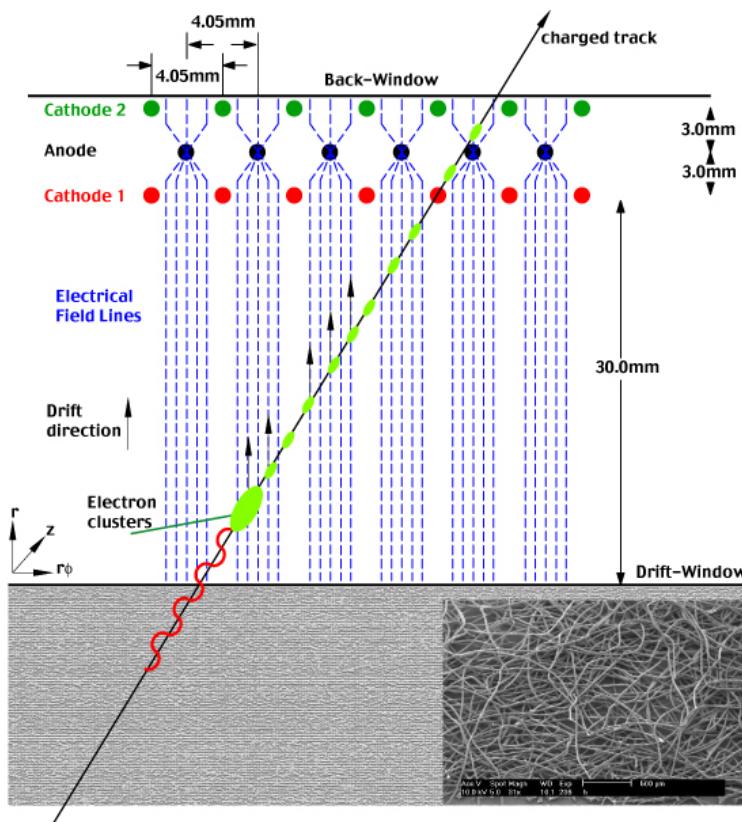


Figura 3.21: Esquema de produção e absorção da radiação de transição no TEC/TRD.

O TEC/TRD mede as partículas carregadas que passam através de sua área ativa e complementa a informação de traços juntamente com as DCs e as PCs, ajudando a resolver complexos padrões de reconhecimento de trajetórias associados a altas multiplicidades de partículas em colisões de íons pesados relativísticos. Melhora a resolução de momento para $p_T \leq 4$ GeV/c em associação com a DC e auxilia na identificação de partículas, principalmente elétrons.

3.8.1 Contadores Aerogel Cherenkov

Uma célula do detector Aerogel Cherenkov é constituída por $22(z) \times 11(\phi) \times 12(r)$ cm³ de aerogel com índice de refração de ~ 1.01 , além de um cubo de integração e 3 fotomultiplicadoras de 3 polegadas. O índice de refração do aerogel permite a distinção entre píons e káons, e entre káons e prótons. O detector cobre a região de $\pi/8(\phi) \times 0.7(\eta)$ no braço oeste.

3.9 Sistema de Aquisição de Dados - DAQ

O sistema de aquisição de dados (DAQ) processa os sinais de cada subsistema, produz decisão de *trigger*, e armazena os dados decididos pelo *trigger* [86]. Uma taxa de armazenamento típica de colisões $p+p$ é de 5 kHz e o tamanho dos eventos com supressão de zeros (*zero suppressed*) é de 40 kbytes para este tipo de colisão e de 160

kbytes para colisões Au + Au . A Figura 3.22 mostra o esquema do fluxo de aquisição de dados.

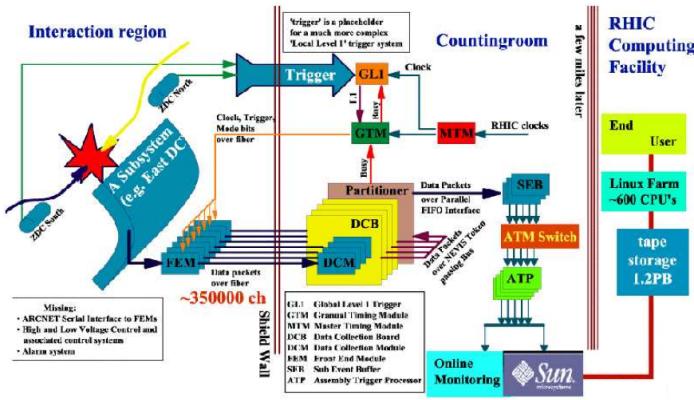


Figura 3.22: Diagrama esquemático do sistema de aquisição de dados.

O controle global do DAQ é fornecido pelo *Master Timing Module* (MTM), pelo *Granule Timing Module* (GTM) e pelo GL1. O MTM recebe um relógio de 9.4 MHz do RHIC mandando-o para o GTM e para o GL1. O GTM entrega o relógio, os controles de comandos (Modo Bits), e o sinal de aceite do evento para os FEMs de cada detector. O GTM aplica um passo de ajuste fino de atraso do relógio de ~ 50 ps, a fim de compensar a diferença de tempo entre os FEMs. O GL1 produz a primeira decisão de *trigger* LVL1, combinando os sinais LVL1 das componentes do detector.

O FEM de cada detector é projetado para converter a resposta analógica dos detectores num sinal digitalizado. Os sinais de *trigger* LVL1 são gerados simultaneamente. A geração de uma decisão global, se um evento deve ser tomado ou não, leva ~ 30 cruzamentos de feixes. Enquanto o sistema do GL1 está tomando uma decisão, os dados do evento são armazenados no FEM. Depois de receber o sinal de aceite, cada FEM começa a digitalizar os dados.

A coleta de dados de cada FEM é realizada por um Módulo Coleta de Dados (DCM), através de um cabo de fibra óptica. O DCMs fornecem o *buffering* dos dados, *zero suppression*, verificação de erros e formatação dos dados. Os DCMs enviam os dados comprimidos para o construtor de eventos (EvB).

O EvB é constituído por 39 buffers de sub evento (SEBs), por Asynchronous Transfer Mode - (ATM) e 52 processadores de *trigger* (ATPs). O SEBs estão à frente do EvB e se comunicam com cada grânulo. O SEBs transferem os dados do seu grânulo para o ATP via ATM, onde a montagem do evento é realizada. O conjunto de dados é armazenado no disco com taxa máxima de alocação de 400 MBytes/s, sendo utilizado para monitoramento *online*.

Capítulo 4

Identificação de Elétrons

O principal objetivo deste capítulo é descrever o processo de identificação de elétrons nos braços centrais do PHENIX. Embora tenhamos feito uma descrição de todos os detectores que compõem os braços centrais no capítulo precedente, não incluímos o TEC/TRD na identificação de elétrons para as medidas de charmonium devido à sua baixa cobertura azimutal. Primeiramente, a técnica utilizada para a reconstrução de traços de partículas e a determinação do momento são descritas. O restante deste capítulo sintetiza as variáveis utilizadas para a identificação de elétrons (para facilitar, elétrons se referem tanto a e^+ como a e^-).

4.1 Reconstrução de Traços e Determinação do Momento

Os traços de partículas no PHENIX são definidos de acordo com *hits* na PC1 e com os dois planos X e UV na DC. A qualidade do traço depende da existência de *hits* em cada um dos planos destes detectores. Embora a qualidade da aceitância varie para diferentes análises, em geral a maioria exige *hits* em todos os planos.

Na maioria dos experimentos¹, detectores de traços são posicionados em regiões de elevado campo magnético de tal forma que pontos múltiplos ao longo do caminho de deflexão são determinados para garantir uma exata medida de momento. No PHENIX, as DCs e as PCs estão fora da região de campo magnético intenso, e portanto, um método diferente é aplicado.

A Figuras 4.1 e 4.2 mostram o método básico para a determinação do momento de um traço nos planos $x-y$ e $z-r$ respectivamente. Partículas carregadas serão defletidas pelo intenso campo magnético. Este campo é significativamente reduzido na região da DC e portanto o traço é praticamente reto. Para a determinação da trajetória e do momento da partícula, as seguintes variáveis são medidas:

- α : ângulo entre a projeção da trajetória no plano $x - y$ e a direção radial no raio de referência da DC de 220 cm;
- ϕ : ângulo azimutal do ponto de intersecção no raio de referência da DC de 220 cm;
- β : ângulo polar do ponto de intersecção no raio de referência da DC de 220 cm;
- zed : coordenada z do ponto de intersecção no raio de referência da DC de 220 cm;
- z_{vertex} posição de intersecção da posição do vértice ao longo do eixo z ;
- p_T : momento transverso;
- θ_0 : ângulo polar da direção inicial;
- ϕ_0 : ângulo azimutal da direção inicial.

¹Isto inclui os braços de múons do PHENIX e no futuro, incluirá os braços centrais após a instalação do detector *Silicon Vertex*.

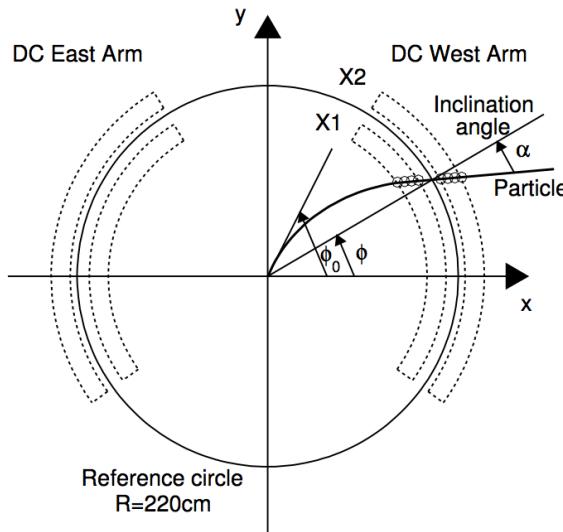


Figura 4.1: Uma ilustração dos parâmetros ϕ_0 , ϕ e α da transformada de Hough para a reconstrução de traços da Drift Chamber (DC) no plano $x - y$. O esboço mostra o volume ativo da DC. Os pequenos círculos representam *hits* na DC ao longo da trajetória da partícula.

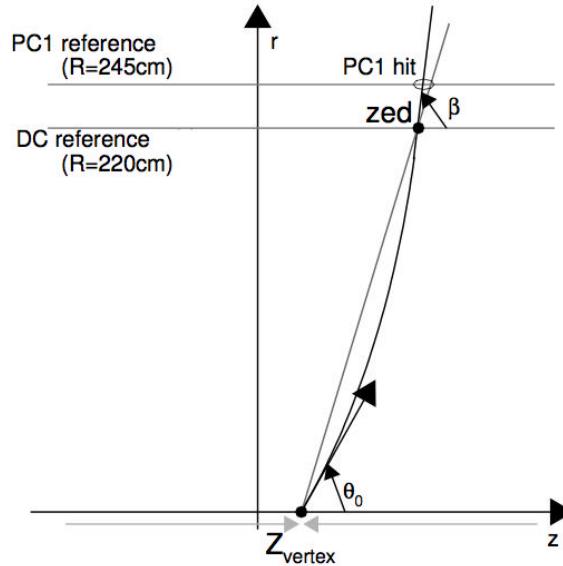


Figura 4.2: Visão esquemática de um traço no plano $r - z$.

4.1.1 Técnica de Reconstrução de Traços

A trajetória de uma partícula é determinada exclusivamente pelas quatro variáveis: p_T , θ_0 , ϕ_0 e z_{vertex} . Estas variáveis são reconstruídas a partir das variáveis α , ϕ , zed e z_{vertex} medidas.

A reconstrução dos traços tem início na procura de *hits* nos fios X1 e X2 da DC no plano $x - y$ (veja a Figura 4.1). Os ângulos α e ϕ são determinados a partir de *hits* na X1 e/ou X2 através da transformada de Hough assumindo-se que as trajetórias sejam linhas retas na DC. A transformada de Hough é um algoritmo geral para encontrar

linhas retas. Qualquer par de *hits* pode ser mapeado para um ponto no espaço definido por α e ϕ .

Os traços são reconstruídos no plano $z - r$ (veja a Figura 4.2) combinando as informações dos *hits* na PC1, dos fios UV e do vértice da colisão (z_{vertex}) medido pelo BBC. A linha reta de um traço no plano $x - y$ é estendida até a PC1. Se existe um *hit* associado e não ambíguo na PC1 dentro de 2 cm no plano $x - y$, o vetor do traço no plano $z - r$ é fixo pela coordenada z do *hit* na PC1 e pelo z_{vertex} . A intersecção dos pontos nos fios UV da DC são calculados. Se os *hits* UV estiverem dentro de 5 cm do traço no plano $r - z$, os *hits* UV serão associados.

Cada traço reconstruído é associado com uma informação de *hit* nos detectores mais externos (PC2, PC3, EmCal e RICH). Na associação com os detectores mais externos, o campo magnético residual não é levado em conta e assume-se que o traço é uma linha reta.

Qualidade do Traço

A qualidade do traço reconstruído é definida utilizando-se informação do *hit* nos fios X e UV da DC e o *hit* associado na PC1. Esta informação é implementada nos dados como uma variável de 6 bits, denominada *quality*, para cada traço. A Tabela 4.1 mostra a definição de *quality*. O melhor caso é aquele em que o operador lógico impõe $quality == 63$ e o segundo melhor caso é $quality == 31$, na qual o *hit* da PC1 é ambíguo, mas o *hit* de UV é único.

bit	decimal	descrição
0	1	<i>hit</i> em X1 é usado
1	2	<i>hit</i> em X2 é usado
2	4	<i>hit</i> em UV é encontrado
3	8	<i>hit</i> em UV é único (sem compartilhamento)
4	16	<i>hit</i> em PC1 é encontrado
5	32	<i>hit</i> em PC1 é único (sem compartilhamento)

Tabela 4.1: Definição de bits da variável *quality*.

4.1.2 Determinação do Momento

A fim de determinar os parâmetros cinemáticos iniciais das partículas carregadas que atravessam o campo magnético, a técnica baseada na tabela de interpolação de rede não-linear é aplicada no PHENIX [79, 80].

As variáveis da integral de campo da rede são z_{vertex} , θ_0 , o momento total p e o raio r no qual a integral de campo $f(p, r, \theta_0, z_{vertex})$ é calculada. Esta integral é gerada explicitamente com a presença de partículas através do mapa do campo magnético medido e numericamente integrada para se obter $f(p, r, \theta_0, z_{vertex})$ para cada ponto da rede.

O momento transverso p_T (GeV/c) e o ângulo α apresentam a seguinte relação:

$$p_T \simeq \frac{K}{\alpha}, \quad (4.1)$$

onde $K \simeq 0.10 \text{ rad GeV/c}$ é a integral de campo nos braços centrais:

$$K = \frac{e}{R} \int B dl, \quad (4.2)$$

e é a carga elementar em unidades híbridas ($e = 0.2998 \text{ GeV/c T}^{-1} m^{-1}$) e R é o raio de referência da DC ($R = 220 \text{ cm}$).

Um processo iterativo é usado para determinar os parâmetros cinemáticos iniciais dos traços reconstruídos assumindo-se inicialmente a Equação 4.1. A resolução de momento é de aproximadamente 1% para traços com $p_T = 1 \text{ GeV/c}$.

4.1.3 Nano Data Summary Table (nDST)

As informações dos traços reconstruídos, os *hits* associados nos detectores e os parâmetros que caracterizam os eventos, como o vértice da colisão, são registrados no *Nano Data Summary Table* nDST.

O momento de um traço é calculado a partir do momento total 'mom', do ângulo polar inicial θ_0 e do ângulo azimutal inicial ϕ_0 :

$$p_z = \text{mom} \cdot \cos(\theta_0), \quad (4.3)$$

$$p_T = \text{mom} \cdot \sin(\theta_0), \quad (4.4)$$

$$p_x = p_T \cdot \cos(\phi_0), \quad (4.5)$$

$$p_y = p_T \cdot \sin(\phi_0) \quad (4.6)$$

4.1.4 Procedimento de Calibração do Desalinhamento do Feixe

Na Seção 4.1.2 descrevemos como p_T é obtido. Às vezes, durante o período de aquisição dos dados, em períodos sem campo magnético, pode-se encontrar $\alpha \neq 0$, mesmo para traços de boa qualidade. A situação ideal seria de $\alpha = 0$, uma vez que não existe deflexão. Utilizando períodos de coleta de dados com ausência de campo magnético pode-se encontrar a distribuição dos traços de partículas em linha reta com o vértice deslocado. Isto é feito observando-se os *hits* em α e ϕ registrados pela DC. Já que se espera que os traços sejam linhas retas nos braços centrais, qualquer dependência em ϕ do traço medido resultará numa indicação numérica do deslocamento do *offset*² do feixe. Na Equação 4.7 a seguir, Δx e Δy fornecem a variação do ponto de colisão do feixe nas direções x e y e em α :

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta y}{R_{DCH}} \sin(\phi) + \frac{\Delta x}{R_{DCH}} \cos(\phi), \quad (4.7)$$

onde $R_{DCH} = 220 \text{ cm}$. Esta variação apresenta duas origens possíveis: desvio do feixe e/ou um desalinhamento das estruturas que movimentam os detectores.

²Parâmetro de calibração, 'zero'.

4.2 Identificação de Elétrons

A identificação de elétrons é feita pelo RICH e pelo EmCal e é descrita nesta seção. A Figura 4.3 mostra uma visão esquemática dos traços de partículas carregadas nos braços centrais.

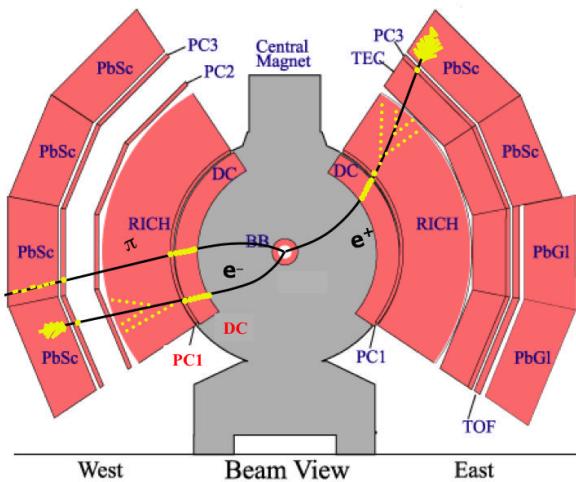


Figura 4.3: Visão esquemática de traços de partículas nos braços centrais.

4.2.1 Identificação de Elétrons com o RICH

Depois da reconstrução dos traços feita pela DC e pela PC1 (traço DC-PC1), os traços são associados com a PC2, com a PC3 e com o EmCal. A associação com o RICH é realizada com a informação de *hit* na PC1 e na PC2 (traço PC1-PC2) no braço oeste e com a PC1 e a PC3 (traço PC1-PC3) no braço leste. Se cada *hit* associado não for encontrado na PC2 e nem na PC3, a posição do *hit* nos detectores mais externos (PC3/EmCal para o braço oeste e EmCal para o leste) ou a projeção dos pontos do traço DC-PC1 são usados na associação com o RICH. Os traços são refletidos pelos espelhos do RICH e são projetados no plano dos fototubos. Os fototubos disparados ao redor dos pontos de projeção dos traços refletidos serão associados aos traços. A Figura 4.4 mostra um esquema de como são definidas as variáveis do RICH, descritas abaixo:

- **n0**: número de fototubos disparados numa área anular nominal ($3.8 \leq r \leq 8.0$ cm);
- **n1**: número de fototubos disparados numa área anular nominal maior ($r \leq 11.0$ cm);
- **npe0**: número de fotoelétrons detectados na área anular nominal;
- **npe1**: número de fotoelétrons detectados na área anular nominal maior;
- **disp**: deslocamento entre o ponto de projeção sobre o plano de fototubos do RICH e a centróide dos fototubos disparados associados;

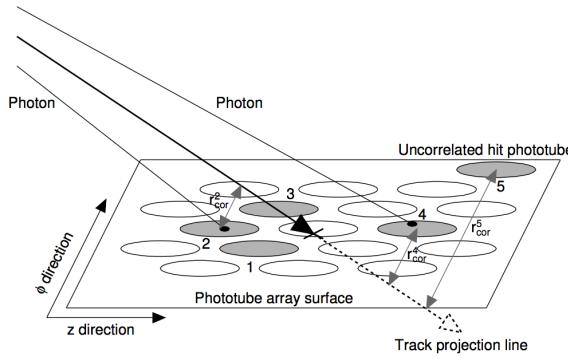


Figura 4.4: Visão esquemática da definição das variáveis que caracterizam um anel do RICH. Uma projeção do traço, quatro fototubos associados e um fototubo não-correlacionado aparecem como exemplo. As distâncias entre o centro dos fototubos 2, 4, 5 que foram disparados e o vetor da projeção do traço estão representados por r_{cor}^2 , r_{cor}^4 , and r_{cor}^5 respectivamente.

- **chi2:** parâmetro da forma do anel.

O parâmetro r_{cor}^i é a distância entre o centro da fototubo i e a projeção do traço. $n0$ é o número de fototubos disparados em:

$$n0 = 3.4 \leq Nr_{cor}^i \leq 8.4 \text{ cm.} \quad (4.8)$$

$n1$ é o número de fototubos disparados em:

$$n1 = Nr_{cor}^i \leq 11.0 \text{ cm.} \quad (4.9)$$

Para ambas as Equações 4.8 e 4.9 um fototubo disparado no RICH significa mais do que 0.2 fotoelétrons. As variáveis $npe0$ e $npe1$ são a somatória do número de fotoelétrons $N_{p.e.}(i)$, de fototubos disparados em $3.4 \leq r_i^{cor} \leq 8.4 \text{ cm}$ e $r_i^{cor} \leq 11.0 \text{ cm}$, respectivamente.

$$npe0 = \sum_{3.4 \leq Nr_{cor}^i \leq 8.4 \text{ cm}} N_{p.e.}(i), \quad (4.10)$$

$$npe1 = \sum_{Nr_{cor}^i \leq 11.0 \text{ cm}} N_{p.e.}(i). \quad (4.11)$$

A posição do centro do anel \vec{R}_{center} , é calculada a partir de uma média ponderada da posição dos fototubos disparados, \vec{R}_i , onde os pesos são $N_{p.e.}$,

$$\vec{R}_{center} = \frac{\sum_{3.4 \leq Nr_{cor}^i \leq 8.4 \text{ cm}} N_{p.e.}(i) \cdot \vec{R}_i}{npe0}. \quad (4.12)$$

A distância entre \vec{R}_{center} e a linha de projeção do traço é definida como sendo a variável **disp**. A variável **chi2** indica a média ponderada do desvio do fototubo disparado tomado a partir do raio do anel ideal $r_0 = 5.9 \text{ cm}$. O peso é o número de fotoelétrons em cada fototubo:

$$\text{chi2} = \frac{\sum_{Nr_{cor}^i \leq 11.0 \text{ cm}} N_{p.e.}(i) \cdot (r_{cor}^i - r_0)^2}{npe1}. \quad (4.13)$$

4.2.2 Identificação de Elétrons com o EmCal

O poder de rejeição de hadrons é reforçado pela associação entre a posição e o momento-energia com os aglomerados do EmCal. A associação da posição é realizada pelas variáveis definidas a seguir:

- **ecore**: energia do chuveiro do EmCal (GeV);
- **dep**: parâmetro de associação energia-momento;
- **emcsdphi_e**: diferença entre a projeção do traço e a posição do aglomerado de energia do EmCal na direção ϕ na superfície do calorímetro normalizada em σ ;
- **emcsdz_e**: diferença entre a projeção do traço e a posição do aglomerado de energia na direção z na superfície do calorímetro normalizada em σ ;
- **dr**: distância entre a projeção do traço e a posição do *hit* no EmCal.

A distância entre o ponto de projeção de um traço reconstruído na superfície do EmCal (**pemcz**, **pemcphi**), e a posição do *hit* (a centróide do chuveiro eletromagnético - **emcz**, **emcphi**) são expressas pelas variáveis **emcdz** e **emcdphi** nas direções z e ϕ , respectivamente:

$$\text{emcdz} = \text{emcz} - \text{pemcz}, \quad (4.14)$$

$$\text{emcdphi} = \text{emcphi} - \text{pemcphi}. \quad (4.15)$$

Os parâmetros **ecore/mom**, **emcdz** e **emcdphi** dependem do momento total, da carga elétrica dos elétrons/pósitrons e da posição do setor do EmCal com relação ao campo magnético residual. Estes parâmetros são normalizados com relação à distribuição normal com valor médio em 0 e σ em 1 por conveniência da análise. As variáveis normalizadas são denominadas **dep**, **emcsdphi_e** e **emcsdz_e**:

$$\text{dep} = \frac{\frac{\text{ecore}}{\text{mom}} - \langle \frac{\text{ecore}}{\text{mom}} \rangle}{\sigma(\frac{\text{ecore}}{\text{mom}})}, \quad (4.16)$$

$$\text{emcdphi_e} = \frac{\text{emcdphi} - \langle \text{emcdphi} \rangle}{\sigma(\text{emcdphi})}, \quad (4.17)$$

$$\text{emcdz_e} = \frac{\text{emcdz} - \langle \text{emcdz} \rangle}{\sigma(\text{emcdz})}. \quad (4.18)$$

A variável **dr** é calculada através de:

$$\text{dr} = \sqrt{\text{emcsdphi_e}^2 + \text{emcsdz_e}^2}. \quad (4.19)$$

O reconhecimento de aglomerados de energia depositada pelas partículas incidentes é realizado obedecendo-se às seguintes etapas:

1. procuram-se domínios formados por torres vizinhas com energia maior que 3 MeV;
2. anotam-se as torres com energia maior que seus vizinhos e acima de 80 MeV;
3. calcula-se a energia total e a centróide a partir da energia depositada nas oito torres que cercam a torre pico;
4. ajusta-se uma distribuição de energia para chuveiros de partículas aos parâmetros obtidos em (3);
5. distribui-se a energia de cada torre dentro do domínio entre os aglomerados definidos em (4);
6. calcula-se a nova energia total e a centróide associada a cada pico. As etapas 4, 5 e 6 são repetidas seis vezes com realimentação dos parâmetros;
7. anotam-se os picos, torres associadas a cada pico e contribuição em energia de cada uma dessas torres aos picos;
8. se a contribuição em energia de um pico for menor que 2 MeV ela é descartada.

O chuveiro de partículas formado nas camadas absorvedoras é fortemente correlacionado com o tipo da partícula incidente, conforme pode ser notado em feixes de partículas com momento conhecido na Figura 4.5. Nota-se que os elétrons depositam a maior parte de sua energia cinética no EmCal enquanto os hadrons depositam apenas uma pequena parcela de sua energia. A variável **dep** pode ser reescrita como:

$$\text{dep} = \frac{E - P}{P} \frac{1}{\sigma_E(E/P)}, \quad (4.20)$$

medida em unidades de $\sigma_E(E/P)$ que é a resolução da medida E/P , onde E é a energia do aglomerado depositado pela partícula incidente no EmCal e P é o momento calculado pelo algoritmo de reconstrução da trajetória. Para elétrons, esperamos que **dep** esteja próximo de zero. São aceitas como candidatos a elétrons partículas com $\text{dep} > -2\sigma_E$.

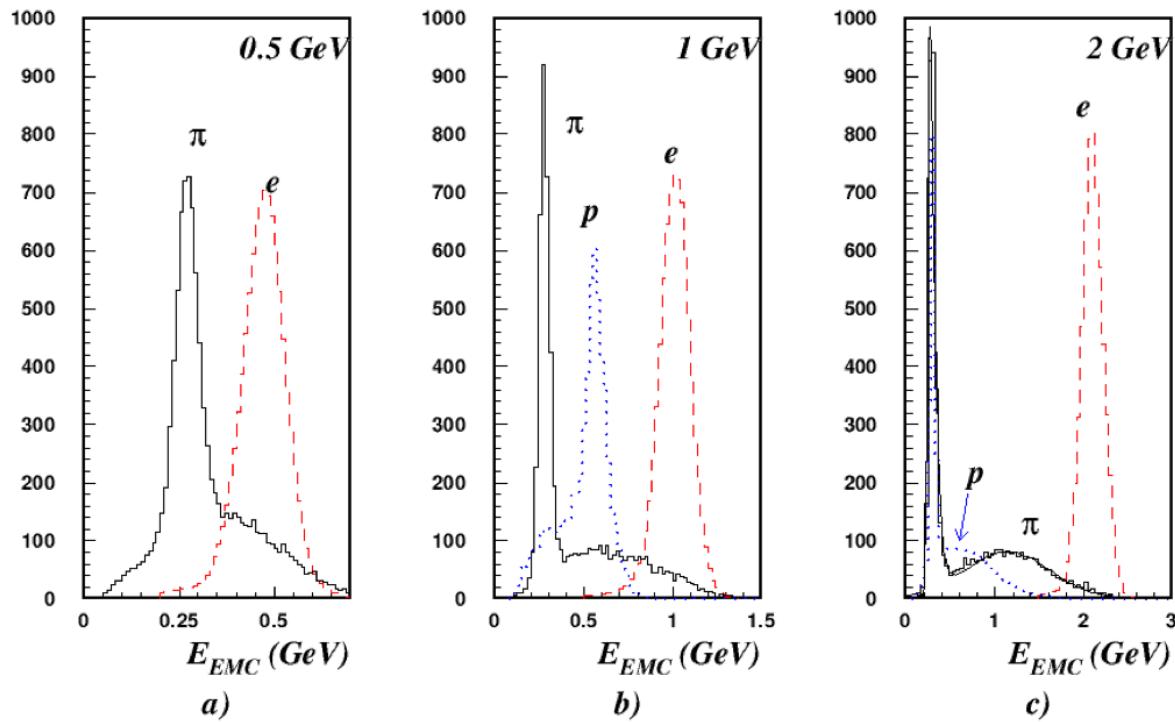


Figura 4.5: Resposta do calorímetro eletromagnético (EmCal) a feixes teste de píons, prótons e elétrons [83].

Capítulo 5

Seleção de Eventos, Estimativas de Aceitância e Eficiência

Neste capítulo abordaremos o procedimento que utilizamos para estimar a aceitância e a eficiência na detecção de charmonium no PHENIX que são essenciais na determinação da produção real a ser abordada no próximo capítulo.

Embora a aceitância geométrica nos braços centrais seja de 35%, veremos que inefficiências e canais mortos trazem uma correção significativa à aceitância do detector. A eficiência depende basicamente da performance dos detectores, do momento da partícula e das áreas ativas.

Essas estimativas também se sustentam no Monte Carlo do PHENIX que simula a resposta do detector às partículas geradas.

5.1 Colisões $p + p$ a $\sqrt{s} = 200$ GeV em 2005 e 2006

Durante o período de colisões de prótons polarizados no *Run 5* de 2005 (16 de abril - 24 junho), e durante o *Run 6* de 2006 (4 de março - 5 de junho), dados de colisões $p+p$ a $\sqrt{s} = 200$ GeV foram coletados com o detector PHENIX. O modo de 111 ‘pacotes’ de prótons (*bunches*), ou seja, um total de 1.35×10^{11} prótons/*bunch* foi utilizado em ambos. O pico de luminosidade atingiu $3.5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. As luminosidades integradas de colisões $p+p$ em função da data para cada um dos *Runs* aparecem nas Figuras 5.1 e 5.2. As luminosidades registradas foram de 3.8 pb^{-1} (*Run 5*) e 10.7 pb^{-1} (*Run 6*).

Vimos na Seção 3.6 que o *Level One Trigger* foi desenvolvido para a seleção e armazenamento somente de eventos de interesse físico. O sistema permite que se combinem independentemente informações de quaisquer subsistemas em 32 modos diferentes e conta ainda com um mecanismo de *downscale* que prioriza eventos raros reduzindo a taxa de armazenamento de outros eventos [86]. As definições dos *triggers* ERT_E e de MB como descritas na Seção 3.6 para colisões $p+p$ são:

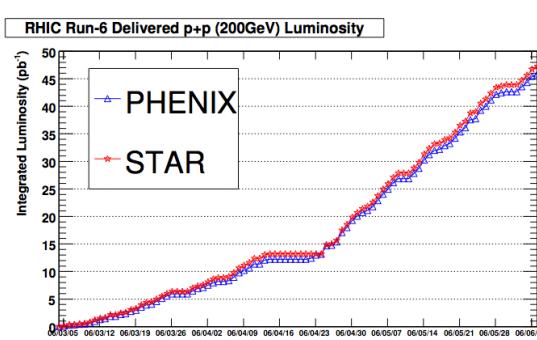
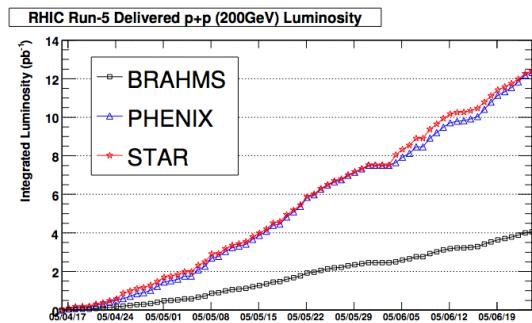
$$MB \equiv BBCLL1(> 0 \text{ tubos}) \quad (5.1)$$

$$ERT_E \equiv ERTLL1_E \cap BBCLL1(> 0 \text{ tubos}) \quad (5.2)$$

onde BBCLL1 (> 0 tubos) significa que ao menos um *hit* é exigido em cada um dos BBCs e que a posição do vértice obtido pelo BBCLL1 *online* na direção z , z_{BBCLL1} , é menor do que 37.5 cm. ERTLL1_E determina a coincidência entre um *hit* no EmCal com depósito de energia acima de um limiar de sensibilização ERTLL1_2×2 e um *hit* no RICH ≥ 3 fotoelétrons. A Tabela 5.1 resume as condições dos *Runs* $p+p$.

<i>Run</i>	polarização do feixe	número do <i>run</i>	polaridade magnética	ERTLL1_2×2 (MeV)
<i>Run 5</i>	longitudinal	166030-179846	CM- -	400
<i>Run 6</i>	transversal	188216-197795	CM++	400
<i>Run 6</i>	longitudinal	198061-199767	CM++	400
<i>Run 6</i>	longitudinal	200000-204612	CM++	600

Tabela 5.1: Polarização do feixe, números de *run*, e limiar de energia de sensibilização do trigger ERTLL1_2×2 nos *Runs* 5 e 6 nos períodos de colisão $p+p$ a 200 GeV.



5.2 Conjunto de Dados

Os eventos foram selecionados com $|z_{vertex}| < 30\text{cm}$ e escaneados para três grupos de *runs* baseados no ERT¹ *trigger* nesta análise do *Run 6* $p+p$: ERT 2x2 a 400 MeV, ERT 2x2 a 600 MeV e ERT 4x4c. Também foram levados em consideração o número de arquivos para análise de dados reais disponíveis no *Analysis Train*², rejeição do grupo de *runs* por falha no cruzamento dos feixes e fator de rejeição do *trigger*.

5.2.1 Informação de Controle do Run

756 *runs* estavam disponíveis para análise do *Run 6*. A Tabela 5.2 mostra o número de eventos encontrados nos arquivos e na base de dados. A diferença entre eles pode ser

¹O *trigger* ERT recebe sinais rápidos dos FEMs do RICH e do EmCal para aceitar eventos contendo candidatos a elétrons ou fôtons. Para que um evento do ERT.E seja aceito, um fototubo no RICH deve ser sensibilizado e a energia no conjunto de torres do EmCal na mesma região fiducial deve ser maior que um limiar pré-determinado. Este limiar depende do fator de rejeição desejado, e nesta análise esse limiar assumiu os valores de 400 MeV e de 600 MeV.

²*Analysis Train* é um método para se executar múltiplos códigos de análise sobre um conjunto de dados. É a única maneira no PHENIX de garantir a obtenção de todos os eventos a partir de um determinado conjunto de dados. A idéia básica do *Analysis Train* é criar uma estrutura que permite ao PHENIX fazer o download de um único conjunto de dados para os discos de uma só vez e, em seguida, executar múltiplos códigos de análise desse conjunto de dados.

atribuída ao recalibrador de cruzamento de feixe. Entretanto, 164 *runs* contêm mais eventos no arquivo de que está registrado na base de dados para ambos os tipos de *trigger*, o que pode indicar algum problema no controle do *Run*. Por outro lado, há números de *run* com uma pequena fração do que está registrado na base de dados, o que sugere falta de segmentos nos arquivos usados para a análise de dados reais.

nome do trigger	eventos no arquivo	dimensionados na base de dados	razão arquivo/base de dados
ERTLL1_E	1017.69M	1032.12M	0.986022
ERTLL1_4x4c	2006.91M	2037.37M	0.985049

Tabela 5.2: Número de eventos no arquivo e no banco de dados.

Números de *run* com as maiores discrepâncias podem ser encontrados na Tabela 5.3.

5.2.2 Número de Eventos de Minimum Bias (MB)

O número de eventos de *trigger* de restrição mínima, minimum bias (MB), escaneados para cada *run* é:

$$N_{scanned} = \frac{N_{BBCLL1} \times (file/database)}{downscale + 1} \quad (5.3)$$

onde

- N_{BBCLL1} é o número de eventos indicado na base de dados para o *trigger* BBCLL1(> 0 tubos);
- $(file/database) = \frac{1}{2} \left(\frac{\text{ERT_E events on file}}{\text{scaled ERT_E events in DB}} + \frac{\text{ERT_4x4c events on file}}{\text{ERT_4x4c events in DB}} \right)$ é a média entre o número de eventos ERT_E e ERT_4x4c encontrados nos arquivos para análise de dados reais e na base de dados;
- fator de *downscale* é obtido da base de dados.³

O número total de eventos escaneados foi 191.413×10^9 . Dentre estes, 157.77×10^9 eventos estavam dentro do corte $|z_{vertex}| < 30$ cm.

Quando nós estávamos tendo discrepâncias na condição de *trigger* para diferentes períodos, nós procedemos com uma verificação extra. A razão entre ERT_E nos arquivos e ERT_E dimensionado na base de dados é 0.986022, e a razão entre ERT_4x4c nos arquivos e ERT_4x4c dimensionado na base de dados é 0.985049. Considerando os 69 *runs* com fator de rejeição *downscale* para ERT_E, a maioria estava fixada com o fator 2, mas havia alguns fixados com o fator 3. De fato, encontramos *runs* com fator de *downscale* diferente para os *triggers* ERT_E e ERT_4x4c. Como só faremos uso do *trigger* ERT_E (que será explicado na seção 5.7), nós não precisamos remover tais *runs* da análise.

³O fator de rejeição era > 0 em 69 *runs* para ERT_E e 47 *runs* para ERT_4x4c.

<i>run</i>	arquivo/base de dados
191100	3.53729
198167	1.6658
195693	1.29359
192999	1.11136
190773	1.10487
191414	1.05126
199754	1.04099
197524	1.03473
199107	0.630427
199545	0.561922
193570	0.551518
201249	0.528332
200795	0.501108
194314	0.444149
198159	0.435562
198980	0.307761

Tabela 5.3: Números de *run* que apresentaram as maiores discrepâncias entre o arquivo e a base de dados.

5.2.3 Seleção de Elétrons

Para a seleção de elétrons é conveniente usar: **emcphimatch**, a distância angular entre a projeção do traço e a posição do *hit* no EmCal, derivada a partir do parâmetro original normalizado emcsdphi_e; e **emczmatch**, a distância entre a projeção do traço e a posição do *hit* no EmCal, derivada a partir do parâmetro original normalizado emcsdz_e. Por exemplo, $|emcphimatch| < 4 \sigma$ exige uma associação circular de 4σ entre o traço e o *hit* no EmCal. Os elétrons foram selecionados com estes cortes:

- momento $> 0.5 \text{ GeV}/c$;
- $n_0 \geq 0$;
- $|emcphimatch| < 4 \sigma$;
- $|emczmatch| < 4 \sigma$;
- $|dep| < 4 \sigma$;
- associação de *hit* ERT no mesmo super módulo ou em super módulos vizinhos.

5.2.4 Requisito de Aceitância

Usando dados CNT⁴_MB, procedemos com uma busca por flutuações na aceitância para cada setor do EmCal. O critério de seleção consistia em encontrar *runs* em cada setor com produção de elétrons de mais ou menos 2σ a partir de 2σ do valor médio do

⁴Central Tracking.

número de elétrons por evento (em azul na Figura 5.3). Os *runs* removidos estão em vermelho: um total de 63 correspondendo a 8.3×10^9 eventos BBCLL1, (4.3% do total dos dados do *Run* 6).

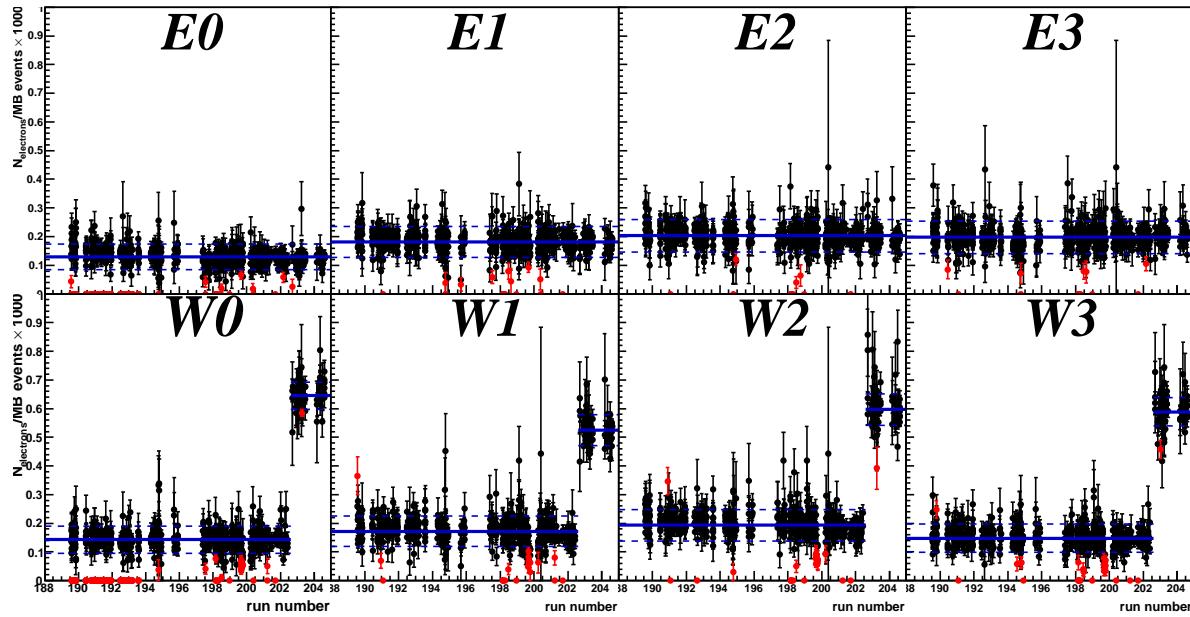


Figura 5.3: Número de elétrons por eventos MB *versus* número de *run*. Em azul: valor médio do número de elétrons por evento. Em vermelho: *runs* removidos.

Os cortes aplicados para a flutuação de aceitância *run* por *run* são:

- $n0 \geq 0$;
- $|emcmatch| < 4 \sigma$;
- $|dep| < 4 \sigma$;
- $0.25 < mom < 5 \text{ GeV}/c$;
- $|z_{vertex}| < 20 \text{ cm}$.

Como se pode notar, uma flutuação significativa aparece devido à instalação do detector HBD (*Hadron Blind Detector*), introduzindo mais material no detector no braço oeste a partir do número de *run* 203600.

Se nós considerarmos grupos pequenos de *runs* contíguos com os mesmos cortes aplicados, não encontraremos mudanças significativas, como aparece na Figura 5.4.

5.2.5 Requisito de Eficiência ERT

Para se executar um estudo de flutuação *run* por *run* em eventos ERT_E, os períodos de *run* foram identificados como ERT_2×2 = 400 MeV, ERT_2×2 = 600 MeV e instalação do protótipo do HBDW.

Assim como no requisito para aceitância, o critério de seleção consistia em encontrar números de *run* com produção de elétrons de mais ou menos 3σ dentro de 3σ do

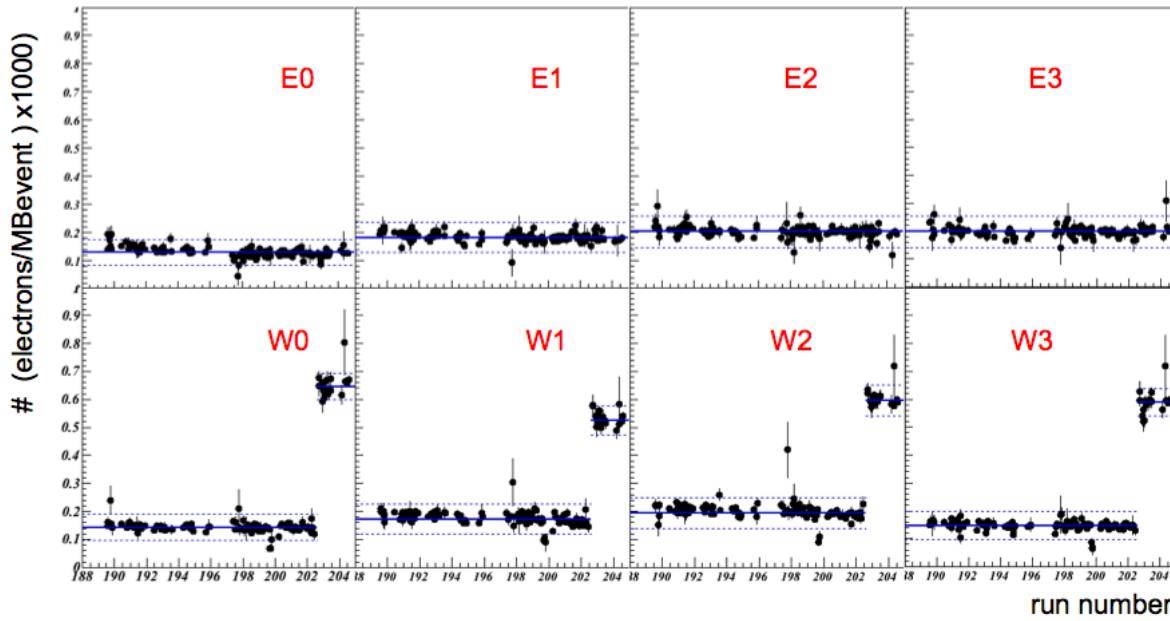


Figura 5.4: Número de elétrons por eventos de MB *versus* número de *run* considerando-se pequenos grupos de *runs* contíguos.

valor médio do período. Estes números de *run* eram portadores de condições ruins de eficiência de *trigger* ERT_E, num total de 66, correspondendo a 11.13×10^9 eventos BBCLL1 (5.8% do total dos dados do Run 6 foram removidos). Na Figura 5.5 pode-se notar os *runs* removidos em vermelho e a flutuação *run* por *run* em eventos ERT_E. Para este estudo utilizamos cortes de identificação de elétrons eID mais ‘restritos’:

- $n_0 \geq 0$;
- $|emcmatch| < 3\sigma$;
- $|dep| < 2\sigma$;
- $0.25 < mom < 5 \text{ GeV}/c$;
- $|z_{vertex}| < 20 \text{ cm}$.

5.2.6 Conjunto Final de Dados

O corte $|z_{vertex}| < 20\text{cm}$ foi usado para comparar elétrons entre dados reais e simulação. Isto foi necessário devido a uma fonte de elétrons de conversão a 25 cm que gera maior produção nos dados reais. Por outro lado, o corte $|z_{vertex}| < 30\text{cm}$ é utilizado para a análise de J/ψ .

Após os cortes de vértice e a remoção dos *runs* que não atenderam aos pré-requisitos de eficiência, o número de eventos escaneados e analisados para cada grupo de *trigger* ERT aparece na Tabela 5.4.

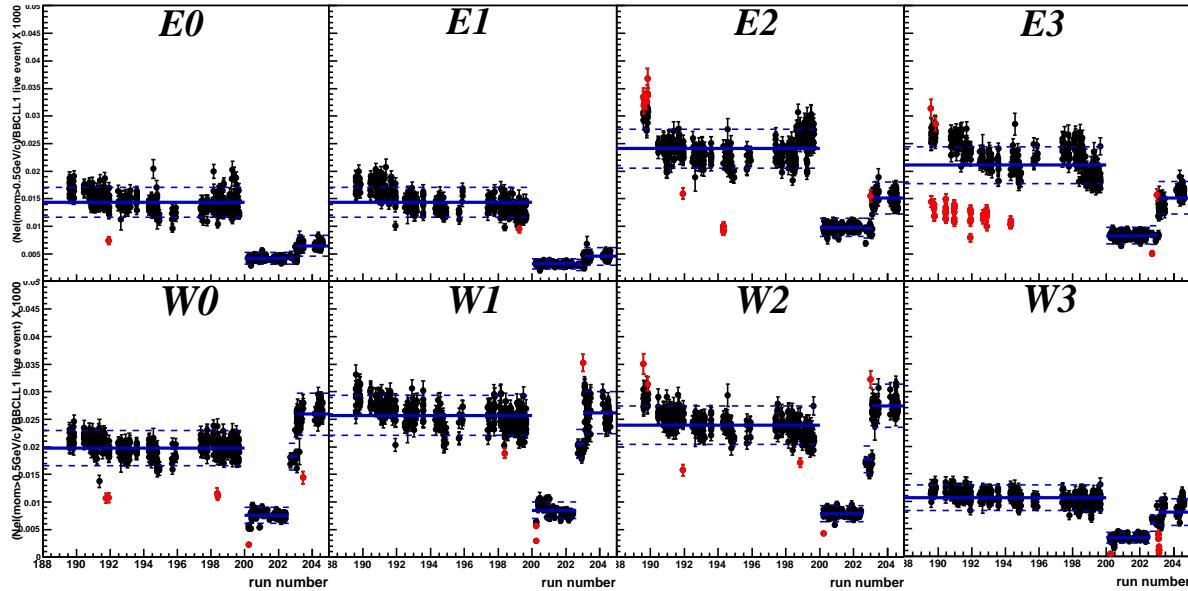


Figura 5.5: Número de elétrons/BBCLL1 *live events* versus número de *run*: flutuação *run* por *run* em eventos ERT_E.

	sem corte de vértice ($\times 10^9$)	$ z_{vertex} < 30\text{cm} (\times 10^9)$
ERT_E 400MeV	90.416	73.959
ERT_E 600MeV	63.700	52.680
ERT_E 600MeV+masks	19.790	16.637
ERT_4x4c	171.764	140.846

Tabela 5.4: Conjunto de dados final usado nesta análise para cada grupo de trigger ERT.

5.3 Simulação Monte Carlo no PHENIX: PISA

Quando dois pacotes (*bunches*) de prótons chegam ao mesmo tempo na área de interação pares pp podem interagir. Uma única interação entre dois prótons provenientes dos feixes é denominada evento. Um evento é caracterizado pela posição da interação, a energia no referencial do centro de massa, o momento e identidade das partículas que emergem da colisão. Geradores de eventos são códigos Monte Carlo cuja função é a de simular eventos experimentais baseados em certas prerrogativas de modelos além de dados experimentais existentes. O *output* do gerador de eventos é uma lista de todos os estados finais de partículas acompanhadas de sua energia, momento e obviamente o tipo. Geradores de eventos conhecidos são: PYTHIA [87], HIJET, HIJING, FRITIOF, VENUS, etc. Típicos geradores de eventos permitem o controle de subprocessos que ocorrem num evento, de tal forma que o usuário pode explicitamente selecionar o subprocesso que contribui para a amostra de evento simulado. Isto é particularmente importante para processos raros como a medida de charmonium, caso contrário um número especialmente grande de eventos *minimum bias* seriam necessários para se alcançar a estatística necessária.

O PISA, *PHENIX Integrated Simulation Application* é um código de simulação base-

ado no GEANT3 [88] que leva em conta a geometria, o material e o campo magnético do detector além de rastrear as partículas através das componentes do mesmo. Este código cria dados a partir de geradores de eventos que apresentam o mesmo formato dos dados reais. A razão entre as partículas encontradas nos dados reconstruídos produzidos pelo PISA e a fonte de partículas utilizada correspondem ao produto da aceitância e da eficiência (no Apêndice D encontra-se o detalhamento de um processo do PISA). Cada passo da simulação é descrito na próxima seção.

O *input* para o PISA são partículas simuladas com total coberturas geométrica e cinemática. O *output* do pacote do PISA é denominado *hit files* e para cada subsistema este contém informação detalhada evento por evento do tipo da partícula, tempo de vôo, posição, energia e momento à medida que esta atravessa o detector. Em seguida, os *hit files* são processados pelo software do sistema *offline* do PHENIX. A primeira fase do processamento é o módulo de resposta do detector para todos os subsistemas. No módulo de resposta do detector, a informação de software obtida sobre o traço da partícula pelo GEANT através de cada subsistema é convertida em sinais simulados do detector. Este sinais simulados são muito parecidos com os sinais reais do detector que aparecem nos PRDFs (*PHENIX Raw Data Format*) de dados reais obtidos pelo sistema *online* enquanto o PHENIX toma dados. O procedimento para se gerar um arquivo DST simulado diretamente de um PISA *hits file* é similar ao procedimento para gerar um PISA *hits file*. Primeiro cria-se um diretório de trabalho denominando-o `pisaToDST` e com comandos específicos rodam-se macros apropriadas. Posteriormente, estes sinais simulados do detector são processados pelo mesmo software que reconstrói os arquivos de dados reais em informação física útil adequada para software de análise.

5.3.1 Simulador de Partículas

Geramos aproximadamente cinco milhões de decaimentos de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ com as seguintes distribuições para os parâmetros:

- direção ϕ uniforme: $0 < \phi < 2\pi$;
- rapidez y uniforme: $-0.5 < y < 0.5$;
- vértice z uniforme: $-40 < z_{vertex} < 40$ cm;
- momento transverso uniforme: $0 < p_T < 10$ GeV/c;
- configuração de campo magnético: CM++;
- áreas mortas + *gaps* fiduciais descritos na Seção 5.4.5;
- Recalibradores de simulação para o EmCal e para a PC3: `EmcTrkMatchingSim`-`RecalReco` e `PC3TrkRecalRecoSim`.

Em dados reais, apenas uma fração muito pequena dos elétrons é originária de ressonâncias (J/ψ , ψ' , ϕ , ω , ρ). Inconsistências cinemáticas podem ocorrer quando J/ψ s simulados são comparados com dados reais de elétrons. A fim de fazer uma

comparação mais realista, elétrons e pósitrons são também simulados e este procedimento está descrito na Seção 5.5.

Somente uma partícula é gerada em cada evento. Ao fazê-lo, evitam-se efeitos de ocupância do detector na simulação.

5.3.2 Simulação de Eventos no PISA

Como um primeiro passo, o PISA vai simular todos os decaimentos das partículas primárias em partículas secundárias através do seu decaimento no vácuo ou através de materiais. Cada partícula primária ou secundária possui uma cinemática intrínseca. Quando as partículas atravessam algum material elas podem perder energia, produzir outras partículas e /ou disparar uma determinada área ativa. O código do PISA acessa as informações de dimensões e de cada composição de material ativo ou passivo encontrado na região de interação. Os dados processados são organizados em ntuplas⁵ de traços de todas as partículas introduzidas ou geradas pelo PISA.

Numa segunda etapa, verifica-se quais canais electrônicos são disparados pelas partículas produzidas pelo PISA. O banco de *hits* de saída provenientes dos canais disparados é traduzido num sinal bruto similar ao que encontramos nos dados reais. Neste processo, as áreas mortas (ver Seção 5.4) e as eficiências inerentes à performance do detector são introduzidas. Os dados simulados são calibrados de forma a corresponder às distribuições reais dos parâmetros. Por último, os dados brutos podem ser reconstruídos pelo mesmo código utilizado para reconstruir dados reais.

5.4 Identificação de Áreas Mortas

Devido ao fato da aceitância não ter apresentado nenhuma variação significativa, (veja Figura 5.4), tomamos pequenas amostras igualmente espaçadas de todo o *Run* 6 para obtermos as áreas mortas. Assim, produzimos *hits* DST para DC, EmCal, PC e RICH usando um arquivo PRDF de cada um para os 40 *runs* selecionados. No Apêndice B indicamos como fizemos a aplicação de áreas mortas na cadeia pisaToDST.

Seguindo o procedimento proposto, histogramas de ocupância foram gerados a partir desses *hits* DST. As Figuras 5.6, 5.7, 5.8 e 5.9 mostram a ocupância do detector para cada um dos subsistemas mencionados e o histograma correspondente, mas agora obtido através de simulação de elétrons, após rejeição das áreas mortas.

5.4.1 Atividade nos Fios da DC

Fios com menos do que 4σ s do valor médio de atividade⁶ para cada plano foram considerados mortos. Os números de planos correspondem a:

- X1: plano < 12;
- X2: $19 < \text{plano} < 32$;

⁵Uma *n*-tupla, por vezes, denominada ‘tupla’ quando o número *n* é conhecido, é uma outra palavra para uma lista, ou seja, um conjunto ordenado de *n* elementos. Ela pode ser interpretada como um vetor, ou mais especificamente, um *n*-vetor.

⁶Frequência de *hit*.

- UV1: $12 < \text{plano} < 20$;
- UV2: $\text{plano} \geq 32$.

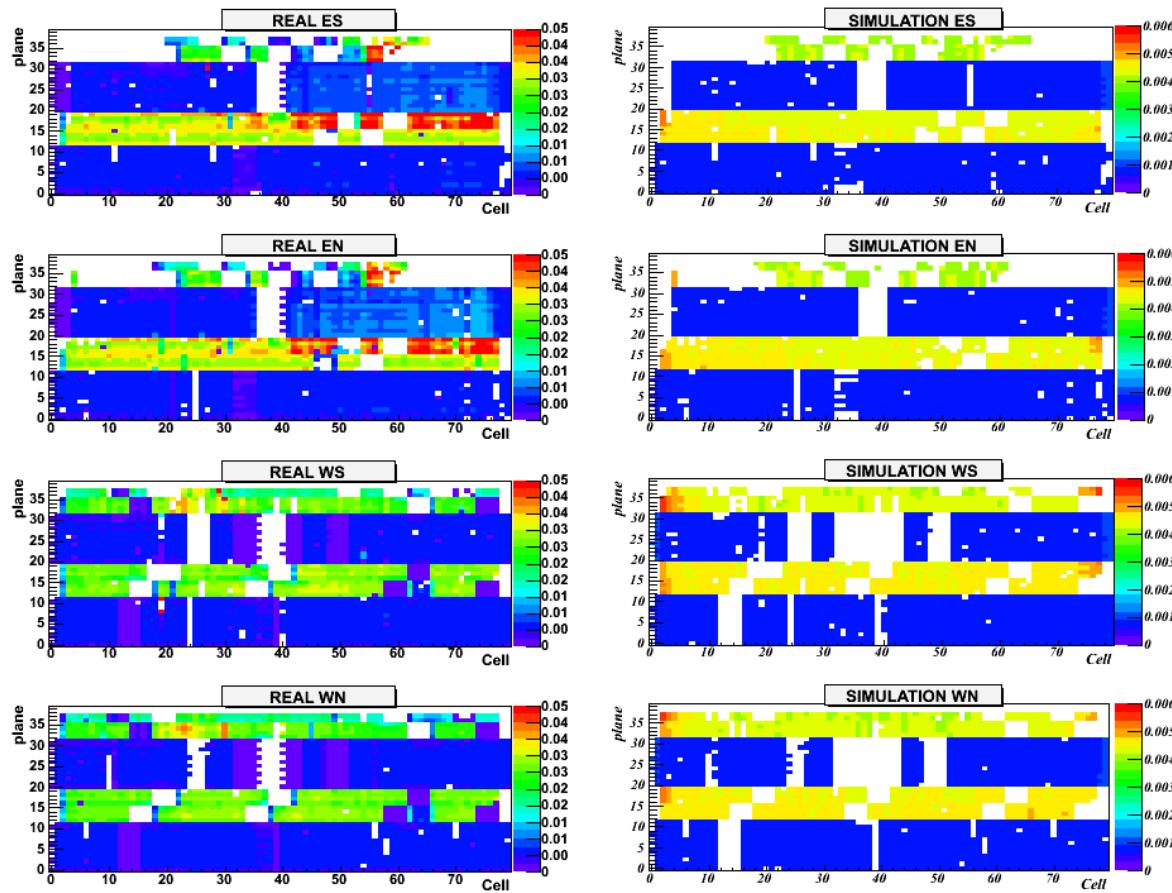


Figura 5.6: Atividade dos fios da Drift Chamber e simulação após aplicação dos canais mortos.

5.4.2 Atividade nos Segmentos da PC

A atividade nos segmentos da PC aparecem na Figura 5.7. Se um ROC (*Read Out Card*)⁷ apresentar menos do que 4σ da atividade média é considerado morto. Somente ROCS mortos foram implementados na simulação.

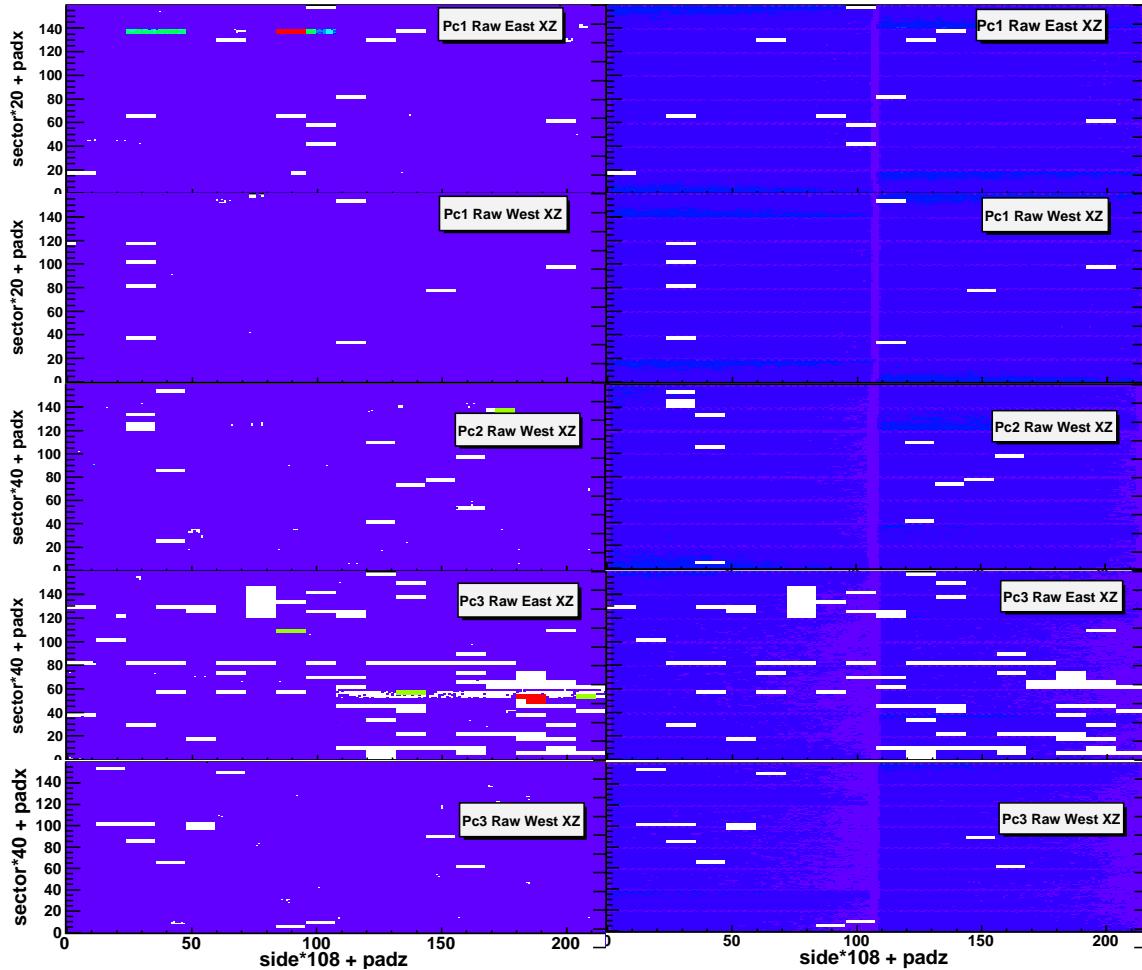


Figura 5.7: À esquerda: Atividade dos segmentos da Pad Chamber em dados reais. À direita: simulação correspondente após introdução de planos mortos.

⁷Cada *Pad Chamber* é servida por 90 ROCs, cada ROC serve 3 chips, cada chip 16 canais e cada canal serve 9 pads. Cada câmara representa 388880 pads. Há 8 PC3 e 8 PC1 no lado leste, e 8 PC1, 8 PC2 e 8 PC3 no lado oeste. Num total de 40 câmaras, há 3600 ROCs.

5.4.3 Atividade nas Torres do EmCal

A atividade das torres do EmCal aparece na Figura 5.8. Torres com menos do que 4σ de atividade mínima foram consideradas mortas.

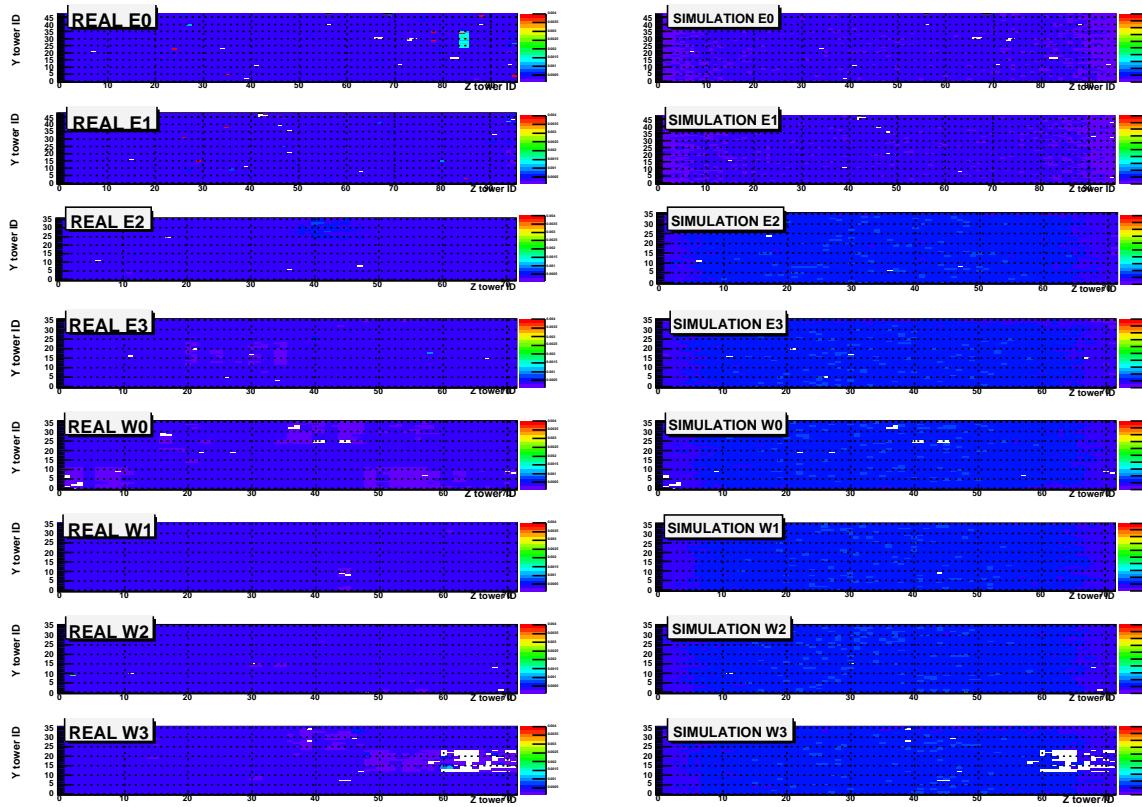


Figura 5.8: À esquerda: Atividade nas torres do EmCal em dados reais. À direita: simulação correspondente após a implementação das torres mortas.

5.4.4 Atividade nas Fotomultiplicadoras (PMTs) do RICH

Fotomultiplicadoras (PMTs) do RICH com menos do que 4σ do valor médio do número de *hits* por evento foram consideradas mortas como mostra a Figura 5.9. A Figura 5.10 mostra a comparação feita através de simulação após a aplicação das PMTs mortas, implementadas por um módulo adicional na cadeia pisaToDST do PHENIX.

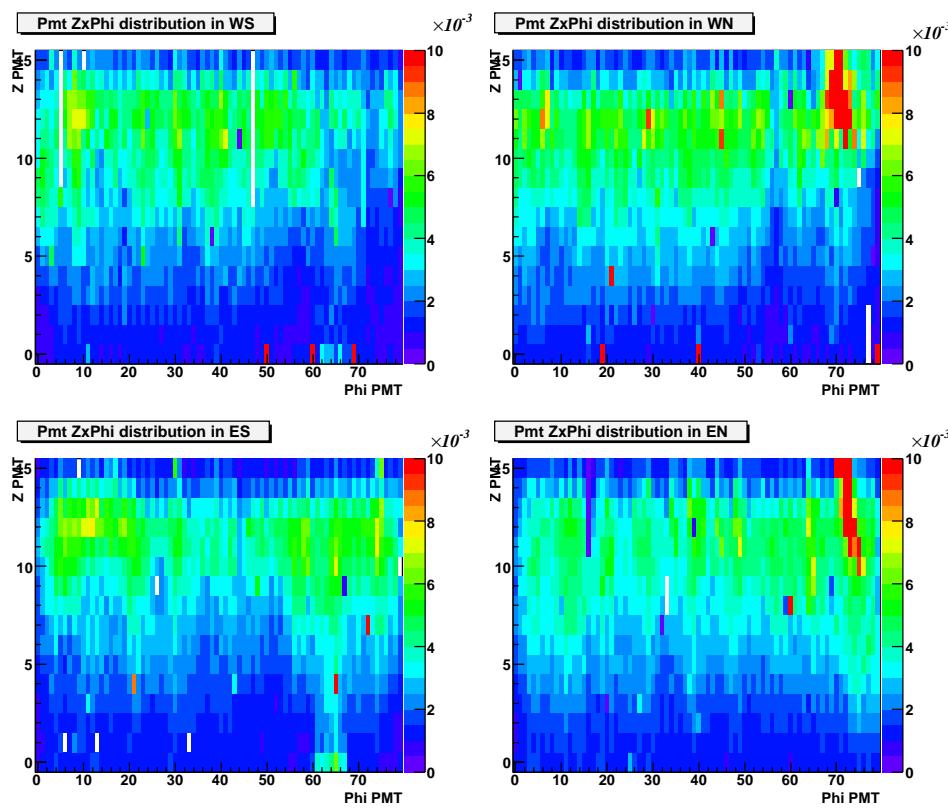


Figura 5.9: Atividade das PMTs do RICH em dados reais.

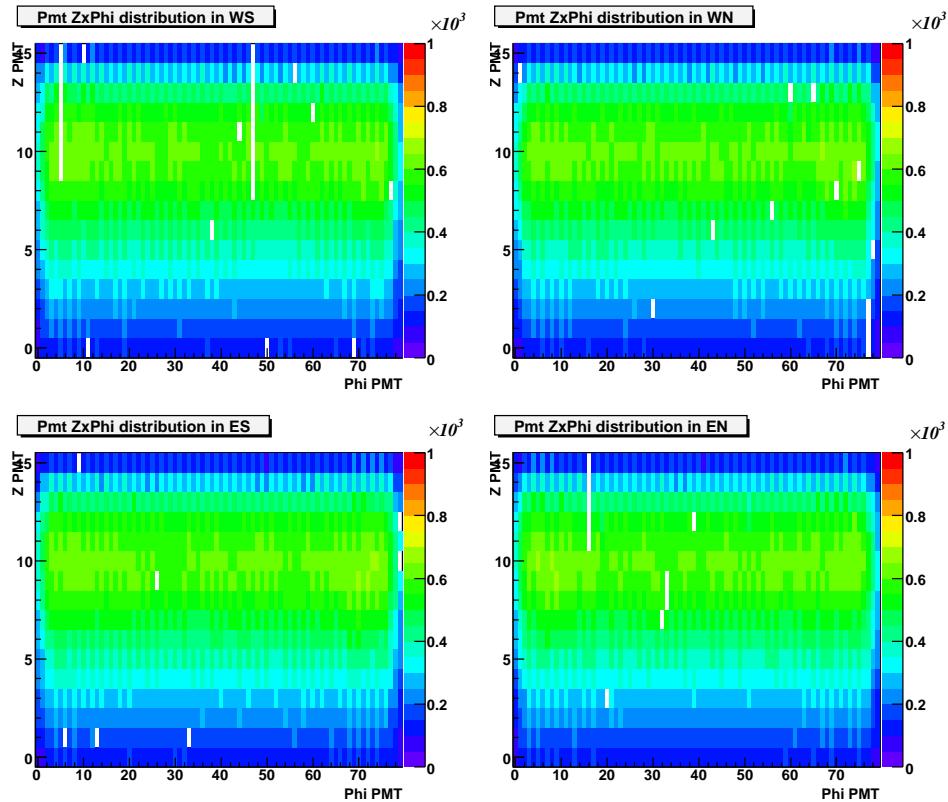


Figura 5.10: Simulação das PMTs do RICH.

5.4.5 Corte fiducial nos *Gaps* da DC e do RICH

Mesmo apóis a implementação das áreas mortas, regiões inativas ao redor de $z \approx 0$ não estão implementadas no PISA. Estes *gaps* remanescentes se localizam entre o RICH e a PC3 e entre a DC e a PC1. As Figuras 5.11 e 5.12 mostram as áreas de baixa eficiência que são vistas na correlação entre $\cos \theta$ e vértice z nos dados reais. As partículas cujos traços atravessam essas regiões de baixa eficiência são rejeitadas na simulação. Por consistência, os mesmos critérios de rejeição foram aplicados aos dados reais.

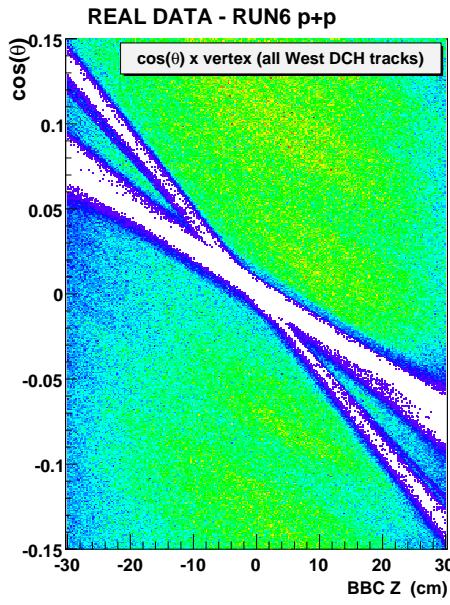


Figura 5.11: Distribuição fiducial mostrando gaps na DC e no RICH nos dados reais.

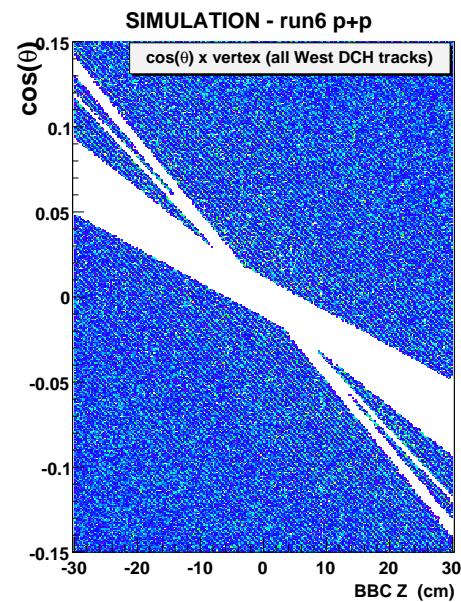


Figura 5.12: Distribuição fiducial mostrando gaps na DC e no RICH gaps introduzidos na simulação.

5.5 Simulação de Elétrons

Nesta seção procedemos com a simulação de elétrons para estimar a aceitância e a eficiência na detecção de charmonium no PHENIX. Passamos a comparar a amostra de dados reais com a simulação:

1. Dados reais de MB

347×10^3 elétrons e pósitrons (e^+e^-) provenientes de 182×10^6 eventos nos dados CNT_MB, sem a instalação do protótipo HBDW.

2. Simulação de elétrons e pósitrons (e^\pm)

4×10^6 (e^+e^-) foram simulados com distribuições uniformes:

- $0.1 < 1/\text{mom} < 5 \text{ GeV}/c^{-1}$;
- $0 < \phi < 2\pi$;
- $|y| < 0.4$;
- z_{vertex} gaussiano de 22 cm.

Esta última escolha está baseada no seguinte exercício: tomamos uma distribuição de BBCzvertex em dados reais para dois números de *run* de colisões Au + Au no *Run 7* e ajustamos ambas com uma gaussiana. A distribuição parece gaussiana (entre ± 30 cm) e as larguras extraídas a partir do ajuste são de 26.06 cm e 24.73 cm, respectivamente Figuras 5.13 e 5.14.

Os mesmos cortes para identificação de elétrons (eID) foram aplicados tanto aos dados reais como para a simulação:

- $|z_{\text{vertex}}| < 30$ cm;
- $n_0 \geq 0$;
- $|\text{dep}| < 2\sigma$;
- $|\text{emcmatch}| < 3\sigma$;
- corte fiducial.

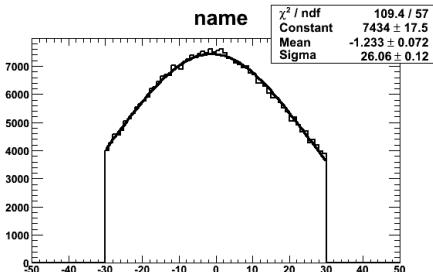


Figura 5.13: Distribuição BBCzvertex em dados reais de colisões Au + Au para o número de *run* 230956.

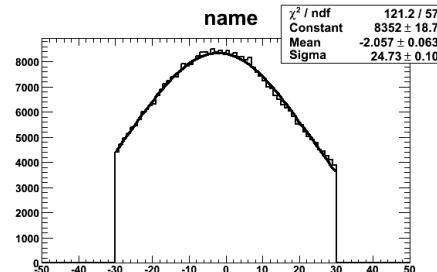


Figura 5.14: Distribuição BBCzvertex em dados reais de colisões Au + Au para o número de *run* 231429.

A consistência na aceitância entre dados reais e simulados foi verificada com distribuições ϕ e z em candidatos a elétrons reais e em simulação de elétrons. Os elétrons (e^+e^-) simulados apresentam distribuições geométrica e cinemática uniformes, mas a distribuição de momento para elétrons reais segue aproximadamente uma função de potência. Portanto, para que esse problema fosse solucionado, as entradas nas distribuições de ϕ e z foram ponderadas de acordo com o espectro de momento de candidatos a elétrons reais. Nenhuma função de ajuste foi aplicada, como mostram as Figuras 5.15 e 5.16.

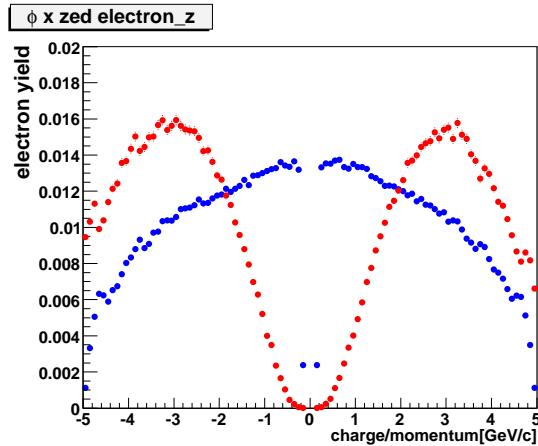


Figura 5.15: Em azul: distribuição carga/momento de elétrons em simulação. Em vermelho: distribuição carga/momento de elétrons em dados reais.

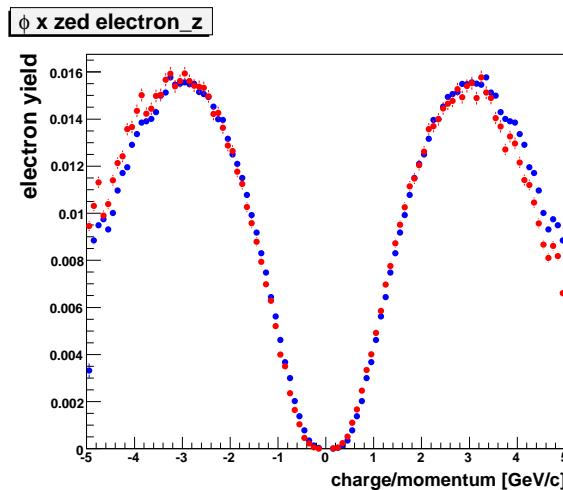


Figura 5.16: Distribuições carga/momento de elétrons simulada (em azul) e real (em vermelho) após a ponderação da simulação de acordo com a distribuição real de momento.

A Figura 5.17 mostra as distribuições z versus ϕ e carga/momento versus ϕ de candidatos a elétrons e simulação de elétrons (e^+e^-).

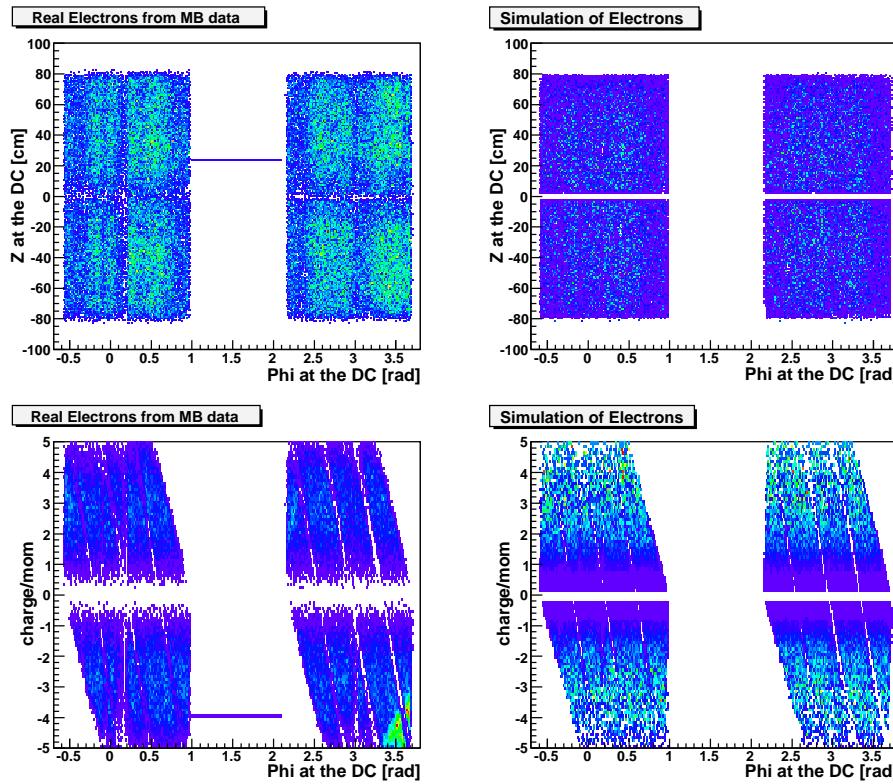


Figura 5.17: Correlações geométrica e cinemática de traços de partículas reconstruídos em dados de MB e resposta do PISA aos elétrons (e^+e^-) após a implementação das áreas mortas.

O topo da Figura 5.18 mostra a distribuição em ϕ de elétrons reais e simulados após a normalização da produção total. No painel inferior, que mostra a razão entre dados reais e simulados de elétrons, pode-se notar a região $0.07 < \phi < 0.15$ rad que não pôde ser reproduzida na simulação e que foi removida tanto dos dados reais como da simulação. Já o aumento pronunciado observado na região ao redor de $\phi = 2.2$ rad é devido aos elétrons de conversão, resultado do efeito de um cone de Cu colocado entre o ponto de colisão e o magneto central. Esta conversão no cone é reproduzida na simulação.

Na Figura 5.19 as projeções na coordenada z mostram boa concordância. Para se levar em consideração o erro sistemático na estimativa da aceitância, a razão entre as produções real e simulada foi calculada para cada setor/lado/braço do EmCal, como mostra a Tabela 5.5. A produção média = 0.995 é consistente com a unidade, já que a produção de dados reais foi normalizada com a simulação. O RMS é 0.037.

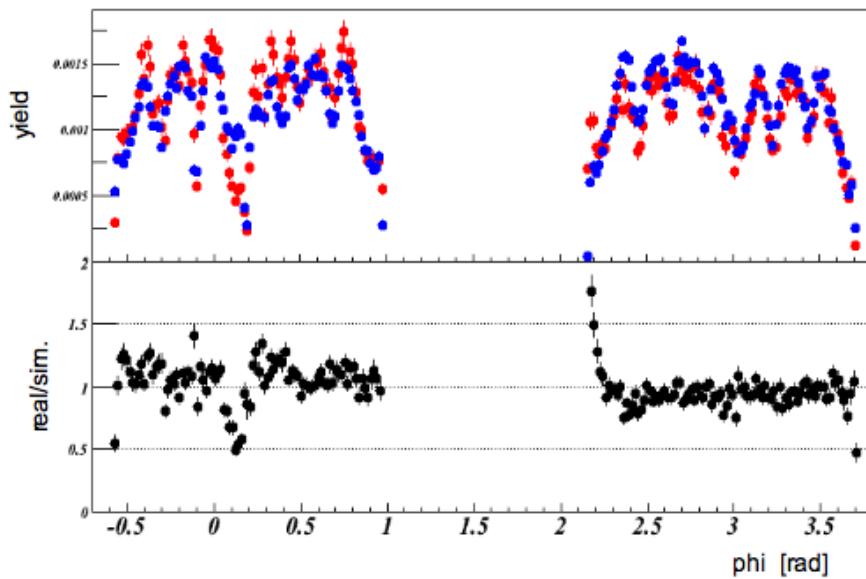


Figura 5.18: (Parte superior) Comparação entre dados reais e simulação. Em azul: simulação e^+e^- . Em vermelho: dados de MB. (Parte inferior) Razão entre elétrons de dados reais e de simulação.

Setor/lado/braço	razão
setor E0 Sul	0.920
setor E0 Norte	0.928
setor E1 Sul	0.938
setor E1 Norte	0.933
setor E2 Sul	0.958
setor E2 Norte	0.887
setor E3 Sul	0.855
setor E3 Norte	0.843
setor W0 Sul	1.071
setor W0 Norte	1.067
setor W1 Sul	1.135
setor W2 Sul	1.053
setor W2 Norte	1.032
setor W3 Sul	1.118
setor W3 Norte	1.078

Tabela 5.5: Razão entre as produções real/simulação para cada setor/lado/braço do EmCal.

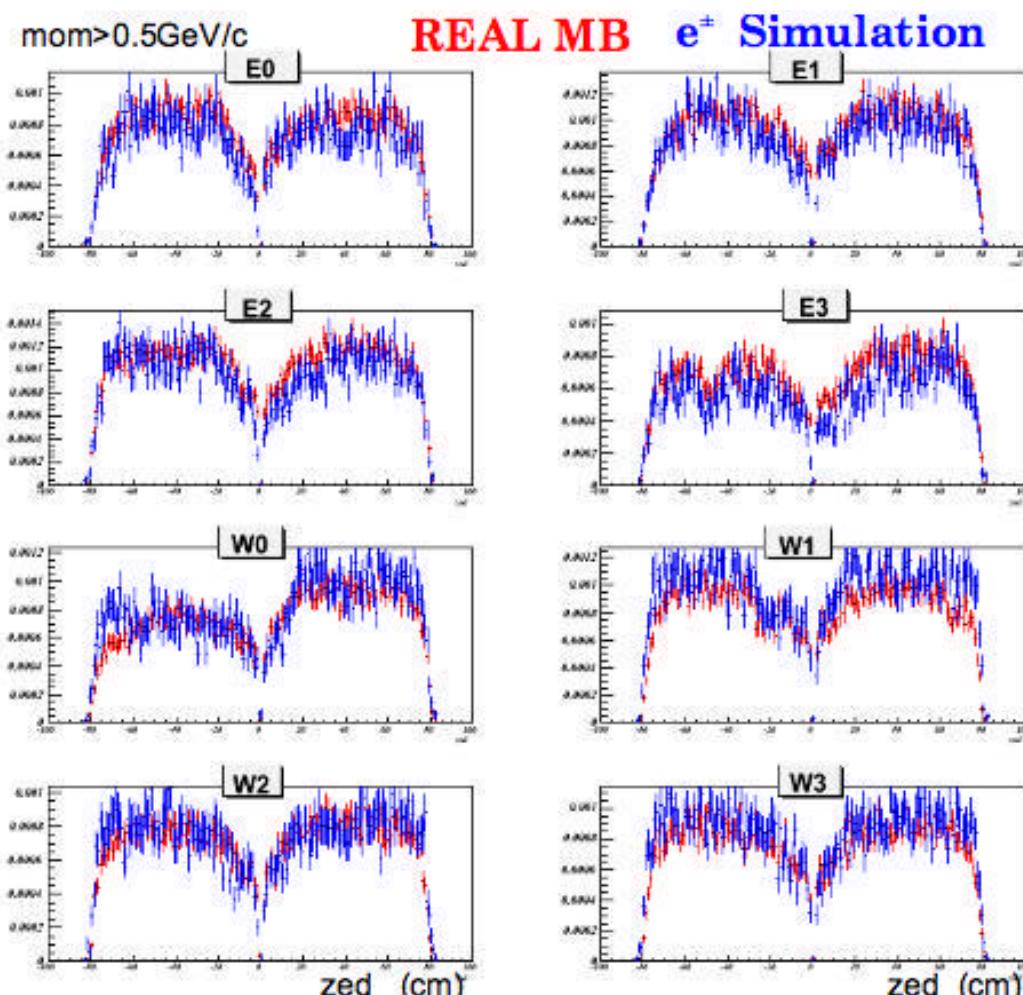


Figura 5.19: Coordenada z de elétrons na DC em dados reais (em vermelho) e em simulação (e^+e^-) (em azul) para todos os setores do EmCal.

5.6 Aceitância × Eficiência eID para o J/ψ

Os seguintes parâmetros foram utilizados em simulação para a determinação da aceitância do J/ψ :

- $4.95 \times 10^6 J/\psi$ s;
- 3.71×10^6 em $|z_{vertex}| < 30$ cm;
- distribuição em ϕ uniforme: $0 < \phi < 2\pi$;
- distribuição em rapidez uniforme: $-0.5 < y < 0.5$;
- distribuição em vértice z uniforme: $-40 < z_{vertex} < 40$ cm;
- distribuição de momento transverso uniforme: $0 < p_T < 10$ GeV/c;
- configuração do campo magnético: CM++;
- áreas mortas + gap fiducial;
- Recalibradores para a simulação: EmcTrkMatchingSimRecalReco e PC3TrkRecal-RecoSim.

A análise do *Run 5* $p+p$ não utilizou áreas mortas, mas uma correção na normalização de 0.870 ± 0.07 foi aplicada aos dados reais [89].

A simulação do *Run6* $p + p$ faz uso das áreas mortas além do corte fiducial $\cos(\theta)$ versus vértice z . O resultado pode ser visto na Tabela 5.6 e na Figura 5.20.

p_T (GeV/c)	$\epsilon_{J/\psi}$
0-1	0.02521 ± 0.00019
1-2	0.01999 ± 0.00017
2-3	0.01470 ± 0.00015
3-4	0.01171 ± 0.00013
4-6	0.01379 ± 0.00013
6-8	0.0229 ± 0.00019
8-10	0.0350 ± 0.00023

Tabela 5.6: Aceitância do J/ψ para cada um dos 7 intervalos de p_T utilizados nesta análise.

A média para intervalos de maiores p_T foi ponderada de acordo com uma função de Kaplan [90] (veja Seção 6.3, Equação 6.8 ajustada aos dados brutos). A aceitância total e a eficiência para a detecção de J/ψ como função de p_T aparece na Figura 5.20.

A Tabela 5.7 mostra a aceitância de J/ψ para seleção de menores intervalos de p_T .

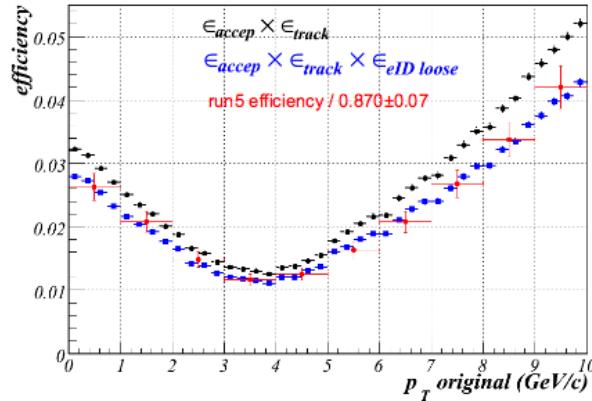


Figura 5.20: Aceitância total e eficiência da detecção de J/ψ como função do p_T de J/ψ .

$p_T(\text{GeV}/c)$	$\epsilon_{J/\psi}$
$p_T < 0.25$	$0.0278578 \pm 0.000406304$
$0.25 \leq p_T < 0.5$	$0.0271763 \pm 0.000401304$
$0.5 \leq p_T < 0.75$	0.025363 ± 0.000387684
$0.75 \leq p_T < 1.0$	0.0232119 ± 0.00037088
$1.0 \leq p_T < 1.25$	0.0215407 ± 0.00035728
$1.25 \leq p_T < 1.5$	$0.0204207 \pm 0.000347868$
$1.5 \leq p_T < 1.75$	$0.0192237 \pm 0.000337518$
$1.75 \leq p_T < 2.0$	$0.0176119 \pm 0.000323058$
$2.0 \leq p_T < 2.25$	$0.0164681 \pm 0.000312392$
$2.25 \leq p_T < 2.5$	$0.0142163 \pm 0.000290249$
$2.5 \leq p_T < 2.75$	$0.0138193 \pm 0.000286168$
$2.75 \leq p_T < 3.0$	$0.0126281 \pm 0.000273557$
$3.0 \leq p_T < 3.25$	$0.0120296 \pm 0.000266996$
$3.25 \leq p_T < 3.5$	0.01184 ± 0.000264883
$3.5 \leq p_T < 3.75$	$0.0114844 \pm 0.000260875$
$3.75 \leq p_T < 4.0$	0.01104 ± 0.000255778
$4.0 \leq p_T < 4.25$	0.010486 ± 0.000267259
$4.25 \leq p_T < 4.5$	$0.0096034 \pm 0.000266205$
$4.5 \leq p_T < 4.75$	$0.0130489 \pm 0.000278077$
$4.75 \leq p_T < 5.0$	0.013677 ± 0.000284691
$5.0 \leq p_T < 6.0$	0.017151 ± 0.000420491
$6.0 \leq p_T < 7.0$	$0.0212223 \pm 0.000468446$
$7.0 \leq p_T < 8.0$	$0.0264443 \pm 0.000521904$
$8.0 \leq p_T < 9.0$	$0.0323803 \pm 0.000576849$
$9.0 \leq p_T < 10.0$	0.0398165 ± 0.00063823

Tabela 5.7: Aceitância do J/ψ para menores intervalos de p_T .

5.6.1 Erro Sistemático da Aceitância

Se assumirmos um simulador perfeito, a projeção em ϕ da razão real/simulação média deveria ser igual a um. O desvio da unidade é somente estatístico. Tomamos assim o gráfico da parte inferior da Figura 5.18, fazendo com que cada canal fosse igual a um e mantivemos as barras de erro. Este histograma passou a ser usado como um gerador de números randômicos:

$$\Delta\epsilon(\phi, z)_{perfectsim} = \text{Random} :: \text{Gaus}(\text{ratio}(\phi, z) = 1, \sigma(\phi, z)) \quad (5.4)$$

E seguimos os passos:

- Nós designamos um peso $\Delta\epsilon = (\phi_{\text{electron}}, z_{\text{electron}}) \cdot \Delta\epsilon(\phi_{\text{positron}}, z_{\text{positron}})$ para cada J/ψ simulado e que sobreviveu à reconstrução do PISA;
- A seguir contamos por 1000 vezes quantos J/ψ s sobreviveram à reconstrução do PISA usando esta ponderação;
- O número médio de J/ψ s resultou em 38945 com 0.1% de variação de desvio padrão.

Desta vez procedemos da mesma forma, mas utilizando as razões médias que observamos na parte inferior da Figura 5.18:

$$\Delta\epsilon(\phi, z) = \text{Random} :: \text{Gaus}(\text{ratio}(\phi, z), \sigma(\phi, z)). \quad (5.5)$$

Finalmente contamos 7.5% J/ψ s a mais do que antes, quando utilizamos a última ponderação. A variação do desvio padrão foi novamente de 0.1%. Este último resultado é a medida do impacto potencial das diferenças existentes entre os dados e a ocupância no Monte Carlo (Figura 5.18). Embora não saibamos exatamente o porquê destas diferenças (e.g., elétrons de conversão adicionais nos dados, áreas mortas não aplicadas na simulação, etc.), não procedemos com uma investigação mais detalhada e por conta disso, assumimos um erro sistemático de 7.5% como o erro sistemático na aceitância para a medida de J/ψ .

$$\text{erro sistemático na aceitância} = 7.5\%.$$

5.6.2 Erro na Eficiência de Identificação de Elétrons (eID)

Como o algoritmo de reconstrução de traços de partículas supõe que todos os traços primários e secundários provêm do vértice da colisão, elétrons e pósitrons que são produzidos fora do vértice são reconstruídos com momento transverso incorreto como mostra esquematicamente a Figura 5.21. Como resultado, o par de conversão assume uma massa invariante falsa proporcional à distância radial entre o ponto de conversão do fóton e o vértice de colisão.

A Figura 5.22 mostra um pico em torno de 0.002 GeV/c² que representa os pares de conversão provenientes do tubo do feixe, e as componentes residuais com menor massa do que os pares de conversão são, na sua maioria, provenientes de decaimentos Dalitz ($\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$). Já que o plano de decaimento do par de conversão é perpendicular ao campo magnético ao longo do eixo z, a componente de conversão é separada da

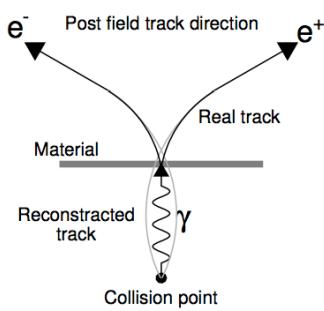


Figura 5.21: Produção de um par de elétrons de conversão.

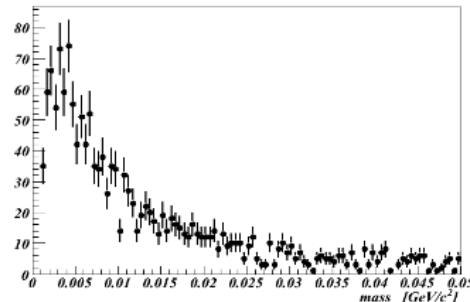


Figura 5.22: Seleção de decaimentos Dalitz para a remoção de conversões do ponto de colisão.

componente do decaimento Dalitz π^0 usando-se para isso o ângulo denominado $phiV$, entre o plano de decaimento e o eixo z . O ângulo $phiV$ é assim determinado:

$$\vec{u} = \frac{\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-}}{|\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-}|}, \quad (5.6)$$

$$\vec{v} = \frac{\vec{p}_{e^+} \times \vec{p}_{e^-}}{|\vec{p}_{e^+} \times \vec{p}_{e^-}|}, \quad (5.7)$$

$$\vec{w} = \vec{u} \times \vec{v}, \quad (5.8)$$

$$\vec{e}_z = (0, 0, 1), \quad (5.9)$$

$$\vec{a} = \frac{\vec{u} \times \vec{e}_z}{|\vec{u} \times \vec{e}_z|}, \quad (5.10)$$

$$phiV = \cos^{-1}(\vec{u} \cdot \vec{a}). \quad (5.11)$$

Arquivos CNT_MB foram selecionados ao utilizarmos $phiV < 0.2$ rad para removermos elétrons de conversão do ponto de colisão como se pode ver na Figura 5.22.

Uma fração de 0.951 ± 0.004 de elétrons com momento > 300 MeV/c foi aceita pelo critério eID exposto na Seção 5.2.3.

Um procedimento similar foi realizado com simulação de π^0 assim como para a simulação de J/ψ . Uma fração de 0.9549 ± 0.0005 de elétrons com momento > 300 MeV/c foi aceita pelo critério eID. Assim, as eficiências na identificação de elétrons reais e simulados diferem de $0.4 \pm 0.4\%$.

Para sermos conservadores, utilizamos a máxima diferença, ou seja, 0.8%. Para pares de elétrons, temos: $\sqrt{0.8\%^2 + 0.8\%^2} = 1.1\%$. Portanto, o erro sistemático para a seleção eID na simulação é:

erro sistemático na seleção eID na simulação = 1.1%.

5.7 Eficiência do *trigger*

A determinação da eficiência do *trigger* é uma das questões centrais da análise para a obtenção das seções de choque de produção. A identificação de mudanças de limiar de sensibilização do *trigger* com adição de máscaras, após uma varredura completa dos mapas de *trigger* no PHENIX, conduziu à concordância encontrada entre o resultado de produção de J/ψ publicado [12], e aquele determinado nesta análise para $p_T < 10$ GeV/c apresentado no próximo capítulo. Procedemos a seguir com o detalhamento desta análise de eficiência do *trigger*.

5.7.1 Eficiência do BBC

O requisito de *trigger* para eventos MB em colisões $p+p$ é de que ao menos um fototubo tenha sido disparado no BBC por cruzamento de feixe. A seção de choque obtida a partir do *trigger* BBC, $\sigma_{tot}^{pp} \times \epsilon_{MB}^{BBC} = 23.0 \pm 2.2$ mb foi derivada em [12]. A eficiência de *trigger* para eventos que contêm um méson J/ψ , $\epsilon_{J/\psi}^{BBC}$, foi determinada como sendo 0.79 ± 0.02 [12]. Esta última é baseada em simulações do PYTHIA [87] além de medidas de produção π^0 em alto p_T [11]. A eficiência de *trigger* medida a partir de eventos π^0 com alto p_T é utilizada no cálculo da seção de choque de J/ψ , assumindo-se que a eficiência de trigger é a mesma para ambos os processos [11].

5.7.2 Eficiência do ERT

Para o *trigger* ERT_E, o *trigger* do EmCal (ERT 2×2) apresentou dois limiares diferentes durante o Run 6: 400 MeV (para números de $run < 200000$) e 600 MeV (para números de $run > 200000$). Os módulos do *trigger* do RICH (ERT_RICH) exigem ao menos um fototubo com sinal acima de um sinal de fundo previamente medido. Alguns super módulos foram mascarados devido a ruído ou mau funcionamento. Os super módulos considerados mortos podem ser vistos nas Figuras 5.23 e 5.24.

A estimativa dos triggers ERT_E e ERT_4x4c foi feita com 182×10^6 eventos MB do Run 6 $p + p$ além de uma completa simulação ERT. Para que nos certificássemos com relação ao procedimento que utilizamos para o cálculo destas eficiências, fizemos uso do período de coleta de dados do Run 5 $p + p$. A Figura 5.25 mostra a razão (associação eID + ERT) / eID em eventos ERT. Podemos inferir mudanças na eficiência do *trigger* ERT_E para três períodos distintos de grupos de run :

- $188000 < run < 200000$: ERT_2x2 limiar a 400MeV;
- $200000 < run < 203095$: ERT_2x2 limiar a 600MeV;
- $203095 < run < 204612$: ERT_2x2 limiar a 600MeV + máscaras adicionais.

(Associação eID+ERT) / eID em Eventos ERT

Dados reais

Para cada um dos triggers ERT, a determinação da eficiência foi feita baseada nos mesmos cortes de identificação de elétrons eID como descrito na Seção 5.2.3, além dos seguintes requisitos de associação ERT:

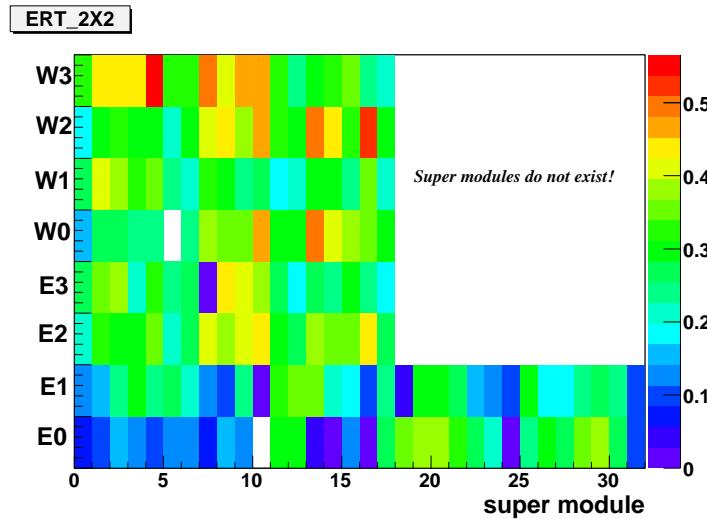


Figura 5.23: Mapa ERT_{2×2} utilizado para a determinação da eficiência na detecção de elétrons do grupo de *runs* do período ERT_E 400 MeV, considerando cada super módulo ERT da amostra de MB em colisões $p + p$. A amostra de elétrons apresenta um momento mínimo 0.2 GeV/c.

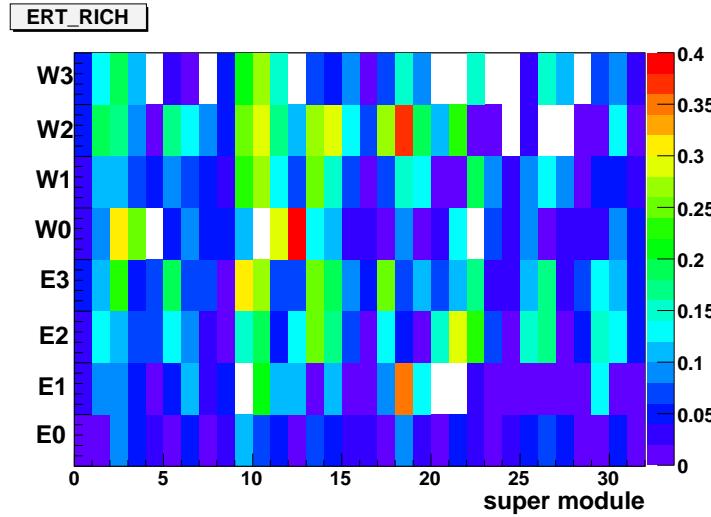


Figura 5.24: Mapa ERT_RICH utilizado para a determinação da eficiência na detecção de elétrons do grupo de *runs* do período ERT_E 400 MeV, considerando cada super módulo ERT da amostra de MB em colisões $p + p$. A amostra de elétrons apresenta um momento mínimo 0.2 GeV/c.

- no EmCal: mesmo super módulo ou super módulo vizinho, usando as informações de setor, e das variáveis $ytower$ e $ztower$, específicas do EmCal;
- no RICH: mesmo super módulo ou super módulo vizinho usando as informações das variáveis $crossphi$ e $crossz$, específicas do RICH.

Devido à falta de estatística para dados de MB no intervalo para $p_T > 1$ GeV/c, uma determinação precisa do *plateau* da eficiência não é possível, então decidimos utilizar uma simulação completa de eventos ERT.

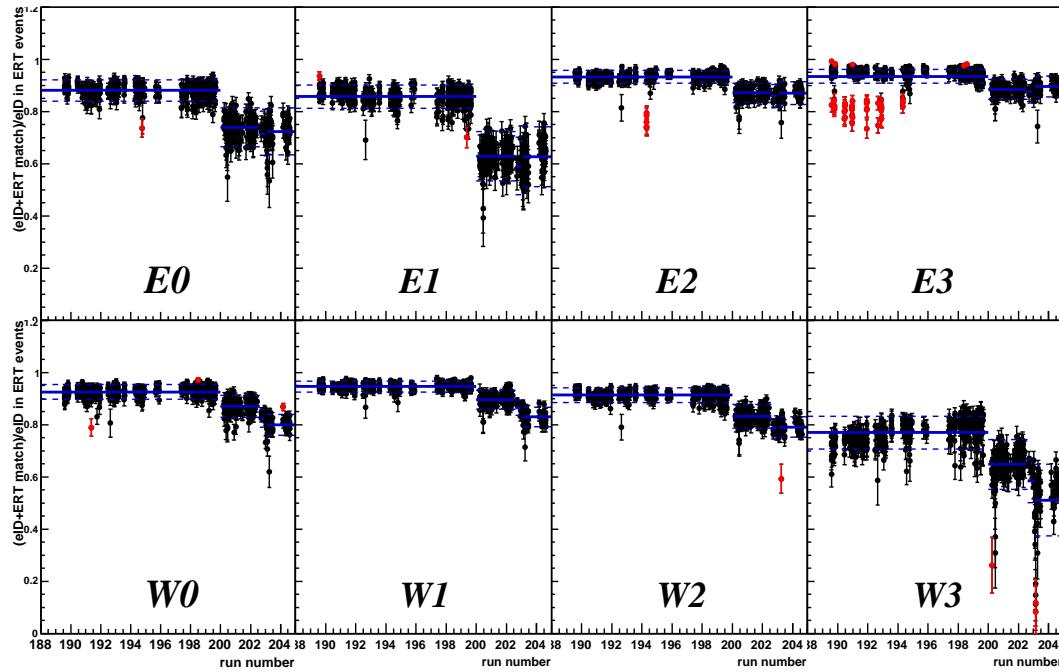


Figura 5.25: . Eficiência na identificação de elétrons + associação ERT dimensionada para eventos ERT. Em azul: valor médio da eficiência por período, para cada setor do EmCal. Em vermelho: *runs* com baixa eficiência quando comparada ao valor médio do período, para cada setor do EmCal.

Simulação ERT

- Usando simulação de elétrons com:
 - razão carga/momento;
 - ϕ e $|y| < 0.4$ uniformes;
 - z_{vertex} Gaussiano com σ de 22 cm;
- Super módulos mortos: 2×2 , $4 \times 4c$ e RICH de três grupos de *run* diferentes (nas Figuras 5.23 e 5.24 pode-se notar os super módulos mortos para o período ERT_E 400 MeV);
- ruído no EmCal e no RICH sintonizado com a eficiência de dados reais para $p_T < 0.3$ GeV/c;
- eficiência *run* por *run* dos super módulos do RICH tomada dos dados reais;
- flutuação da eficiência *run* por *run* dos super módulos 2×2 e $4 \times 4c$ obtida a partir da razão entre a simulação completa e a eficiência ERT real (incluindo $p_T > 500$ MeV/c onde a estatística é suficiente).

As Figuras 5.26 e 5.27 mostram a razão entre a eficiência ERT na simulação e nos dados reais para os setores Leste e Oeste, respectivamente. O ajuste à razão foi feito para $mom > 0.5$ GeV/c e o erro no ajuste da razão foi considerado como um erro sistemático.

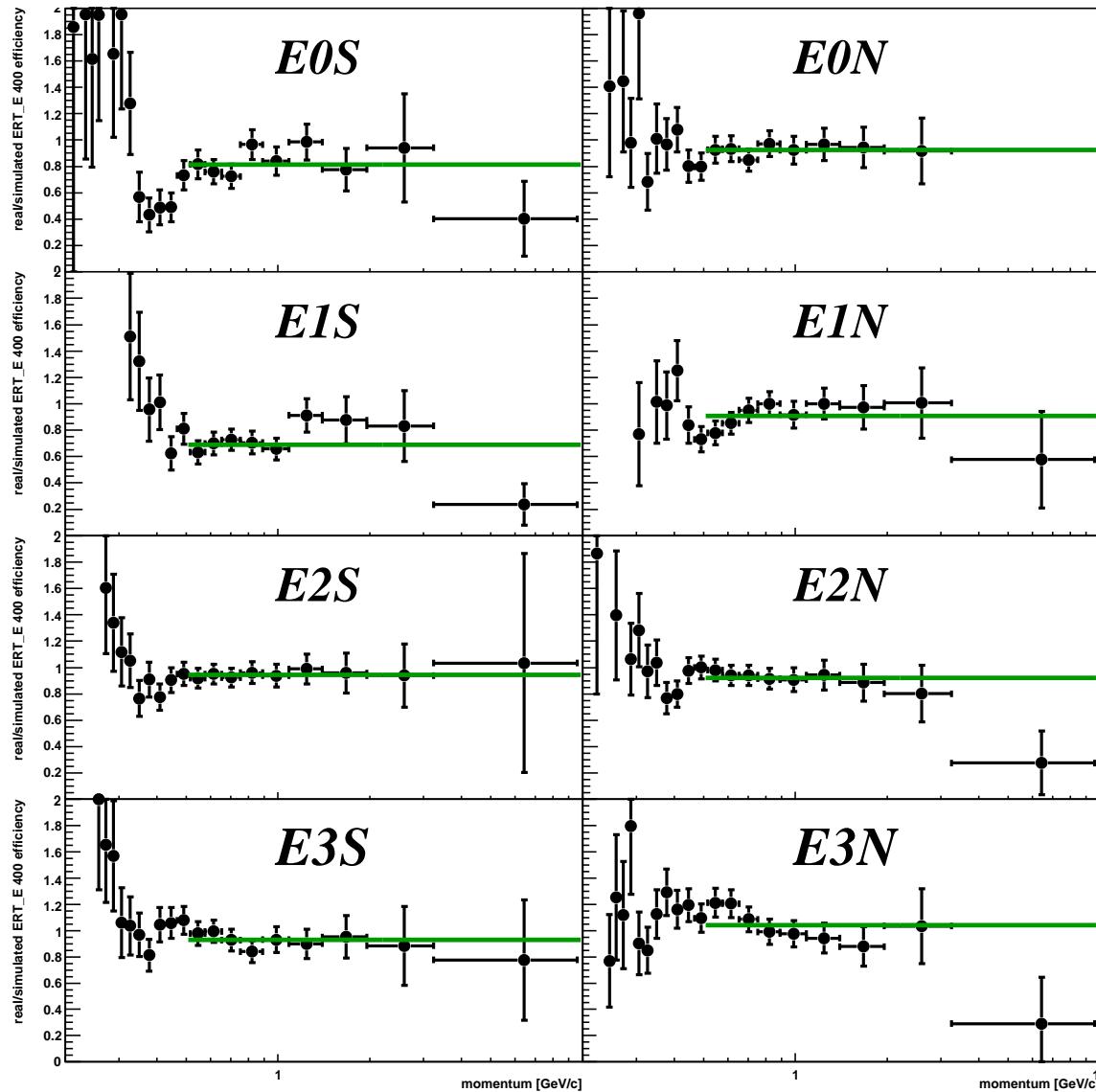


Figura 5.26: Normalização simulação/dados reais para os setores Leste do EmCal para o período de grupo de *runs* ERT_E 400. Em verde: correção da eficiência aplicada na simulação.

A Tabela 5.8 mostra para cada *trigger* ERT_E o erro da normalização simulação/dados reais em cada setor/braço/lado do EmCal. Pode-se notar a razão uniforme para a maioria dos setores para $p_T > 500$ MeV/c. Já que a amostra de elétrons para a análise de J/ψ é feita para este corte de momento, nós derivamos um fator de escala para a simulação ERT ao ajustarmos uma linha a esta razão. O erro do ajuste aparece na Tabela 5.8 e é propagado como um erro sistemático de detecção de J/ψ como exposto na Seção 5.7.3.

A dependência da eficiência de elétrons com o momento ϵ_{ERT} , para cada setor/lado/-braço do EmCal, dois limiares de energia de sensibilização do ERT 2×2 além do ERT $4 \times 4c$ aparece nas Figuras 5.28, 5.29, 5.30, 5.31, 5.32, 5.33, 5.34 e 5.35, respectivamente. A de-

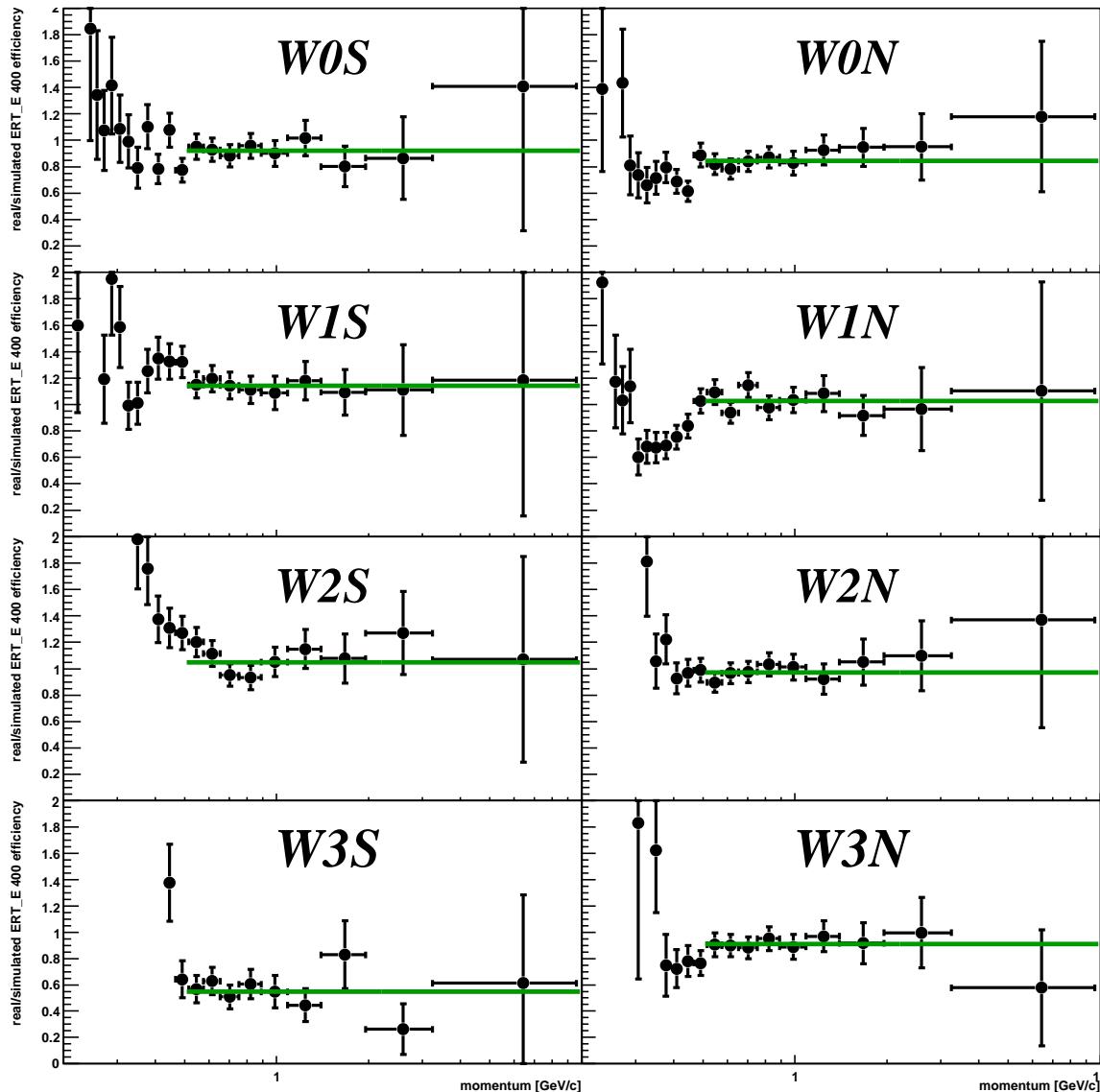


Figura 5.27: Normalização simulação/dados reais para os setores Oeste do EmCal para o período de grupo de *runs* ERT_E 400. Em verde: correção da eficiência aplicada na simulação.

pendência com o momento é melhor descrita pela função:

$$\epsilon_{ERT}^{sector}(mom) = \frac{A}{1 + \exp\left(\frac{mom - mom_0}{\lambda}\right)}. \quad (5.12)$$

Esta função é ajustada aos pontos ERT simulados.

Podemos notar a baixa eficiência ERT_E no setor W3 do EmCal para ambos os limiares de energia de sensibilização. As Figuras 5.23 e 5.24 ilustram a razão de tal ocorrência para o período de 400 MeV que apresentou muitos super módulos mortos no setor W3 do RICH.

Setor	$\sigma\varepsilon(ERT_E400) \%$	$\sigma\varepsilon(ERT_E600) \%$	$\sigma\varepsilon(ERT_E600+\text{máscaras}) \%$
E0S	5.0	13	33
E0N	4.2	10	26
E1S	5.0	16	45
E1N	4.1	12	29
E2S	3.4	7.3	26
E2N	3.5	7.8	17
E3S	3.8	7.6	17
E3N	3.8	7.0	19
W0S	4.1	9.4	16
W0N	3.9	7.1	15
W1S	3.8	7.8	13
W1N	3.6	7.7	14
W2S	3.9	7.7	14
W2N	3.5	7.8	14
W3S	7.7	20	75
W3N	3.9	9.4	18
Média	4.1	9.1	20

Tabela 5.8: Erros relativos da eficiência do ERT_E para cada setor do EmCal.

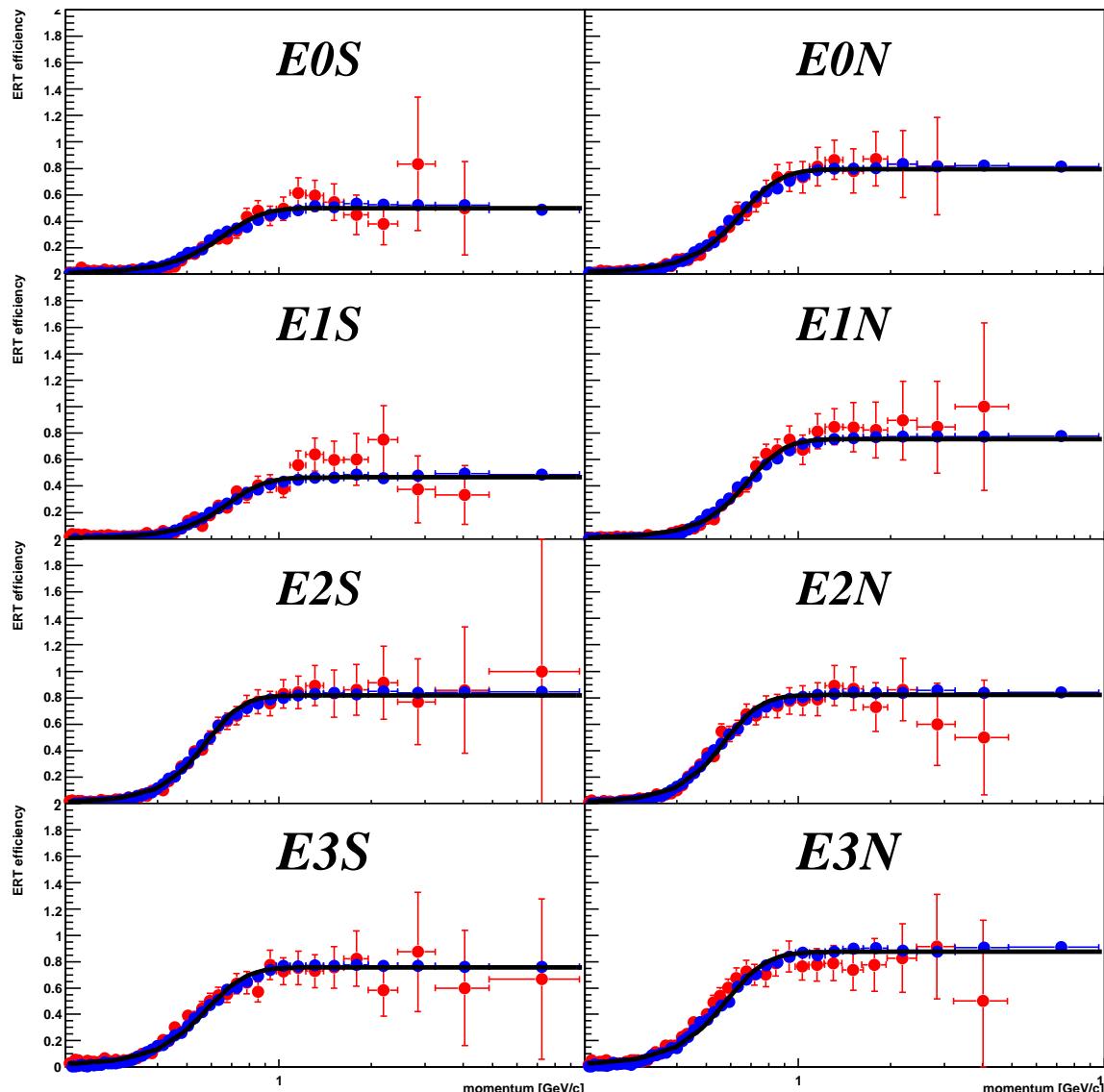


Figura 5.28: Dependência da eficiência ERT_E (limiar de energia de sensibilização de 400 MeV) com o momento para setores Leste do EmCal na amostra de MB em colisões $p + p$. Em vermelho: dados reais, em azul: simulação ERT.

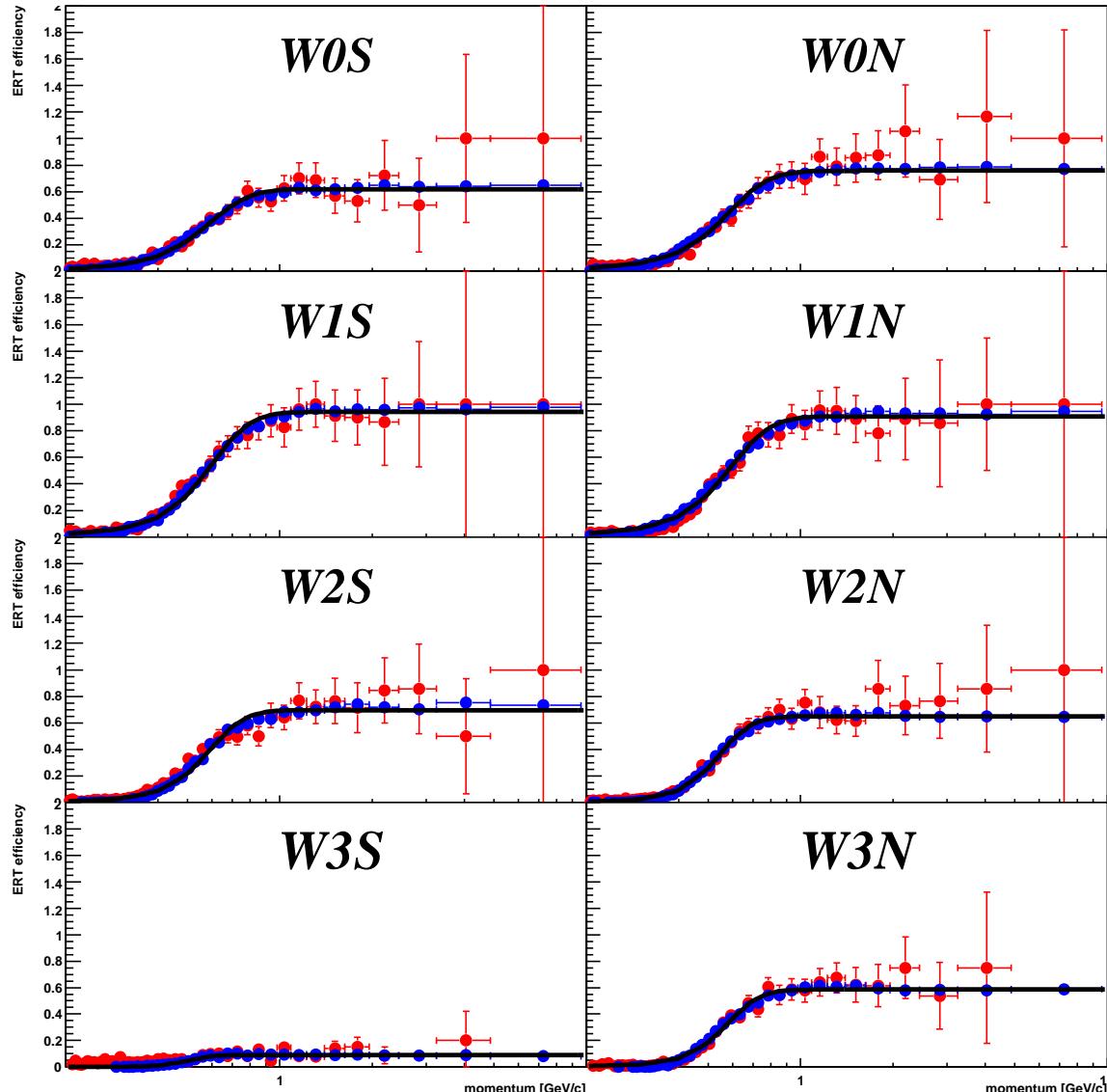


Figura 5.29: Dependência da eficiência ERT_E (limiar de energia de sensibilização de 400 MeV) com o momento para setores Oeste do EmCal na amostra de MB em colisões $p + p$. Em vermelho: dados reais, em azul: simulação ERT.

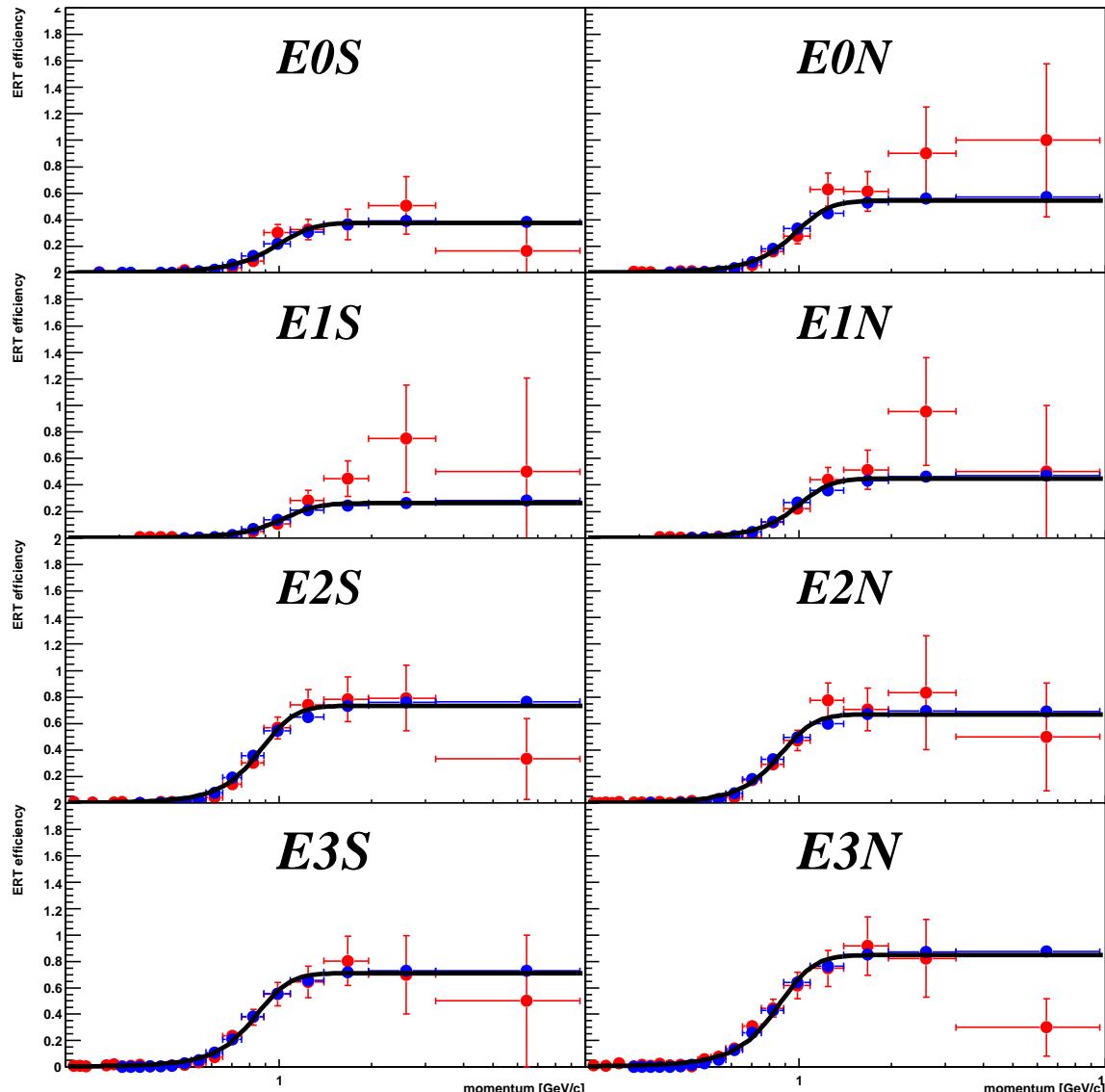


Figura 5.30: Dependência da eficiência ERT_E (limiar de energia de sensibilização de 600 MeV) com o momento para setores Leste do EmCal na amostra de MB em colisões $p + p$. Em vermelho: dados reais, em azul: simulação ERT.

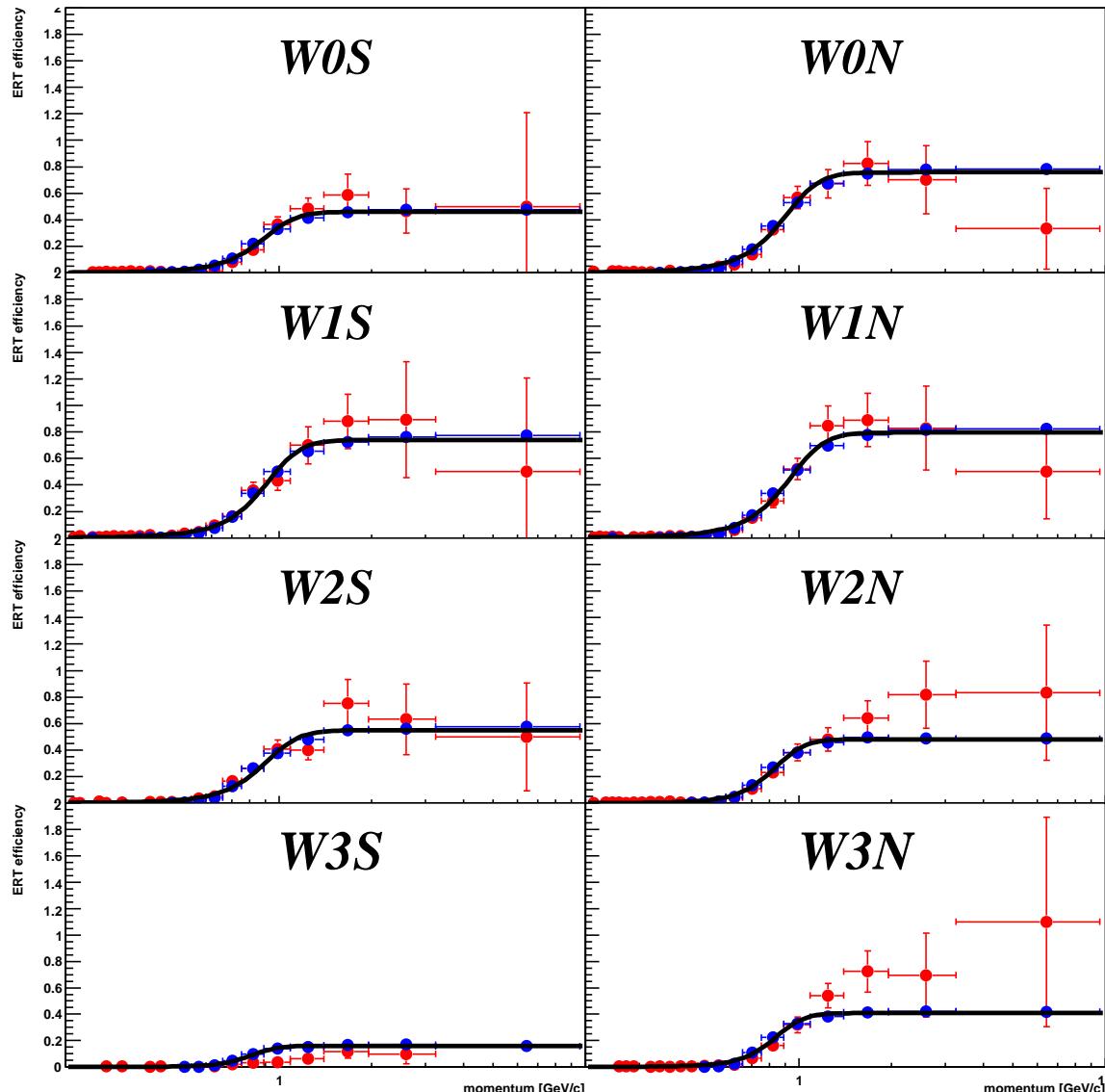


Figura 5.31: Dependência da eficiência ERT_E (limiar de energia de sensibilização de 600 MeV) com o momento para setores Oeste do EmCal na amostra de MB em colisões $p + p$. Em vermelho: dados reais, em azul: simulação ERT.

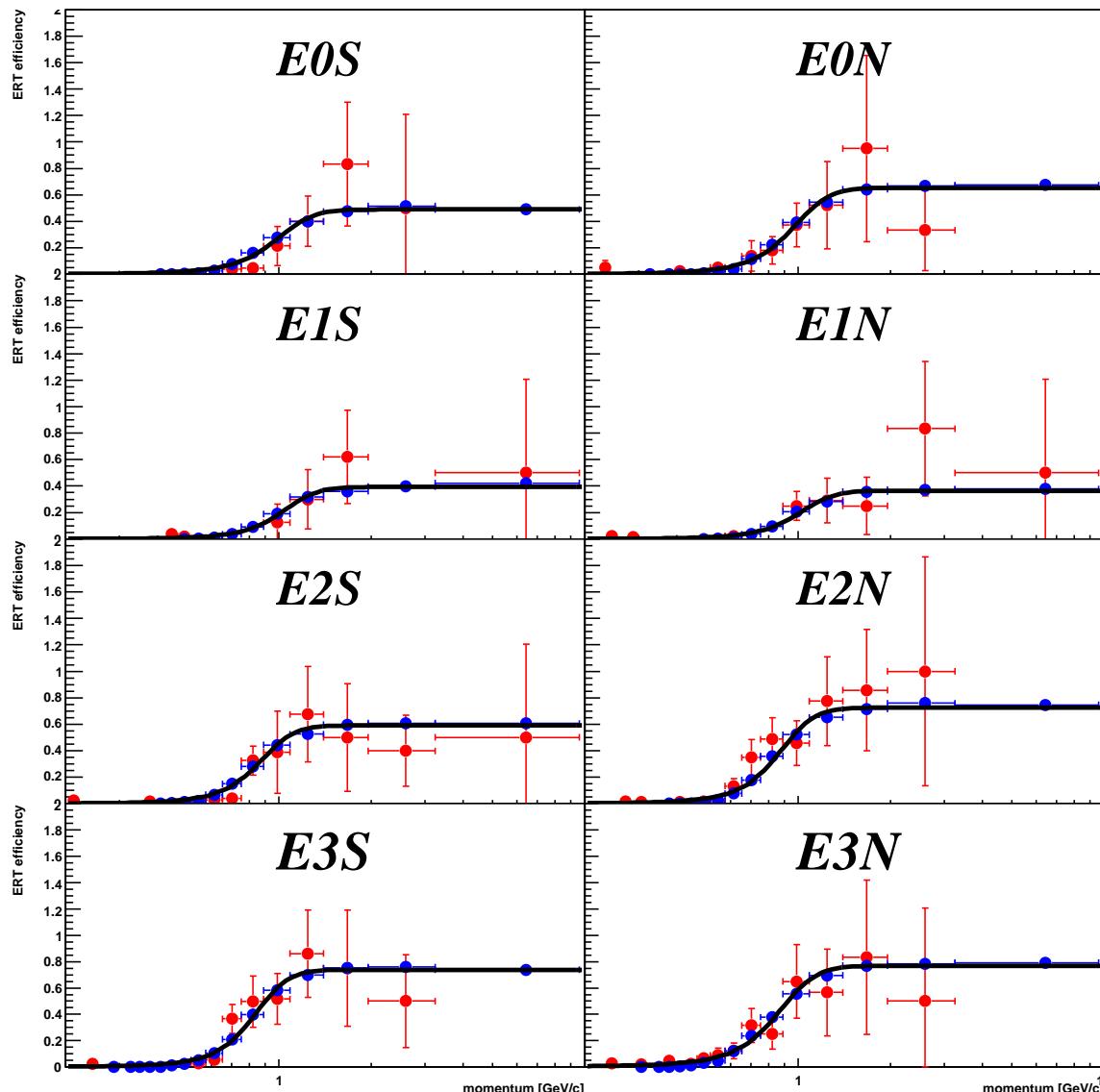


Figura 5.32: Dependência da eficiência ERT_E (limiar de energia de sensibilização de 600 MeV + máscaras) com o momento para setores Leste do EmCal na amostra de MB em colisões $p + p$. Em vermelho: dados reais, em azul: simulação ERT.

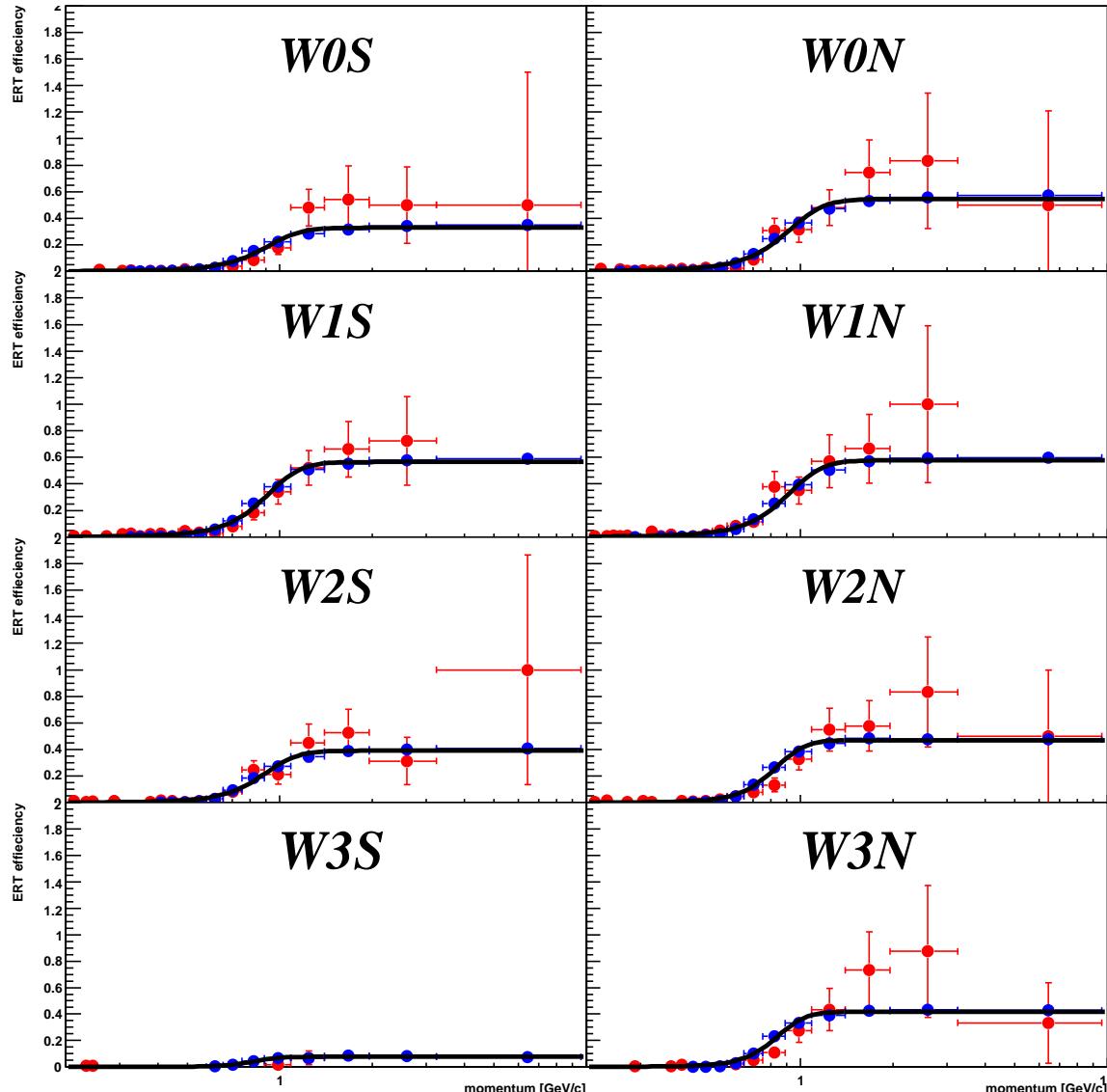


Figura 5.33: Dependência da eficiência ERT_E (limiar de energia de sensibilização de 600 MeV + máscaras) com o momento para setores Oeste do EmCal na amostra de MB em colisões $p + p$. Em vermelho: dados reais, em azul: simulação ERT.

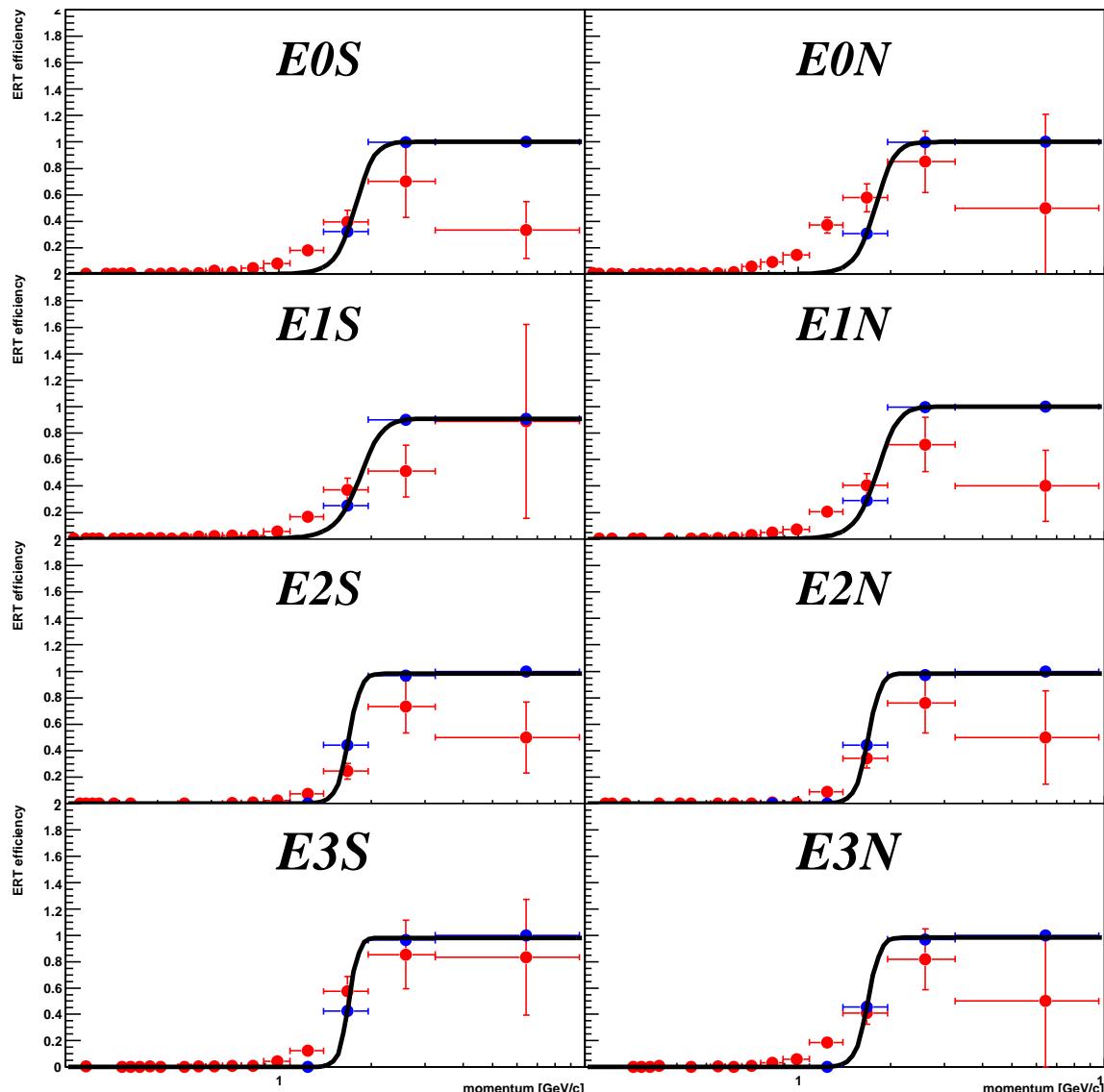


Figura 5.34: Dependência da eficiência ERT_4x4c com o momento para setores Leste do EmCal na amostra de MB em colisões $p + p$. Em vermelho: dados reais, em azul: simulação ERT.

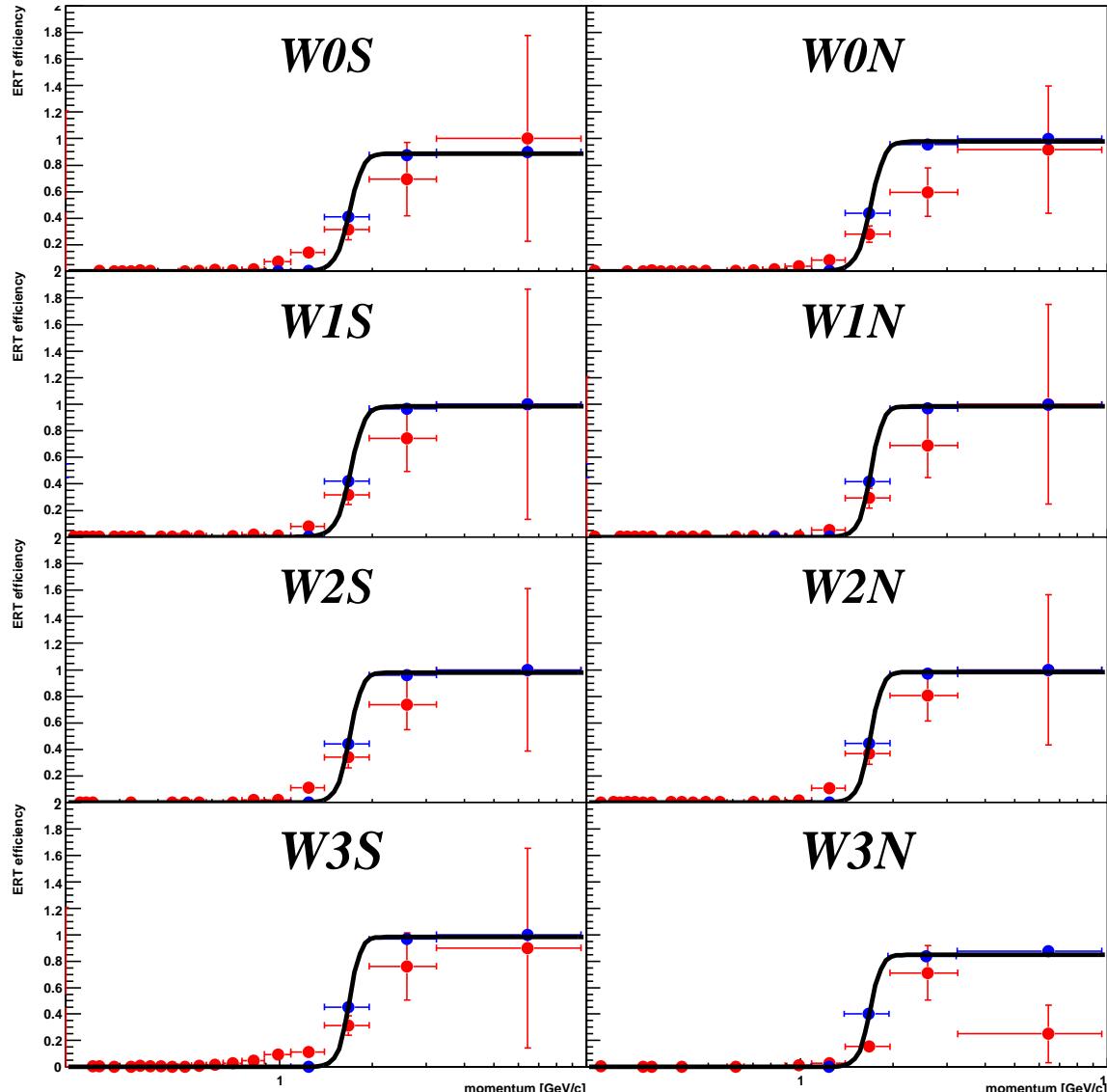


Figura 5.35: Dependência da eficiência ERT_{4x4c} com o momento para setores Oeste do EmCal na amostra de MB em colisões $p + p$. Em vermelho: dados reais, em azul: simulação ERT.

5.7.3 Eficiência ERT para a Detecção de J/ψ

A propagação das eficiências setor por setor para a eficiência de detecção do par do J/ψ é realizada por um *Toy Model*⁸. Um número aleatório uniforme $0 < \text{rnd} < 1$ foi gerado para cada componente do par elétron-pósitron de J/ψ s simulados e reconstruídos. Um elétron dispara o *trigger* ERT_E se:

$$\text{rnd} < \epsilon_{\text{ERT_E}}(p, \text{arm}, \text{sector}, \text{side}). \quad (5.13)$$

O J/ψ dispara o *trigger* ERTLL1_E&BBCLL1 GL1 se um dos elétrons disparar o *trigger* ERT_E. A Figura 5.36 mostra a eficiência ERT_E para a detecção de J/ψ para cada um dos três períodos de grupos de *run*: ERT_E 400 MeV, ERT_E 600 MeV e ERT_E 600 MeV + máscaras. Também incluímos a eficiência do *trigger* ERT_4x4c. Podemos notar que há diferenças devido à mudança do limiar de energia de sensibilização para o *trigger* 2x2 do EmCal além da introdução das máscaras. Já o *trigger* do EmCal 4x4c apresenta um limiar de energia de sensibilização de 1.4 GeV que rejeita J/ψ s de baixo p_T .

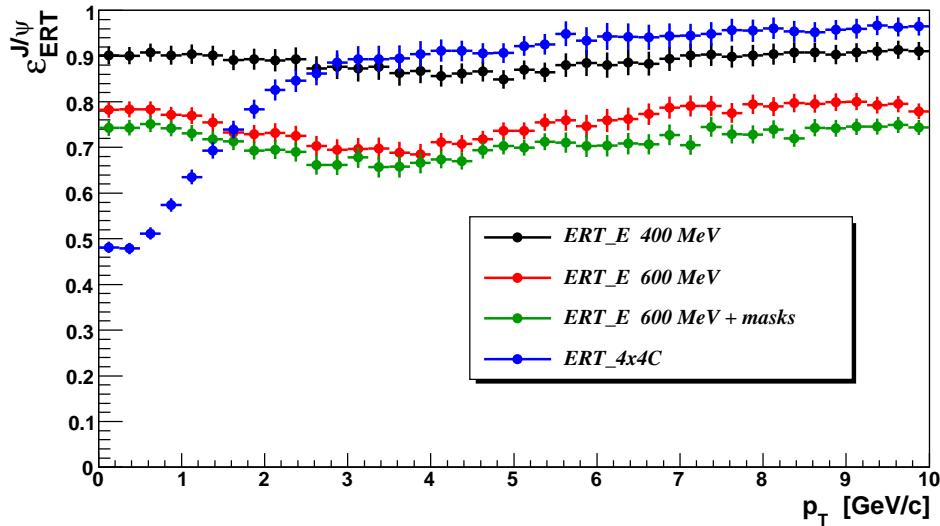


Figura 5.36: Eficiência ERT para detecção de J/ψ como função de p_T .

Verificações Extras com a Eficiência de Detecção ERT_E para o J/ψ no Run 5

Para que testássemos a metodologia utilizada no cálculo da eficiência ERT_E na detecção do J/ψ , nós comparamos o procedimento adotado nesta análise com a mesma feita no *Run 5*. Para os dados reais do *Run 5*, o limiar da energia mínima de sensibilização foi fixado em 400 MeV. A eficiência J/ψ 2x2 obtida com os dados de *Run 6* foi comparada com a eficiência ERT de J/ψ do Relatório de Notas de Análise do *Run 5* [91] (veja Figura 5.37). Ambos os resultados são consistentes em 1σ . Baseados nisto, nós encontramos consistência no método que adotamos em nossa análise do *Run 6*.

⁸Denominação utilizada para expressar uma simulação simples de um modelo físico.

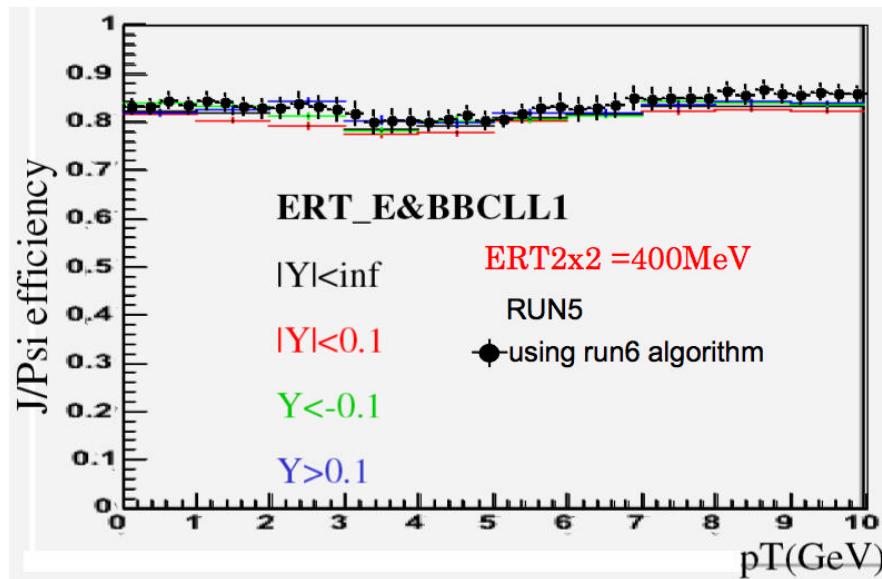


Figura 5.37: Verificação extra da eficiência ERT_E de detecção de J/ψ com os resultados do Run 5. Para o período de sensibilização mínima ERT_E 400 MeV, os resultados estão consistentes em 1σ .

Erro Sistemático da Normalização para cada trigger ERT

O procedimento de normalização explicado na Seção 5.7.2 foi uniformemente variado \pm os erros relativos encontrados na Tabela 5.8. O número de J/ψ s simulados que sobreviveram ao *Toy Model* foi contado para cada variação como descrito nesta seção e a Figura 5.38 mostra este resultado para o período ERT_E 400 MeV. Para sermos conservadores, utilizamos 2 vezes o valor do desvio padrão relativo dos J/ψ s contados. O erro sistemático para cada trigger ERT_E é:

- ERT_E 400: $2 \times 0.92 = 1.8\%$;
- ERT_E 600: $2 \times 2.5 = 5.0\%$;
- ERT_E 600+máscaras: $2 \times 6.1 = 12.2\%$;
- ERT_4x4c = **22%**.

Embora tenhamos calculado a eficiência e o erro sistemático para o trigger ERT_4x4c, nós decidimos não incluir este trigger nos resultados finais. A razão para esta decisão está baseada nas Figuras 5.34 e 5.35, onde pode-se notar que o erro sistemático para este trigger é muito elevado, o que certamente demanda mais investigação no que diz respeito a simulações.

5.7.4 Eficiência ERT para a Detecção de ψ'

Para avaliarmos a eficiência ERT_E na detecção do ψ' , deve-se levar em consideração a distribuição do momento médio dos elétrons provenientes do J/ψ e do ψ' . Esta diferença é levada em consideração quando da leitura da simulação do J/ψ para o cálculo das eficiências ERT_E do par de elétrons.

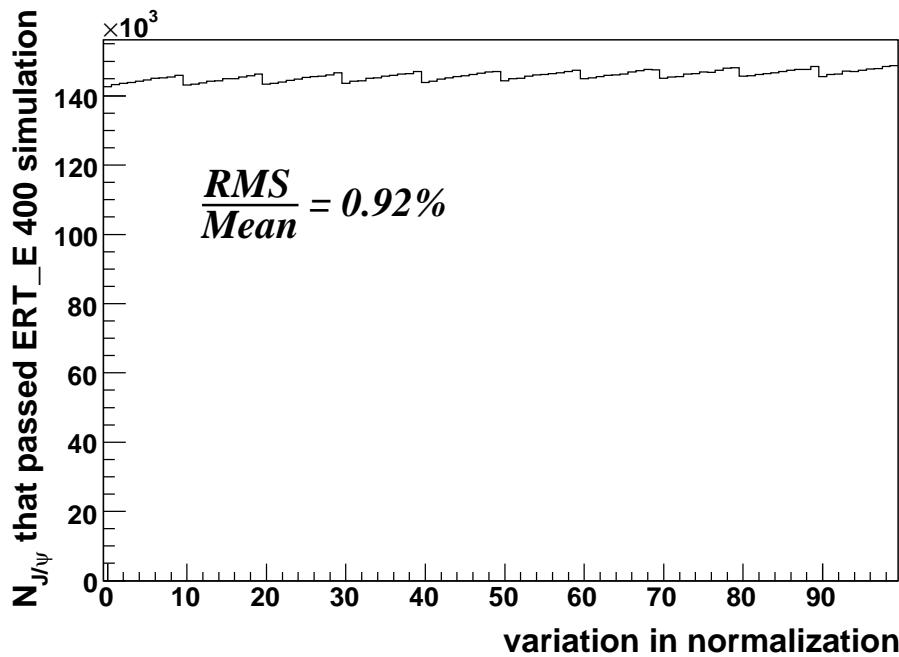


Figura 5.38: Variação na normalização do número de J/ψ s que passaram a simulação do trigger ERT_E 400 MeV de limiar de energia de sensibilização.

De acordo com o *output* do PYTHIA:

$$\langle \text{mom}(\psi' \rightarrow e^\pm) \rangle = 1.17 \langle \text{mom}(J/\psi \rightarrow e^\pm) \rangle$$

Nós usamos esta informação em nosso *Toy Model* do ERT_E para estimar ϵ_{ERT_E} para o ψ' a partir da simulação de J/ψ . O resultado pode ser visto na Figura 5.39.

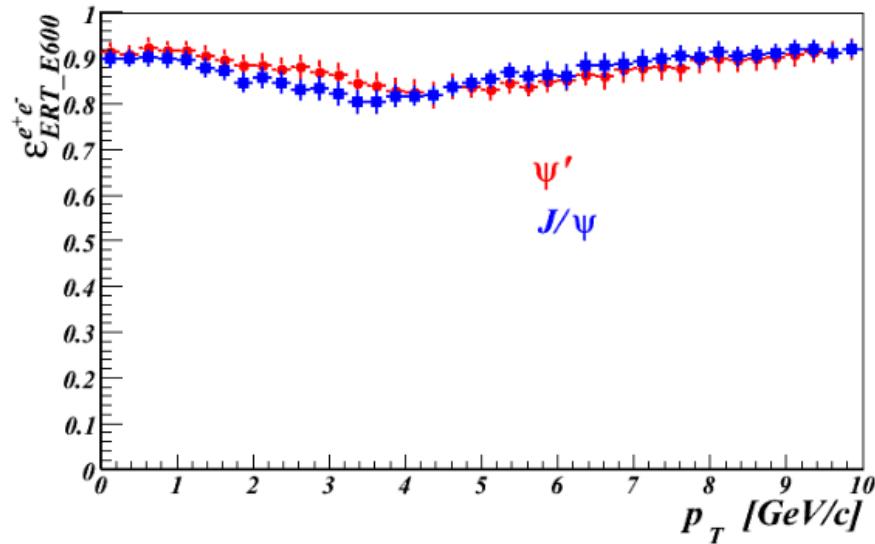


Figura 5.39: Eficiência ERT_E para a detecção de ψ' versus momentum.

5.7.5 Ineficiência do GL1

Uma ineficiência em todos os *triggers* ERT foi detectada nos dados do *Run 5* quando o *bit* do GL1 era solicitado, mesmo quando o elétron estava associado ao ERT. O problema estava relacionado a um pequeno atraso no sinal do ERT para alguns eventos.

Para calcularmos esta ineficiência do GL1 no *Run 6*, procedemos da seguinte maneira:

- checamos os eventos MB;
- contamos se o *hit* ERT_E estava associado a um candidato a elétron;
- contamos se o *hit* ERT_E estava associado a um candidato a elétron E se o *bit* foi disparado no GL1.

As frações entre o último e o primeiro aparecem nas Figuras 5.40, 5.41, 5.42 para cada um dos grupos de *run* ERT_E. Os erros propagados para o J/ψ são:

- ERT_E 400 MeV: **0.18%**;
- ERT_E 600 MeV: **0.5%**;
- ERT_E 600 MeV + máscaras: **0.9%**.

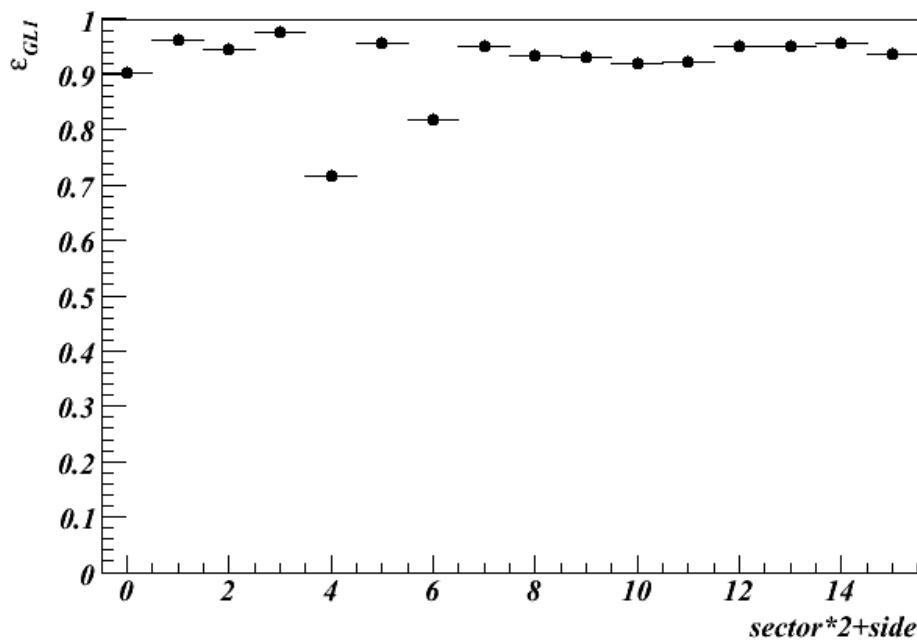


Figura 5.40: Ineficiência no ERT_E 400 MeV devido ao GL1.

A Figura 5.43 mostra o efeito do GL1 na eficiência de detecção do J/ψ para o grupo ERT_E 400 MeV. As eficiências setor/lado são introduzidas no *Toy Model* do ERT para o J/ψ para obter as eficiências finais de *trigger*. A Figura 5.44 mostra as eficiências finais ERT × GL1 para a detecção de J/ψ .

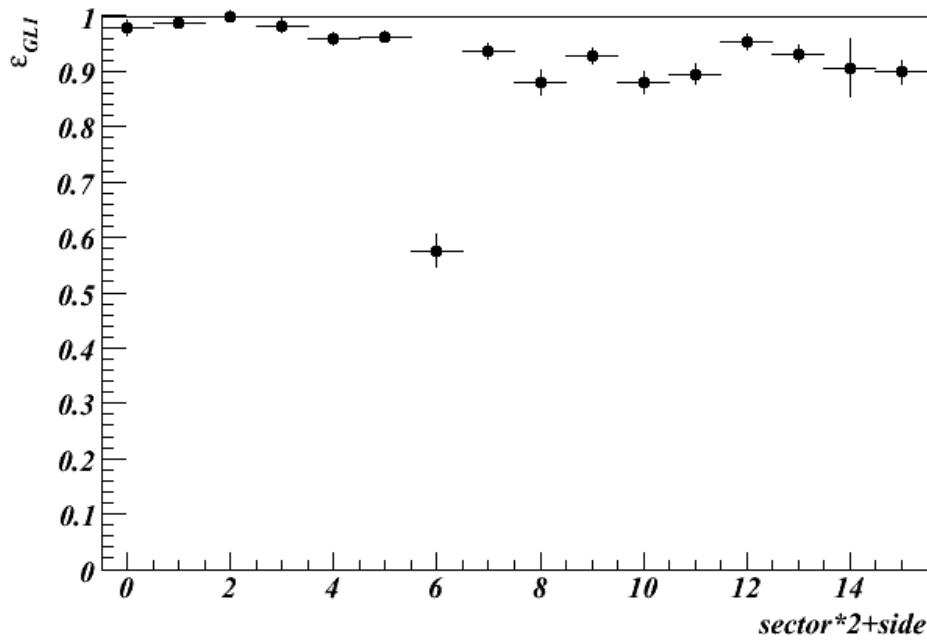


Figura 5.41: Ineficiência no ERT_E 600 MeV devido ao GL1.

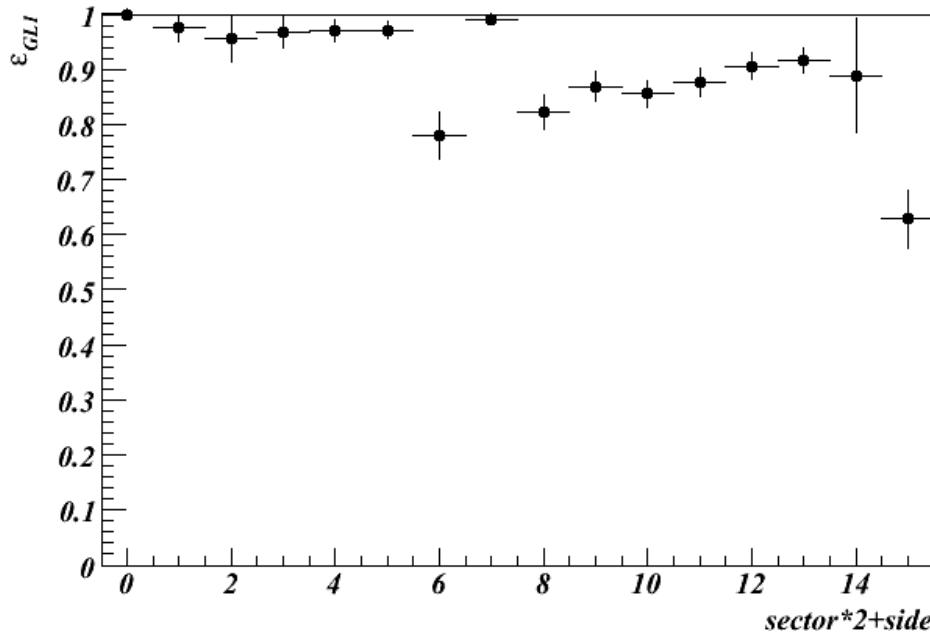


Figura 5.42: Ineficiência no ERT_E 600 MeV + máscaras devido ao GL1.

As Tabelas 5.9, 5.10, 5.11, 5.12, 5.13, 5.14, 5.15, e 5.16 mostram as eficiências $ERT \times GL1$ para o J/ψ e para o ψ' .

Em primeiro lugar nós tentamos computar a eficiência GL1 considerando eventos com apenas um *hit* ERT. Mas se estamos tratando de eventos J/ψ , devemos computar pelo menos dois *hits* ERT. Então, incluímos esta condição em nosso código de análise e a eficiência se tornou maior com esta condição. Este novo procedimento fez com que houvesse uma melhor concordância nos cálculos da eficiência do GL1 entre os

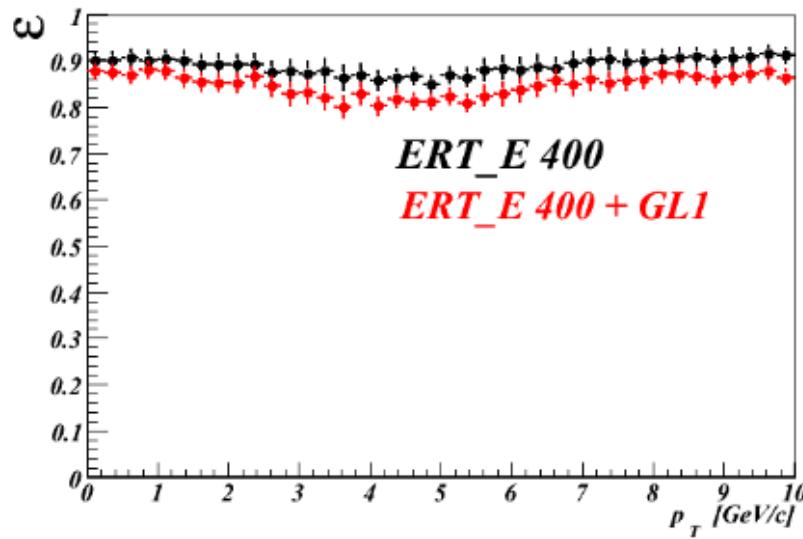


Figura 5.43: Comparação entre as eficiências ERT_E 400 MeV e ERT_E 400 MeV \times GL1.

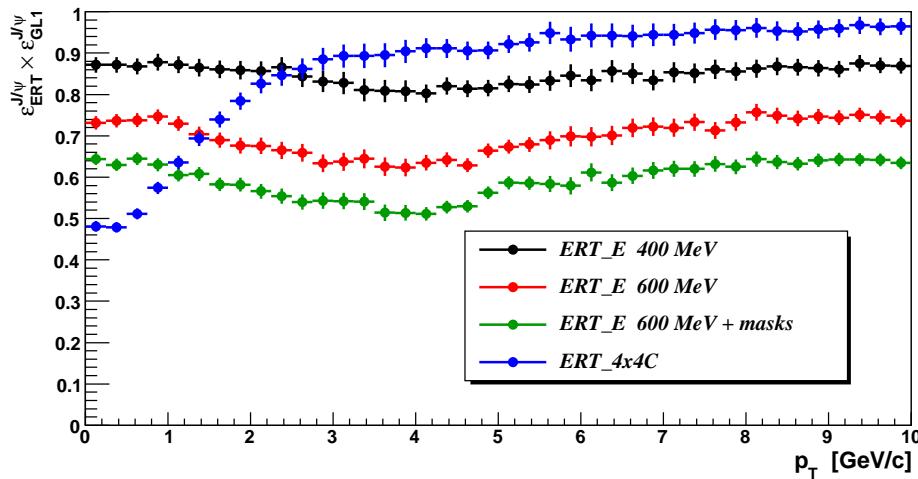


Figura 5.44: Eficiências ERT \times GL1 para o J/ψ .

p_T [GeV/c]	$\varepsilon_{ERT_E}^{J/\psi}(400MeV)$
0-1	0.873 ± 0.010
1-2	0.865 ± 0.011
2-3	0.852 ± 0.012
3-4	0.816 ± 0.013
4-6	0.817 ± 0.011
6-8	0.847 ± 0.011
8-10	0.866 ± 0.010

Tabela 5.9: Eficiência de J/ψ para o ERT_E 2 \times 2 400 MeV de limiar de sensibilização mínima de energia \times GL1 em cada intervalo de p_T .

p_T [GeV/c]	$\varepsilon_{ERT_E}^{J/\psi}(600\text{MeV})$
0-1	0.740 ± 0.009
1-2	0.704 ± 0.009
2-3	0.663 ± 0.010
3-4	0.635 ± 0.011
4-6	0.652 ± 0.009
6-8	0.713 ± 0.011
8-10	0.748 ± 0.009

Tabela 5.10: Eficiência de J/ψ para o ERT_E 2×2 600 MeV de limiar de sensibilização mínima de energia \times GL1 em cada intervalo de p_T .

p_T [GeV/c]	$\varepsilon_{ERT_E}^{J/\psi}(600\text{MeV} + masks)$
0-1	0.632 ± 0.008
1-2	0.608 ± 0.008
2-3	0.548 ± 0.009
3-4	0.518 ± 0.010
4-6	0.547 ± 0.008
6-8	0.609 ± 0.010
8-10	0.638 ± 0.008

Tabela 5.11: Eficiência de J/ψ para o ERT_E 2×2 600 MeV de limiar de sensibilização mínima de energia + máscaras \times GL1 em cada intervalo de p_T .

p_T [GeV/c]	$\varepsilon_{ERT_4\times 4c}^{J/\psi}$
0-1	0.524 ± 0.007
1-2	0.702 ± 0.009
2-3	0.848 ± 0.013
3-4	0.895 ± 0.014
4-6	0.915 ± 0.012
6-8	0.945 ± 0.013
8-10	0.959 ± 0.011

Tabela 5.12: Eficiência de J/ψ para o ERT_4×4c \times GL1 em cada intervalo de p_T .

p_T [GeV/c]	$\varepsilon_{ERT_E}^{\psi'}(400\text{MeV})$
0-1	0.878 ± 0.010
1-2	0.868 ± 0.011
2-3	0.859 ± 0.013
3-5	0.840 ± 0.014
5-10	0.831 ± 0.013

Tabela 5.13: Eficiência de ψ' para o ERT_E 2×2 400 MeV de limiar de sensibilização mínima de energia \times GL1 em cada intervalo de p_T .

resultados do *Run 5* e do *Run 6*.

p_T [GeV/c]	$\varepsilon_{ERT_E}^{\psi'}(600\text{MeV})$
0-1	0.748 ± 0.009
1-2	0.742 ± 0.010
2-3	0.709 ± 0.011
3-5	0.660 ± 0.012
5-10	0.679 ± 0.011

Tabela 5.14: Eficiência de ψ' para o ERT_E 2×2 600 MeV de limiar de sensibilização mínima de energia \times GL1 em cada intervalo de p_T .

p_T [GeV/c]	$\varepsilon_{ERT_E}^{\psi'}(600\text{MeV} - \text{masked})$
0-1	0.653 ± 0.008
1-2	0.640 ± 0.009
2-3	0.609 ± 0.010
3-5	0.551 ± 0.011
5-10	0.575 ± 0.010

Tabela 5.15: Eficiência de ψ' para o ERT_E 2×2 600 MeV de limiar de sensibilização mínima de energia + máscaras \times GL1 em cada intervalo de p_T .

p_T [GeV/c]	$\varepsilon_{ERT_4\times 4c}^{\psi'}$
0-1	0.813 ± 0.010
1-2	0.842 ± 0.011
2-3	0.861 ± 0.013
3-4	0.860 ± 0.015
4-6	0.884 ± 0.009
6-8	0.924 ± 0.010
8-10	0.943 ± 0.009

Tabela 5.16: Eficiência de J/ψ para o ERT_4×4c \times GL1 em cada intervalo de p_T .

Por último, nós computamos e propagamos o erro do GL1 setor por setor para o J/ψ da mesma maneira que fizemos para a eficiência do ERT na Seção 5.7.2. A baixa eficiência de alguns setores é devido à diferença de mudança temporal em algumas fibras.

5.7.6 Resumo dos Erros Sistemáticos dos triggers ERT

Propagação do erro para cada grupo ERT:

- ERT_E 400: 1.8% associação real/simulação + 1% erro estatístico do MC⁹ + 0.18% GL1 → **2.1%**;
- ERT_E 600: 5.0% associação real/simulação + 1% erro estatístico do MC + 0.5% GL1 → **5.1%**;

⁹MC = Monte Carlo.

- ERT_E 600+máscaras: 12.2% associação real/simulação + 1% erro estatístico do MC + 0.9% GL1 → 12%;
- ERT_4×4c: 22% associação real/simulação + 1% erro estatístico do MC + 0.8% GL1 + 12% run por run → 25% (não usado na análise final).

Como verificação extra, variamos as três eficiências ERT $\varepsilon_{ERT} \rightarrow \varepsilon_{ERT} + sys.error$ e calculamos a produção média do J/ψ . Os resultados médios mudaram em 4.4%. Como resultado final do erro sistemático para a eficiência ERT nós usamos o valor médio de 4.5%.

erro sistemático da eficiência ERT_E (a partir de uma média da luminosidade dos grupos ERT_E: $2.1\cdot74+5.1\cdot53+12\cdot20/147 = 4.5\%$)

5.7.7 Flutuação da Produção durante o Run

A Figura 5.45 mostra a flutuação da produção de J/ψ durante o período do Run 6 $p + p$, realizada após a subtração do sinal de fundo. A Figura 5.46 mostra a produção de J/ψ para os três grupos diferentes de runs de acordo com os limiares de energia de sensibilização, além das máscaras para os grupos ERT_E.

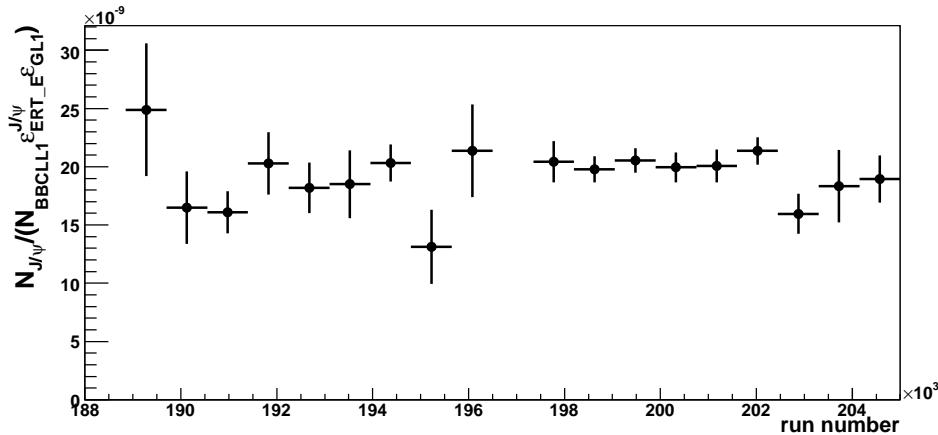


Figura 5.45: Flutuação da produção de J/ψ durante o Run.

O número de J/ψ s por evento foi tomado (considerando as eficiências ERT e GL1) para 100 períodos de runs diferentes. A distribuição deste número aparece em preto na Figura 5.47. A produção de J/ψ como função do número do run flutua $23.7 \pm 1.7\%$ em torno do valor médio para o Run todo. Se preenchermos um histograma com:

$$Random :: Gaus(mean, stat.error(runbin)) \quad (5.14)$$

por 1000 vezes para cada canal, obteremos uma distribuição com RMS = $22.9 \pm 1.6\%$ (linha azul no gráfico da Figura 5.47). De maneira similar, nós verificamos a flutuação run por run da produção de elétrons ao redor do valor médio em cada período de run (linha azul no gráfico) da Figura 5.48. Na Tabela 5.17, *stat* é a flutuação de 100x para cada run, *Gaus(mean(run period),stat_error(run))* e *stat+run_by_run* é a variação dos pontos dos elétrons.

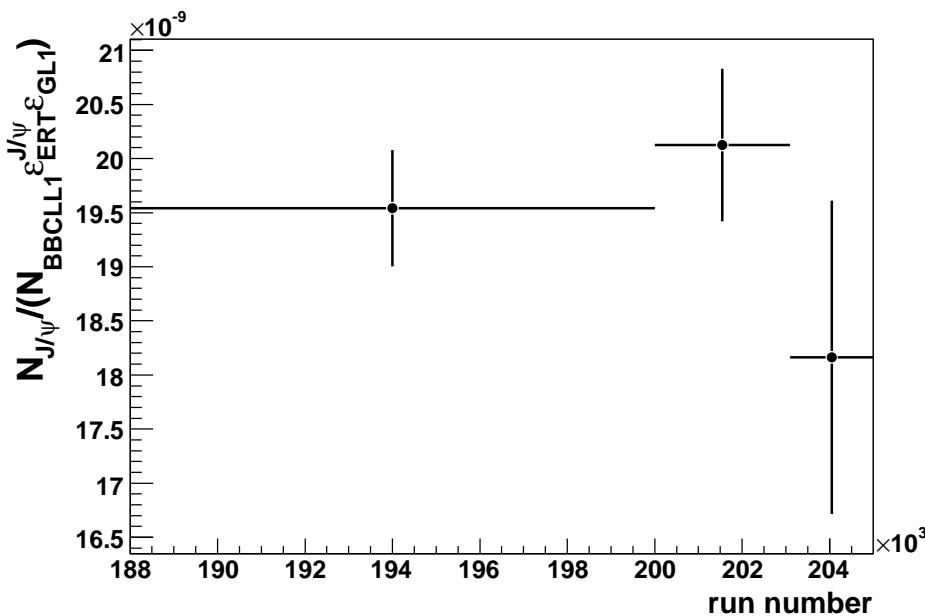


Figura 5.46: Flutuação da produção de J/ψ para os três grupos ERT_E usados nesta análise.

setor	RMS(stat)	RMS(stat+run_by_run)
E0	0.07079 ± 0.00026	0.1074 ± 0.0039
E1	0.07599 ± 0.00028	0.1186 ± 0.0043
E2	0.05074 ± 0.00018	0.0968 ± 0.0035
E3	0.05360 ± 0.00019	0.1129 ± 0.0041
W0	0.05515 ± 0.00020	0.0776 ± 0.0028
W1	0.04997 ± 0.00018	0.0856 ± 0.0031
W2	0.05172 ± 0.00019	0.0779 ± 0.0028
W3	0.07803 ± 0.00028	0.1175 ± 0.0043

Tabela 5.17: Flutuação *run* por *run* para cada setor do EmCal.

O MC da produção de J/ψ varia $9.4 \pm 0.7\%$ quando as aceitâncias do setor flutuam como em RMS (stat). O MC da produção de J/ψ varia $5.9 \pm 0.4\%$ quando as aceitâncias do setor flutuam como em RMS (stat+run-by-run). A flutuação *run* por *run* é então:

$$\sqrt{9.4^2 - 5.9^2} = 7.3 \pm 1.3\%.$$

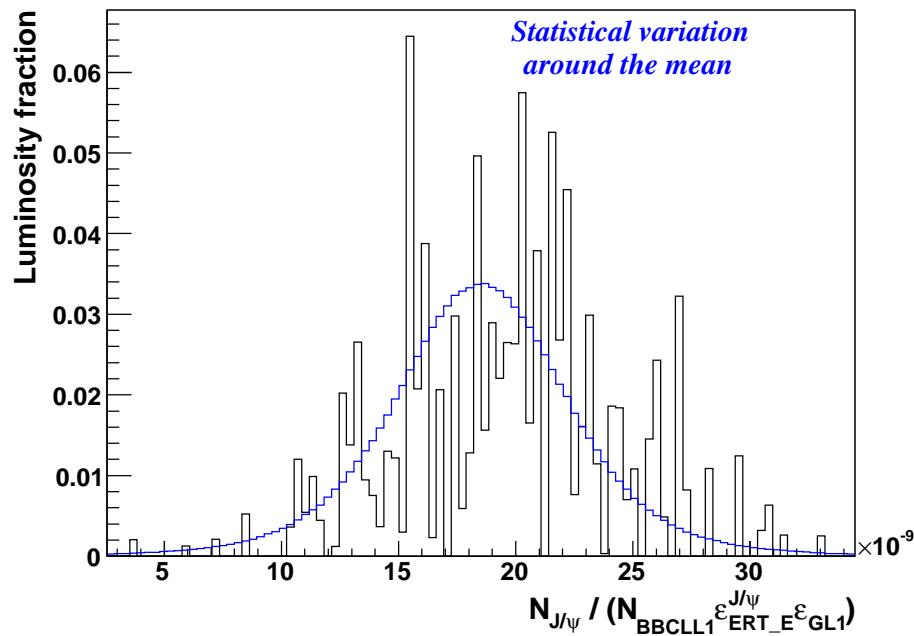


Figura 5.47: Em preto: flutuação da produção de J/ψ run por run. Em azul: estimativa da mesma flutuação se a produção de J/ψ fosse a mesma para todos os runs.

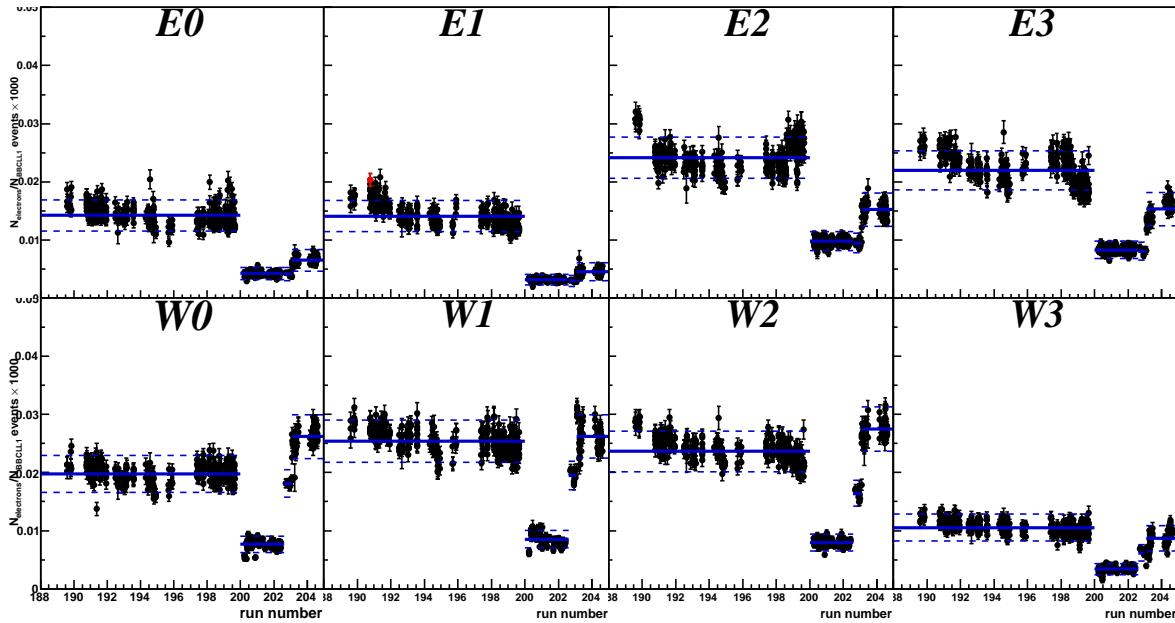


Figura 5.48: Flutuação run-por-run da produção de elétrons ao redor do valor médio (linha azul no gráfico) em cada período de run.

Capítulo 6

Análise de Charmonium I: Produção de J/ψ e de ψ' versus Momento Transverso

Neste capítulo abordamos o método de determinação do sinal e como a distribuição estatística do sinal esperado é essencial quando há contagens com contaminação de fundo, na busca de ressonâncias estreitas como as de J/ψ e de ψ' . Para isso, apresentamos um estudo de correções sistemáticas, dos erros sistemáticos e por último o cálculo da produção de charmonium. A produção de J/ψ a partir do decaimento de ψ' , denominada *feed-down* (veja Seção 2.3) é calculada ao final do capítulo. O resultado da produção final de J/ψ e de ψ' foi obtido neste trabalho com os dados do *Run 6*. Todos os resultados do *Run 5* estão publicados na Ref. [12] e são usados para verificação de consistência com relação ao nosso método de análise.

6.1 Determinação dos Cortes em Massa e Estimativa da Contribuição do Contínuo

Nesta seção nós relatamos a técnica de ajuste desenvolvida nos intervalos de massa de J/ψ e de ψ' . O método de ajuste não será usado na produção final, mas ele é necessário para que estimemos as contribuições de contínuo e as eficiências nos cortes em massa. Nós utilizamos os mesmos cortes de identificação de elétrons descritos na Seção 5.2.3, além das seguintes condições:

- subtração de pares de mesmo sinal normalizada por $2 \cdot \sqrt{N_{e^+e^+} \cdot N_{e^-e^-}}$. Esta normalização representa uma média geométrica das contagens para cada um dos canais e o fator 2 mantém a mesma ordem de grandeza para que não haja distinção entre e^+e^+ e e^-e^- ;
- utilização de todos os traços de qualidade;
- recalibrador de momento próprio.

6.1.1 Recalibrador de Momento Próprio

Na Seção 4.1.4 descrevemos como correções *offline* do ponto do vértice da colisão ao longo dos planos x e y (desalinhamento do feixe) são importantes, porque os *offsets* dependem fortemente da inclinação $r - \phi$ que também é proporcional ao momento da partícula. Fizemos a análise com dois conjuntos de recalibradores de momento: o padrão, que está disponível no *Analysis Train* e o próprio. O problema do recalibrador padrão é o reduzido número de runs sem campo magnético durante o *Run 6*. O recalibrador de momento próprio baseia-se na calibração do momento a partir de picos de J/ψ . Picos de J/ψ de um pósitron detectado no braço oeste e de um pósitron no braço leste não deveriam aparecer deslocados, deveriam ter a mesma centróide se o *offset* do feixe é nulo no plano y . Entretanto, não é o que acontece (veja a Figura 6.1). Na Figura 6.2 pode-se notar a variação do valor da massa de J/ψ , Δmass , como função do número de *run* na ausência de recalibrador de momento e com os recalibradores padrão e próprio.

Pode-se ainda notar que não há grande vantagem em usarmos o recalibrador próprio em detrimento do padrão. Além disso, os *offsets* obtidos pelo recalibrador próprio não foram testados em outros observáveis (por exemplo, usando-se o detector ToF

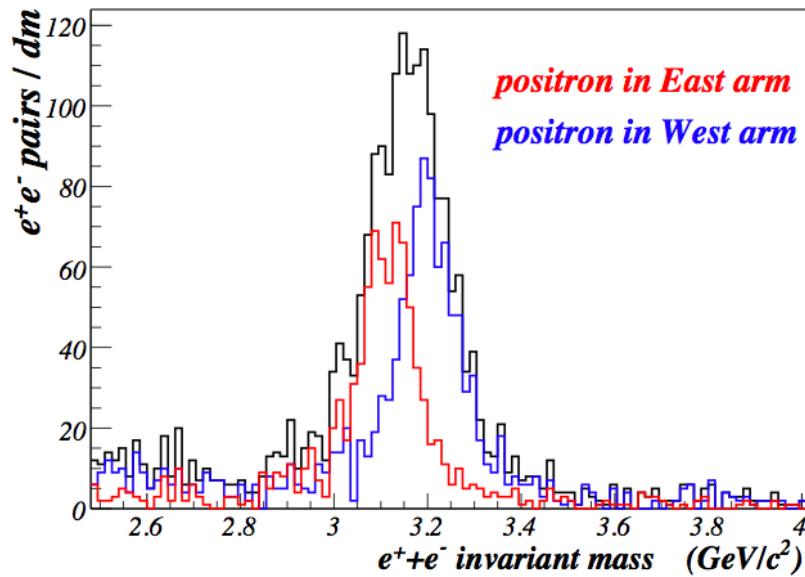


Figura 6.1: Massa invariante de J/ψ para diferentes regiões de detecção do pósitron que compõe o par de J/ψ .

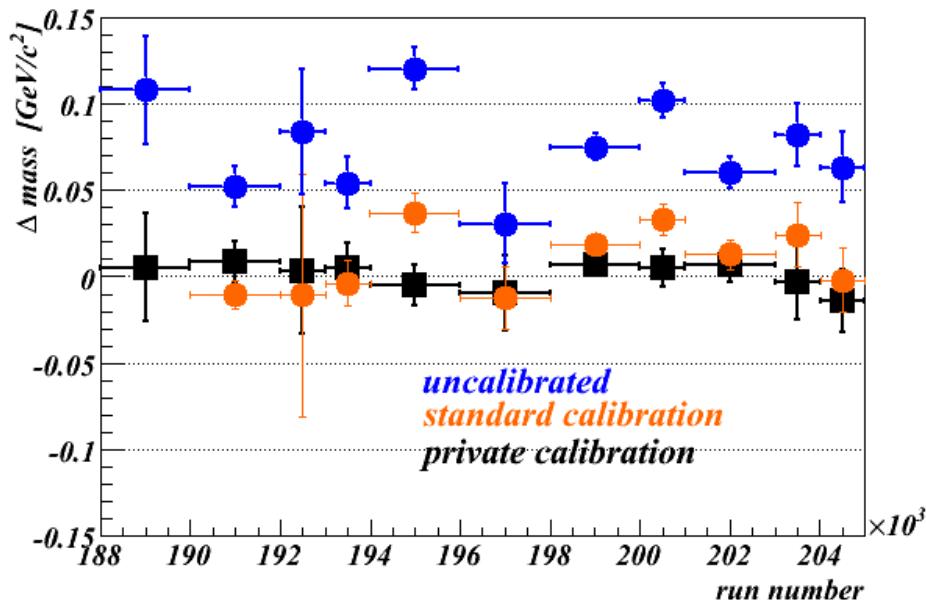


Figura 6.2: Variação da massa de J/ψ como função do número do *run* na ausência de recalibrador de momento e com os recalibradores padrão e próprio.

na determinação das massas do próton e do antiproton). As contagens de J/ψ e de ψ' foram feitas usando-se os dois recalibradores e não foram encontradas diferenças significativas mesmo para J/ψ s em região de elevado momento transverso. O recalibrador de momento próprio acabou se tornando mais conveniente nos ajustes aos picos de J/ψ e de ψ' que foram simulados.

Assim dividimos os dados usados nesta análise em cinco grupos diferentes (G1-

G5) durante o *Run 6* $p + p$ para quantificarmos a resolução do pico de massa de J/ψ e determinar as eficiências nos cortes em massa. Os cinco grupos de *run* são descritos como segue:

- G1 *run* = [189579,190974] → não conclusivo, devido à baixa estatística se comparado ao grupo G2;
- G2 *run* = [191000,195903];
- G3 *run* = [197390,198500];
- G4 *run* = [198501,199767];
- G5 *run* = [200240,204610].

Para cada um dos grupos de *run*, nós usamos a mesma amostra de dados e os seguintes cortes, ambos para o Recalibrador de Momento Padrão e para o Recalibrador de Momento Próprio que foi utilizado nesta análise:

- $n_0 \geq 0$;
- $|dep| < 4\sigma$;
- $dr < 4\sigma$;
- qual==31 || qual==63 ($||$ = operador lógico booleano OU).

A Figura 6.3 mostra a resolução do pico de massa de J/ψ para cada grupo de *run* e para ambos os recalibradores: padrão e próprio. A Figura 6.4 mostra todos os grupos de *run* (G1-G5) para ambos os recalibradores. Como já mencionamos, nós escolhemos o recalibrador de momento próprio para determinarmos as eficiências nos cortes em massa. As Tabelas 6.1 e 6.2 mostram o número de eventos de J/ψ para ambos os recalibradores, o que assegura a confiança entre ambos em termos de produção de J/ψ , já que as diferenças são desprezíveis com respeito aos erros estatísticos que são altamente correlacionados.

grupo de run	contagem	fundo	eventos J/ψ
G1	63	5	58 ± 8
G2	418	29	389 ± 21
G3	268	21	247 ± 17
G4	463	28	435 ± 22
G5	838	53	785 ± 30

Tabela 6.1: Eventos J/ψ para os grupos de *run* G1-G5 e recalibrador de momento padrão.

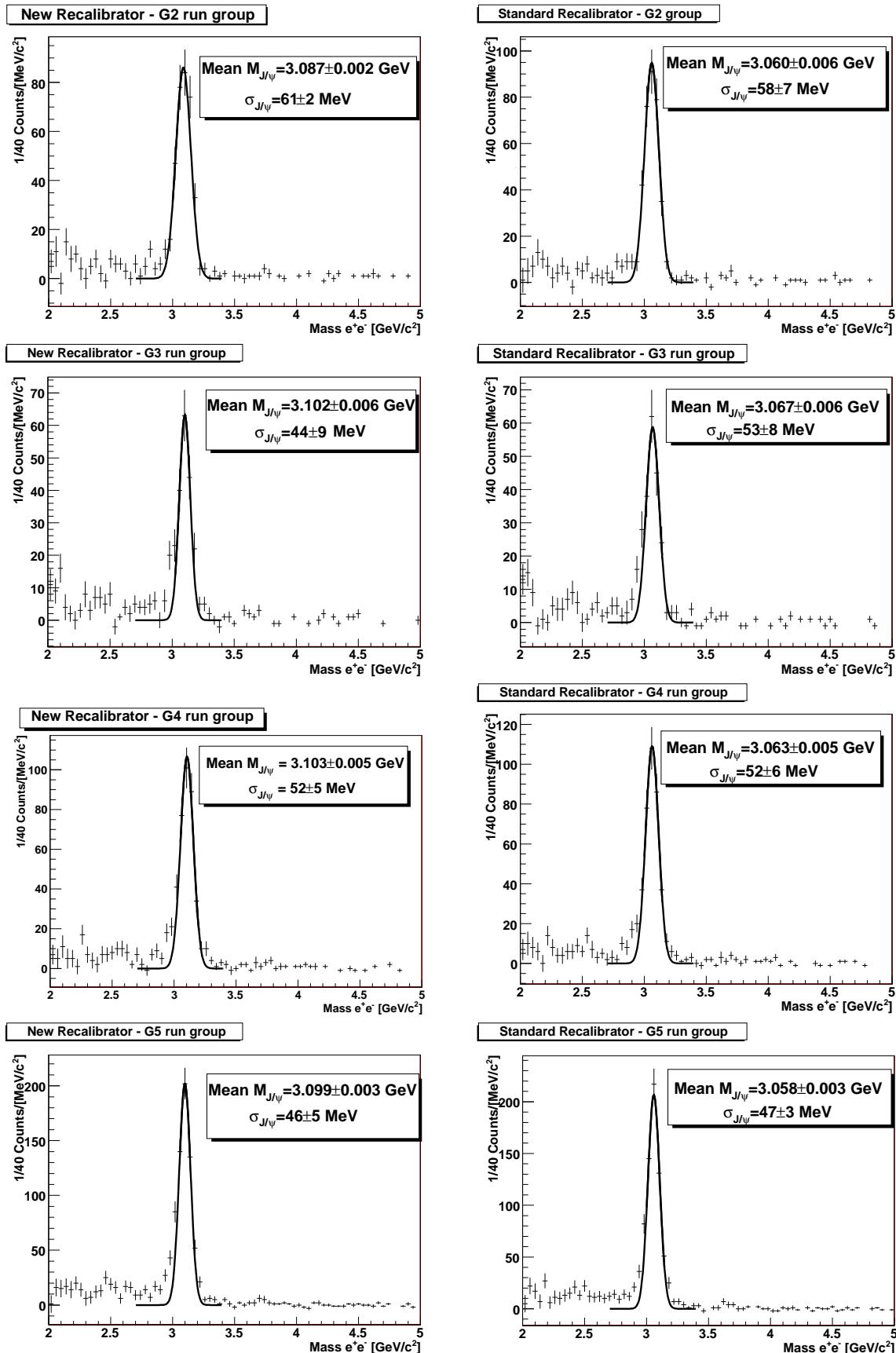


Figura 6.3: Comparaçāo entre os recalibradores de momento. À esquerda: recalibrador próprio, e à direita, recalibrador padrāo, para cada um dos grupos de run (G1-G5).

grupo de run	contagem	fundo	eventos de J/ψ
G1	61	5	56 ± 8
G2	424	34	390 ± 21
G3	269	20	249 ± 17
G4	466	30	436 ± 22
G5	851	55	796 ± 30

Tabela 6.2: Eventos de J/ψ para os grupos G1-G5 usando o recalibrador de momento próprio.

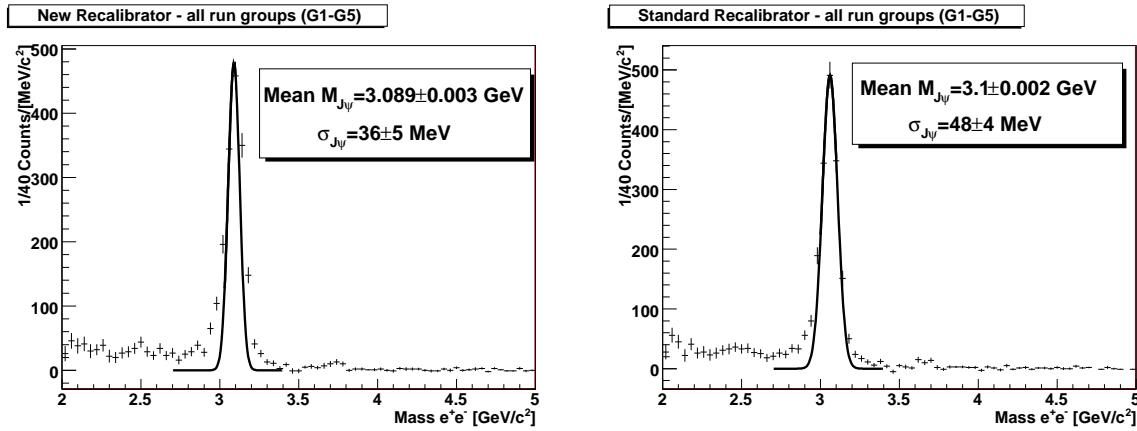


Figura 6.4: Comparaçāo entre os recalibradores de momento. À esquerda: recalibrador privado, e à direita, recalibrador padrāo, para todos os grupos de run (G1-G5).

6.1.2 Componentes das Produções nos Intervalos de Massa de J/ψ e de ψ'

O fundo combinatorial em pares e^+e^- (sinais diferentes) é estimado a partir de pares e^+e^+ e e^-e^- (de mesmo sinal) de um mesmo evento. O número de contagens para ambos os estados de charmonium, estados ψ , é obtido:

$$N_\psi = N_{+-} - (N_{++} + N_{--}), \quad (6.1)$$

onde N_{+-} , N_{++} e N_{--} são os números de e^+e^- , e^+e^+ e e^-e^- , respectivamente no intervalo de massa escolhido como descrito na Seção 6.1.7. Para a extração da produção final, deve-se levar em conta além das ressonâncias de charmonium as contribuições do fundo físico:

- Mésons D e B correlacionados. A maior contribuição é de mésons D não correlacionados, provenientes de decaimentos semileptônicos de D^+ e D^- (veja Figura 6.5).

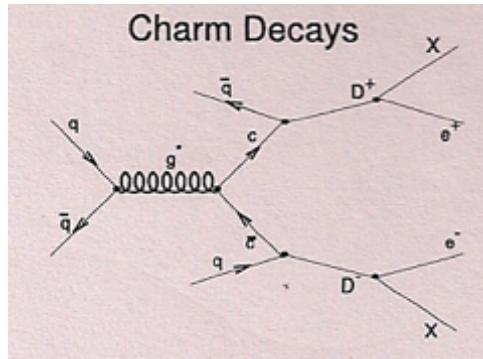


Figura 6.5: Contribuição física de decaimento semileptônico de D^+ e D^- para a região de J/ψ .

- Processo Drell-Yan. Um quark proveniente de um hadrôn e um antiquark proveniente de outro hadrôn se aniquilam criando um par de léptons através da troca de um fóton virtual (veja Figura 6.6).

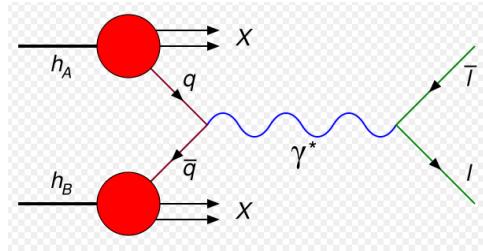


Figura 6.6: Contribuição física do processo Drell-Yan para a região de J/ψ .

Utilizamos a mesma simulação do PYTHIA como descrita na Ref. [92]:

$$\begin{aligned} \sigma_{c\bar{c}} &= 518 \pm 47(stat) \pm 135(sys) \pm 190(model) \mu b \\ \sigma_{b\bar{b}} &= 3.9 \pm 2.5(stat) \pm^{+3}_{-2}(sys) \mu b \\ \sigma_{Drell\ Yan} &= 0.040 \mu b \text{ scaled to NLO.} \end{aligned} \quad (6.2)$$

O contínuo a partir do PYTHIA [92] aparece na Figura 6.7.

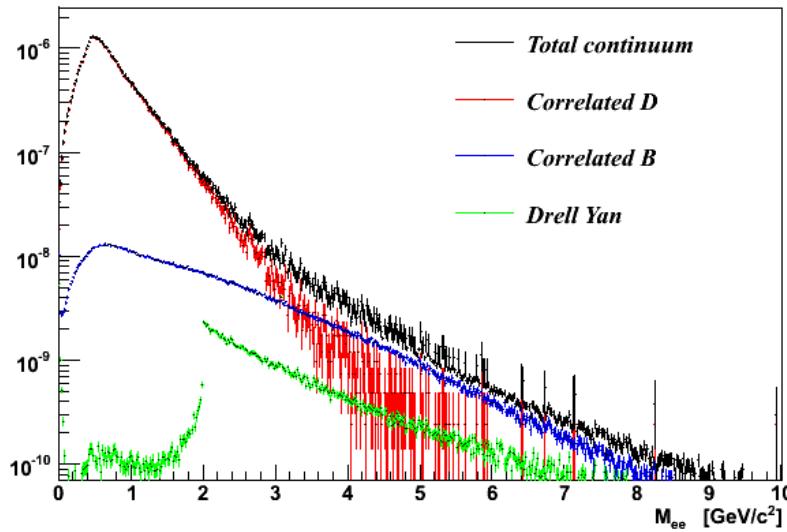


Figura 6.7: Componentes do contínuo.

Parâmetros do PYTHIA 6.205 [92] com pdf CTEQ5L:

- PARP(91) = 1.5 (k_T , distribuição primordial gaussiana em hadrons);
- PARP(31) = 3.5 (fator K);
- MSTP(33) = 1;
- MSTP(32) = 4 (escala Q^2);
- para produção de charm: MSEL = 11 e PMAS(4,1) = 1.25;
- para produção de bottom: MSEL = 5 PMAS(5,1) = 4.1;
- para Drell Yan: MSEL = 11 PMAS(31) = 1.8.

6.1.3 Radiação de Bremsstrahlung de J/ψ e de ψ'

Tomando-se a quantidade de material na região do detector, devemos levar em consideração a perda de energia sofrida pelos elétrons quando da sua passagem por esse meio. Esta perda por *bremsstrahlung* cria tanto um deslocamento da centróide dos picos de massa invariante para a esquerda, como também uma assimetria em sua distribuição: uma 'cauda' à esquerda da centróide do J/ψ . A radiação de *bremsstrahlung* ($J/\psi \rightarrow e^+e^- \gamma$) no vácuo recebe a denominação de radiação interna, e no meio, de radiação externa. A radiação externa P_{ext} pode ser reproduzida através do PISA, mas esse não é o caso da radiação interna. Assim, expressões analíticas para a radiação interna P_{int} foram derivadas da Ref. [93], que permitem uma parametrização da forma

da 'cauda'. A distribuição em massa para dielétrons com massa m vindo de um méson vetorial pesado M é descrita por:

$$\begin{aligned} P_{int}(M, m) &= \frac{\alpha}{\pi} \frac{2m}{(M^2 - m^2)}; \left(\left(1 + \frac{m^4}{M^4} \right) \right) \left(\left(\ln \frac{1+r}{1-r} - r \right) \right) \\ r &= \sqrt{1 - 4m_e/m^2}; \\ \alpha &= 1/137; \\ m_e &= 0.00051 GeV/c^2. \end{aligned} \quad (6.3)$$

A resolução σ_R e o deslocamento ms do pico de massa são considerados através da convolução de uma componente Gaussiana:

$$\mathcal{P}_{int}(m) = \int_{m'=0}^M \frac{P(m')_{int}}{|P(m')_{int}|} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_R} \exp \left[-\frac{[m' - (m - ms)]^2}{2\sigma_R^2} \right] dm'. \quad (6.4)$$

A função $P(m)$ e o resultado da convolução aparecem na Figura 6.8.

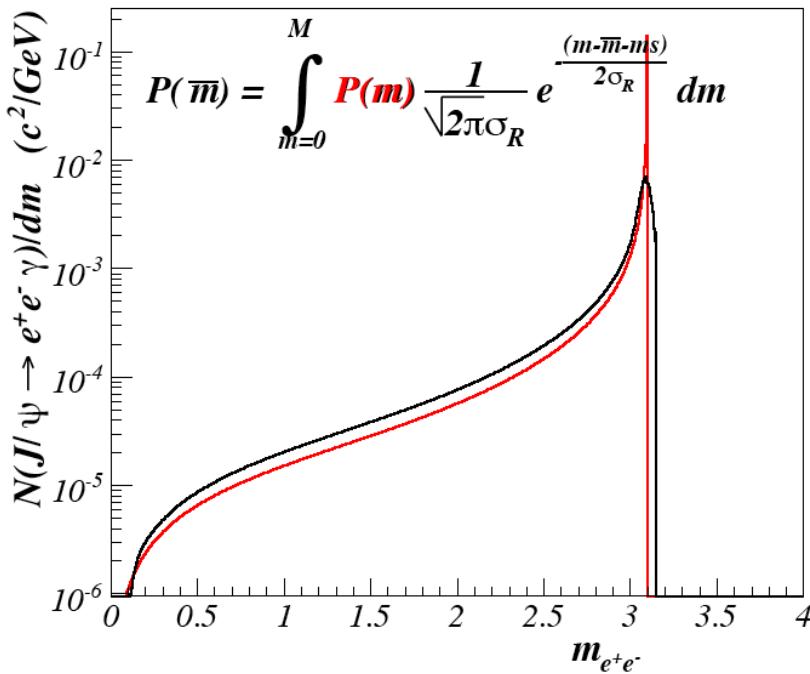


Figura 6.8: Distribuição de massa invariante de $J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ versus $m_{e^+e^-}$ (linha vermelha) incluindo o efeito da resolução em massa de 30 MeV/c (linha preta).

A radiação externa $P_{ext}(m)$ que aparece na Equação 6.5 (produzida no material do PHENIX) foi obtida a partir de simulação de J/ψ no PISA, como mostra a Figura 6.9.

$$\mathcal{P}_{ext}(m) = \int_{m'=0}^M \frac{P(m')_{ext}}{|P(m')_{ext}|} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_R} \exp \left[-\frac{[m' - (m - ms)]^2}{2\sigma_{Rext}^2} \right] dm' \quad (6.5)$$

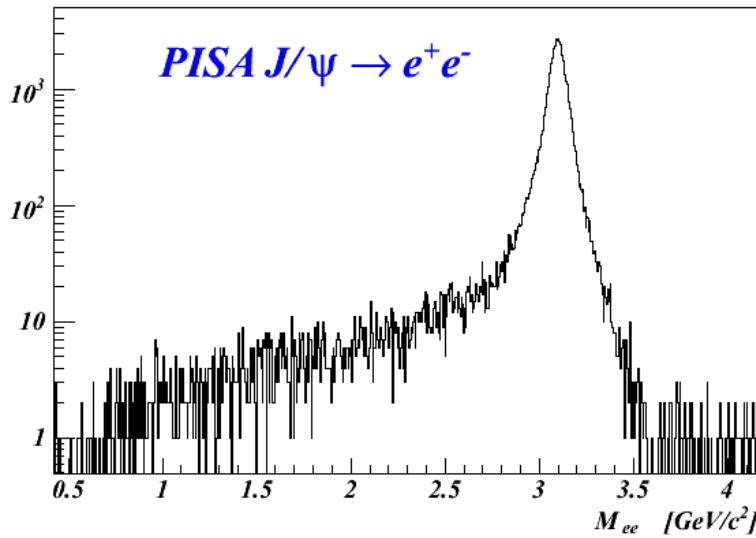


Figura 6.9: Simulação do J/ψ no PISA para contabilização da radiação externa.

6.1.4 Ajuste de todas as Componentes

Todas as contribuições foram calculadas com correção na histogramação da massa efetiva do par e^+e^- para levar em conta as resoluções das radiações interna σ_{Rint} e externa σ_{Rext} , além do desvio no pico de massa ms :

$$\begin{aligned}\mathcal{C}(m) &= \int_{m'=0}^{10GeV} continuum(m') \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{Rext}} \exp\left[-\frac{(m' - m + ms)^2}{2\sigma_{Rext}^2}\right] dm' \quad (6.6) \\ \mathcal{P}_{int}(M, m) &= \int_{m'=0}^{4GeV} \frac{P_{int}(M, m')}{\|P_{int}(M, m')\|} \frac{1}{\sqrt{2\pi}(\sigma_{Rext} + \sigma_{Rint})} \exp\left[-\frac{(m' - m + ms)^2}{2(\sigma_{Rext} + \sigma_{Rint})^2}\right] dm' \\ \mathcal{P}_{ext}(m) &= \int_{m'=0}^{4GeV} \frac{P_{ext}(m')}{\|P_{ext}(m')\|} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{Rext}} \exp\left[-\frac{(m' - m + ms)^2}{2\sigma_{Rext}^2}\right] dm'.\end{aligned}$$

De acordo com [93], somente uma fração de fôtons $C_{hard} = 0.324$ produzidos por *Bremsstrahlung* apresenta energia superior a 10 MeV e, portanto, podem ser detectados. Dessa forma, a produção observada pode ser ajustada por:

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dm}(m) &= par_{cont} \mathcal{C}(m) \quad (6.7) \\ &+ par_{J/\psi} [(1 - C_{hard})\mathcal{P}_{ext}(m) + C_{hard}\mathcal{P}_{int}(M = 3.096, m)] \\ &+ par_{\psi'} [(1 - C_{hard})\mathcal{P}_{ext}(m + 0.59) + C_{hard}\mathcal{P}_{int}(M = 3.686, m + 0.59)].\end{aligned}$$

Total de 6 parâmetros livres.

6.1.5 Propagação de Erro

A função ajustada $dN/dm(m)$ não é analítica, e portanto, o procedimento para a propagação dos erros dos parâmetros para sua integral é:

- Minuit¹ fornece a matriz covariante \mathbf{V} :

```
TVirtualFitter * fitter = TVirtualFitter::GetFitter();
double * covMatrix = fitter->GetCovarianceMatrix();
```

- Derivadas parciais \mathbf{A} de $\int_{m=M1}^{M2} \frac{dN}{dm} dm$ são obtidas numericamente por:
 $\text{TF1}::\text{GradientPar}(x, \text{par});$
- O erro final da integral é calculado por:
 $\sigma = \mathbf{A}^t \mathbf{V} \mathbf{A}$.

6.1.6 Resultado do Ajuste

A Figura 6.10 mostra o resultado final do ajuste e a Figura a 6.11 a mesma distribuição em escala linear.

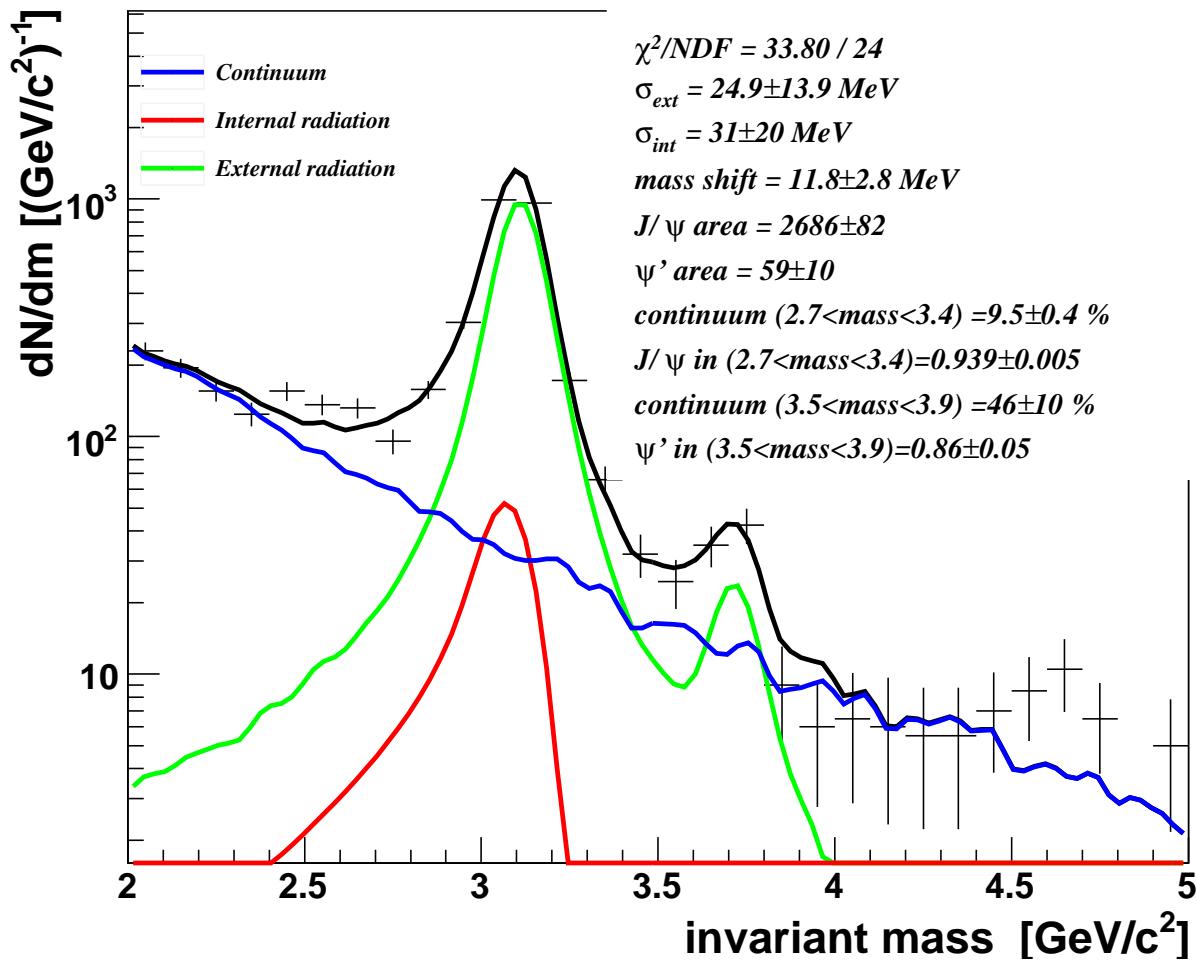


Figura 6.10: Resultado do ajuste incluindo todas as componentes do contínuo.

¹Pacote do ROOT[94] para ajustes de curvas.

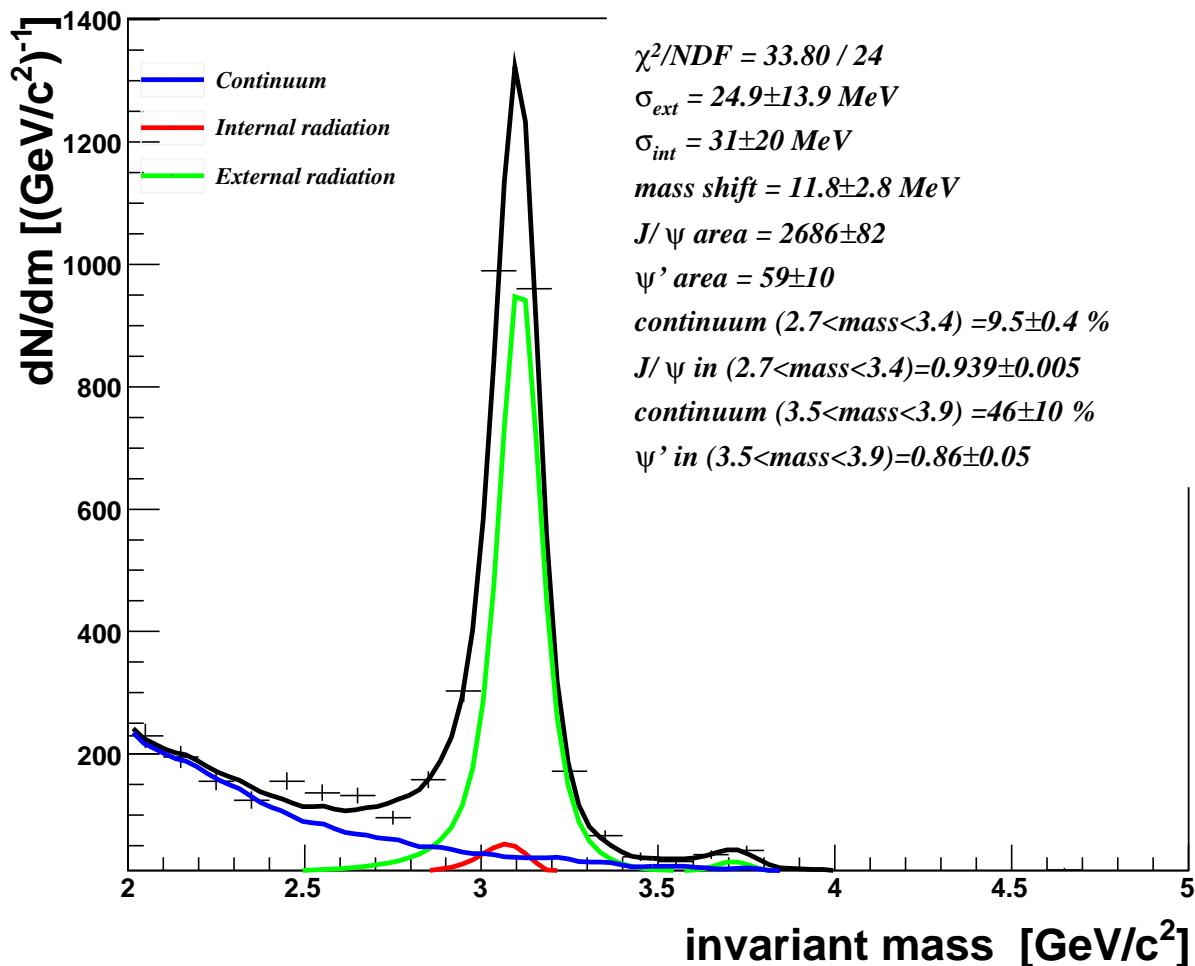


Figura 6.11: Resultado do ajuste em escala linear incluindo todas as componentes do contínuo.

6.1.7 Otimização do Corte em Massa

Nós podemos otimizar o corte em massa da contagem direta usando a função de ajuste. A otimização está baseada na figura de mérito: a eficiência do corte em massa/contribuição do contínuo, como mostra a Tabela 6.3.

	intervalo de massa (GeV/c^2)	eficiência (%)	contínuo (%)	ef/cont
J/ψ	2.6 - 3.4	95.6 ± 0.4	12.3 ± 0.5	7.77
	2.7 - 3.4	93.9 ± 0.4	9.5 ± 0.5	9.88
	2.6 - 3.5	95.8 ± 0.4	12.9 ± 0.6	7.43
	2.7 - 3.5	94.1 ± 0.4	10.8 ± 0.5	8.71
ψ'	3.5 - 3.9	86 ± 6	46 ± 37	1.86
	3.6 - 3.9	75 ± 7	57 ± 41	1.31
	3.5 - 4.0	85 ± 5	67 ± 35	1.27
	3.6 - 4.0	76 ± 7	63 ± 4	1.21

Tabela 6.3: Otimização do corte em massa baseado em figura de mérito.

Corte em massa escolhido:
[2.7,3.4] GeV/c^2 para J/ψ
[3.5,3.9] GeV/c^2 para ψ'

6.1.8 Dependência com p_T

As Figuras 5.20-5.29 mostram a dependência da eficiência e da contribuição do contínuo em p_T , bem como a razão entre os dados e o resultado do ajuste. A forma do contínuo foi simulada e ajustada para cada um dos intervalos de p_T . A contribuição de $D\bar{D}$ foi ajustada com uma exponencial e as contribuições de $B\bar{B}$ e Drell Yan com uma função de potência para cada intervalo de p_T . Aplicamos diferentes ponderações aos dielétrons simulados provenientes de Ds e Bs para o ajuste dos dados reais.

De acordo com o ajuste, a contribuição de contínuo flutua com p_T . Portanto, nós utilizamos os números na Tabela 6.4 para o intervalo de p_T correspondente e designamos um erro sistemático de acordo com o erro do ajuste.

p_T (GeV/c)	J/ψ (%)	ψ' (%)
0-1	9.4 ± 0.6	42 ± 12
1-2	9.9 ± 0.8	54 ± 16
2-3	3.7 ± 1.0	25 ± 11
3-5	6.9 ± 1.8	45 ± 29
5-7		

Tabela 6.4: Dependência da eficiência e da contribuição de contínuo com p_T .

Eficiência do corte em massa

A eficiência do corte em massa apresenta uma pequena flutuação com p_T . Nós utilizamos o corte em massa de p_T integrado (93.9 % para J/ψ , e 86% para ψ'). O erro sistemático designado para a eficiência é determinado pela variação dos parâmetros

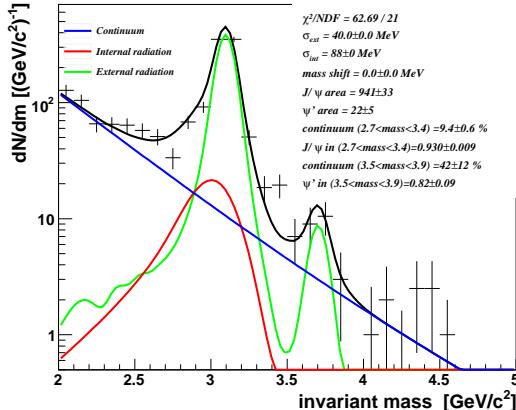


Figura 6.12: Distribuição de massa invariante e^+e^- na região dos picos de J/ψ e de ψ' para $p_T < 1 \text{ GeV}/c$.

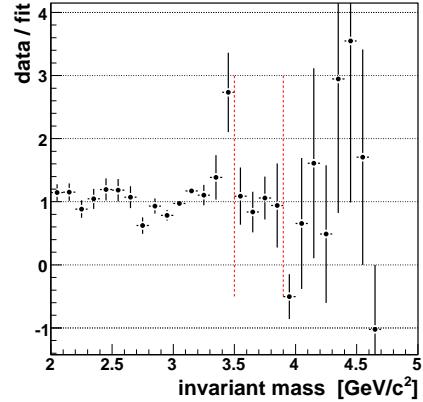


Figura 6.13: Razão entre os dados e o resultado do ajuste para $p_T < 1 \text{ GeV}/c$.

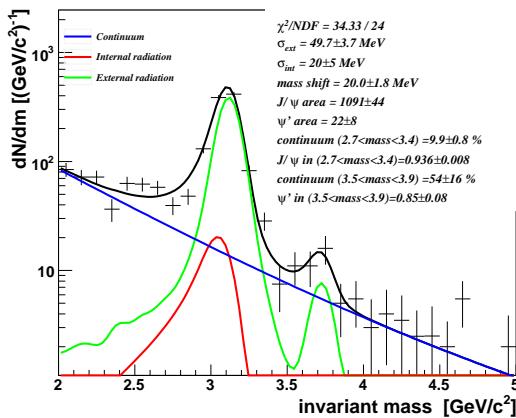


Figura 6.14: Distribuição de massa invariante e^+e^- na região dos picos de J/ψ e de ψ' para $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$.

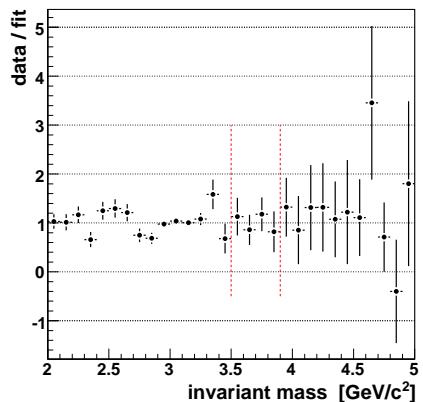


Figura 6.15: Razão entre os dados e o resultado do ajuste para $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$.

do PYTHIA observada em diferentes p_T , i.e. 1% para J/ψ e 2% para ψ' .

erro sistemático da eficiência do corte em massa para $J/\psi = 1\%$;

erro sistemático da eficiência do corte em massa para $\psi' = 2\%$.

Para a contribuição de contínuo de ψ' , nós investigamos os seus detalhes, já que esta é a maior fonte de erro sistemático em sua produção. Nós nos baseamos no ajuste à forma de todo o contínuo obtida em [92] com espectro de massa invariante estendido para que os erros do ajuste fossem reduzidos.

A contribuição do contínuo é desconhecida para o último intervalo de momento. Portanto, nós assumimos um intervalo de confiança de 90% (90% C.L.) para o ψ' .

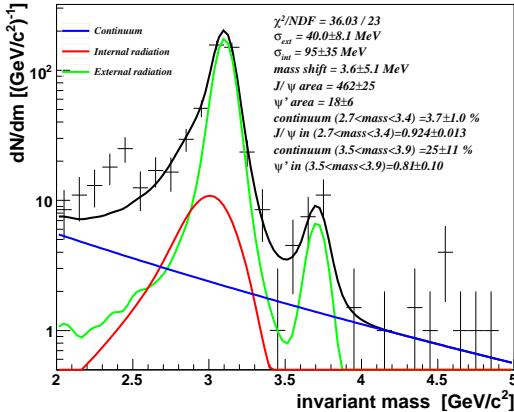


Figura 6.16: Distribuição de massa invariante e^+e^- na região dos picos de J/ψ e de ψ' para $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$.

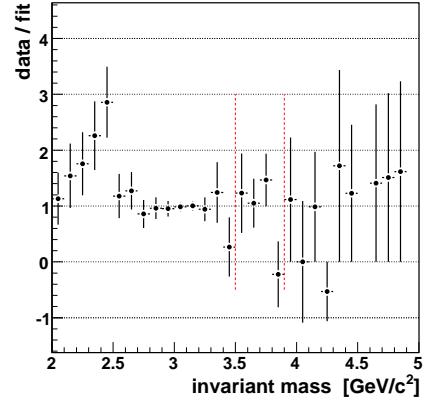


Figura 6.17: Razão entre os dados e o resultado do ajuste para $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$.

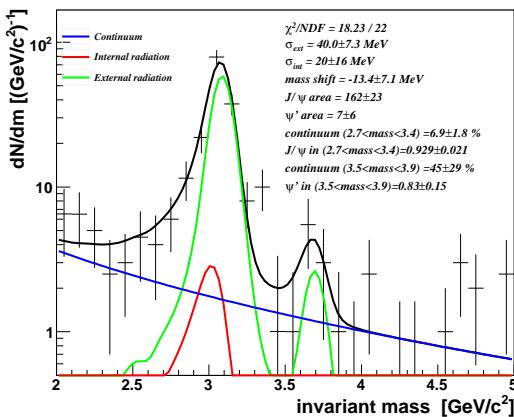


Figura 6.18: Distribuição de massa invariante e^+e^- na região dos picos de J/ψ e de ψ' para $3 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$.

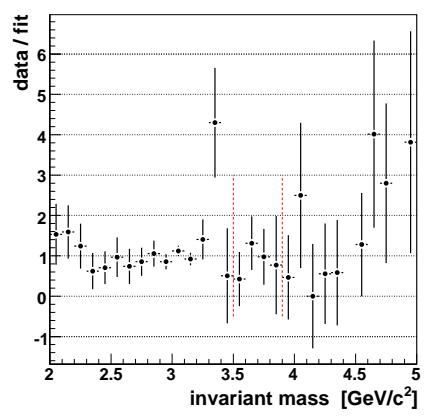


Figura 6.19: Razão entre os dados e o resultado do ajuste para $3 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$.

O erro estatístico do contínuo é obtido a partir do ajuste. O erro não correlacionado total para o ψ' é tomado como a soma quadrática sobre as contagens de ψ' e sobre o erro da contribuição do contínuo.

Em [92] a contribuição de $b\bar{b}$ para o contínuo apresenta um erro sistemático de 60% devido a variações nos parâmetros do PYTHIA como mostram os resultados da Equação 6.2. Estas foram introduzidas no procedimento do ajuste e retornaram uma variação de 7% para a contribuição de contínuo no intervalo de massa de ψ' .

Nenhuma mudança foi observada para a contribuição de contínuo no intervalo de massa de J/ψ .

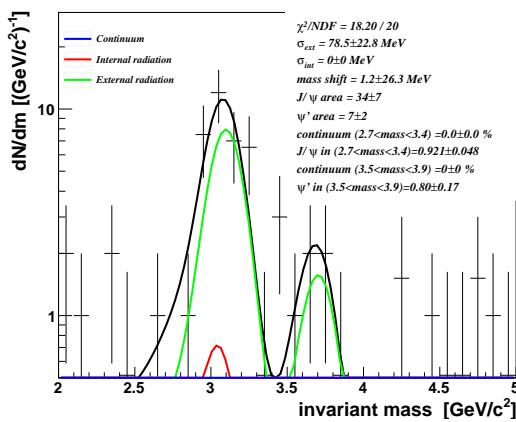


Figura 6.20: Distribuição de massa invariante e^+e^- na região dos picos de J/ψ e de ψ' para $5 < p_T < 7 \text{ GeV}/c$.

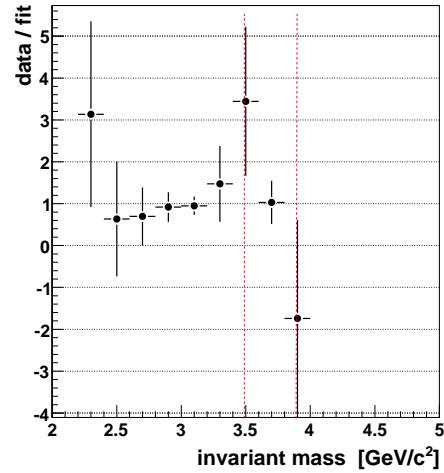


Figura 6.21: Razão entre os dados e o resultado do ajuste para $5 < p_T < 7 \text{ GeV}/c$.

6.2 Contagem Direta de Sinal

Deve-se tomar cuidado com a distribuição estatística do sinal esperado quando da medida de eventos com contagem (n) e com contaminação de fundo (m) na busca de ressonâncias estreitas como as de J/ψ e de ψ' . Para $n - m > 50$, tomamos os limites superior e inferior dos erros da contagem resultante como sendo os mesmos: $\sqrt{n + m}$. Para baixas contagens, $n - m < 50$, assumimos uma distribuição de Poisson para o sinal esperado e calculamos a barra de erro para cada canal na distribuição de massa invariante com contaminação de fundo. Os detalhes estão descritos no Apêndice C.

Nosso código calcula a distribuição de probabilidade para contagens com contaminação de fundo, encontrando os pontos entre os quais a integral de probabilidade é 0.68, centrada em $n - m$.

6.2.1 Contagem de J/ψ e de ψ' para Eventos ERT_E

Nesta seção nós apresentamos as contagens finais de J/ψ e de ψ' para pares que estão associados a hits nos triggers ERT_E e quando o trigger do GL1 apresenta a palavra ON do bit ERT_E. As Tabelas 6.5, 6.6 e 6.7 mostram as contagens de J/ψ para sete intervalos de p_T em cada período de grupo de run ERT_E, e a Tabela 6.8 mostra as contagens para todos os grupos de run, mas com os mesmos intervalos de p_T utilizados na contagem de eventos de ψ' , como na Tabela 6.9. A Tabela 6.10 mostra as contagens de J/ψ para menores intervalos de p_T e para eventos ERT_E.

intervalo de p_T (GeV/c)	contagem	fundo	sinal de J/ψ
$pt < 1$	565	36	529 ± 25
$1 < pt < 2$	687	43	644 ± 27
$2 < pt < 3$	274	29	245 ± 17
$3 < pt < 4$	79	3	76 ± 9
$4 < pt < 6$	47	5	42 ± 7
$6 < pt < 8$	9	0	9.0 ± 3.2
$8 < pt < 10$	2	0	$2.0^{+2.0}_{-1.2}$

Tabela 6.5: Sinal de J/ψ para pares sem corte de traço de qualidade e para o período de grupo de *run ERT_E* 400 MeV de limiar de energia de sensibilização.

intervalo de p_T (GeV/c)	contagem	fundo	sinal de J/ψ
$pt < 1$	345	15	330 ± 19
$1 < pt < 2$	401	22	379 ± 21
$2 < pt < 3$	151	8	143 ± 13
$3 < pt < 4$	42	1	41 ± 7
$4 < pt < 6$	16	1	15.0 ± 4.3
$6 < pt < 8$	7	0	$7.0^{+2.9}_{-2.8}$
$8 < pt < 10$	0	0	0

Tabela 6.6: Sinal de J/ψ para pares sem corte de traço de qualidade e para o período de grupo de *run ERT_E* 600 MeV de limiar de energia de sensibilização.

intervalo de p_T (GeV/c)	contagem	fundo	sinal de J/ψ
$pt < 1$	91	15	76 ± 10
$1 < pt < 2$	103	17	86 ± 11
$2 < pt < 3$	38	7	31 ± 7
$3 < pt < 4$	15	1	14.0 ± 4.1
$4 < pt < 6$	9	0	9.0 ± 3.2
$6 < pt < 8$	1	0	$1.0^{+1.6}_{-0.6}$
$8 < pt < 10$	0	0	0

Tabela 6.7: Sinal de J/ψ para pares sem corte de traço de qualidade e para o período de grupo de *run ERT_E* 600 MeV de limiar de energia de sensibilização + máscaras.

intervalo de p_T (GeV/c)	contagem	fundo	sinal de J/ψ
$pt < 1$	1001	66	935 ± 33
$1 < pt < 2$	1191	82	1109 ± 36
$2 < pt < 3$	463	44	419 ± 23
$3 < pt < 5$	181	8	173 ± 14
$5 < pt < 7$	38	3	35^{+6}_{-7}

Tabela 6.8: Sinal de J/ψ para pares sem corte de traço de qualidade e para todos os períodos de grupos de *run ERT_E*.

intervalo de p_T (GeV/c)	contagem	fundo	sinal de ψ'
$pt < 1$	33	9	24 ± 7
$1 < pt < 2$	55	20	35 ± 9
$2 < pt < 3$	27	12	15 ± 6
$3 < pt < 5$	15	9	$6.0^{+5.5}_{-3.3}$
$5 < pt < 7$	7	1	$6.0^{+3.1}_{-2.8}$

Tabela 6.9: Sinal de ψ' para pares sem corte de traço de qualidade e para todos os períodos de grupos de *run ERT_E*.

intervalo de p_T (GeV/c)	contagem	fundo	sinal de J/ψ
$pt < 0.25$	93	2	91 ± 10
$0.25 \leq pt < 0.5$	212	16	196 ± 15
$0.5 \leq pt < 0.75$	326	23	303 ± 19
$0.75 \leq pt < 1.0$	370	25	345 ± 20
$1.0 \leq pt < 1.25$	384	18	366 ± 20
$1.25 \leq pt < 1.5$	313	25	288 ± 18
$1.5 \leq pt < 1.75$	265	23	242 ± 17
$1.75 \leq pt < 2.0$	229	16	213 ± 16
$2.0 \leq pt < 2.25$	170	13	157 ± 14
$2.25 \leq pt < 2.5$	119	13	106 ± 11
$2.5 \leq pt < 2.75$	103	8	95 ± 11
$2.75 \leq pt < 3.0$	71	10	61 ± 9
$3.25 \leq pt < 3.5$	38	2	$36^{+6.3}_{-6.5}$
$3.5 \leq pt < 3.75$	25	0	25 ± 5.1
$3.75 \leq pt < 4.0$	21	1	20 ± 4.8
$4.0 \leq pt < 4.25$	15	2	$13^{+4.3}_{-4.2}$
$4.25 \leq pt < 4.5$	8	0	$8^{+3.1}_{-3.0}$
$4.5 \leq pt < 4.75$	12	0	$12^{+3.7}_{-3.6}$
$4.75 \leq pt < 5.0$	10	1	$9^{+3.5}_{-3.4}$
$5.0 \leq pt < 6.0$	27	3	$24^{+5.5}_{-5.6}$
$6.0 \leq pt < 7.0$	11	0	2 ± 3.5
$7.0 \leq pt < 8.0$	6	0	$7^{+2.8}_{-2.6}$
$8.0 \leq pt < 9.0$	2	0	$6^{+2.0}_{-1.2}$
$9.0 \leq pt < 10.0$	0	0	0 ± 0

Tabela 6.10: Sinal de J/ψ para pares sem corte de traço de qualidade, para todos os períodos de grupos de *run ERT_E* e para intervalos menores de p_T .

6.2.2 Contagens de J/ψ e de ψ' para ERT_4×4c

Nesta seção nós apresentamos as contagens finais de J/ψ e de ψ' para pares que estão associados ao trigger ERT_4×4c mas não estão associados ao hit ERT_E. As Tabelas 6.11 e 6.12 mostram as contagens de J/ψ para diferentes intervalos de p_T . A Tabela 6.13 mostra os eventos de ψ' .

intervalo de p_T (GeV/c)	contagem	fundo	sinal de J/ψ
$pt < 1$	51	1	50 ± 7
$1 < pt < 2$	63	5	58 ± 8
$2 < pt < 3$	55	6	49 ± 8
$3 < pt < 4$	22	1	21 ± 5
$4 < pt < 6$	12	4	$8.0^{+4.2}_{-3.8}$
$6 < pt < 8$	2	0	$2.0^{+2.0}_{-1.2}$
$8 < pt < 10$	0	0	0

Tabela 6.11: Sinal de J/ψ para pares sem corte de traço de qualidade e trigger ERT_4x4c.

intervalo de p_T (GeV/c)	contagem	fundo	sinal de J/ψ
$pt < 1$	51	1	50 ± 7
$1 < pt < 2$	63	5	58 ± 8
$2 < pt < 3$	55	6	49 ± 7
$3 < pt < 5$	30	4	26 ± 6
$5 < pt < 7$	6	1	$5.0^{+3.0}_{-2.5}$

Tabela 6.12: Sinal de J/ψ para pares sem corte de traço de qualidade e trigger ERT_4x4c considerando os mesmos intervalos de p_T usados na análise de eventos de ψ' .

intervalo de p_T (GeV/c)	contagem	fundo	sinal de ψ'
$pt < 1$	2	0	$2.0^{+2.0}_{-1.2}$
$1 < pt < 2$	2	1	$1.0^{+2.7}_{-0.4}$
$2 < pt < 3$	1	0	$1.0^{+1.0}_{-0.6}$
$3 < pt < 5$	2	1	$1.0^{+2.7}_{-0.4}$
$5 < pt < 7$	2	0	$2.0^{+2.0}_{-1.2}$

Tabela 6.13: Sinal de ψ' para pares sem corte de traço de qualidade e trigger ERT_4x4c.

Já que a eficiência do trigger ERT_4×4c mal é conhecida, e considerando que não há uma contribuição significativa à produção final, nós não incluímos este trigger nas contagens finais de J/ψ e de ψ' que se encontram nas Tabelas 6.11, 6.12 e 6.13 nos resultados finais. Usando a lógica de disparo de trigger que aplicamos ao nosso código, o número de J/ψ s para cada intervalo de p_T aparece na Tabela 6.14. Com a inclusão ERT_4x4c & not ERT_E, introduziríamos mais erros sistemáticos do que um significativo aumento na contagem de J/ψ .

intervalo de p_T (GeV/c)	ERT_E	ERT_E4x4c && not ERT_E
$pt < 1$	935	50
$1 < pt < 2$	1109	58
$2 < pt < 3$	419	49
$3 < pt < 4$	131	21
$4 < pt < 6$	66	8
$6 < pt < 8$	17	2
$8 < pt < 10$	2	0

Tabela 6.14: Comparação entre as contagens de J/ψ considerando a inclusão lógica ERT_4x4c & not ERT_E

6.3 Efeito da Limitada Resolução de Momento no Detetor para a Medida de p_T .

A resolução de momento observada em J/ψ s simulados tendenciam a distribuição de p_T . Um *Toy Model* foi desenvolvido para verificarmos a conversão entre o p_T reconstruído pelo detector, o algoritmo de traço e a distribuição real de p_T do J/ψ . Assim, um histograma foi preenchido com 10^8 números aleatórios segundo uma função de Kaplan,

$$\frac{dN}{dp_T} = \frac{Ap_T}{[1 + (p_T/B)^2]^n}, \quad (6.8)$$

que descreve bem a dependência da produção de pares de diléptons pesados com o momento em experimentos anteriores [90] para $n=6$.

Um outro histograma é preenchido de maneira similar, mas p_T é alterado por um número aleatório que segue uma distribuição gaussiana cujo σ é a resolução de momento para aquele p_T . A resolução de momento em função de p_T é obtida a partir de um polinômio de grau 1 ajustado aos pontos da dependência da eficiência de detecção de e^+e^- em função de p_T . Este último histograma (pontos azuis na Figura 6.22), que foi retirado da Ref.[95] com dados de colisão Au+Au do *Run 4*, representa como a distribuição original de p_T é visualizada pelo detector e pelo algoritmo de reconstrução de traço. A razão entre o histograma original e aquele com o p_T modificado é aplicada no cálculo da produção final de charmonium como um fator de correção $\epsilon_{mom\ smear}$.

Para a contabilização do erro sistemático, os seguintes parâmetros da função (6.8) foram variados:

- $\langle p_T^2 \rangle = B^2/(n - 2)$ de 1 $(\text{GeV}/c)^2$ em torno do valor obtido no ajuste;
- a potência n do denominador entre 2 e 5.

O polinômio ajustado à resolução de momento *versus* p_T foi deslocado de um σ em cada um dos seus parâmetros. Todas as variações resultaram em até 2.0% de flutuação nos fatores de correção conforme a Ref. [95]. Tendo em vista estas variações para colisões Au+Au, assumimos as variações obtidas através do mesmo método com dados de colisão $p+p$ da Ref. [89] para o *Run 5*, conforme o resultado publicado em [12], ou seja, 1.5%.

6.4 Correção na Histogramação de p_T

Quando os resultados de espectros contendo várias ordens de grandeza são histogramados, deve-se tomar cuidado com o posicionamento dos pontos, já que o centro de cada canal do histograma não representa o valor médio do canal. Barras de erro horizontais são comumente utilizadas para cada ponto cobrindo o canal correspondente, mas barras de erro, por definição, devem apontar apenas as incertezas na medida, e não intervalos de medida.

Sendo assim, procuramos avaliar a tendenciosidade do espectro, quando posicionamos os pontos do histograma dependentes de p_T no centro do canal. Uma simulação Monte Carlo foi gerada para calcular a correção vertical.

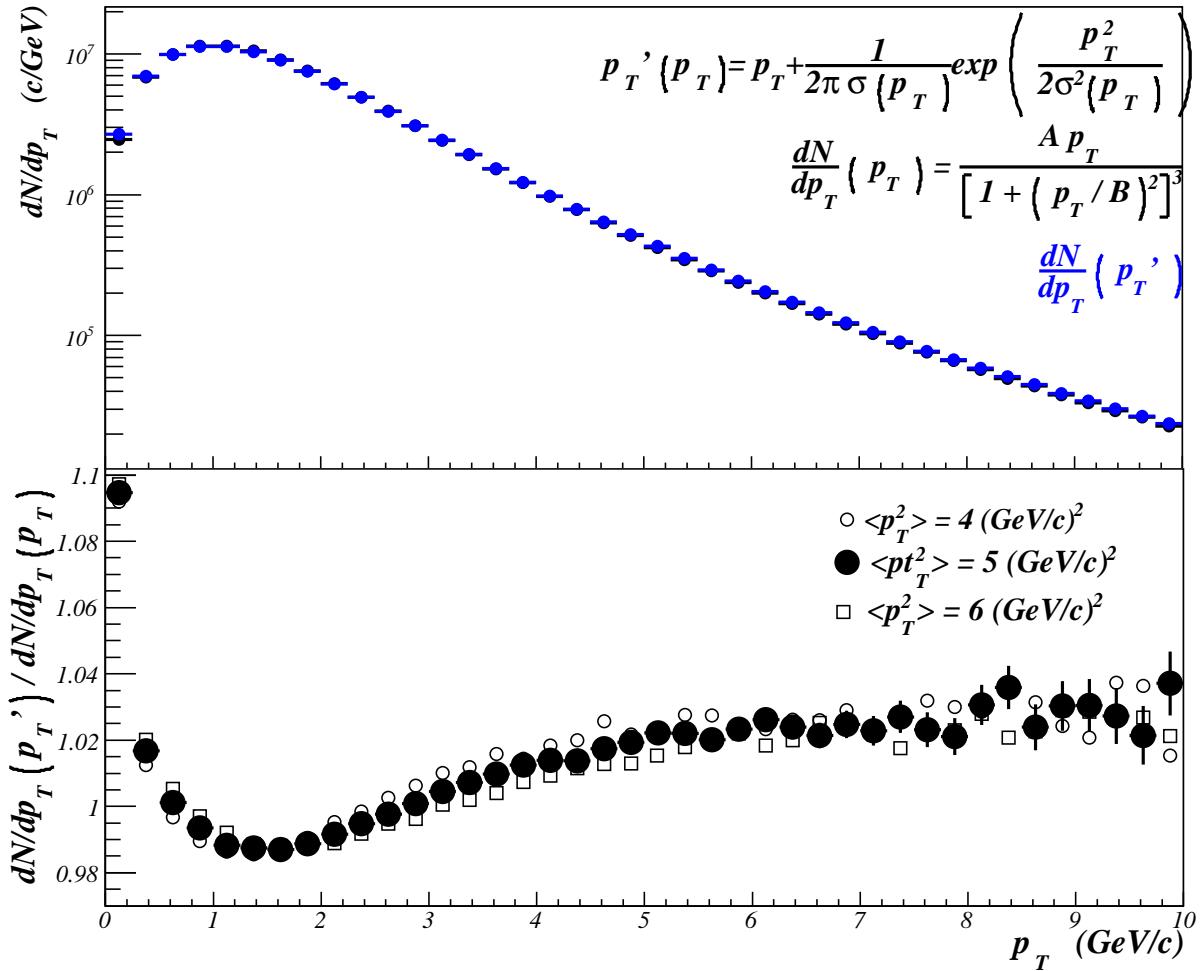


Figura 6.22: Parte superior: Distribuição da função de Kaplan a partir da Equação 6.8 [90] antes (em preto) e depois do efeito da resolução de momento (em azul). Parte inferior: razão entre as distribuições de Kaplan com e sem o efeito de resolução de momento. Os erros são estatísticos. Extraído da Ref. [95] com dados de colisão Au+Au do *Run4* no PHENIX.

A dependência da produção com o momento é ajustada com uma função de Kaplan (veja Equação 6.8):

$$\left. \frac{d\sigma_{J/\psi}}{dy dp_T} \right|_{y=0} = \frac{A}{[1 + (p_T/B)^2]^n}. \quad (6.9)$$

Os parâmetros A, B e n são mantidos livres durante o ajuste.

A função de Kaplan ajustada é usada para gerar 10^8 números aleatórios. Estes números são usados para preencher um histograma com a mesma histogramação usada no resultado da produção (Figura 6.23- painel superior). A razão entre o conteúdo do canal do histograma e a função no centro do canal será a nossa correção vertical aplicada (Figura 6.23-parte inferior). A Tabela 6.15 mostra as correções aplicadas às produções de J/ψ e de ψ' .

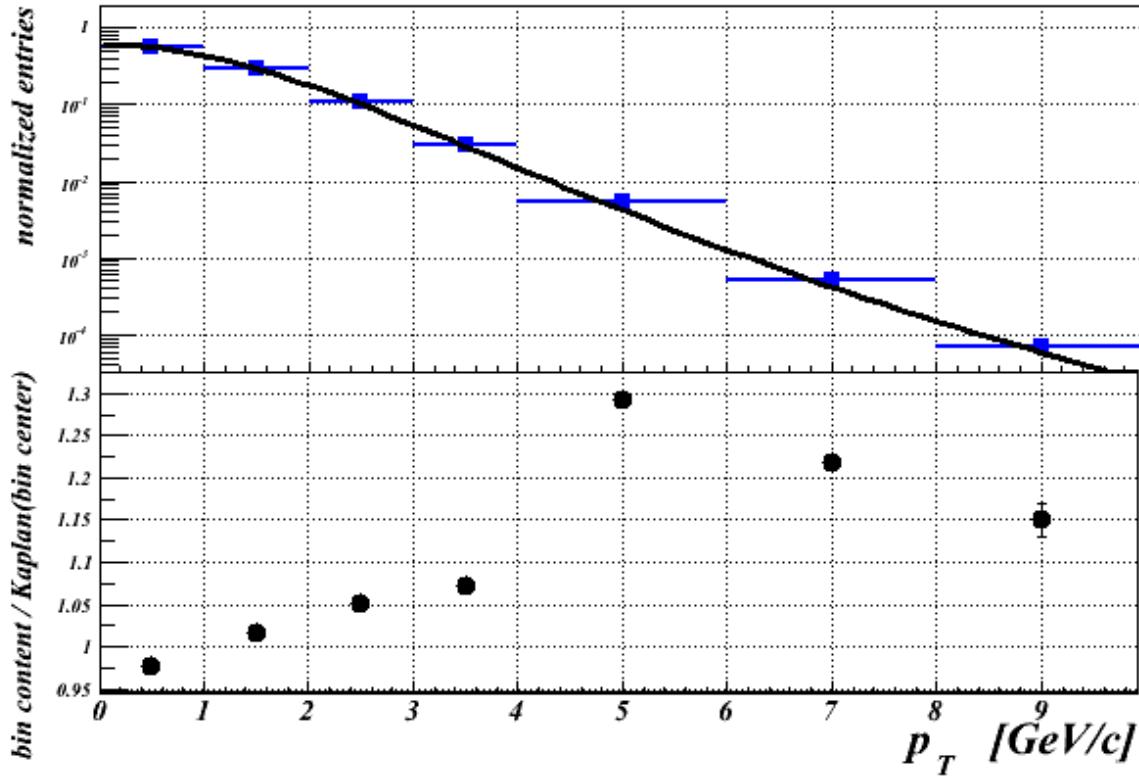


Figura 6.23: Correção na histogramação de p_T . (Parte superior) A curva preta é a função de Kaplan (6.8) usada como um gerador aleatório de números randômicos. Os pontos azuis são os números histogramados gerados. (Parte inferior) Razão entre o último e o primeiro.

p_T [GeV/c]	correção para J/ψ
0-1	0.976
1-2	1.019
2-3	1.059
3-4	1.078
4-6	1.316
6-8	1.235
8-10	1.159

p_T [GeV/c]	correção para ψ'
0-1	0.992
1-2	1.011
2-3	1.027
3-5	1.116
5-7	1.100

Tabela 6.15: Correções de histogramação para as produções de J/ψ e de ψ' .

6.5 Cálculo da Produção de J/ψ

A produção de J/ψ é calculada levando-se em consideração as contagens para cada período, as respectivas eficiências, aceitância e correções:

$$N_{J/\psi}^{sum} = \frac{N_{J/\psi}}{N_{ERT_E400} + N_{ERT_600} + N_{ERT_600masks}} \quad (6.10)$$

$$B_{ee} \frac{dN}{dydp_T} \Big|_{y=0} = \frac{1}{\Delta y \Delta p_T} \times N_{J/\psi}^{sum} \times \frac{(1 - \varepsilon_{continuum})}{\varepsilon_{acc} \varepsilon_{eID} \varepsilon_{mass\ cut} \varepsilon_{bin\ shift} \varepsilon_{smear} \varepsilon_{BBC}^{J/\psi}} \quad (6.11)$$

$$\sigma_{J/\psi}(p_T) \Big|_{y=0} = B_{ee} \frac{dN}{dydp_T} \times \sigma_{pp} \times \varepsilon_{BBCLL1} \quad (6.12)$$

B_{ee} ≡ $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ fator de ramificação

N_{ERT_400} = $\varepsilon_{ERT_E400} \times N_{BBCLL1}_{2x2=400\ run\ period}$

N_{ERT_600} = $\varepsilon_{ERT_E600} \times N_{BBCLL1}_{2x2=600\ run\ period}$

$N_{ERT_600masks}$ = $\varepsilon_{ERT_E600+masks} \times N_{BBCLL1}_{2x2=600=masks\ run\ period}$

Δy = 0.8 (mesmo intervalo utilizado em simulação)

$\varepsilon_{BBC}^{J/\psi}$ = 0.79 ± 0.02 (eficiência do BBCLL1 em contagens contendo processos duros, como na produção de J/ψ)

$\varepsilon_{continuum}$ ≡ contribuição do contínuo no intervalo de massa de J/ψ

ε_{acc} ≡ aceitância do detector

ε_{eID} ≡ eficiência na identificação de elétrons

ε_{ERT} ≡ eficiência do trigger EmCal-RICH

$\varepsilon_{mass\ cut}$ ≡ eficiência do corte em massa

$\varepsilon_{bin\ shift}$ ≡ correção de histogramação

ε_{smear} ≡ correção da limitada resolução de momento

$\sigma_{pp} \times \varepsilon_{BBCLL1}$ = $23 \pm 2.2\text{mb}$.

(6.13)

A partir de todas estas considerações, a produção de charmonium pode ser reescrita como apresentada na Seção 2.6 como:

$$\frac{B_{ee}}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma_\psi}{dydp_T} = \frac{1}{2\pi p_T \Delta p_T \Delta y} \frac{N_\psi (1 - \varepsilon_{cont})}{\mathcal{L} \varepsilon_{J/\psi}^{BBC} A \varepsilon_{rec} \varepsilon_{ERT}}. \quad (6.14)$$

6.6 Determinação de $\langle p_T^2 \rangle$

A média do quadrado do momento transverso é obtida diretamente da distribuição de p_T ,

$$\begin{aligned}\langle p_T^2 \rangle &= \frac{\sum_i p_T^2 \frac{d\sigma}{dy}}{\sum_i \frac{d\sigma}{dy}} \\ \frac{d\sigma}{dy} &= \frac{d^2\sigma}{dy dp_T} \times p_T \times \Delta p_T.\end{aligned}\quad (6.15)$$

Erros não correlacionados são propagados para $\langle p_T^2 \rangle$ assumindo-se a independência dos pontos dos dados, i.e.,

$$\sigma_{p_T^2}^2 = \sum_i \left[\frac{p_T^2 \sum_j \frac{d\sigma_j}{dy} - \sum_j \left(\left(p_T^2 \frac{d\sigma_j}{dy} \right) \right) \sigma_i}{\left(\left(\sum_j \frac{d\sigma_j}{dy} \right)^2 \right)} \sigma_i \right]^2. \quad (6.16)$$

A flutuação dos pontos dentro do erro correlacionado ponto-a-ponto é propagada separadamente para $\langle p_T^2 \rangle$. Os erros correlacionados são aqueles em que todos os pontos se movem na mesma direção quando a fonte do erro é modificada. Existem várias fontes de erros correlacionados nos espectros de J/ψ e cada um deles se move em diferentes direções. A propagação leva em conta a máxima variação da forma da distribuição de p_T quando os pontos extremos se movem em sentidos opostos. Os pontos entre os extremos devem se mover coerentemente. Os pontos foram movidos de duas maneiras:

- todos os pontos se moveram de maneira a colocar o primeiro ponto $1\sigma_{corr}$ acima do valor original e o último ponto mantido estático;
- todos os pontos se moveram de maneira a colocar o primeiro ponto estático e o último ponto $1\sigma_{corr}$ acima do valor original.

$\langle p_T^2 \rangle$ é calculado para cada conjunto de pontos que se moveram: $\langle p_T^2 \rangle_1$ e $\langle p_T^2 \rangle_2$. A diferença entre eles corresponde a 2σ do erro sistemático correlacionado propagado ponto-a-ponto.

$$\sigma \langle p_T^2 \rangle_{corr} = |\langle p_T^2 \rangle_1 - \langle p_T^2 \rangle_2| / 2. \quad (6.17)$$

6.6.1 Resultados de $\langle p_T^2 \rangle$

J/ψ no Run6:

- Cálculo numérico a partir dos pontos dos dados:

$$\begin{aligned}\langle p_T^2 \rangle &= 4.06 \pm 0.13(\text{uncorr}) \pm 0.11(\text{corr}) \quad (\text{GeV}/c)^2 & p_T < 5\text{GeV}/c; \\ \langle p_T^2 \rangle &= 4.48 \pm 0.14(\text{uncorr}) \pm 0.12(\text{corr}) \quad (\text{GeV}/c)^2 & p_T < 7\text{GeV}/c; \\ \langle p_T^2 \rangle &= 4.60 \pm 0.15(\text{uncorr}) \pm 0.11(\text{corr}) \quad (\text{GeV}/c)^2.\end{aligned}\quad (6.18)$$

- Quando aplicamos o ajuste da função de Kaplan à dependência da produção com p_T como na Equação 6.8, nós encontramos:

$$\begin{aligned}\langle p_T^2 \rangle &= 4.06 \pm 0.13(\text{uncorr}) \pm 0.11(\text{corr}) \quad (\text{GeV}/c)^2 \quad p_T < 5\text{GeV}/c; \\ \langle p_T^2 \rangle &= 4.66 \pm 0.16(\text{uncorr}) \pm 0.12(\text{corr}) \quad (\text{GeV}/c)^2.\end{aligned}\quad (6.19)$$

ψ' no Run6:

Cálculo numérico a partir dos pontos dos dados:

$$\begin{aligned}\langle p_T^2 \rangle &= 4.56_{-1.15}^{+1.46}(\text{uncorr}) \pm 0.13(\text{corr}) \quad (\text{GeV}/c)^2 \quad p_T < 5\text{GeV}/c; \\ \langle p_T^2 \rangle &= 7.13_{-2.6}^{+2.0}(\text{uncorr}) \pm 0.26(\text{corr}) \quad (\text{GeV}/c)^2 \quad p_T < 7\text{GeV}/c.\end{aligned}\quad (6.20)$$

(6.21)

J/ψ no Run5 [12]:

$$\begin{aligned}\langle p_T^2 \rangle &= 4.1 \pm 0.2(\text{uncorr}) \pm 0.1(\text{corr}) \quad (\text{GeV}/c)^2 \quad p_T < 5\text{GeV}/c; \\ \langle p_T^2 \rangle &= 4.14 \pm 0.18(\text{uncorr})_{-0.20}^{+0.30}(\text{corr}) \quad (\text{GeV}/c)^2.\end{aligned}\quad (6.22)$$

6.7 Resumo de todos os Erros Sistemáticos

A fonte de erro pode ser a variação de um parâmetro ou de um critério de seleção. Em nossa análise, três tipos de erros sistemáticos estão presentes:

- **erros de normalização absoluta:** quando os pontos da distribuição se deslocam na mesma direção e com mesma amplitude pela mudança da fonte de erro. Em nossa análise são designados por erros globais.
- **erros correlacionados ponto a ponto:** quando os pontos da distribuição se deslocam na mesma direção mas com diferentes amplitudes pela mudança da fonte de erro.
- **erros não correlacionados ponto a ponto:** quando os pontos da distribuição se deslocam em diferentes direções pela mudança da fonte de erro.

Os pontos dos resultados são representados com as barras de erros não correlacionados que são o resultado da soma quadrática do erro estatístico + os erros não correlacionados ponto a ponto; e com as 'caixas' que representam os erros correlacionados ponto a ponto. Para o erro global, a denominação é explícita.

seção de choque do BBC	10% global
aceitância	7.5% correlacionado
eficiência eID	1.1% correlacionado
eficiência do corte em massa para o J/ψ	1.0% correlacionado
eficiência do corte em massa para o ψ'	2.0% correlacionado
contribuição do contínuo no intervalo de massa de J/ψ	0.8-1.6% não correlacionado
contribuição do contínuo no intervalo de massa de ψ'	12-26% não correlacionado
correção de histogramação (mesma do Run5)	3% correlacionado
efeito da resolução limitada de momento (mesma do Run5)	1.5% correlacionado
flutuação <i>run-por-run</i>	7.3% correlacionado
eficiência ERT	4.5% correlacionado
variação nos parâmetros do contínuo no PYTHIA para ψ'	7% correlacionado

Tabela 6.16: Resumo dos erros sistemáticos determinados ao longo desta análise.

6.8 Resultados das Produções

6.8.1 Comparação entre cada um dos Períodos ERT_E de Grupos de *run* e os Resultados do *Run 5*.

A Figura 6.24 mostra a seção de choque invariante do J/ψ para cada um dos períodos ERT_E de grupos de *run* avaliados nesta análise.

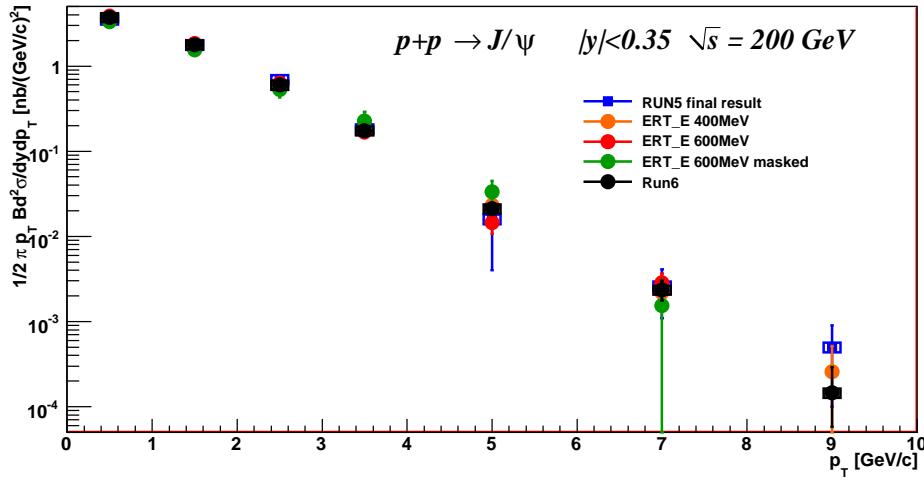


Figura 6.24: Seção de choque invariante do J/ψ para cada período ERT_E de grupos de *run* e o resultado do *Run 5*.

As Figuras 6.25 e 6.26 mostram a razão entre a seção de choque invariante do J/ψ para cada um dos períodos ERT_E de grupos de *run* desta análise e o resultado obtido no *Run 5*. As Figuras 6.27 e 6.28 mostram as razões entre o resultado obtido nesta análise e o resultado do *Run 5* para duas escolhas de intervalos de p_T em cada canal: mais espaçados e menos espaçados, respectivamente.

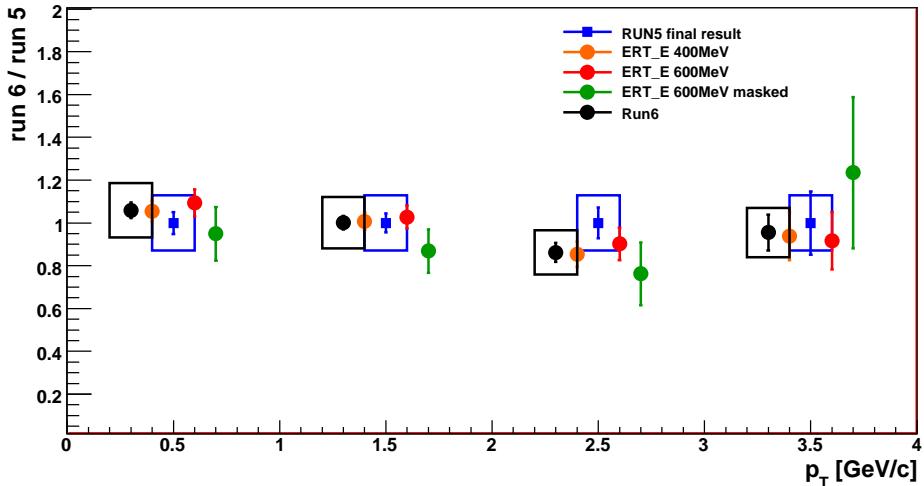


Figura 6.25: Um zoom da razão entre a seção de choque invariante do J/ψ para cada um dos períodos ERT_E de grupos de *run* e o resultado do *Run 5*.

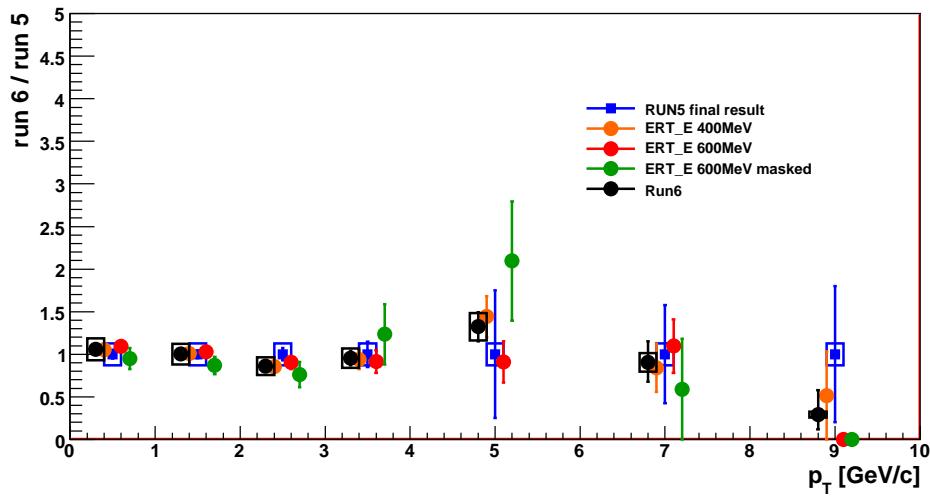


Figura 6.26: Razão entre a seção de choque invariante do J/ψ para cada um dos períodos ERT_E de grupos de *run* e o resultado do *Run 5*.

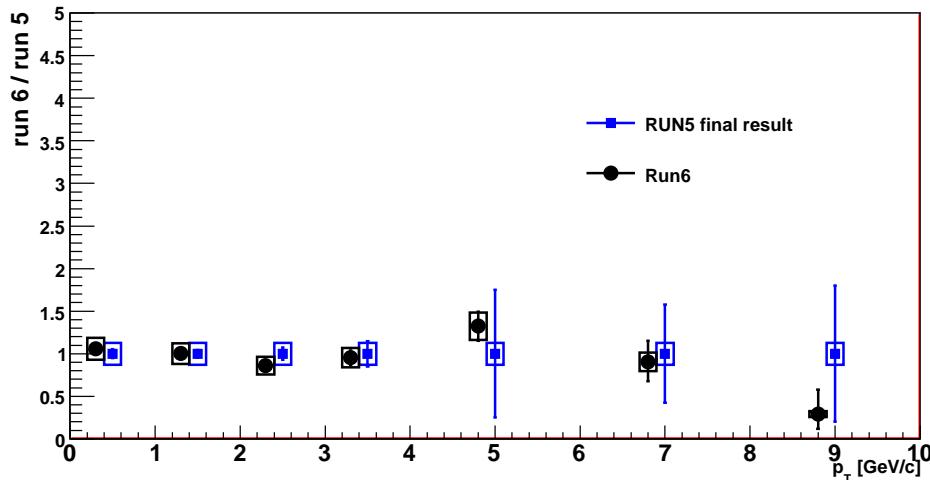


Figura 6.27: Comparação entre as seções de choque invariante do J/ψ no *Run 6* e no *Run 5*.

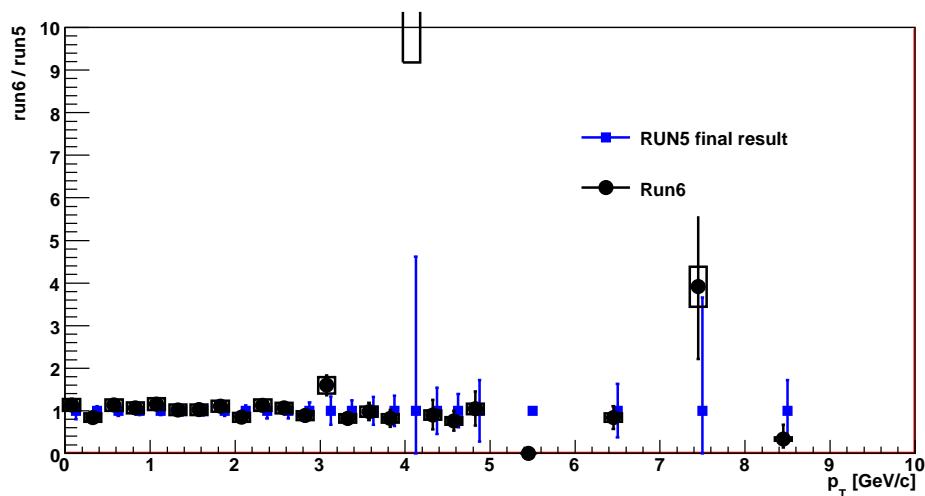


Figura 6.28: Comparação entre as seções de choque invariante do J/ψ no Run 6 e no Run 5 para menores intervalos de p_T .

6.8.2 Produção de J/ψ para todos os Períodos ERT_E de Grupos de *run*

Na Figura 6.29 a produção de J/ψ é avaliada para todos os períodos ERT_E de grupos de *run*. A Figura 6.30 mostra a produção de J/ψ avaliada para os períodos ERT_E e menores intervalos de p_T . A Figura 6.31 mostra a produção de J/ψ avaliada para os períodos ERT_E, com menores intervalos de p_T e ajustada à função de Kaplan cujos parâmetros aparecem na Tabela 6.31.

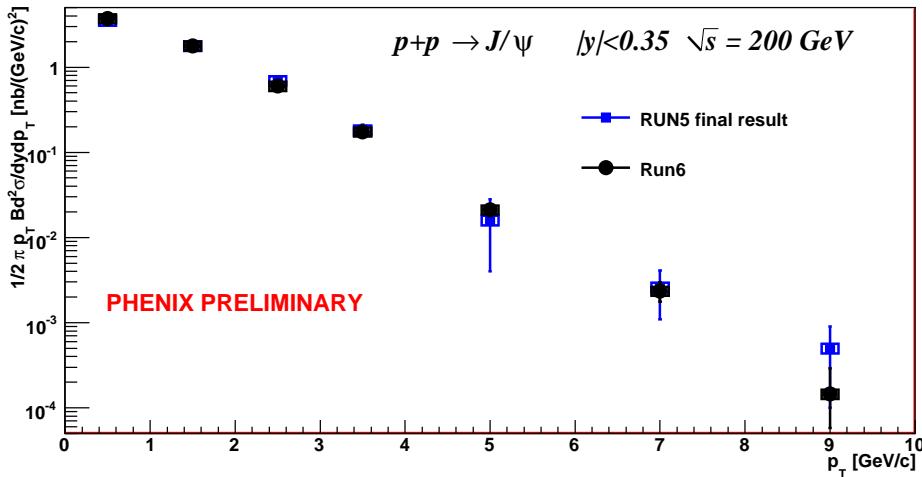


Figura 6.29: Produção de J/ψ para ERT_E.

A Tabela 6.17 mostra os resultados finais para a seção de choque invariante de J/ψ para cada um dos sete intervalos de p_T usados nesta análise, e a Tabela 6.19 os resultados finais para menores intervalos de p_T .

p_T [GeV/c]	$d\sigma_{J/\psi}/dydp_T _{y=0}$ [nb]
0-1	3.73 ± 0.13 (stat) ± 0.45 (corr)
1-2	1.79 ± 0.06 (stat) ± 0.21 (corr)
2-3	0.600 ± 0.031 (stat) ± 0.072 (corr)
3-4	0.175 ± 0.015 (stat) ± 0.021 (corr)
4-6	0.0211 ± 0.0028 (stat) ± 0.0025 (corr)
6-8	$0.00235^{+0.00065}_{-0.00059}$ (stat) ± 0.00028 (corr)
8-10	$0.000145^{+0.00015}_{-0.00009}$ (stat) ± 0.00002 (corr)

Tabela 6.17: Seção de choque invariante de J/ψ para cada um dos sete intervalos de p_T avaliados ao longo desta análise.

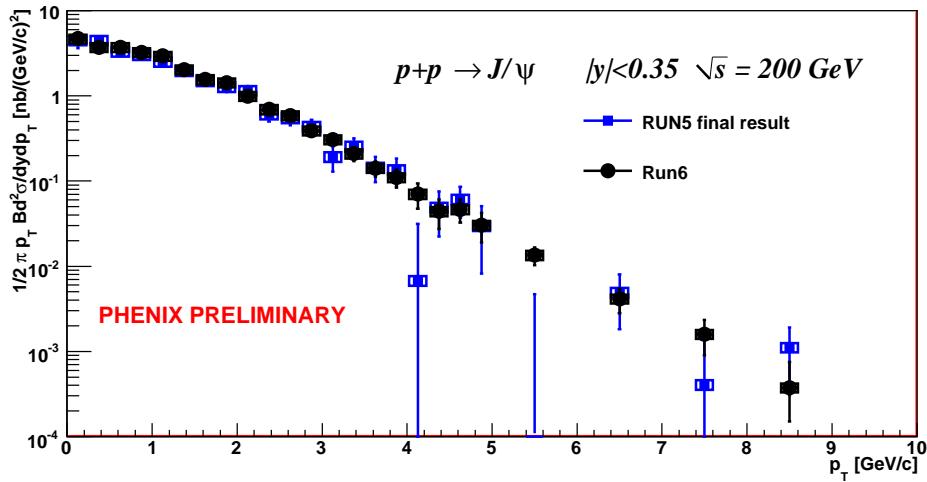


Figura 6.30: Produção de J/ψ para ERT_E e menores intervalos de p_T .

Parâmetro da função de Kaplan	Valor	Erro
A	4.24374	1.37808×10^{-1}
B	3.51867	2.06466×10^{-1}
n	4.65478	3.43439×10^{-1}

Tabela 6.18: Parâmetros da função de Kaplan ajustada à seção de choque invariante de J/ψ como função de menores intervalos de p_T . O ajuste é observado na Figura 6.31.

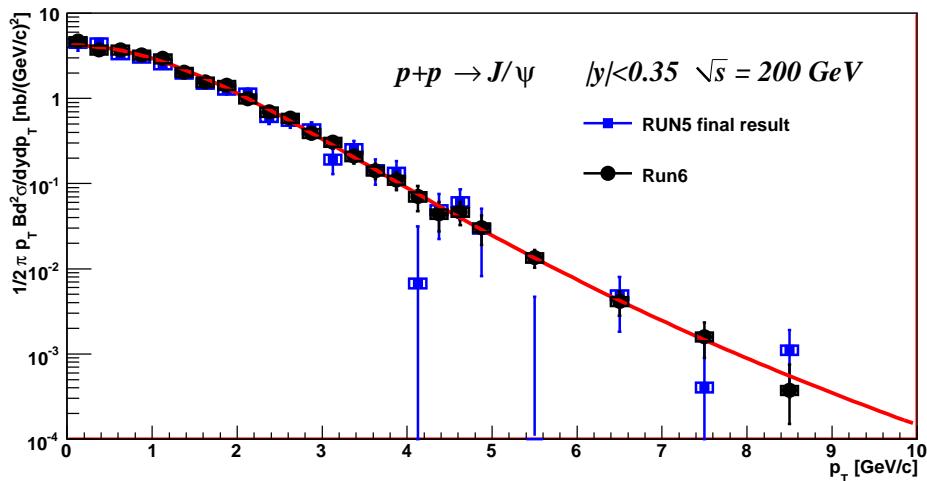


Figura 6.31: Produção de J/ψ para ERT_E e intervalos de p_T mais refinados com o ajuste da função de Kaplan. Os parâmetros de ajuste aparecem na Tabela 6.18

p_T [GeV/c]	$d\sigma_{J/\psi}/dydp_T _{y=0}$ [nb]
0-0.25	4.71 ± 0.50 (stat) ± 0.57 (corr)
0.25-0.50	3.73 ± 0.29 (stat) ± 0.45 (corr)
0.50-0.75	3.72 ± 0.23 (stat) ± 0.45 (corr)
0.75-1.00	3.26 ± 0.19 (stat) ± 0.39 (corr)
1.00-1.25	2.95 ± 0.16 (stat) ± 0.35 (corr)
1.25-1.50	2.04 ± 0.13 (stat) ± 0.24 (corr)
1.50-1.75	1.56 ± 0.11 (stat) ± 0.19 (corr)
1.75-2.00	1.43 ± 0.10 (stat) ± 0.17 (corr)
2.00-2.25	0.995 ± 0.086 (stat) ± 0.119 (corr)
2.25-2.50	0.700 ± 0.075 (stat) ± 0.083 (corr)
2.50-2.75	0.590 ± 0.065 (stat) ± 0.071 (corr)
2.75-3.00	0.391 ± 0.058 (stat) ± 0.047 (corr)
3.00-3.25	0.308 ± 0.045 (stat) ± 0.037 (corr)
3.25-3.50	$0.210^{+0.037}_{-0.038}$ (stat) ± 0.025 (corr)
3.50-3.75	0.142 ± 0.029 (stat) ± 0.017 (corr)
3.75-4.00	0.111 ± 0.027 (stat) ± 0.013 (corr)
4.00-4.25	0.0705 ± 0.023 (stat) ± 0.008 (corr)
4.25-4.50	0.0442 ± 0.017 (stat) ± 0.005 (corr)
4.50-4.75	0.0464 ± 0.014 (stat) ± 0.006 (corr)
4.75-5.00	$0.0305^{+0.012}_{-0.012}$ (stat) ± 0.004 (corr)
5.00-6.00	0.0135 ± 0.003 (stat) ± 0.002 (corr)
6.00-7.00	0.0041 ± 0.0013 (stat) ± 0.0005 (corr)
7.00-8.00	0.0016 ± 0.0007 (stat) ± 0.0002 (corr)
8.00-9.00	$0.00038^{+0.00038}_{-0.00022}$ (stat) ± 0.00004 (corr)

Tabela 6.19: Secão de choque invariante de J/ψ para menores intervalos de p_T .

6.8.3 Produção de ψ' para todos os Períodos ERT_E de Grupos de run

A Figura 6.32 mostra a produção de ψ' para todos os períodos ERT_E de grupos de *run* e a Tabela 6.21 mostra o resultado para cada um dos cinco intervalos de p_T usados em sua análise. A Tabela 6.20 mostra os parâmetros de ajuste da função de Kaplan usados na determinação da produção de ψ' .

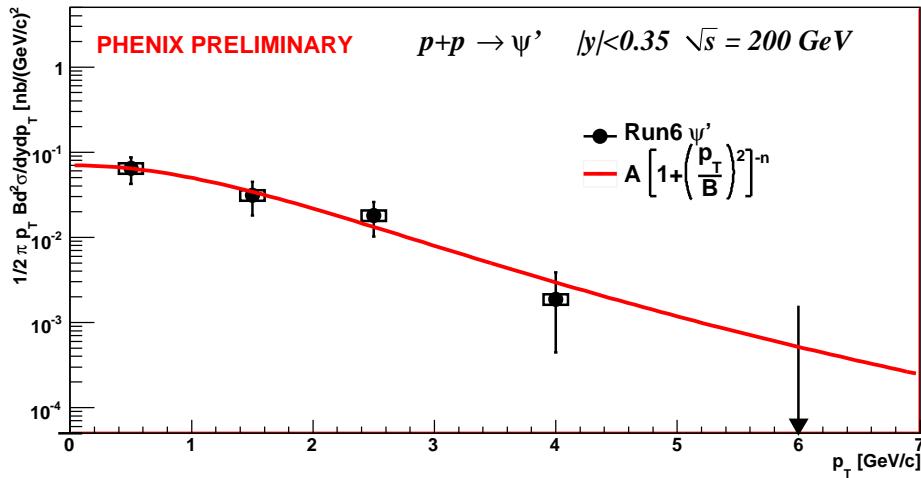


Figura 6.32: Produção de ψ' para ERT_E.

Parâmetro da função de Kaplan	Valor	Erro
A	7.03801×10^{-2}	2.66246×10^{-2}
B	2.81251	2.87862
n	2.86588	3.55416

Tabela 6.20: Parâmetros de ajuste da função de Kaplan à seção de choque invariante de ψ' como função de p_T .

p_T [GeV/c]	$d\sigma_{\psi'} / dy dp_T _{y=0}$ [nb]
0-1	$0.065 \pm 0.022 (\text{stat}) \pm 0.009 (\text{corr})$
1-2	$0.031 \pm 0.013 (\text{stat}) \pm 0.004 (\text{corr})$
2-3	$0.018 \pm 0.008 (\text{stat}) \pm 0.003 (\text{corr})$
3-5	$0.0019^{+0.0020}_{-0.0014} (\text{stat}) \pm 0.0003 (\text{corr})$
5-7	< 0.0010 90% CL

Tabela 6.21: Seção de choque invariante de ψ' para cada um dos cinco intervalos de p_T avaliados ao longo de sua análise.

Os erros não correlacionados foram calculados por:

$$\sigma_{uncorr} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\text{stat}}}{N_{\psi'}^{\text{sum}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\text{continuum}}}{1 - \text{continuum}}\right)^2} \cdot \text{yield} \quad (6.23)$$

onde $N_{\psi'}^{\text{sum}}$ é definido como em 6.10 para o caso do J/ψ .

6.8.4 Razão entre ψ' e J/ψ

A Figura 6.33 mostra a produção de J/ψ usada como referência para a extração da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ .

A Figura 6.34 mostra a dependência com p_T da razão entre as seções de choque invariantes de ψ' e J/ψ obtida nesta análise e a comparação com os resultados obtidos pela Colaboração HERA-B [96], em colisões $p+A$ a 920 GeV com diferentes alvos fixos.

Os erros estatísticos foram obtidos através de um *Toy Model* que gera números aleatórios para as distribuições de probabilidade de produção de ψ' e J/ψ , de acordo com o número de contagens e fundo além das eficiências relativas, e uma distribuição de probabilidade gaussiana para a fração do contínuo de acordo com a contribuição média do contínuo e o erro estatístico correspondente. As Figuras 6.35, 6.37, 6.39, 6.41 mostram este procedimento para a produção ψ' e seu contínuo para cada intervalo de p_T . As Figuras 6.36, 6.38, 6.40, 6.42 mostram o mesmo procedimento para a produção de J/ψ e sua fração de contínuo para cada intervalo de p_T . Estes números são calculados como determina a Equação 6.10 e as razões entre ψ' e J/ψ são então obtidas. Este processo é repetido cem mil vezes para preencher um histograma que será a distribuição de probabilidade das razões entre as produções de $\psi'/J/\psi$. As barras de erro verticais correspondem à fração de 0.841 e 0.159 da distribuição de probabilidade respectivamente. A Tabela 6.22 mostra a razão entre as seções de choque invariantes de ψ' e J/ψ obtidas em intervalos de p_T nesta análise. As Figuras 6.43, 6.44, 6.45, 6.46 mostram a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ para cada intervalo de p_T .

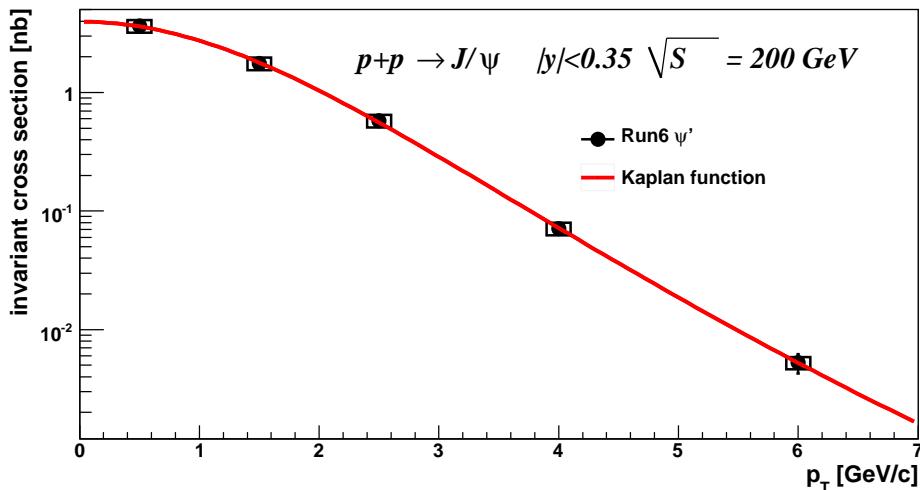


Figura 6.33: Produção de J/ψ usada como referência para a razão entre as seções de choque invariantes de ψ' e J/ψ .

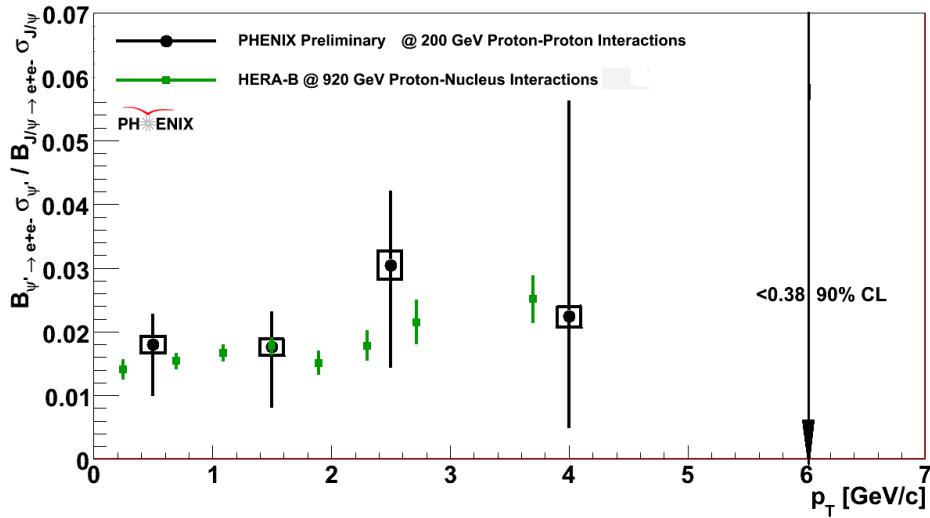


Figura 6.34: Dependência da razão entre as seções de choque invariantes de ψ' e J/ψ com p_T . Comparaçao com o resultado da Colaboração HERA-B [96].

p_T [GeV/c]	$B\sigma_{\psi'}/B\sigma_{J/\psi}$
0-1	$0.0179^{+0.0046}_{-0.0078}$ (estat) ± 0.0013 (corr)
1-2	$0.0176^{+0.0053}_{-0.0093}$ (estat) ± 0.0013 (corr)
2-3	$0.0304^{+0.0115}_{-0.0159}$ (estat) ± 0.0022 (corr)
3-5	$0.0223^{+0.0340}_{-0.0173}$ (estat) ± 0.0016 (corr)
5-7	< 0.38 90% CL.

Tabela 6.22: A razão entre as seções de choque invariantes de ψ' e J/ψ obtidas em intervalos de p_T .

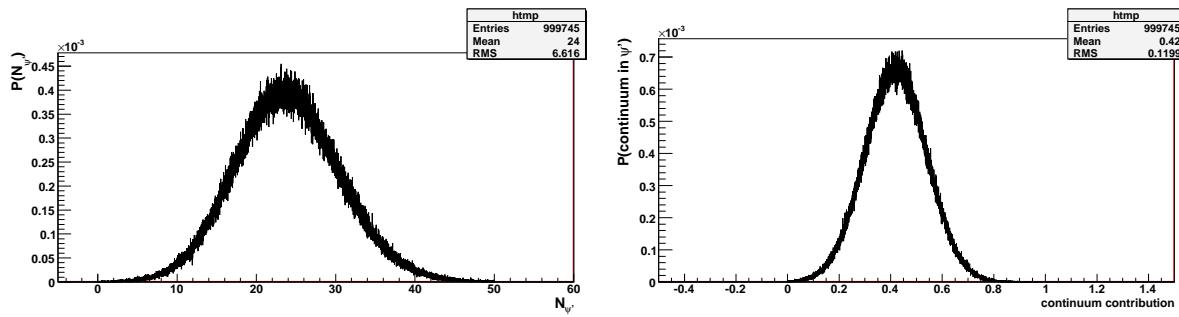


Figura 6.35: Distribuições de probabilidade da produção de ψ' e sua fração do contínuo para $0 < p_T < 1$ GeV/c, usada para calcular a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no mesmo intervalo de p_T .

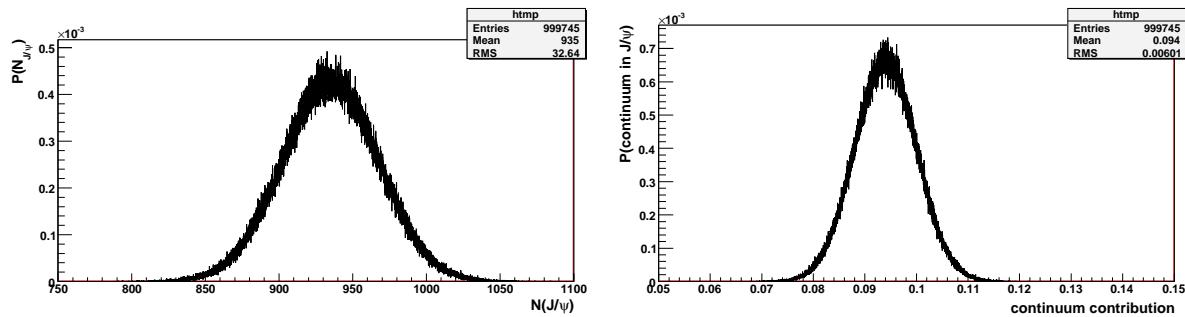


Figura 6.36: Distribuições de probabilidade da produção de J/ψ e sua fração do contínuo para $0 < p_T < 1 \text{ GeV}/c$, usada para calcular a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no mesmo intervalo de p_T .

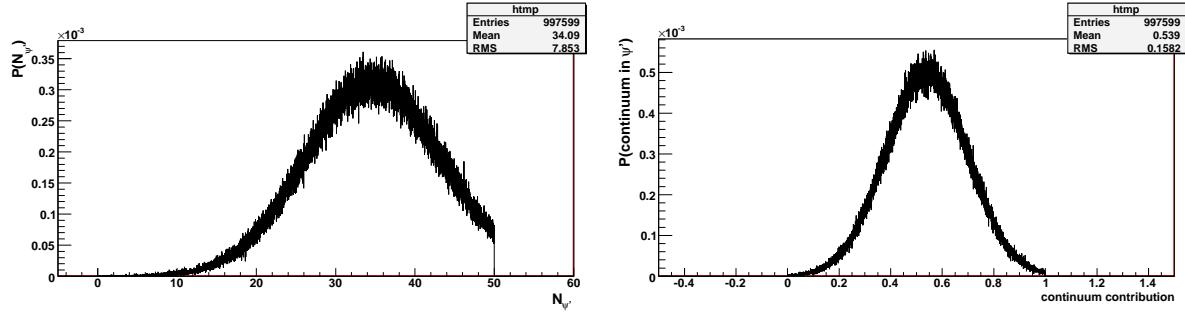


Figura 6.37: Distribuições de probabilidade da produção de ψ' e sua fração do contínuo para $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$, usada para calcular a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no mesmo intervalo de p_T .

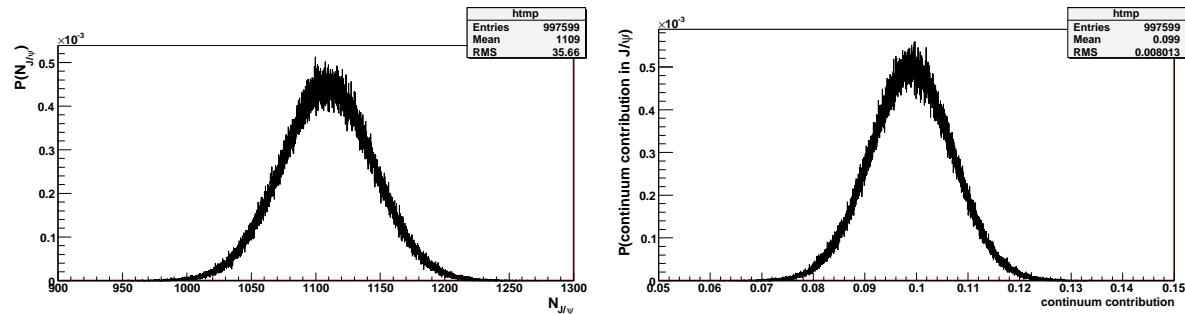


Figura 6.38: Distribuições de probabilidade da produção de J/ψ e sua fração do contínuo para $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$, usada para calcular a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no mesmo intervalo de p_T .

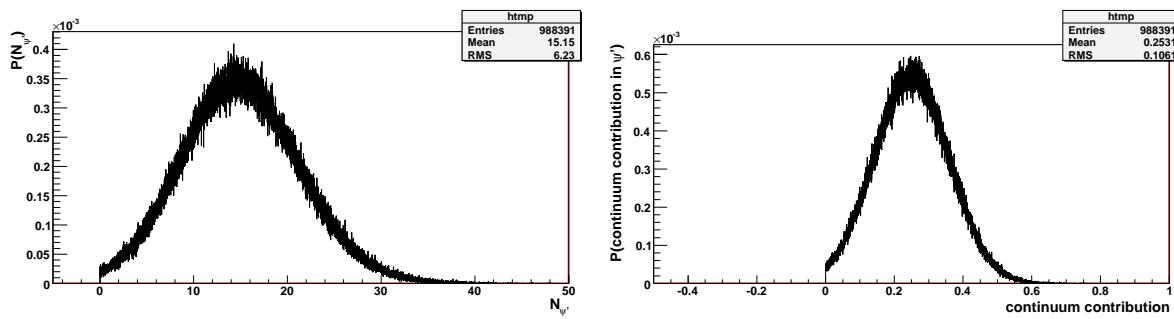


Figura 6.39: Distribuições de probabilidade da produção de ψ' e sua fração do contínuo para $2 < p_T < 3$ GeV/c, usada para calcular a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no mesmo intervalo de p_T .

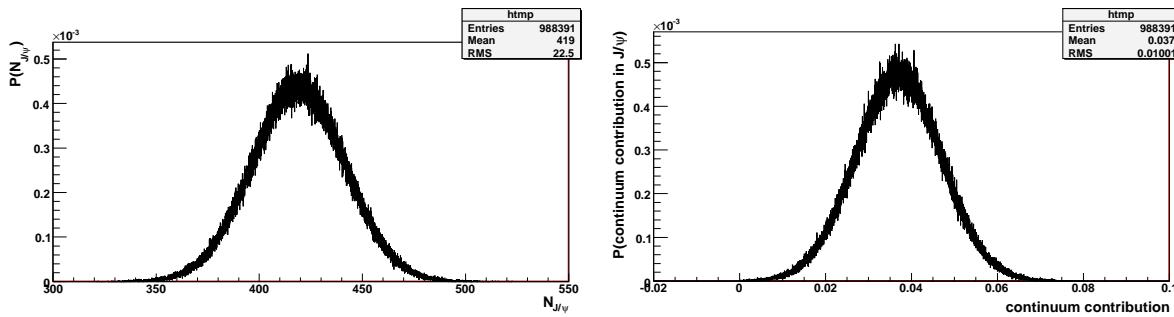


Figura 6.40: Distribuições de probabilidade da produção de J/ψ e sua fração do contínuo para $2 < p_T < 3$ GeV/c, usada para calcular a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no mesmo intervalo de p_T .

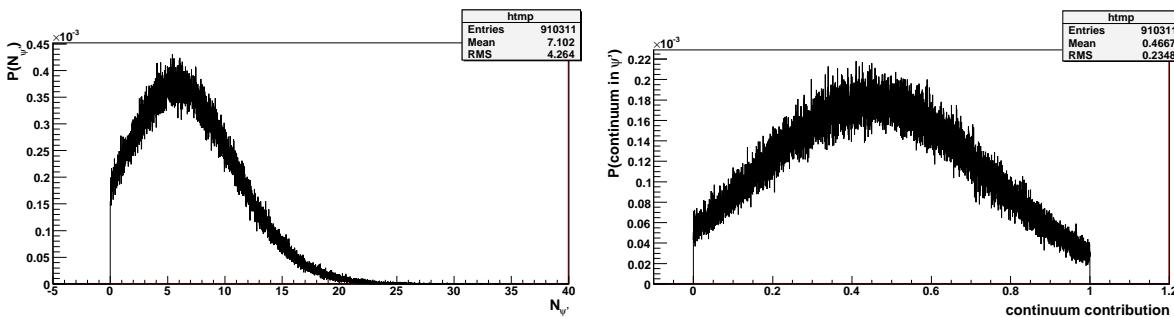


Figura 6.41: Distribuições de probabilidade da produção de ψ' e sua fração do contínuo para $3 < p_T < 5$ GeV/c, usada para calcular a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no mesmo intervalo de p_T .

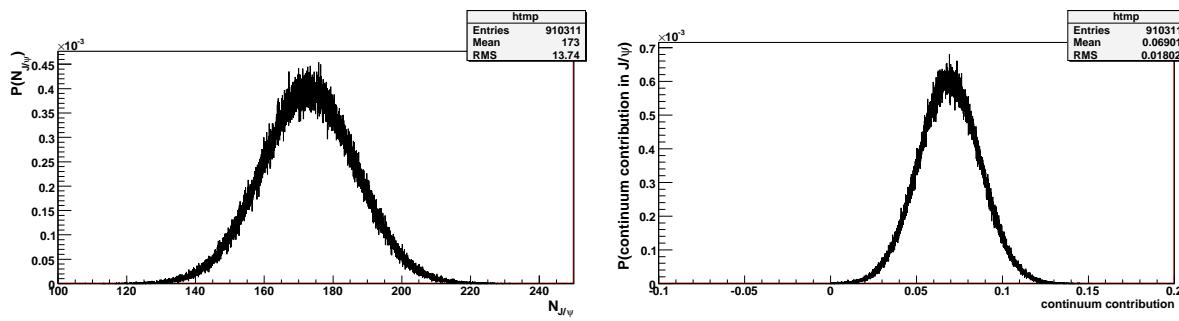


Figura 6.42: Distribuições de probabilidade da produção de J/ψ e sua fração do contínuo para $3 < p_T < 5$ GeV/c, usada para calcular a distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no mesmo intervalo de p_T .

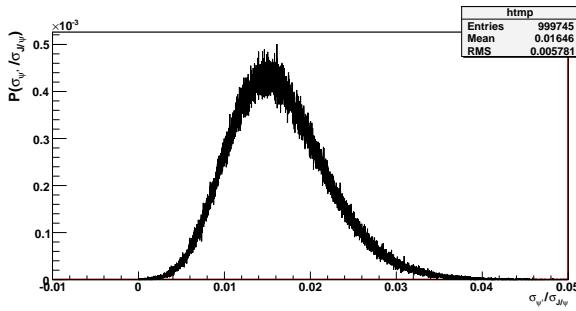


Figura 6.43: Distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no intervalo $0 < p_T < 1$ GeV/c.

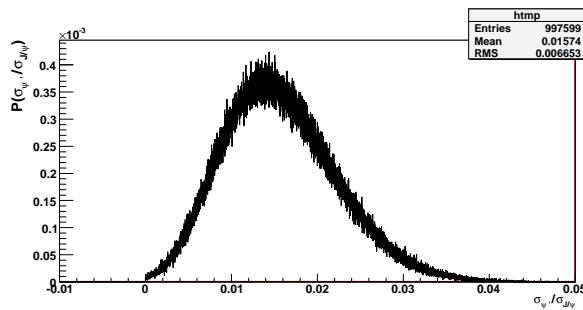


Figura 6.44: Distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no intervalo $1 < p_T < 2$ GeV/c.

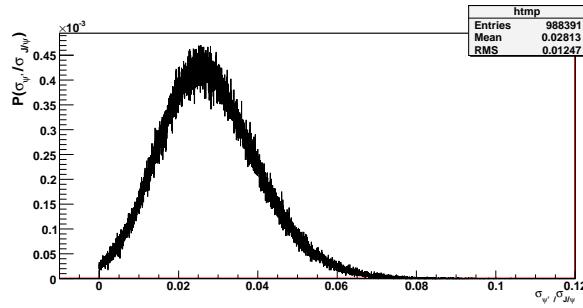


Figura 6.45: Distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no intervalo $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$.

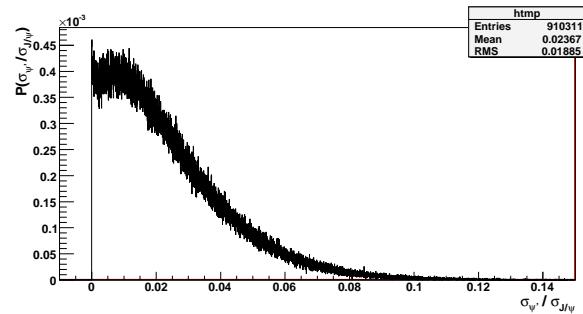


Figura 6.46: Distribuição de probabilidade da razão entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no intervalo $3 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$.

6.8.5 Seções de Choque Totais Integradas em p_T

A seção de choque total de J/ψ integrada em p_T é calculada a partir de:

$$\begin{aligned}\sigma_{J/\psi}|_{|y|<0.35} &= \sum_{p_T \text{ bin}} B \frac{d^2\sigma}{dydp_T} \times p_T \Delta p_T \\ B &\equiv B(J/\psi \rightarrow e^+e^-).\end{aligned}\quad (6.24)$$

Resultado para J/ψ neste trabalho:

$$B_{J/\psi \rightarrow e^+e^-} \sigma_{J/\psi}|_{|y|<0.35} = 45.3 \pm 1.0(\text{stat}) \pm 5.4(\text{sys}) \pm 4.5(\text{global}) \text{ nb.}$$

E para $p_T < 7 \text{ GeV}/c$:

$$B_{J/\psi \rightarrow e^+e^-} \sigma_{J/\psi}|_{|y|<0.35} (p_T < 7 \text{ GeV}/c) = 41.0 \pm 0.9(\text{stat}) \pm 4.9(\text{sys}) \text{ nb.}$$

Resultado para J/ψ no Run 5 [12]:

$$B_{J/\psi \rightarrow e^+e^-} \sigma_{J/\psi}|_{|y|<0.35} = 44.0 \pm 1.4(\text{stat}) \pm 5.7(\text{sys}) \pm 4.4(\text{global}) \text{ nb.}$$

A seção de choque total de ψ' integrada em p_T também é calculada a partir de:

$$\begin{aligned}\sigma_{\psi'}|_{|y|<0.35} &= \sum_{p_T \text{ bin}} B \frac{d^2\sigma}{dydp_T} \times p_T \Delta p_T \\ B &\equiv B(\psi' \rightarrow e^+e^-).\end{aligned}\quad (6.25)$$

Resultado para ψ' neste trabalho:

$$B_{\psi' \rightarrow e^+e^-} \sigma_{\psi'}|_{|y|<0.35} (p_T < 7 \text{ GeV}/c) = 0.88^{+0.30}_{-0.20}(\text{stat}) \pm 0.12(\text{sys}) \text{ nb.}$$

Razão entre ψ' e J/ψ neste trabalho:

$$\frac{B_{\psi' \rightarrow e^+e^-} \sigma_{\psi'}}{B_{J/\psi \rightarrow e^+e^-} \sigma_{J/\psi}} (p_T < 7 \text{ GeV}/c) = 0.021^{+0.007}_{-0.005}(\text{stat}) \pm 0.0015(\text{sys}).$$

No Apêndice D apresentamos a nossa análise que levou ao resultado preliminar da razão entre as seções de choque de produção ψ' e de J/ψ .

Resultado preliminar no Quark Matter 2008 para a razão $\psi'/J/\psi$:

$$\mathcal{R}_{\psi'} = \frac{B_{ee}(\psi' \rightarrow e^+e^-)}{B_{ee}(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} \frac{\sigma_{\psi'}}{\sigma_{J/\psi}} = 0.019 \pm 0.005(\text{stat}) \pm 0.002(\text{sys}).$$

6.9 Feed-down de J/ψ proveniente do Decaimento de ψ'

Na Seção 2.3 descrevemos como obter a fração de *feed-down* de J/ψ proveniente de ψ' (veja Equação 2.25), com os resultados:

Fração de *feed-down* de J/ψ proveniente de ψ' para a razão $\psi'/J/\psi$ de $0.021^{+0.007}_{-0.005}$ (stat) ± 0.0015 (sys) obtida neste trabalho:

$$\mathcal{F}_{\psi'} = B_{ee}(\psi' \rightarrow J/\psi + X) \frac{\sigma_{\psi'}}{\sigma_{J/\psi}} = 0.095 \pm 0.036, \quad (6.26)$$

onde $B_{ee}(\psi' \rightarrow J/\psi + X) = 0.574 \pm 0.009$ [31].

A previsão para a fração de *feed-down* de J/ψ proveniente de ψ' feita por [75] e por [97], é, respectivamente, $8 \pm 2\%$ e $8.1 \pm 0.3\%$.

Capítulo 7

Análise de Charmonium *II*: Polarização de J/ψ

Neste capítulo descreveremos os passos para o estudo da polarização do J/ψ reconstruído a partir de distribuições angulares dos elétrons nos decaimentos $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Geralmente, a distribuição dos elétrons apresenta a forma:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto 1 + \lambda \cos^2\theta, \quad (7.1)$$

onde θ é o ângulo entre a direção do pósitron e^+ no referencial de repouso do J/ψ e a direção do J/ψ no referencial de laboratório, tomando o eixo de quantização do spin ao longo da direção de momento do J/ψ no referencial do centro de massa da colisão $p+p$. No Apêndice A encontra-se uma derivação [98] que se aplica a decaimentos de mésons vetoriais com conservação de paridade em pares férnion-antiférnion de spin $\frac{1}{2}$, embora a versão simplificada desta derivação (Equação 7.1) seja aplicada neste trabalho.

7.1 Cálculo da Aceitância

Vários fatores determinam a aceitância dos mésons J/ψ produzidos até que se chegue à amostra de dados usados. Cada um deles será discutido nesta seção.

7.1.1 J/ψ s Simulados

J/ψ s foram gerados com distribuições uniformes de momento transverso: $0 < p_T < 10$ GeV/c e de rapidez: $|y| < 0.5$, através do gerador de eventos 'singl.jpsi' do PISA.

O cálculo da aceitância foi feito usando-se o método 'unidimensional'. Histogramas de aceitância foram preenchidos com um peso correspondente a distribuições realísticas de momento e de rapidez. Este método foi usado porque gera um erro estatístico desprezível, já o erro sistemático é considerável, devido à incerteza do que sabemos sobre a cinemática do J/ψ .

7.1.2 Ponderação dos J/ψ Simulados

Para o cálculo da aceitância a partir do método unidimensional, nós usamos a distribuição de momento transverso a partir do ajuste aos dados. A produção de J/ψ para intervalos de p_T mais espaçados foi ajustada com uma função de Kaplan como mostra a Equação 7.2. A Tabela 7.1 mostra os parâmetros da função de Kaplan utilizada e a Figura 7.1 mostra a distribuição de momento transverso dos J/ψ s medidos ajustada à mesma função.

$$\frac{dN}{dp_T} = \frac{Ap_T}{[1 + (p_T/B)^2]^n}. \quad (7.2)$$

A função de Kaplan ajustada é usada como um peso para cada J/ψ reconstruído da simulação. Quando preenchemos um histograma $\cos(\theta)$ com os J/ψ s simulados, nós utilizamos o peso da função de Kaplan (p_T original) que na verdade são os p_T dos J/ψ s gerados.

Parâmetro da função de Kaplan	Valor	Erro
A	3.99197	1.37808×10^{-1}
B	3.58533	2.06466×10^{-1}
n	4.80758	3.43439×10^{-1}

Tabela 7.1: Parâmetros de ajuste da função de Kaplan à seção de choque de J/ψ como função do momento transverso p_T .

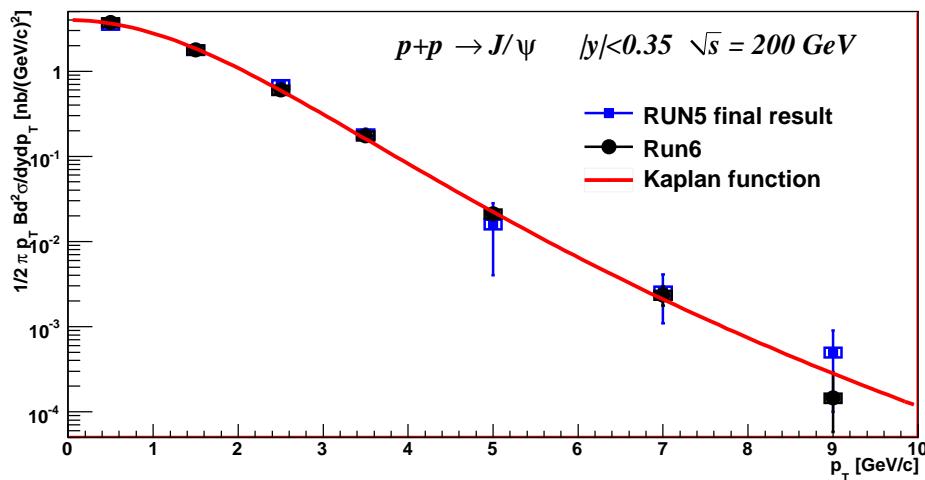


Figura 7.1: Produção de J/ψ para o grupo de runs ERT_E em intervalos de p_T mais espaçados ajustada com a função de Kaplan de acordo com a Equação 7.2.

7.2 Análise dos Dados

7.2.1 Contagem de J/ψ s

Candidatos a J/ψ foram selecionados num intervalo de massa de 2.7 a 3.4 GeV/c² de acordo com o procedimento descrito na Seção 6.1.7. O sinal de fundo combinatorial foi calculado usando a soma de pares de mesmo sinal de um mesmo evento. A Figura 7.2 mostra o sinal de pares e^+e^- em preto e o sinal de fundo, $e^+e^+ + e^-e^-$ em vermelho. A Figura 7.3 mostra a distribuição de massa invariante após a subtração do sinal de fundo e as linhas verticais em vermelho, o intervalo de massa onde os candidatos a J/ψ foram contados.

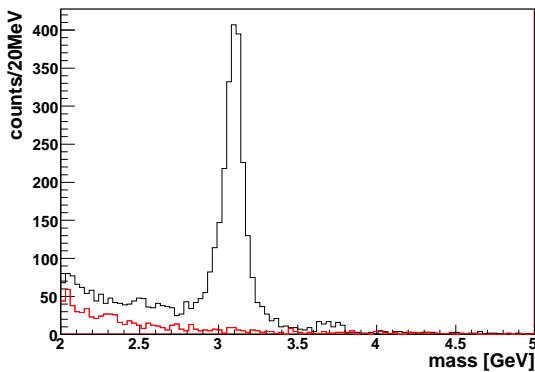


Figura 7.2: Distribuições retiradas dos dados reais: e^+e^- (em preto) e $e^+e^+ + e^-e^-$ (em vermelho).

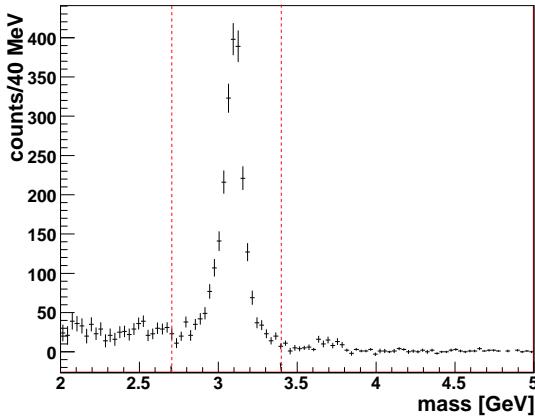


Figura 7.3: Distribuição de massa invariante após subtração do sinal de fundo. As linhas verticais em vermelho indicam o intervalo de massa na qual os candidatos a J/ψ foram contados.

7.2.2 Dependência do Evento com o Vértice

A Figura 7.4 mostra a razão entre as aceitâncias calculadas usando-se J/ψ s em $z = 0$ e $25 < z < 30$ cm. Distribuições uniformes de momento e de rapidez dos dados reais foram utilizadas. Como pode-se notar, não há dependência da aceitância com o vértice para $p_T < 1.5$ GeV/c (em azul) e para $p_T > 1.5$ GeV/c (em vermelho).

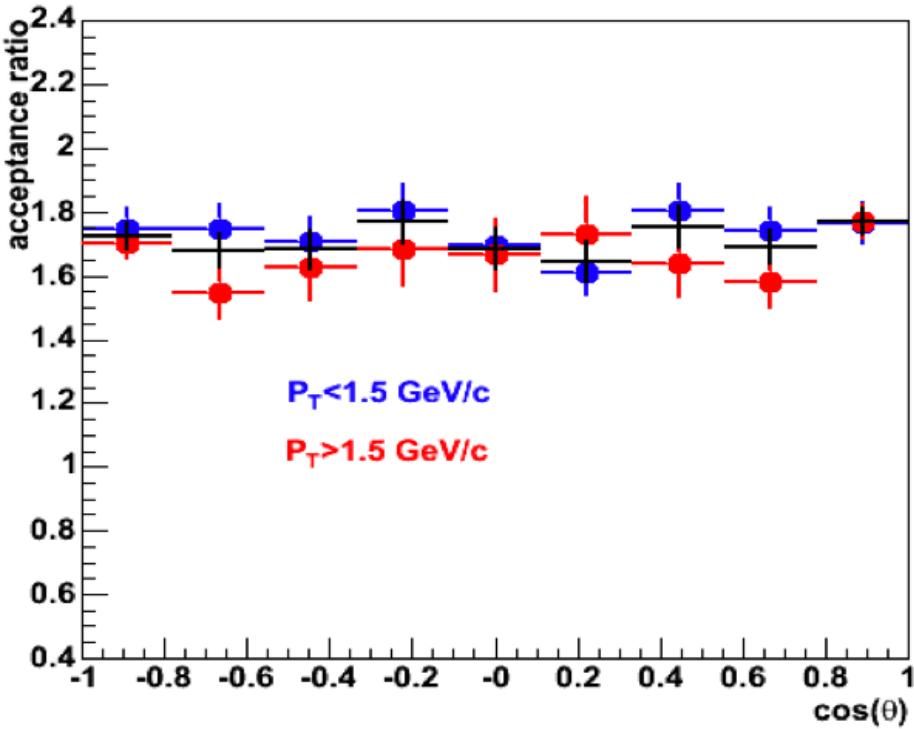


Figura 7.4: Razão da aceitância calculada usando-se J/ψ s em $z_{vertex} = 0$ cm e $25 < z_{vertex} < 30$ cm. Em preto, todo o intervalo de momento.

7.2.3 Distribuições em $\cos(\theta)$

Com o conjunto de dados do Run 6 $p+p$, nós obtivemos a distribuição em $\cos(\theta)$ usando pares de elétrons reais após a subtração dos pares de mesmo sinal e de um mesmo evento no intervalo de massa de J/ψ de 2.7-3.4 GeV/ c^2 , como mostra a Figura 7.5. A distribuição de $\cos(\theta)$ medida foi normalizada pelo número de pares e^+e^- neste intervalo de massa.

O próximo passo foi gerar um histograma de $\cos(\theta)$ a partir de J/ψ s simulados com distribuição uniforme. Este histograma foi preenchido usando-se um peso dependente de p_T , parametrizado com a função de Kaplan (Equação 7.2) e os números da Tabela 7.1. Este histograma foi normalizado pelo número de pares e^+e^- no mesmo intervalo de massa usado nos dados reais. Já que o *input* da distribuição em $\cos(\theta)$ é uniforme, a distribuição em $\cos(\theta)$ reconstruída a partir da simulação é proporcional à aceitância, e esta distribuição aparece na Figura 7.6.

A largura do canal usado na distribuição em $\cos(\theta)$ é muito maior do que a resolução do detector para elétrons como observamos na Figura 7.7, o que garante a validade da

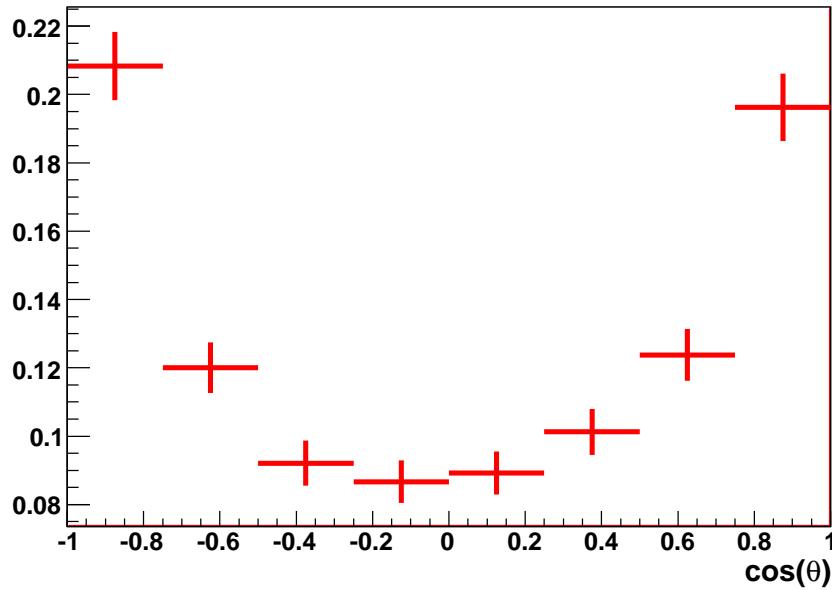


Figura 7.5: Distribuição em $\cos(\theta)$ tomada dos dados reais, no intervalo de massa de J/ψ de 2.7-3.4 GeV/c².

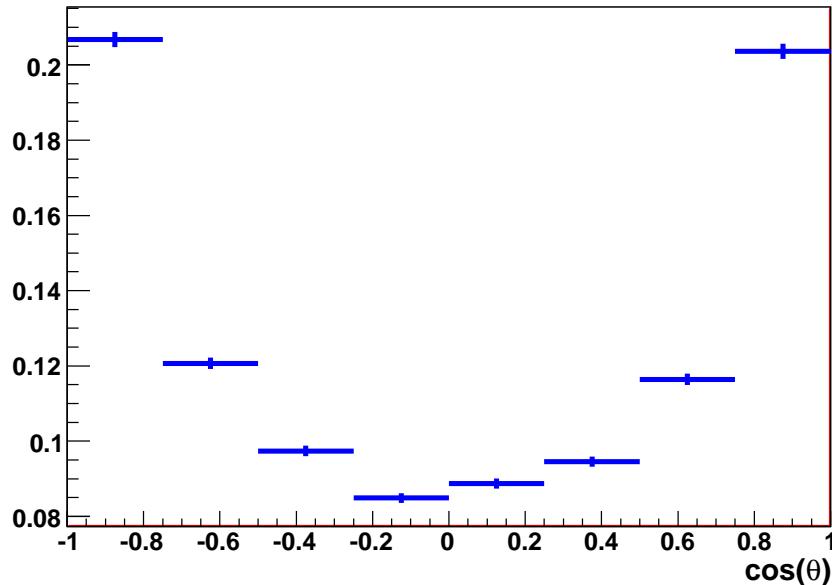
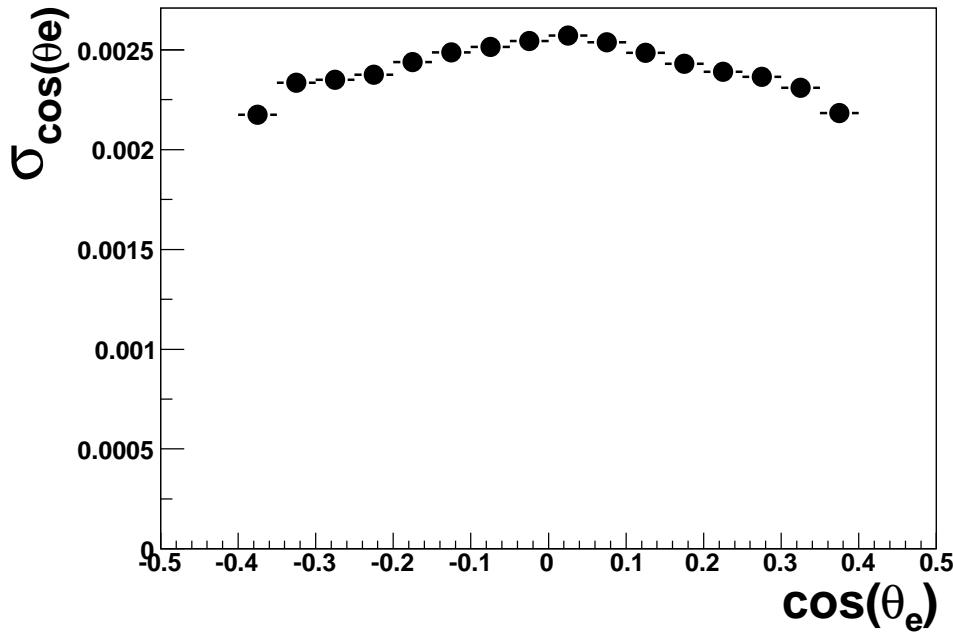
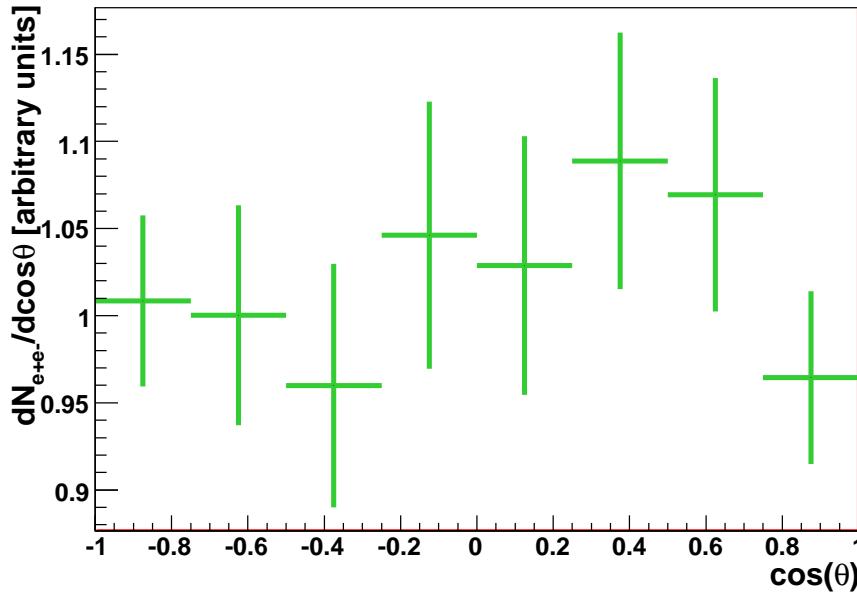


Figura 7.6: Distribuição em $\cos(\theta)$ tomada da simulação e ponderada de acordo com os parâmetros da Tabela 7.1, no intervalo de massa de J/ψ de 2.7-3.4 GeV/c².

distribuição em termos de canais.

A distribuição em $\cos(\theta)$ com a aceitância corrigida é resultado da distribuição medida (Figura 7.5) dividida pela aceitância obtida a partir da simulação (Figura 7.6). Este resultado pode ser visto na Figura 7.8.

Figura 7.7: Resolução em $\cos \theta$ de elétrons.Figura 7.8: Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa $2.7\text{-}3.4 \text{ GeV}/c^2$.

A distribuição em $\cos(\theta)$ é ajustada com:

$$\frac{dN}{d\cos(\theta)} = A + \lambda \cos^2(\theta), \quad (7.3)$$

o parâmetro A obtido é usado para dimensionar a distribuição. O ajuste é feito novamente com a mesma função para retornar o parâmetro de polarização λ .

Como uma verificação extra, ajustamos a distribuição (sem o dimensionamento) com a função:

$$\frac{dN}{d\cos(\theta)} = A(1 + \lambda \cos^2(\theta)) \quad (7.4)$$

que retornou o mesmo parâmetro de polarização.

A Tabela 7.2 mostra os parâmetros do ajuste obtidos a partir da distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa 2.7-3.4 GeV/c² da Figura 7.9.

Parâmetro da função de ajuste	Valor	Erro
Constante A	1.00000	3.73492×10^{-2}
λ	-6.23485×10^{-2}	7.03910×10^{-2}

Tabela 7.2: Parâmetros de ajuste obtidos da distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa 2.7-3.4 GeV/c² da Figura 7.9.

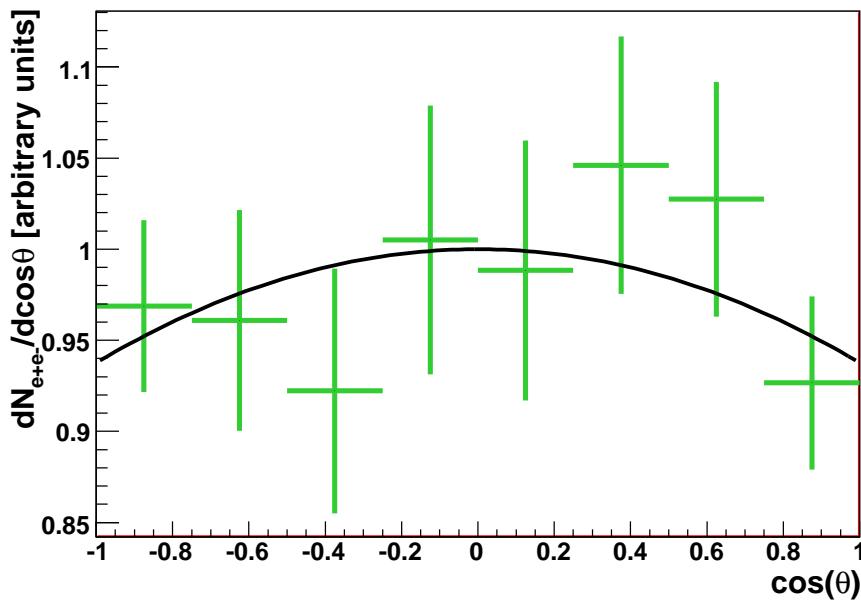


Figura 7.9: Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa 2.7-3.4 GeV/c², ajustada à função $A(1 + \lambda \cos^2(\theta))$.

Nós usamos o PYTHIA para gerar J/ψ s e fizemos gráficos da distribuição de $\cos \theta$ para diferentes números de J/ψ s reconstruídos. Em seguida, estas distribuições foram ajustadas com $1 + \lambda \cos^2(\theta)$ e o erro do ajuste resultante *versus* o número de J/ψ s reconstruídos aparece na Figura 7.10. O corte de aceitância $|y| < 0.35$ foi usado neste cálculo. O erro estatístico do parâmetro de polarização λ que aparece na Tabela 7.2 é consistente com a previsão para mais de 2000 J/ψ s (veja Figura 7.10).

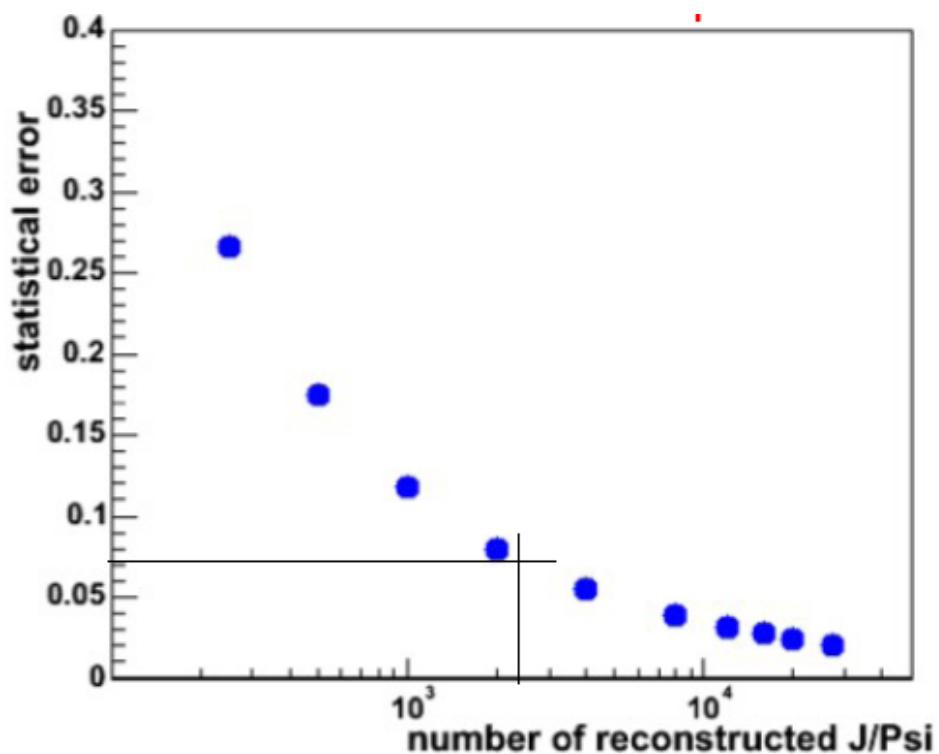


Figura 7.10: Erro estatístico previsto como função do número de J/ψ s reconstruídos.

7.3 Erros Sistemáticos

Uma das principais fontes de erro sistemático reside na incerteza do que se sabe sobre a distribuição de p_T de J/ψ . Para estimarmos esta incerteza, nós usamos o método que descreveremos a seguir.

Pontos dos dados medidos foram aleatoriamente deslocados com uma distribuição gaussiana cujo σ fosse igual ao erro estatístico daquele ponto. Os pontos dos dados assim deslocados foram ajustados com a função de Kaplan, e esta função foi usada para calcular a aceitância novamente. Esta nova aceitância foi dividida pela aceitância obtida a partir do ajuste aos pontos dos dados medidos. A razão foi ajustada com a função de polarização $1 + \lambda \cos^2(\theta)$. Este procedimento foi repetido muitas vezes, e a distribuição resultante do parâmetro λ assim obtido aparece na Figura 7.11.

A partir deste resultado, nós estimamos o erro sistemático devido à nossa falta de conhecimento preciso sobre a distribuição de p_T de J/ψ , cujo valor é de 2% (propagação máxima dos resultados).

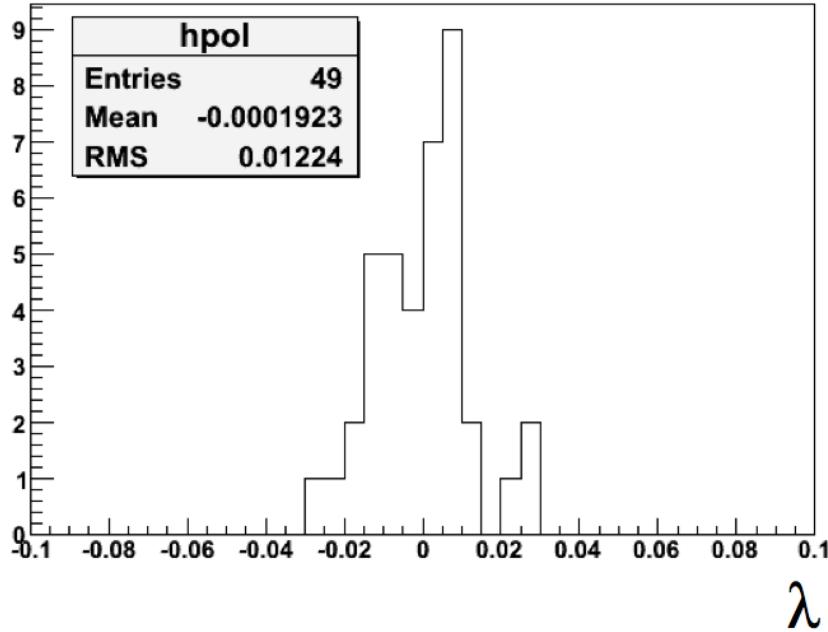


Figura 7.11: Distribuição resultante do parâmetro λ obtido no estudo sobre a distribuição de p_T de J/ψ .

7.3.1 Scaling de p_T

Nós analisamos o efeito na medida de polarização se a medida de p_T for deslocada. O fator de escala, *scaling*, é aplicado no eixo de p_T . Em todos os pontos os valores de p_T são multiplicados por uma escala e em seguida, ajustamos a função de Kaplan. A polarização é então medida, considerando as funções de Kaplan após a aplicação do fator de escala. Os valores de escala escolhidos são extremos considerando a resolução de momento. A Tabela 7.3 mostra este efeito se o fator de escala de p_T na função de

ponderação de J/ψ s simulados for aplicado. A máxima mudança obtida foi de 0.49%. Nós usamos este máximo como um erro sistemático adicional.

Fator de escala de p_T	Mudança na polarização
0.995	0.24%
1.0038	-0.18% (para deslocamento de 11.8 MeV)
1.005	-0.24%
1.010	-0.49%

Tabela 7.3: Avaliação do fator de *scaling* de p_T na medida de polarização.

7.3.2 Erro Sistemático da Aceitância Propagado para a Medida de Polarização de J/ψ .

Nós descrevemos na Seção 5.5 como as áreas mortas de dados reais foram introduzidas na simulação. A comparação entre a aceitância obtida através da simulação e através dos dados reais foi feita usando-se elétrons simulados ponderados com uma distribuição real de momento de elétrons em dados reais. As produções foram normalizadas baseadas na produção total como mostra a Figura 7.12.

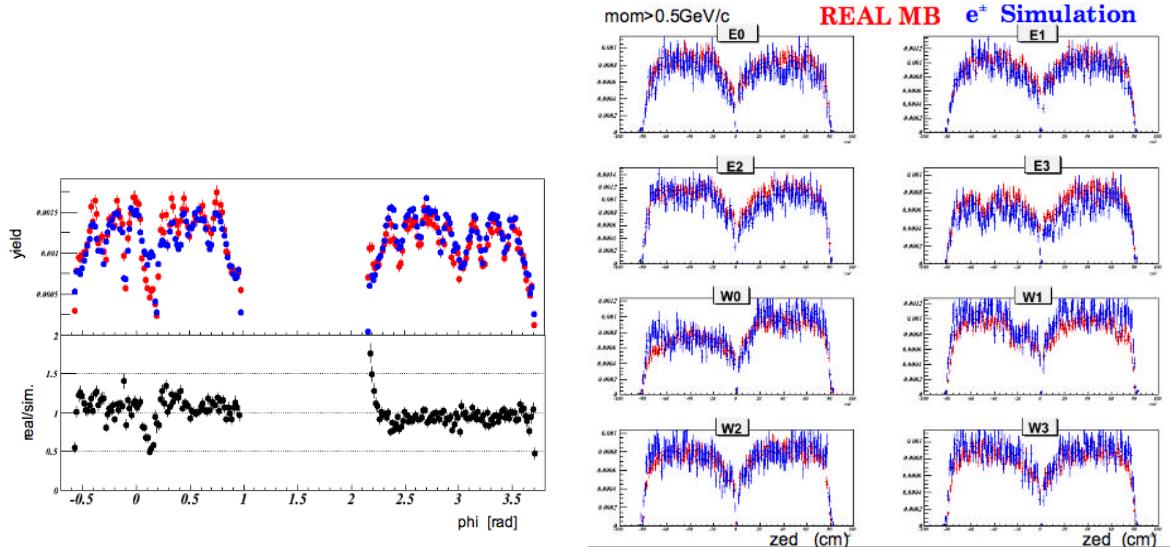


Figura 7.12: Dados simulados (pontos azuis) e dados reais de MB (pontos vermelhos) de elétrons e pósitrons como função de ϕ e zed na DC.

As diferenças entre as distribuições ϕ e zed de elétrons em dados reais e de elétrons simulados na DC produziram um erro sistemático de 7.5% nas produções de J/ψ e de ψ' . Nós repetimos o mesmo procedimento descrito na Seção 5.5 para calcularmos o erro sistemático na medida da polarização.

Para isto, precisamos das seguintes condições:

- os elétrons de J/ψ do PISA com aplicação das áreas mortas e dos cortes fiduciais como usados nas análises de produção e de polarização;

- histograma com a razão entre os dados simulados e reais $ratio(\phi, zed)$ e os erros estatísticos correspondentes $\sigma_{ratio}(\phi, zed)$.

Para cada elétron e pósitron de cada J/ψ simulado, nós obtivemos os fatores de correção:

$$\begin{aligned}\Delta_{\varepsilon}^{e+} &= \text{Random} :: Gaus(ratio(\phi_{e+}, zed_{e+}), \sigma_{ratio}(\phi_{e+}, zed_{e+})); \\ \Delta_{\varepsilon}^{e-} &= \text{Random} :: Gaus(ratio(\phi_{e-}, zed_{e-}), \sigma_{ratio}(\phi_{e-}, zed_{e-})).\end{aligned}\quad (7.5)$$

O fator de correção para o par de J/ψ é:

$$\Delta_{\varepsilon}^{J/\psi} = \Delta_{\varepsilon}^{e+} \times \Delta_{\varepsilon}^{e-}. \quad (7.6)$$

Para cada par de J/ψ nós preenchemos 1000 histogramas $\cos(\theta)$ usando diferentes números $\Delta_{\varepsilon}^{J/\psi}$ como uma ponderação.

A polarização obtida dos 1000 histogramas apresenta uma variação padrão ao redor do valor médio de **1.92 ± 0.04 %**.

Esta flutuação é formada pelo erro estatístico das razões mais o erro sistemático da aceitância. Para estimarmos a contribuição do erro estatístico nós repetimos o procedimento, mas assumindo que a simulação representa perfeitamente as distribuições de ϕ e zed dos dados reais. Ou seja, tomamos $ratio(\phi, zed) = 1$ na Equação 7.5. A Figura 7.13 mostra o resultado deste procedimento. O desvio padrão da polarização obtida desta maneira foi de **1.82 ± 0.04 %**.

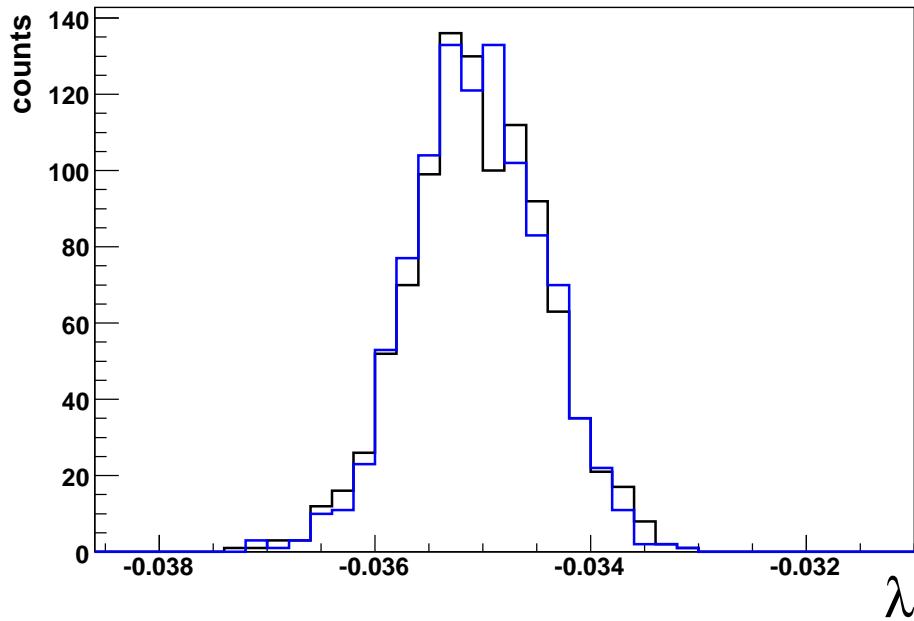


Figura 7.13: Avaliação dos erros sistemático (em azul) + estatístico (em preto) da aceitância propagada para a medida de polarização de J/ψ .

O erro sistemático relativo da aceitância na medida de polarização é então:

$$\text{erro da aceitância} = \sqrt{1.92^2 - 1.82^2} = 0.61 \pm 0.06 \text{ \%}.$$

7.3.3 Dependência do Corte em Massa

Encontramos uma dependência do corte em massa com o valor médio da polarização como mostra a Figura 7.14. Esta dependência está intimamente relacionada à contribuição do contínuo para o intervalo de massa que se escolhe, como mostram a Tabela 7.4 e a própria Figura 7.14.

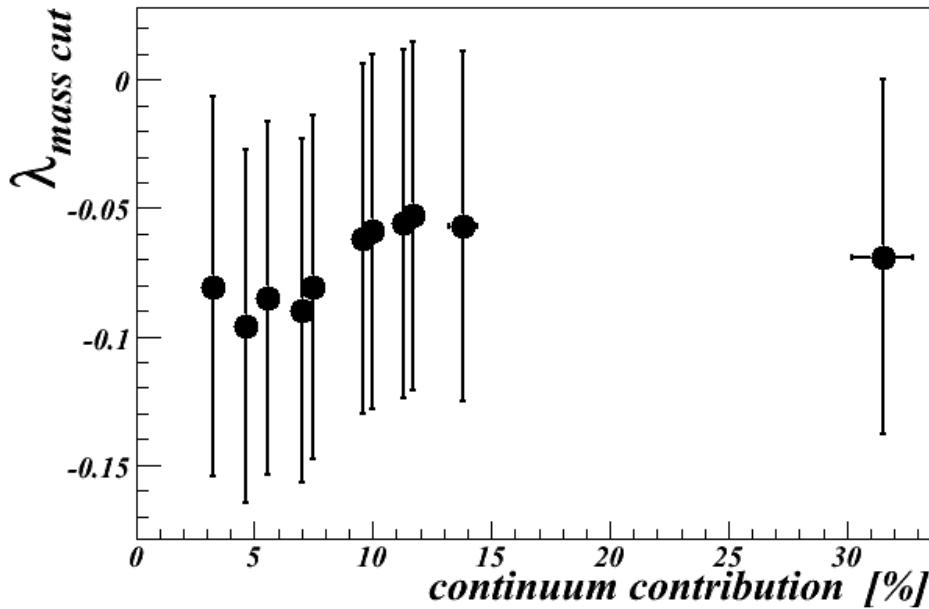


Figura 7.14: Dependência entre o corte em massa e o valor médio do parâmetro de polarização.

Corte em massa [GeV/c ²]	Contribuição do contínuo [%]	λ
2.5 - 3.4	13.8 ± 0.6	-0.057 ± 0.068
2.0 - 3.4	31.5 ± 1.3	-0.069 ± 0.069
2.6 - 3.4	11.3 ± 0.5	-0.056 ± 0.068
2.7 - 3.4	9.6 ± 0.4	-0.062 ± 0.068
2.6 - 3.5	11.7 ± 0.5	-0.053 ± 0.068
2.7 - 3.5	10.0 ± 0.4	-0.059 ± 0.069
2.9 - 3.3	5.6 ± 0.26	-0.085 ± 0.069
2.9 - 3.2	4.64 ± 0.22	-0.096 ± 0.069
2.7 - 2.9	42 ± 9	-0.006 ± 0.28
3.0 - 3.2	3.28 ± 0.16	-0.081 ± 0.074
2.8 - 3.3	7.04 ± 0.32	-0.090 ± 0.067
2.8 - 3.4	7.51 ± 0.34	-0.081 ± 0.067

Tabela 7.4: Dependência entre o corte em massa e a contribuição do contínuo.

Parece haver uma tendência de maiores contribuições de contínuo tornarem o parâmetro de polarização próximo de zero (para a contribuição de contínuo, veja a Figura 7.15 e os detalhes na Seção 6.1.7).

A polarização do contínuo é desconhecida. Para conhecê-la deveríamos, por exemplo, medir o parâmetro de polarização num intervalo de massa de $2.0\text{-}2.5 \text{ GeV}/c^2$. Mas também necessitamos de uma simulação de pares de elétrons com distribuições uniformes além de uma reconstrução no PISA para podermos contabilizar corretamente os efeitos do detector nesta medida.

Decidimos assim designar um erro sistemático de ± 0.03 em face da variação dos pontos médios na Figura 7.14 e uma possível extrapolação de uma contribuição nula do contínuo.

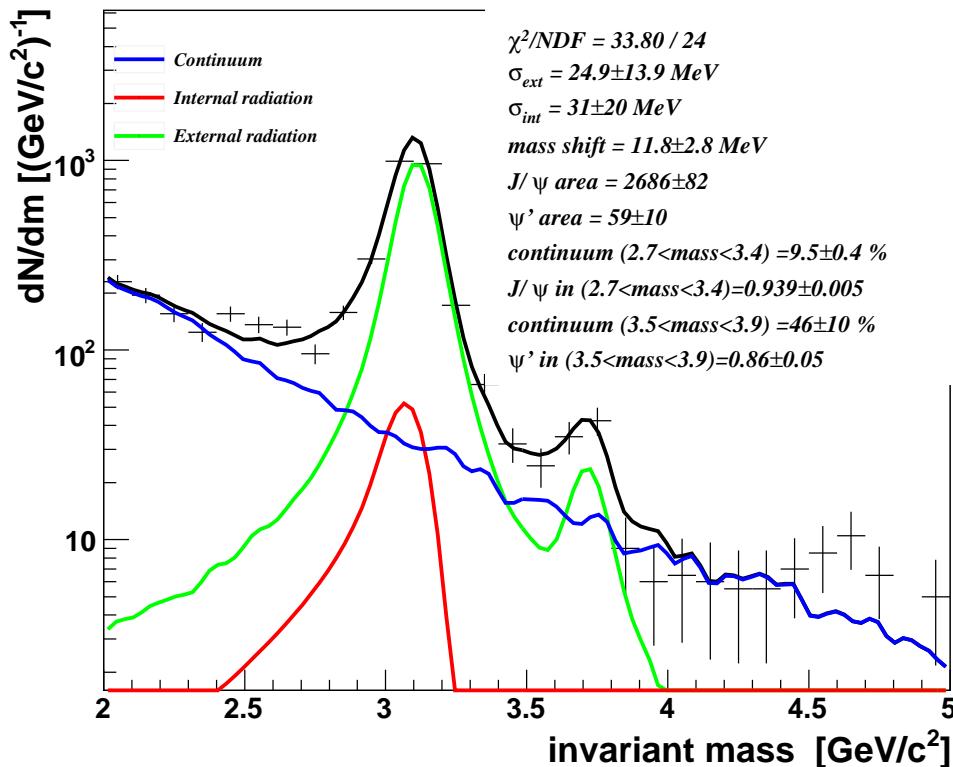


Figura 7.15: Distribuição de massa invariante incluindo todas as componentes do contínuo.

7.3.4 Verificações Extras

Também fizemos a análise introduzindo cada uma das seguintes condições, uma de cada vez, para avaliarmos a distribuição resultante de $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida:

- Aplicando cortes de traço de qualidade ($==31 \parallel ==63$) (Figura 7.16);
- Usando 9 canais de histogramação para $\cos(\theta)$ ao invés de 8 (Figura 7.17);
- Usando a função de Kaplan com menores intervalos de p_T ajustada à produção de J/ψ . (Figura 7.18).

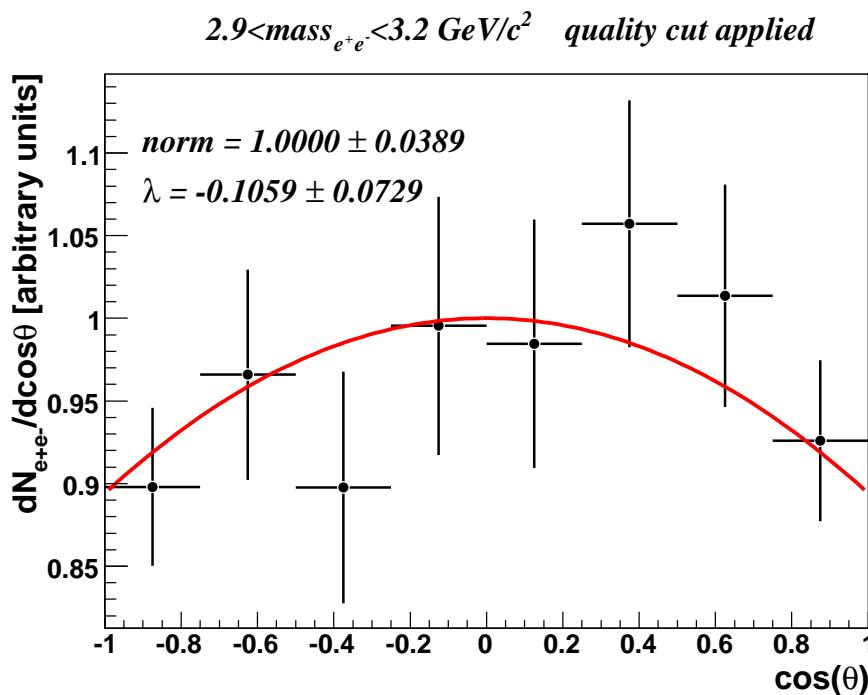


Figura 7.16: Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida considerando o corte de traço de qualidade.

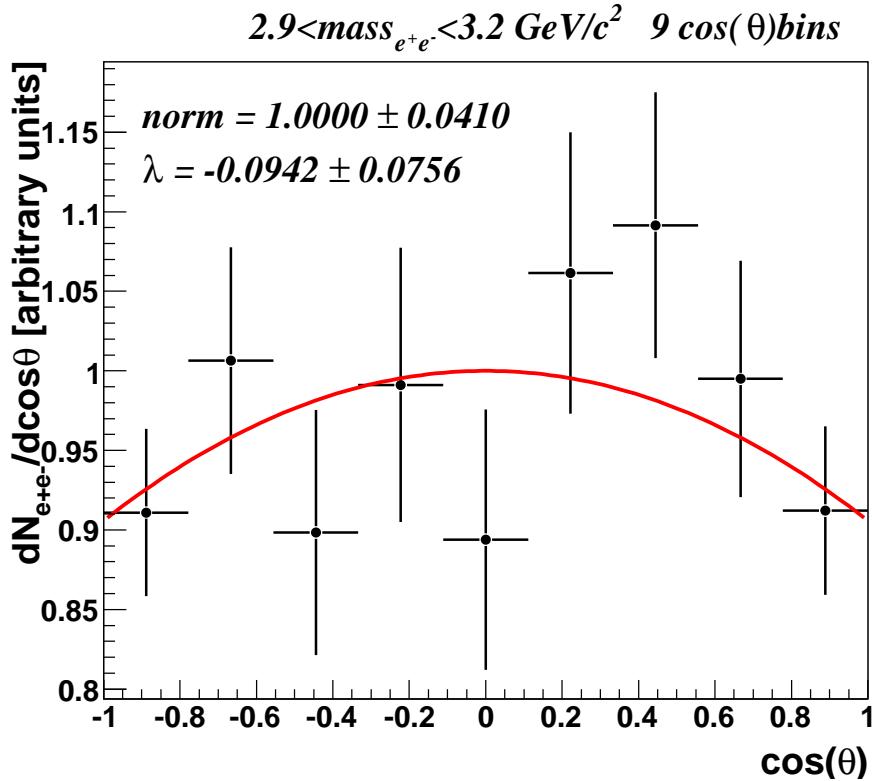


Figura 7.17: Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida usando 9 canais de histogramação para $\cos(\theta)$.

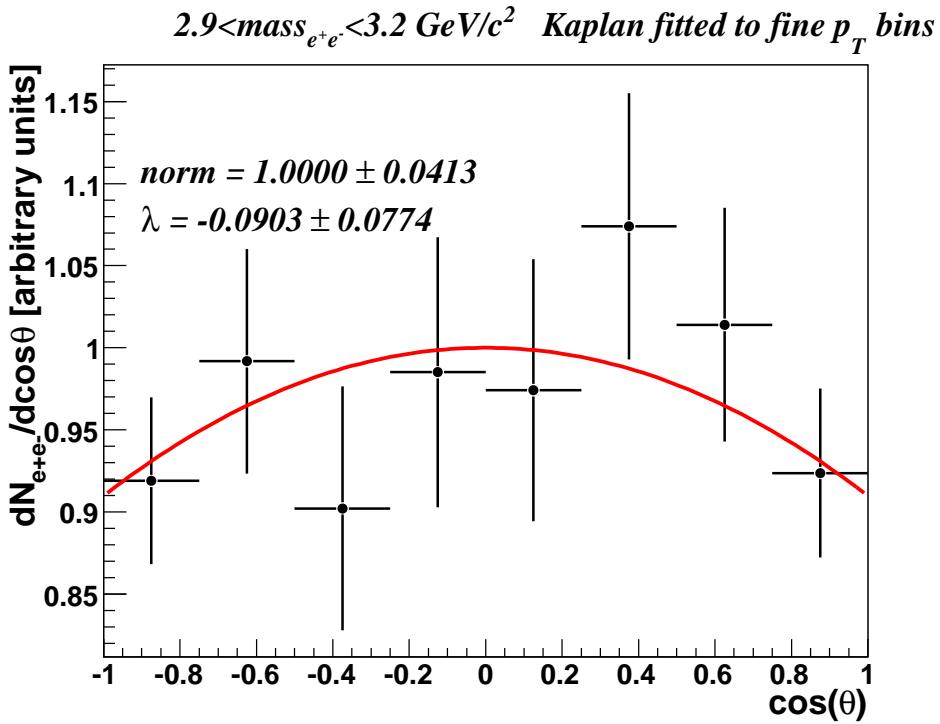


Figura 7.18: Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida usando a função de Kaplan com intervalos de p_T mais refinados ajustada à produção de J/ψ .

7.3.5 Resumo dos Erros Sistemáticos

Fonte	Valor (%)
Distribuição de p_T de J/ψ (Seção 7.3)	2.00%
<i>Scaling</i> de p_T (Seção 7.3.1)	0.49%
Aceitância na medida de polarização J/ψ (Seção 7.3.2)	0.61% (relativo ao valor médio)
Contribuição do contínuo (Seção 7.3.3)	3.00%

Tabela 7.5: Resumo dos erros sistemáticos na medida de polarização de J/ψ .

A Tabela 7.5 resume os erros sistemáticos na medida de polarização de J/ψ . Os erros relacionados à medida de p_T : a distribuição de p_T de J/ψ e o *scaling* de p_T são somados linearmente. As outras componentes são somadas quadraticamente.

$$\text{Soma Quadrática (Medida de polarização de } J/\psi) = 3.9\%$$

7.4 Resultado para p_T Integrado

A Figura 7.19 mostra o resultado preliminar para a distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida obtida com o intervalo de massa mais restrito de $2.9 < mass_{e^+e^-} < 3.2$ GeV/c². Os parâmetros do ajuste podem ser encontrados na Tabela 7.6.

O resultado para a medida de polarização de J/ψ para p_T integrado é:

$$\lambda_{J/\psi} = -9.6 \pm 7.2(stat) \pm 3.9(sys)\%.$$

Parâmetro da função de ajuste	Valor	Erro
Constante A	1.00000	3.84675×10^{-2}
Lambda	-9.56112×10^{-2}	7.22700×10^{-2}

Tabela 7.6: Parâmetros da função de ajuste ao parâmetro de polarização para o intervalo de massa mais restrito de 2.9-3.2 GeV/c².

A função de probabilidade acumulada para este resultado, levando em consideração a variação gaussiana aleatória do erro estatístico e a variação uniforme do erro sistemático pode ser vista na Figura 7.20.

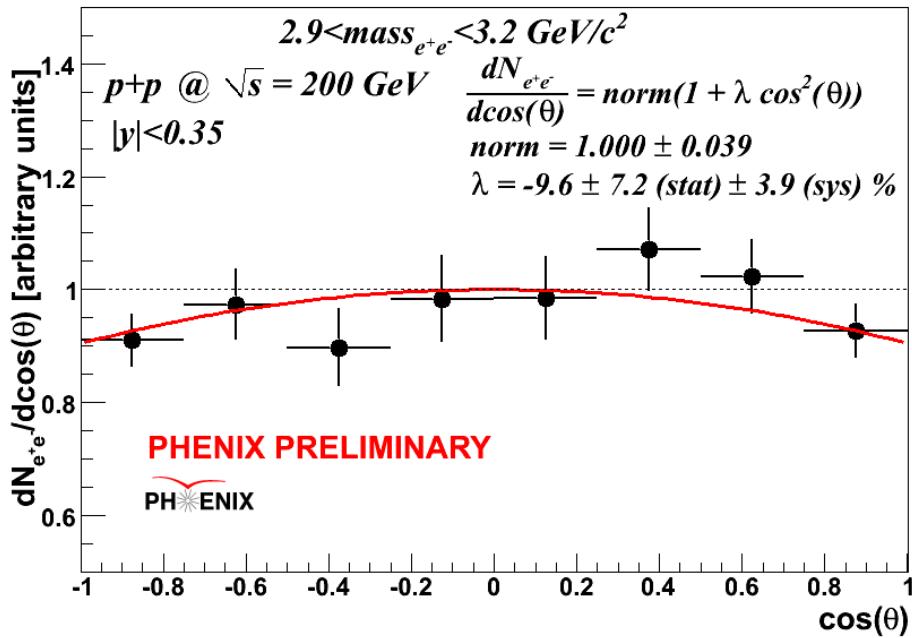


Figura 7.19: Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa 2.9-3.2 GeV/c². A linha vermelha representa ajuste com a função $1 + \lambda \cos^2 \theta$.

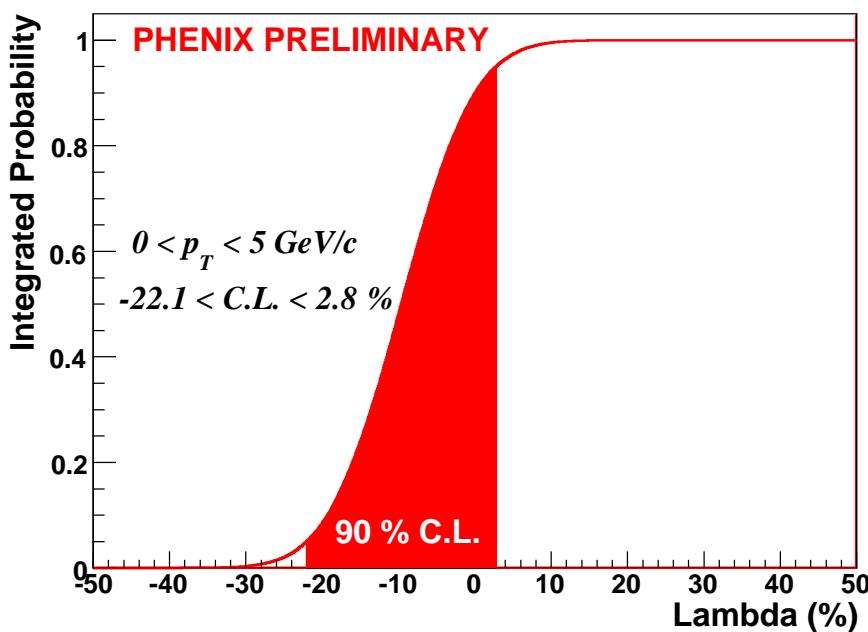


Figura 7.20: Distribuição de probabilidade acumulada da medida do parâmetro de polarização λ . A área vermelha corresponde ao intervalo de confiança de 90%.

7.5 Dependência do Parâmetro de Polarização com p_T

As Figuras 7.21, 7.22 e 7.23 mostram a distribuição de $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa $2.9\text{-}3.2 \text{ GeV}/c^2$ para três diferentes intervalos de p_T , $p_T < 1 \text{ GeV}/c$, $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$ e $2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$, respectivamente.

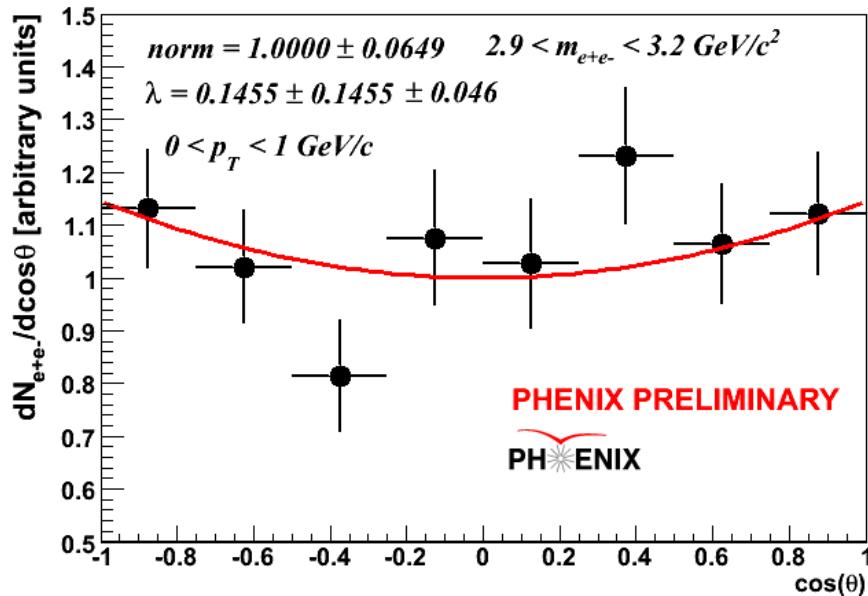


Figura 7.21: Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa $2.9\text{-}3.2 \text{ GeV}/c^2$. A curva vermelha é um ajuste com a função $1 + \lambda \cos^2\theta$ para $p_T < 1 \text{ GeV}/c$.

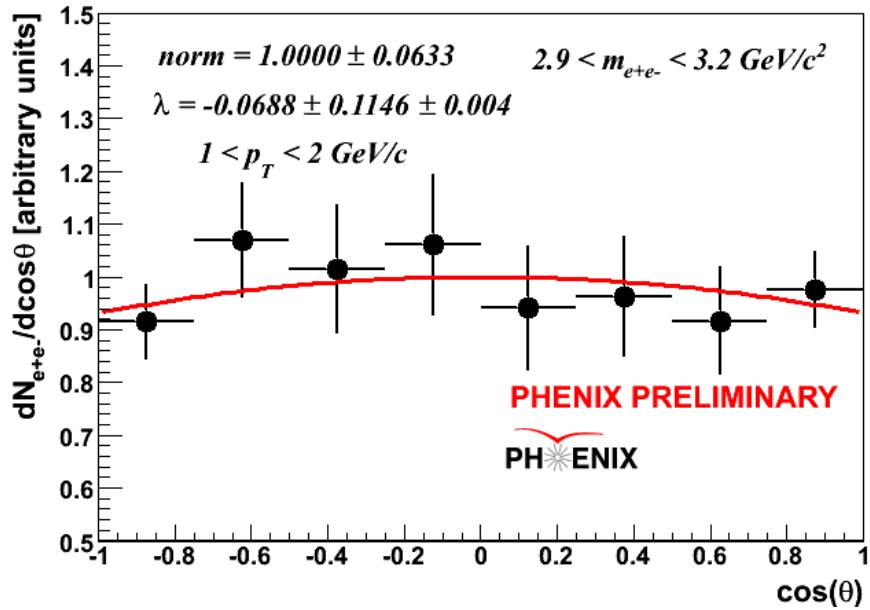


Figura 7.22: Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa $2.9-3.2 \text{ GeV}/c^2$. A curva vermelha é um ajuste com a função $1 + \lambda \cos^2\theta$ para $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$.

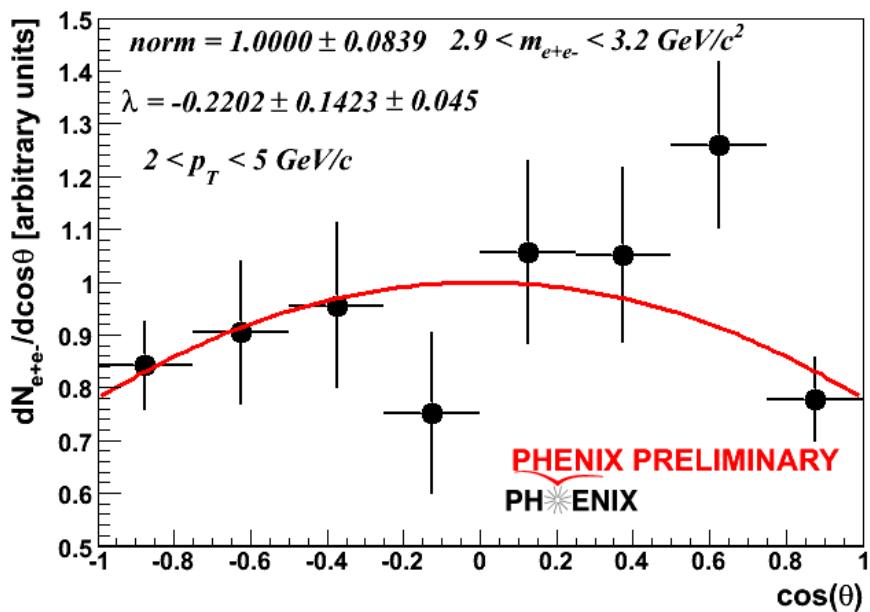


Figura 7.23: Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa $2.9-3.2 \text{ GeV}/c^2$. A curva vermelha é um ajuste com a função $1 + \lambda \cos^2\theta$ para $2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$.

7.5.1 Verificação do Corte Fiducial

Para verificarmos possíveis efeitos de borda do detector na medida do parâmetro de polarização e que não são quantificáveis pela simulação, procedemos com a aplicação de cortes nos intervalos limitados pelas linhas tracejadas em vermelho como mostram as Figuras 7.24 e 7.25. O resultado pode ser visualizado na Figura 7.26. Este resultado mostra que os cortes parecem seguir flutuações estatísticas somente. Portanto, não designamos nenhum erro sistemático proveniente destas variações.

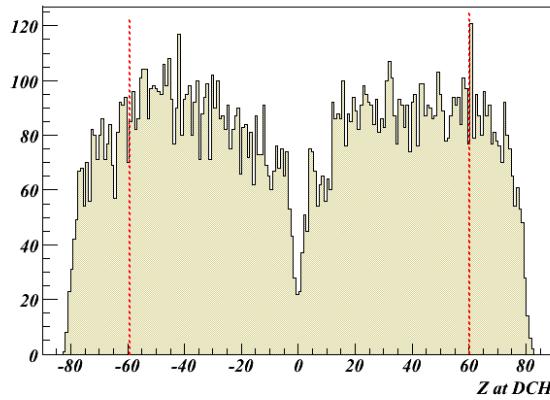


Figura 7.24: Coordenada z na DC de elétrons e pósitrons provenientes de J/ψ s em dados reais.

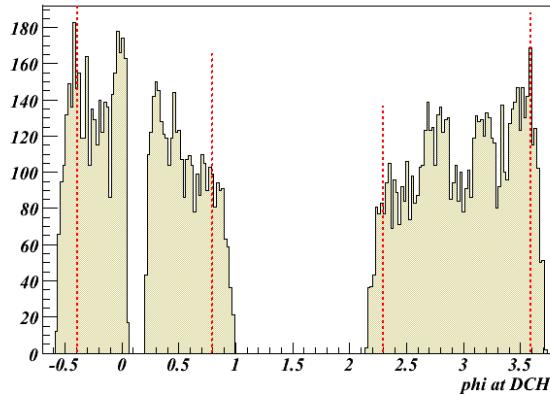


Figura 7.25: Coordenada ϕ na DC de elétrons e pósitrons provenientes de J/ψ s em dados reais.

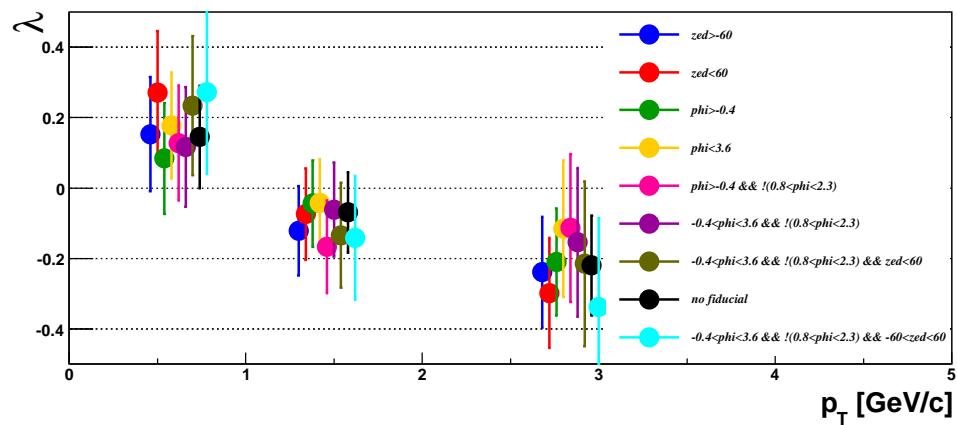


Figura 7.26: Dependência do parâmetro de polarização com o momento transverso após a aplicação de diferentes cortes fiduciais.

7.5.2 Erros Sistemáticos da Dependência do Parâmetro de Polarização com p_T

A Tabela 7.7 mostra o parâmetro de polarização para cada corte em massa e diferentes intervalos de p_T .

Corte em massa [GeV/c ²]	λ em ($0 < p_T < 1$ GeV/c)	λ em ($1 < p_T < 2$ GeV/c)	λ em ($2 < p_T < 5$ GeV/c)
2.5 - 3.4	0.16 ± 0.14	-0.012 ± 0.113	-0.16 ± 0.14
2.0 - 3.4	0.20 ± 0.14	0.01 ± 0.12	-0.25 ± 0.13
2.6 - 3.4	0.20 ± 0.14	-0.00 ± 0.11	-0.17 ± 0.14
2.7 - 3.4	0.18 ± 0.14	-0.01 ± 0.11	-0.16 ± 0.14
2.6 - 3.5	0.22 ± 0.14	-0.04 ± 0.11	-0.18 ± 0.14
2.7 - 3.5	0.20 ± 0.14	-0.04 ± 0.11	-0.17 ± 0.14
2.9 - 3.3	0.15 ± 0.14	-0.05 ± 0.11	-0.22 ± 0.14
2.9 - 3.2	0.18 ± 0.15	-0.09 ± 0.11	-0.25 ± 0.14
3.0 - 3.2	0.18 ± 0.15	-0.09 ± 0.12	-0.16 ± 0.16
2.8 - 3.3	0.13 ± 0.14	-0.06 ± 0.11	-0.18 ± 0.14
2.8 - 3.4	0.14 ± 0.14	-0.06 ± 0.11	-0.15 ± 0.14

Tabela 7.7: Determinação dos erros sistemáticos do parâmetro de polarização dependente de p_T para diferentes intervalos de massa.

Para calcularmos o erro sistemático nós tomamos o RMS de cada intervalo de p_T como o erro sistemático do contínuo. O erro sistemático absoluto do contínuo aparece na Tabela 7.8.

p_T range	0-1 GeV/c	1-2 GeV/c	2-5 GeV/c
RMS	3%	4%	4%

Tabela 7.8: Erro sistemático absoluto do contínuo para cada intervalo de p_T usado na determinação do parâmetro de polarização.

O erro estatístico da função de Kaplan ajustada é propagado para a medida do parâmetro de polarização λ para cada intervalo de p_T (Figura 7.27), assim como procedemos na Seção 7.3, só que desta vez, usamos a função de Kaplan com menores intervalos de p_T e os seus parâmetros como descritos na Tabela 6.18. A Tabela 7.9 resume a variação máxima para cada intervalo de p_T . Estas variações estão incluídas nos erros sistemáticos.

0-1 GeV/c	1-2 GeV/c	2-5 GeV/c	0-5 GeV/c
1%	0.5%	2%	2%

Tabela 7.9: Resumo da movimentação dos pontos ao usarmos a função de Kaplan.

A incerteza com relação à forma da função ajustada aos pontos dos dados da produção é estimada usando-se duas funções adicionais. Estas duas novas funções são ajustadas aos pontos dos dados de J/ψ como descrevemos a seguir:

- Função de Kopeliovich (Figura 7.28):

$$p_0 \left[1 + \left(\frac{p_T}{p_1} \right)^2 \right] \left[\exp \left(-\frac{p_T}{p_2} \right)^2 \right] \left[1 + \left(\frac{p_T}{p_3} \right)^2 \right]^{p_4}; \quad (7.7)$$

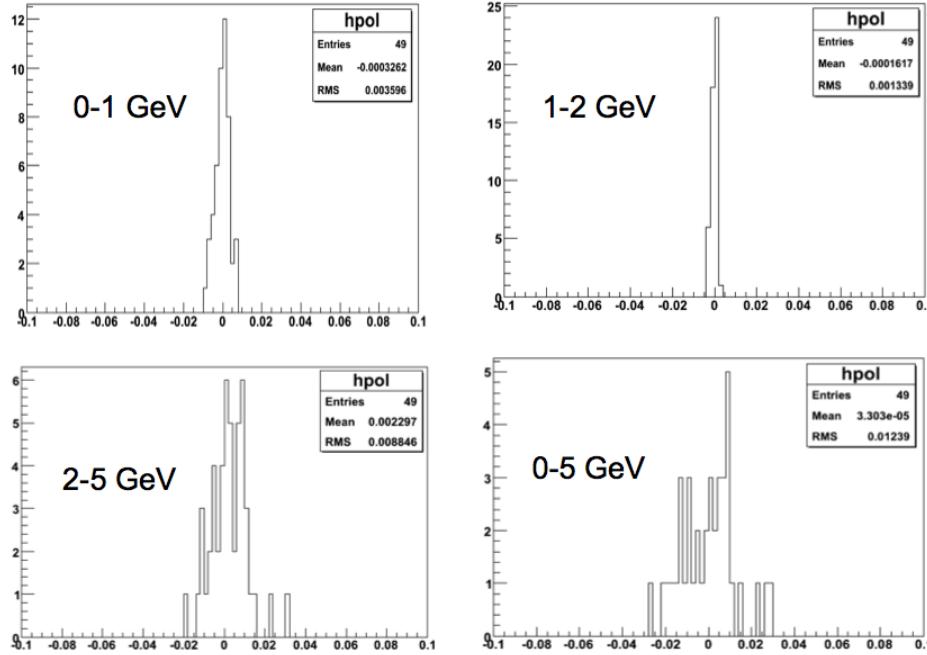


Figura 7.27: Distribuição resultante do parâmetro λ obtido no estudo sobre a distribuição de menores intervalos p_T de J/ψ , usando a função de Kaplan no ajuste e os respectivos parâmetros da Tabela 6.18.

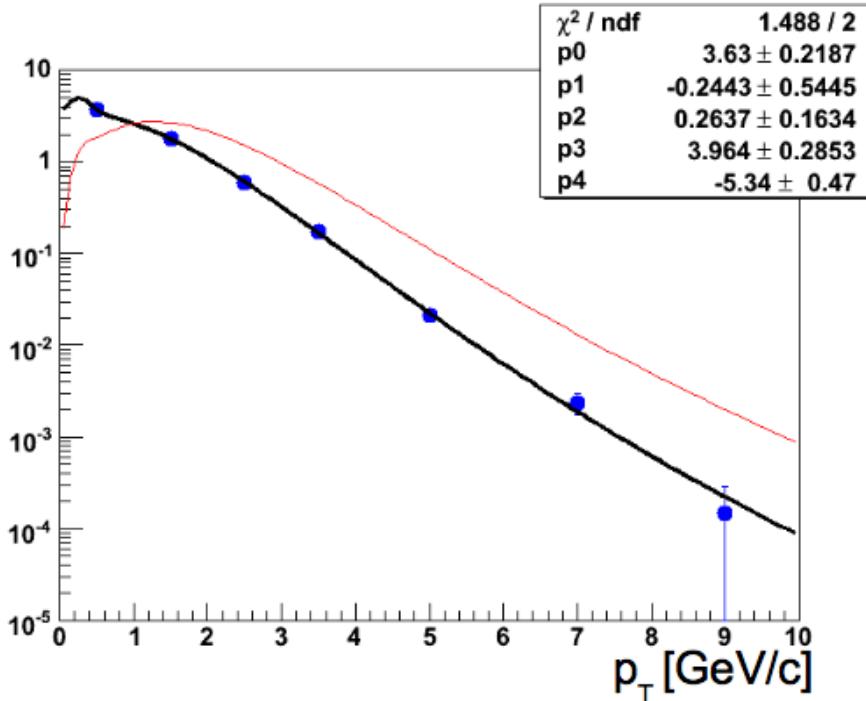


Figura 7.28: Função de Kopeliovich aplicada aos pontos dos dados de produção. A curva vermelha é o peso: função de ajuste $\times p_T$.

- Função de Kaplan modificada \times função de polinômio de grau 2 (Figura 7.29):

$$\frac{p_0 + p_T p_1 + p_T^2 p_2}{\left[1 + \left(\frac{p_T}{p_3}\right)^2\right]^{p_4}}. \quad (7.8)$$

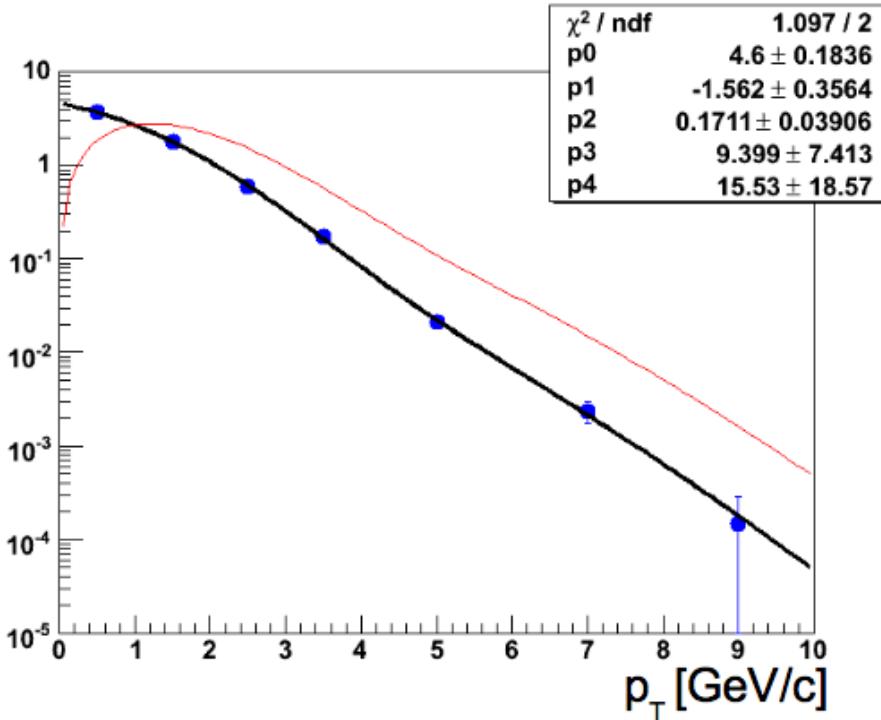


Figura 7.29: Função de Kaplan modificada aplicada aos pontos dos dados de produção. A curva vermelha é o peso: função de ajuste $\times p_T$.

As Figuras 7.30 e 7.31 mostram a razão entre a distribuição angular obtida através da função de Kopeliovich e a função de Kaplan modificada em relação à função de Kaplan tomada como padrão. Todas as razões foram ajustadas com a função $1 + \lambda \cos^2\theta$. Em cada uma das Figuras 7.30 e 7.31, $p_0 \equiv 1$ e $p_1 \equiv \lambda$.

A Tabela 7.10 mostra os *offsets* do parâmetro λ para cada função ajustada. Nós designamos um erro sistemático para a máxima variação da medida do parâmetro de polarização para cada intervalo de p_T . Pode-se notar que a função de Kopeliovich não se ajusta bem aos dados para o primeiro intervalo de p_T na Figura 7.28. Portanto, nós desconsideramos esta variação como um máximo para este intervalo de p_T .

Todos os erros sistemáticos são somados quadraticamente. Os resultados aparecem na Tabela 7.11:

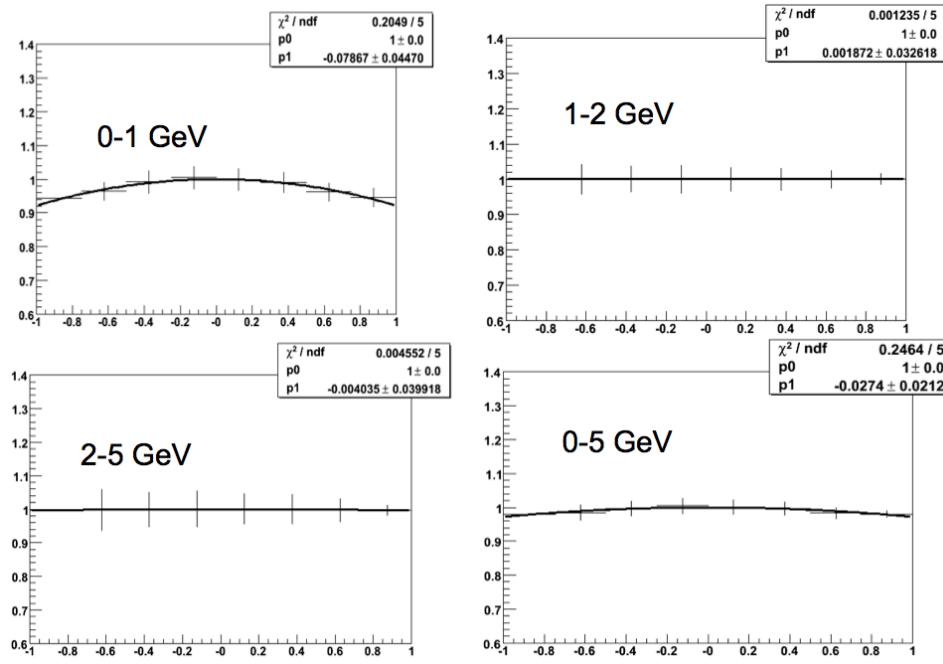


Figura 7.30: Razão entre as funções de Kopeliovich e de Kaplan na distribuição em $\cos(\theta)$, ajustada com a função $1 + \lambda \cos^2\theta$.

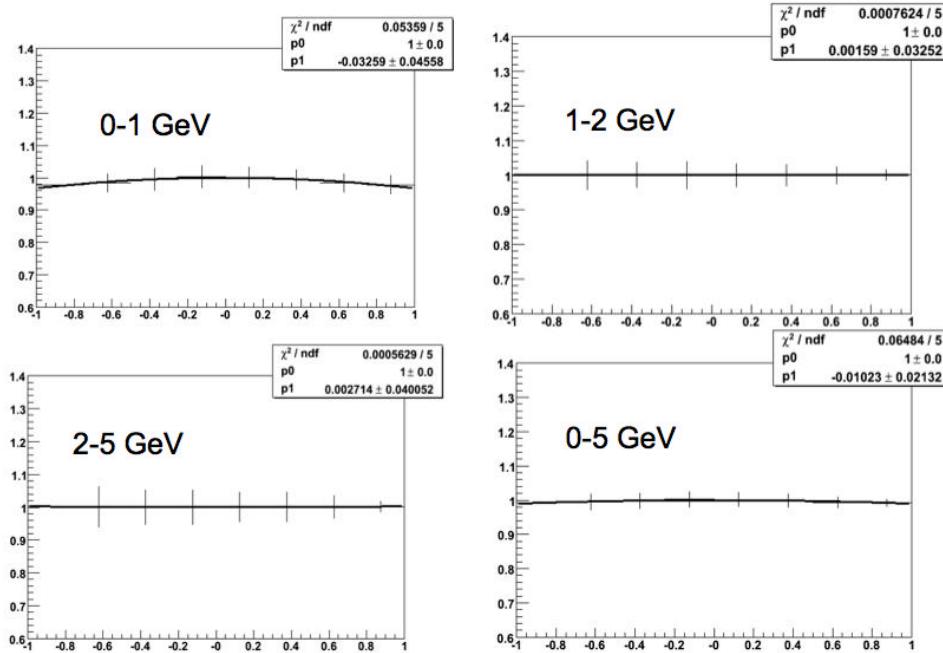


Figura 7.31: Razão entre as funções de Kaplan \times polinômio de grau 2 (Kaplan modificada) e Kaplan padrão na distribuição em $\cos(\theta)$ ajustada com a função $1 + \lambda \cos^2\theta$.

p_T [GeV/c]	Kopeliovich/Kaplan	Polinomial/Kaplan
0-1	-7.9%	-3.3%
1-2	0.2%	0.2%
2-5	0.4%	0.3%
0-5	-2.7%	-1.0%

Tabela 7.10: *Offsets* do parâmetro de polarização λ para cada função de ajuste.

p_T [GeV/c]	Erro sistemático
0-1	4.6%
1-2	4.0%
2-5	4.5%

Tabela 7.11: Resumo dos erros sistemáticos para cada intervalo de p_T .

7.5.3 Resultado da Dependência do Parâmetro de Polarização com p_T

A Figura 7.32 mostra a dependência do parâmetro de polarização com p_T .

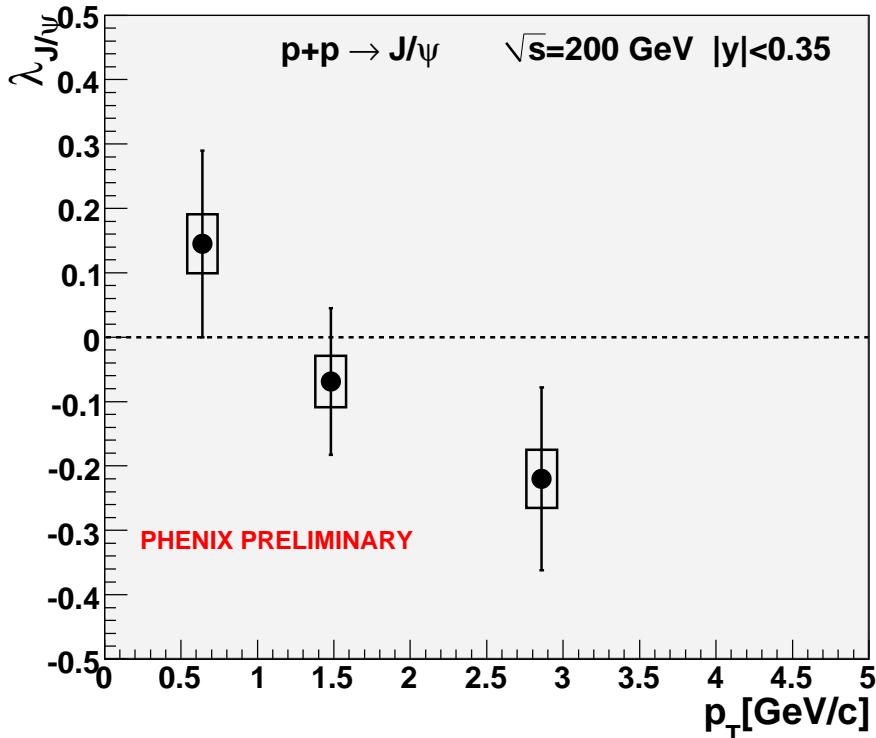


Figura 7.32: Dependência do parâmetro de polarização com p_T .

A função de distribuição de probabilidade acumulada para o resultado que aparece na Figura 7.32, levando em consideração a variação gaussiana aleatória do erro estatístico e a variação uniforme do erro sistemático, pode ser vista nas Figuras 7.33, 7.34, 7.35 e 7.36 para $p_T < 1 \text{ GeV}/c$, $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$, $2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$ e para a excentricidade da curva, respectivamente.

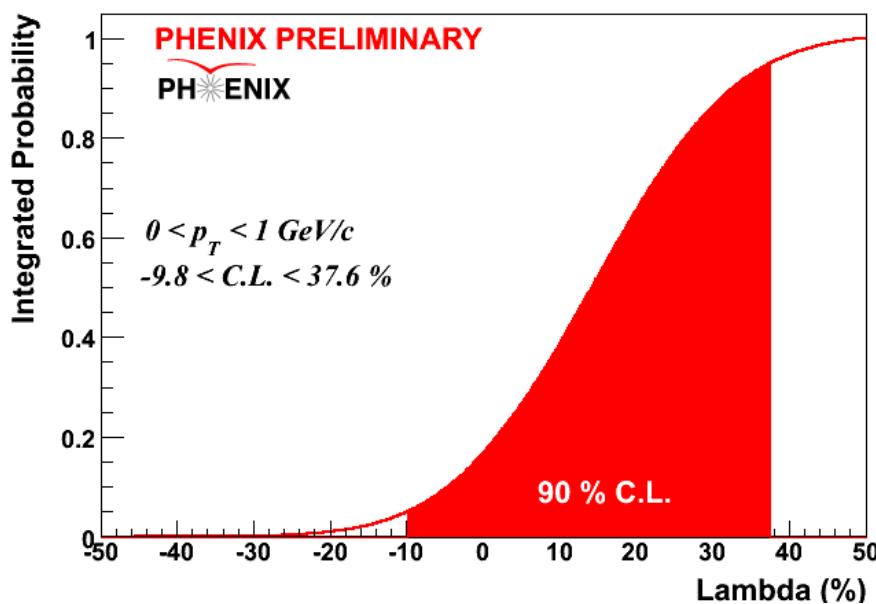


Figura 7.33: Distribuição de probabilidade acumulada da medida do parâmetro de polarização de J/ψ , λ . A área vermelha corresponde ao intervalo de confiança de 90% para $p_T < 1 \text{ GeV}/c$.

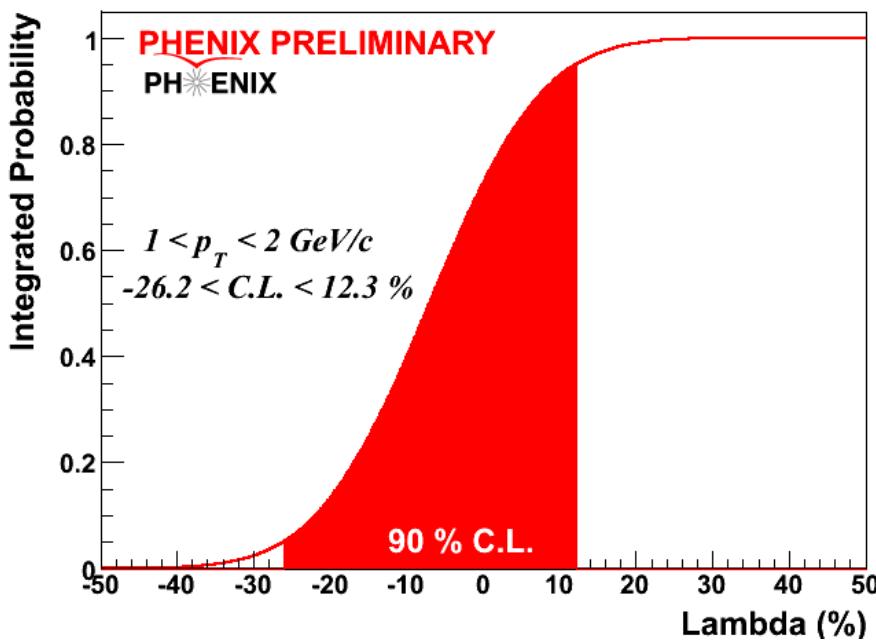


Figura 7.34: Distribuição de probabilidade acumulada da medida do parâmetro de polarização de J/ψ , λ . A área vermelha corresponde ao intervalo de confiança de 90% para $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$.

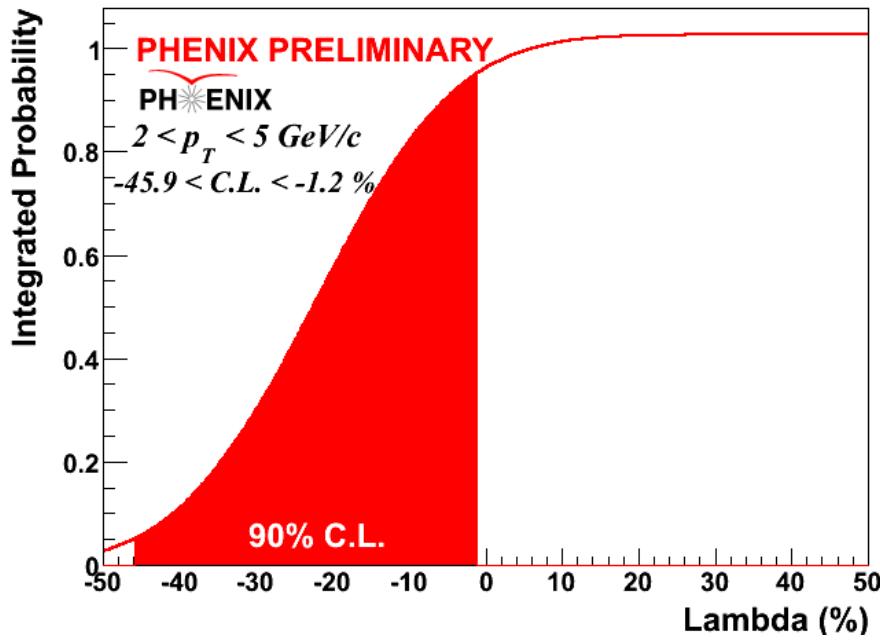


Figura 7.35: Distribuição de probabilidade acumulada da medida do parâmetro de polarização de J/ψ , λ . A área vermelha corresponde ao intervalo de confiança de 90% para $2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$.

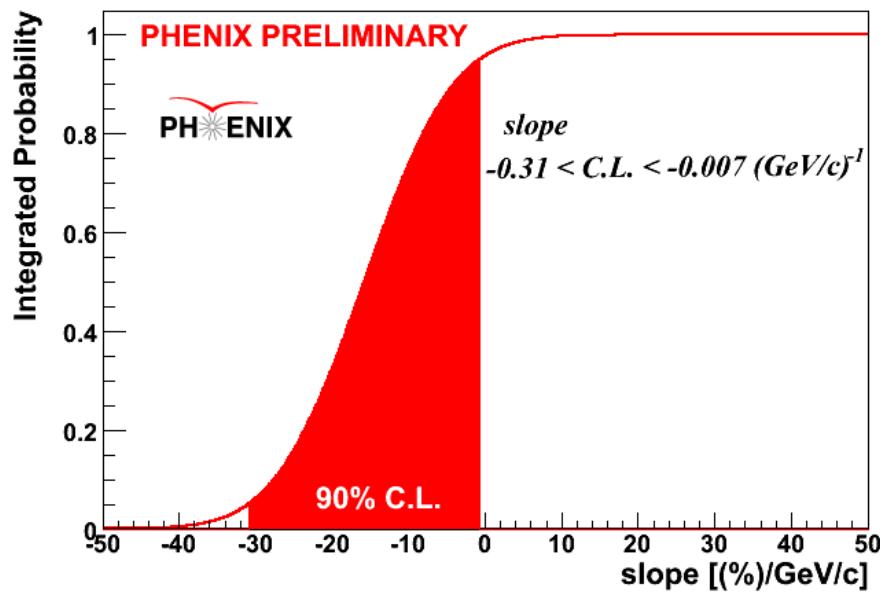


Figura 7.36: Distribuição de probabilidade acumulada da medida do parâmetro de polarização de J/ψ , λ . A área vermelha corresponde ao intervalo de confiança de 90% para a excentricidade da curva.

Capítulo 8

Interpretação dos Resultados

8.1 Produção de Charmonium versus Momento Transverso

8.1.1 J/ψ

Podemos resumir o interesse no estudo da produção de quarkonia em colisões relativísticas em dois objetivos: o estudo das distribuições partônicas e suas modificações nos núcleos e o estudo da matéria densa e quente desconfinada que é criada em colisões de íons pesados. A fusão de glúons é um processo dominante na produção de quarkonia e embora a produção do méson J/ψ tenha sido um dos sistemas mais estudados, a configuração do estado produzido após a fusão dos glúons e o processo de hadronização para a formação desse méson ainda permanecem incertos.

Vimos no Capítulo 2 uma série de situações em que seções de choque absolutas eram reproduzidas pela NRQCD, mas sem reprodução dos resultados de medidas de polarização [17, 18, 19].

Resultados obtidos no *Run5*

A produção de J/ψ medida pelo experimento PHENIX em função da rapidez em colisões $p+p$ a $\sqrt{s} = 200$ GeV é apresentada na Figura 8.1 [12] juntamente com cálculos teóricos ajustados aos dados, além de uma Gaussiana dupla empírica, sem fundamentação teórica. O cálculo pQCD proposto na Ref. [68] que inclui o tratamento explícito do terceiro glúon apresentado na Seção 2.2.4 - necessário para se chegar ao estado final de singlet de cor - reproduz as seções de choque vistas em outros experimentos como mostra a Figura 2.11 da Seção 2.2.4, mas não a 'queda' acentuada em rapidez vista nos resultados do PHENIX (curva preta da Figura 8.1). Já os cálculos do modelo NRQCD com a função de distribuição de glúons CTEQ6M apresentada na Seção 2.2.3 não se ajusta à forma quase uniforme em região de rapidez 'central' (curva pontilhada em azul).

Além da medida da produção de J/ψ em função da rapidez, conforme Ref.[12], o resultado em função de p_T é visto na Figura 8.2.

Tanto os espectros correspondentes à rapidez 'central' como para rapidez 'dianteira', foram ajustados com a Equação 8.1 [90] para extrair o valor de $\langle p_T^2 \rangle$:

$$\frac{d\sigma_{J/\psi}}{dydp_T} \Big|_{y=0} = \frac{A}{[1 + (p_T/B)^2]^6}.$$

Em rapidez 'central':

$$\langle p_T^2 \rangle = 4.14 \pm 0.18(\text{uncorr})^{+0.30}_{-0.20}(\text{corr})(\text{GeV}/c)^2,$$

e em rapidez 'dianteira':

$$\langle p_T^2 \rangle = 3.59 \pm 0.06(\text{uncorr}) \pm 0.16(\text{corr})(\text{GeV}/c)^2.$$

O resultado em rapidez 'dianteira' é menor se comparado à rapidez 'central' no PHENIX. Esse comportamento pode ser atribuído a um aumento no momento longitudinal em rapidez 'dianteira' deixando menos energia disponível para a direção transversa. Mas ambas as distribuições são maiores se comparadas a experimentos de mais baixa energia.

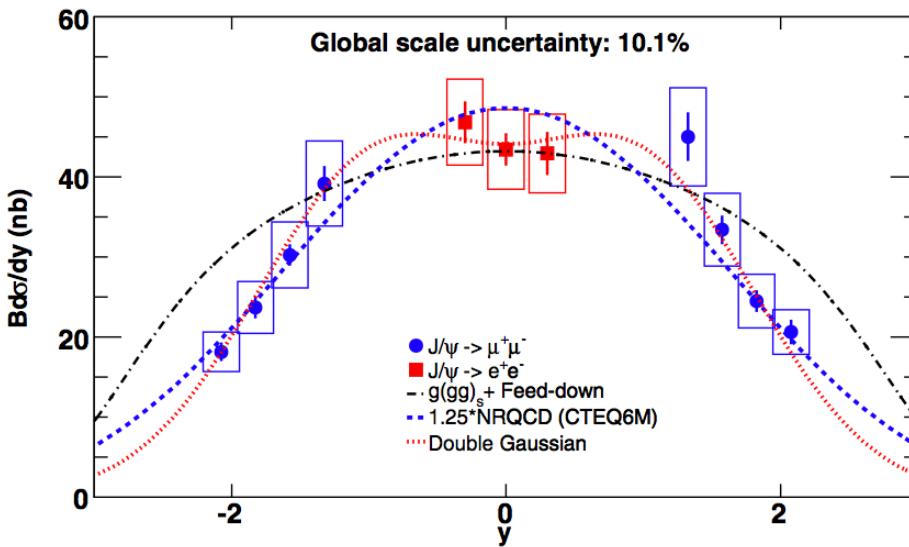


Figura 8.1: Seção de choque de produção de J/ψ como função de y em colisões $p+p$ a $\sqrt{s} = 200$ GeV extraída da Ref. [12]. À exceção da Gaussiana dupla empírica que se ajusta aos dados, as duas curvas pontilhadas restantes são previsões teóricas discutidas nas Seções 2.2.3 e 2.2.4.

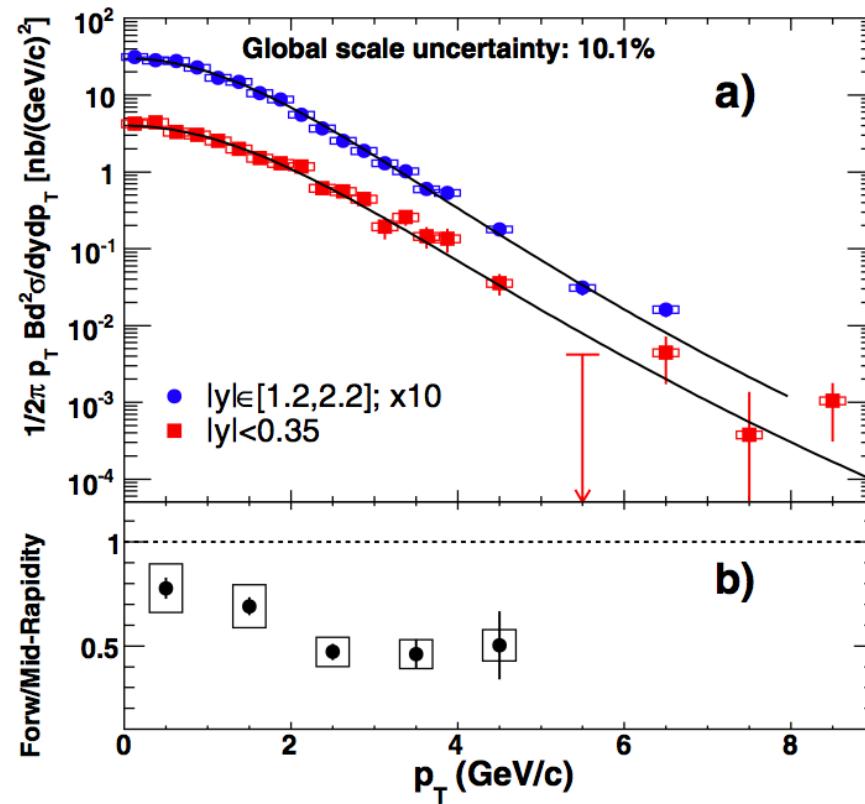


Figura 8.2: (a) Seção de choque de J/ψ multiplicada pelo fator de ramificação de dilépton versus p_T e (b) a razão entre os espectros em rapidez 'dianteira' e rapidez 'central'. Extraída da Ref. [12]

Recentemente, o novo modelo de singlet de cor [20] apresentado na Seção 2.2.5 obtém corretamente as seções de choque absolutas dos dados apresentados pelo PHENIX em [12] como mostra a Figura 8.3.

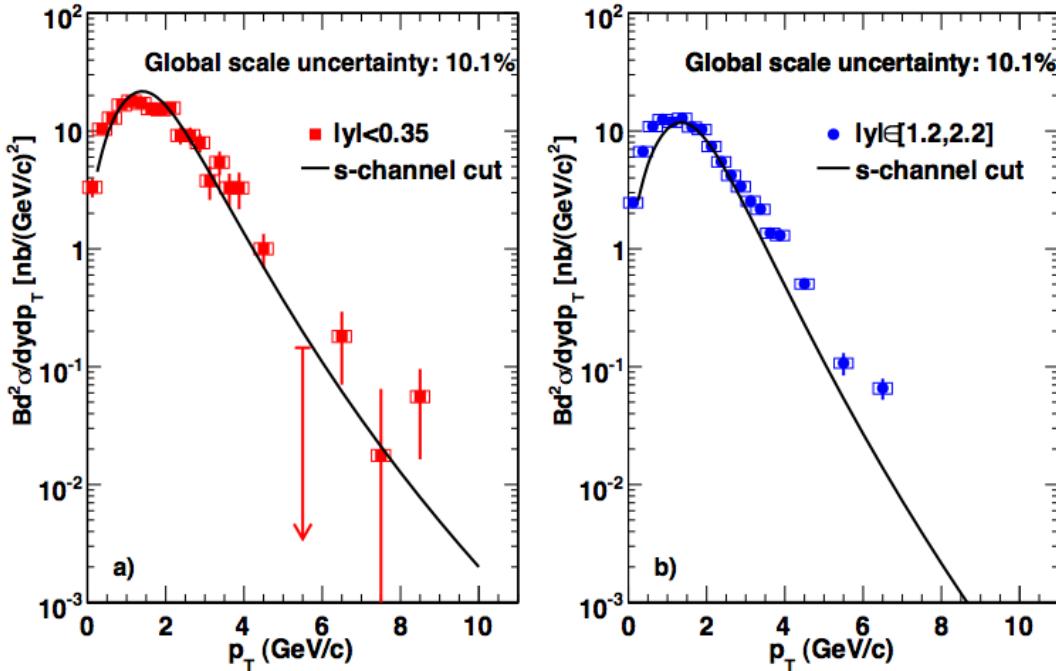


Figura 8.3: Comparação entre a previsão feita pelo modelo do corte *s-channel* [99] e o resultado do PHENIX [12].

Resultados obtidos neste trabalho com os dados do *Run 6*

A produção invariante em função de p_T apresentada neste trabalho concorda com os resultados publicados em rapidez 'central' [12] como mostra a Figura 8.4. A produção em função de canais com menores intervalos de p_T é usada como referência para colisões de íons pesados.

A produção de J/ψ em função da rapidez, com a inclusão do canal de dimúons em colisões $p+p$ a $\sqrt{s} = 200$ GeV é apresentada na Figura 8.5 juntamente com cálculos teóricos ajustados aos dados. Estas previsões teóricas incluem o novo modelo de singlet de cor com contribuição do corte *s-channel* [20] discutido na Seção 2.2.5, além do modelo da NRQCD discutido na Seção 2.2.3.

A Figura 8.6 mostra a produção de J/ψ em função do momento transverso, também com a inclusão do canal de dimúons em colisões $p+p$ a $\sqrt{s} = 200$ GeV. As curvas pontilhadas em magenta representam os cálculos teóricos do novo modelo de singlet de cor com contribuição do corte *s-channel* [20] ajustados aos dados para cada um dos canais de diléptons em rapidez central e em rapidez dianteira.

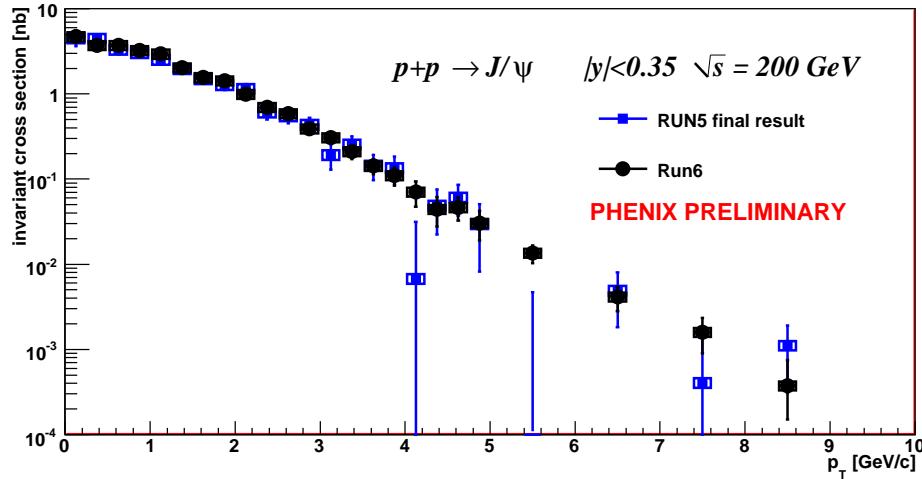


Figura 8.4: Seção de choque invariante de J/ψ em função de p_T obtida neste trabalho com os dados do *Run 6* (pontos pretos), comparada com os dados do *Run 5* publicados em [12] (em azul).

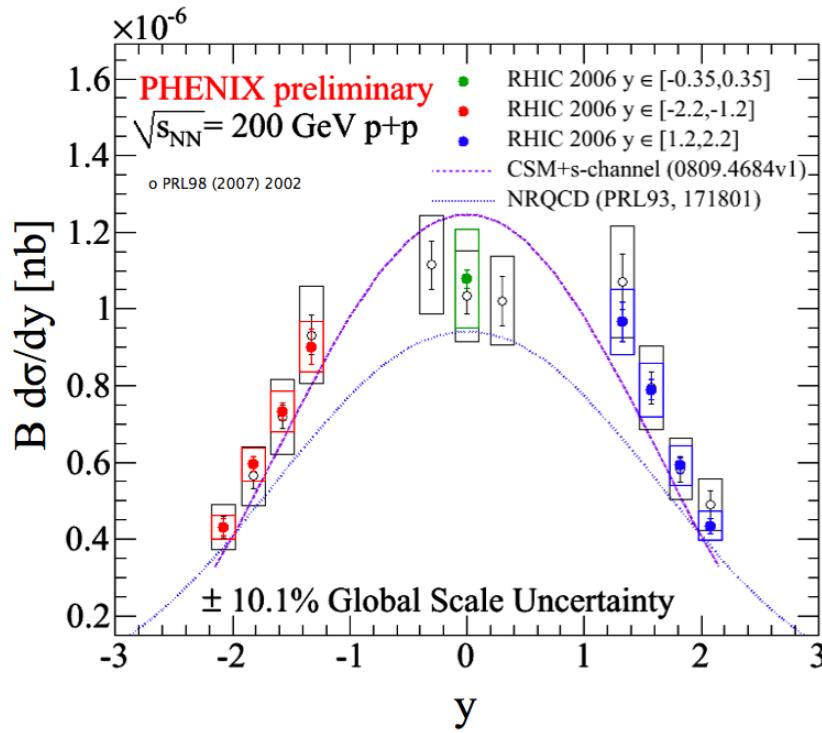


Figura 8.5: Seção de choque de produção de J/ψ como função de y em colisões $p+p$ a $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ obtida neste trabalho com os dados do canal de dielétrons em rapidez central (ponto verde na figura), com a inclusão do canal de dimúons em rapidez dianteira (pontos vermelhos e azuis) e o resultado anterior do *Run 5* publicado [12] (pontos pretos). As duas curvas pontilhadas são previsões teóricas discutidas nas Seções 2.2.3 e 2.2.5.

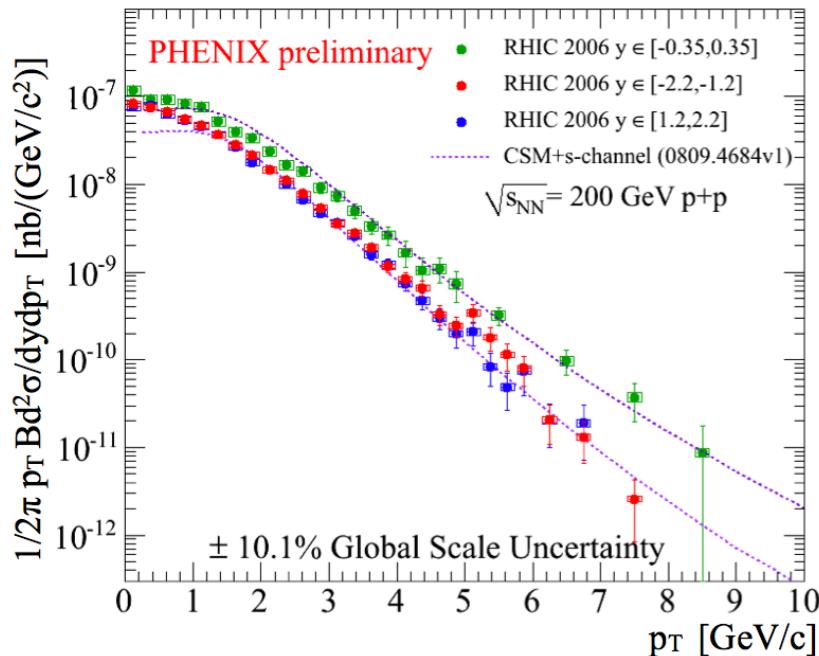


Figura 8.6: Seção de choque de produção de J/ψ como função de p_T em colisões $p+p$ a $\sqrt{s} = 200$ GeV obtida neste trabalho com os dados do canal de dielétrons em rapidez central (pontos verdes na figura), com a inclusão do canal de dimúons em rapidez dianteira (pontos vermelhos e azuis). As duas curvas pontilhadas são a previsão teórica do novo modelo de singuleto de cor com contribuição do corte s -channel [20] discutida nas Seção 2.2.5.

A determinação de $\langle p_T^2 \rangle$ para os dados do *Run 6 p+p* em rapidez 'central' foi detalhada na Seção 6.6 e obtida através dos seguintes métodos:

- Cálculo numérico a partir dos dados reais:

$$\begin{aligned}\langle p_T^2 \rangle &= 4.06 \pm 0.13(\text{uncorr}) \pm 0.11(\text{corr})(\text{GeV}/c)^2 & p_T < 5\text{GeV}/c; \\ \langle p_T^2 \rangle &= 4.48 \pm 0.14(\text{uncorr}) \pm 0.12(\text{corr})(\text{GeV}/c)^2 & p_T < 7\text{GeV}/c; \\ \langle p_T^2 \rangle &= 4.60 \pm 0.15(\text{uncorr}) \pm 0.11(\text{corr})(\text{GeV}/c)^2.\end{aligned}$$

- Adotando a função de Kaplan (Equação 8.1), mantendo-se os parâmetros A , B e n livres durante o ajuste,

$$\frac{d\sigma_{J/\psi}}{dydp_T} \Big|_{y=0} = \frac{A}{[1 + (p_T/B)^2]^n},$$

encontramos para a dependência da produção com p_T :

$$\begin{aligned}\langle p_T^2 \rangle &= 4.06 \pm 0.13(\text{uncorr}) \pm 0.11(\text{corr})(\text{GeV}/c)^2 & p_T < 5\text{GeV}/c; \\ \langle p_T^2 \rangle &= 4.66 \pm 0.16(\text{uncorr}) \pm 0.12(\text{corr})(\text{GeV}/c)^2.\end{aligned}$$

A produção integrada de J/ψ para $p_T < 10 \text{ GeV}/c$ obtida neste trabalho foi de:

$$B_{J/\psi \rightarrow e^+e^-} \sigma_{J/\psi} \Big|_{|y|<0.35} = 45.3 \pm 1.0(\text{stat}) \pm 5.4(\text{sys}) \pm 4.5(\text{global}) \text{ nb}.$$

E para $p_T < 7 \text{ GeV}/c$:

$$B_{J/\psi \rightarrow e^+e^-} \sigma_{J/\psi} \Big|_{|y|<0.35} (p_T < 7\text{GeV}/c) = 41.0 \pm 0.9(\text{stat}) \pm 4.9(\text{sys}) \text{ nb}.$$

Este último corte em p_T foi feito tendo em vista a extração da razão entre as produções de ψ' e J/ψ .

O resultado anterior do *Run 5* para $p_T < 9 \text{ GeV}/c$ [12]:

$$B_{J/\psi \rightarrow e^+e^-} \sigma_{J/\psi} \Big|_{|y|<0.35} = 44.0 \pm 1.4(\text{stat}) \pm 5.7(\text{sys}) \pm 4.4(\text{global}) \text{ nb}.$$

Os resultados apresentados neste trabalho já foram utilizados como referência para a extração do fator de modificação nuclear R_{AA} (discutido na Seção 2.5) em colisões Cu+Cu do *Run 5*, como mostra a Figura 8.7 [100].

O fator de modificação nuclear R_{AA} (Equação 2.35) quantifica a supressão ou o aumento de produção de partículas em colisões de núcleos pesados com respeito a colisões $p+p$, normalizada pelo número apropriado de colisões binárias em espécies 'pesadas' $\langle N_{coll} \rangle$, tipicamente calculadas por um modelo de Glauber ([77]). Assim, $R_{AA} = 1$, indica que as colisões nucleares podem ser tratadas como colisões nucleon-nucleon independentes, enquanto os desvios da unidade indicam que outros modelos devem ser usados.

A partir da Figura 8.7 podemos notar que há uma boa concordância entre ambos os conjuntos de dados dos *Runs 5* e *6* usados como referência para o cálculo do fator de modificação nuclear, embora a referência apresentada neste trabalho seja mais adequada no canal de momento de $5 \text{ GeV}/c$, considerando-se as barras de erro.

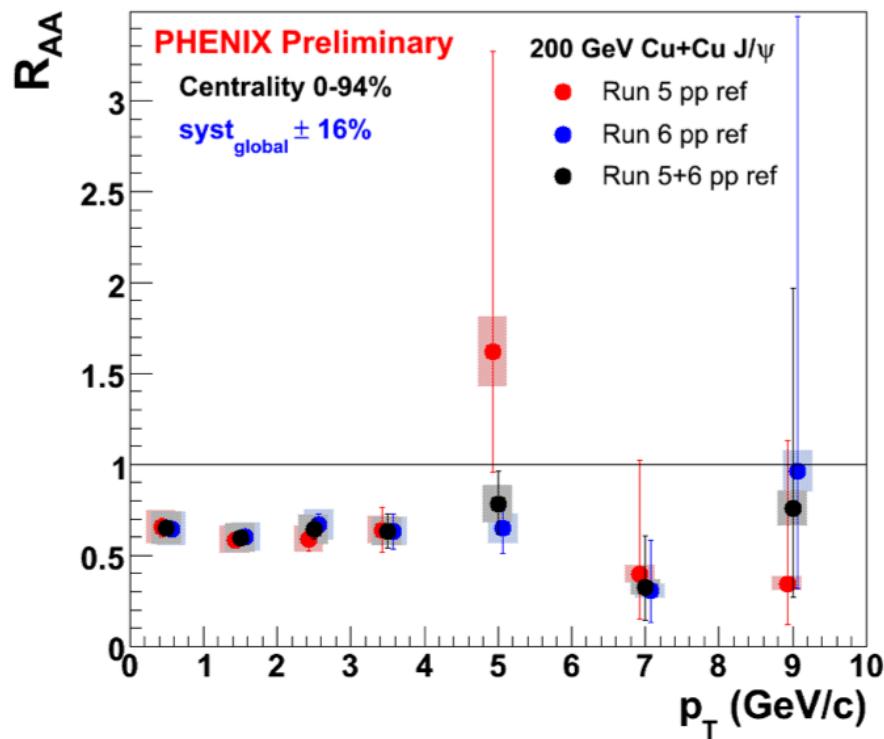


Figura 8.7: Obtenção do R_{AA} em função do momento transverso utilizando como referência os dados de colisão $p+p$ obtidos no *Run 5* (em vermelho) [12] , no *Run 6* (em azul) e a combinação de ambos os *Runs* (em preto) [100].

8.1.2 ψ' e Razão entre ψ' e J/ψ

A medida da produção de ψ' em função do momento transverso é importante para se determinar a fração de J/ψ s provenientes de ψ' , além de servir como um teste adicional para os modelos de produção de charmonium discutidos na Seção 2.2.3. A Figura 8.8 mostra a medida de produção de ψ' para $p_T < 7 \text{ GeV}/c$ obtida neste trabalho. A Figura 8.9 mostra o resultado obtido pelo Tevatron (colisões $p + \bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ em intervalo de pseudorapidez $|\eta| < 0.6$, Ref. [17]) acompanhada de curvas teóricas discutidas na Seção 2.2.3. Podemos comparar resultados de produções em colisões $p + \bar{p}$ e $p+p$ pois apresentam configurações cinemáticas semelhantes, devido à pequena contribuição de quarks de valência.

Consultando a Seção 6.7, vemos que a maior fonte de erros sistemáticos encontra-se na contribuição do contínuo, porque aproximadamente 50% dos dielétrons no intervalo de massa utilizado para o ψ' provêm dessa contribuição. Usamos as formas do contínuo fornecidas pelo PYTHIA para o ajuste aos dados de dielétrons como descrito em [92]. Quando usamos diferentes intervalos de p_T para a forma da amostra de dielétrons, tivemos que aplicar diferentes pesos aos dielétrons simulados provenientes de D_s e B_s para que se ajustassem aos dados reais, que contribuíram como mais uma fonte de erro. Uma investigação mais detalhada da forma do contínuo demanda mais simulações com o PYTHIA para D, B e Drell Yan com mudança das PDFs, e utilizando massas de charm e bottom e os parâmetros correspondentes.

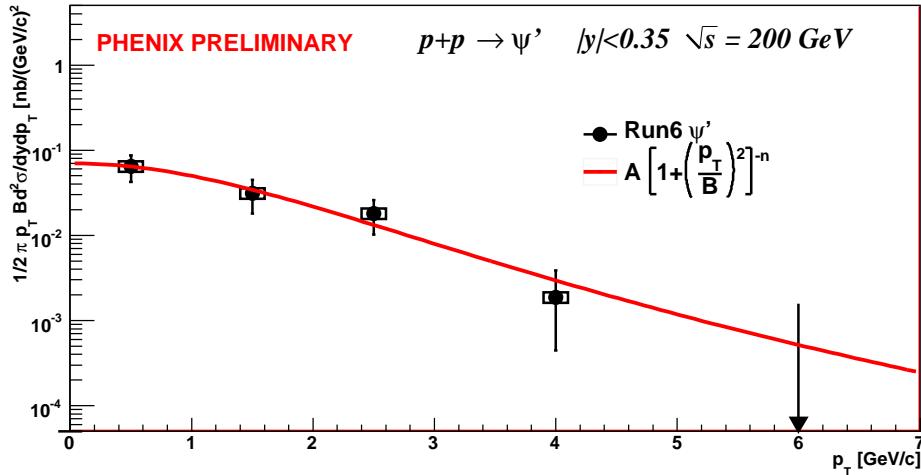


Figura 8.8: Seção de choque invariante de ψ' em função de p_T .

O resultado apresentado neste trabalho através de cálculo numérico de $\langle p_T^2 \rangle$ para ψ' usando os dados reais é:

$$\begin{aligned}\langle p_T^2 \rangle &= 4.56^{+1.46}_{-1.15} (\text{uncorr}) \pm 0.13 (\text{corr}) (\text{GeV}/c)^2 & p_T < 5 \text{ GeV}/c; \\ \langle p_T^2 \rangle &= 7.13^{+2.0}_{-2.6} (\text{uncorr}) \pm 0.26 (\text{corr}) (\text{GeV}/c)^2 & p_T < 7 \text{ GeV}/c.\end{aligned}$$

E a produção integrada de ψ' em função de p_T para $p_T < 7 \text{ GeV}/c$:

$$B_{\psi' \rightarrow e^+ e^-} \sigma_{\psi'} \Big|_{|y| < 0.35} (p_T < 7 \text{ GeV}/c) = 0.88^{+0.30}_{-0.20} (\text{stat}) \pm 0.12 (\text{sys}) \text{ nb.}$$

A razão entre as produções de ψ' e J/ψ , considerando as incertezas, concorda com os resultados do Experimento HERA-B em colisões do tipo $p+A$ a 920 GeV com vários

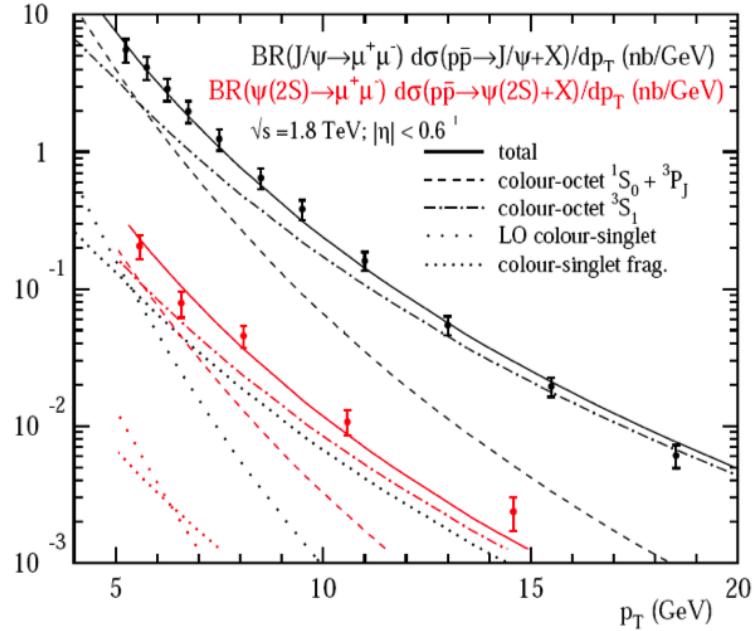


Figura 8.9: Em vermelho: resultado da produção direta de ψ' obtida pelo Tevatron [17] acompanhada de curvas teóricas discutidas na Seção 2.2.3.

alvos fixos [96] como mostra a Figura 8.11, e também com o Experimento 789 do Fermilab em colisões $p+Au$ a 800 GeV [101] como mostra a Figura 8.10.

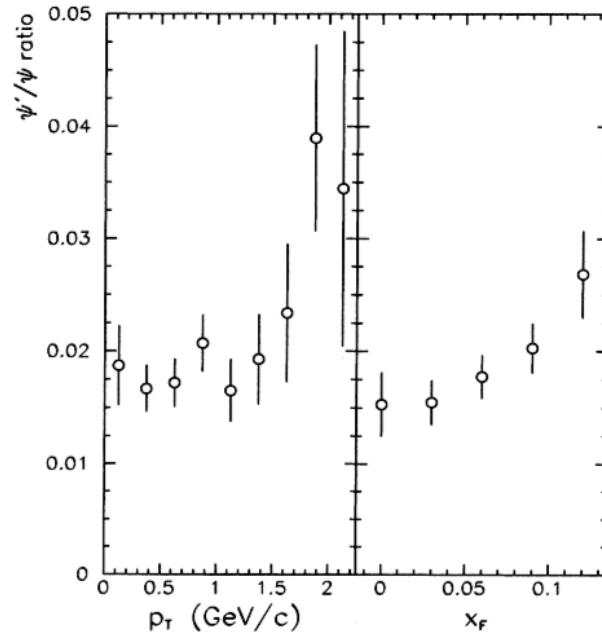


Figura 8.10: Razão entre as produções de $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$ e $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ obtidas pelo Experimento E789 em colisões $p+Au$ [101].

A Figura 8.11 mostra a dependência com p_T da razão entre as seções de choque de produção de ψ' e J/ψ obtidas nesta análise e a comparação com o resultado em [96].

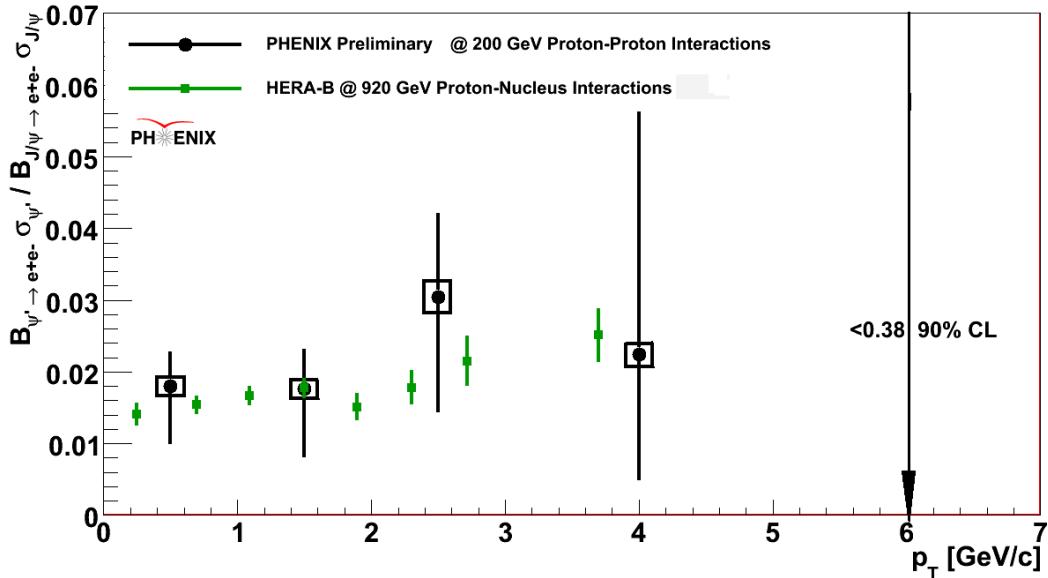


Figura 8.11: Dependência da razão entre as seções de choque invariantes de ψ' e J/ψ com p_T . Comparação com o resultado da Colaboração HERA-B [96].

Muitas das incertezas tanto teóricas como experimentais se cancelam no cálculo da razão entre as produções. Os resultados apresentados nas Figuras 8.10 e 8.11 sugerem que a razão entre as produções independe da energia da colisão, não importando as espécies que colidem ou o tipo de experimento. As barras de erro principalmente para $p_T > 2$ GeV/c não permitem afirmar que a razão das produções varia com p_T .

Assim, a razão entre as seções de choque de produção obtidas neste trabalho, de acordo com o procedimento descrito na Seção 6.8.4 é:

$$\frac{B_{\psi' \rightarrow e^+e^-} \sigma_{\psi'}}{B_{J/\psi \rightarrow e^+e^-} \sigma_{J/\psi}}(p_T < 7\text{GeV}/c) = 0.021^{+0.007}_{-0.005}(\text{stat}) \pm 0.0015(\text{sys}).$$

A Tabela 8.1 relaciona medidas da razão de produção entre ψ' e J/ψ para experimentos de alvo fixo.

De acordo com a Ref.[75] aproximadamente 40-50 % dos estados de quarkonium (1S), J/ψ e Υ , produzidos em colisões hadrônicas provêm de decaimentos de estados excitados. Num meio denso e quente, estes estados excitados são dissociados em temperaturas menores do que aquelas dos estados (1S), levando a um padrão de supressão sequencial em colisões nucleares. Neste sentido, o conhecimento da fração de *feed-down* de J/ψ proveniente de ψ' é importante para se conhecer o padrão de supressão de J/ψ como uma assinatura de formação do plasma de quarks e glúons. As previsões da fração de *feed-down* de J/ψ proveniente de ψ' feitas por [75] e por [97], são respectivamente, $8 \pm 2\%$ e $8.1 \pm 0.3\%$. A fração de *feed-down* de J/ψ proveniente de ψ' encontrada neste trabalho em colisões $p+p$ do Run 6 é:

$$\mathcal{F}_{\psi'} = BR(\psi' \rightarrow J/\psi + X) \frac{\sigma_{\psi'}}{\sigma_{J/\psi}} = 0.095 \pm 0.036.$$

A Tabela 8.2 da Ref. [48] mostra as frações F_H de J/ψ s *prompt* a partir do decaimento de ressonâncias de estados de charmonium de maior massa em colisões $p + \bar{p}$ a

Experimento	Alvo	Energia (GeV)	Resultado %
NA51 [102]	p	29.1	1.6 ± 0.04
ISR [103]	p	63	1.9 ± 0.6
E288 [104]	Be	27.4	1.7 ± 0.5
E331 [105]	C	20.6	0.7 ± 0.4
E444 [106]	C	20.6	1.6 ± 0.09
E705 [107]	Li	23.8	1.88 ± 0.26
E771 [108]	Si	38.8	1.65 ± 0.2
E789 [101]	Au	38.8	1.8 ± 0.2
NA38 [109]	C	29.1	1.9 ± 0.13
NA38 [109]	Al	29.1	1.36 ± 0.35
NA38 [109]	Cu	29.1	1.74 ± 0.11
NA38 [109]	W	29.1	1.59 ± 0.13
NA51 [109]	d	29.1	1.71 ± 0.04
NA50 [110]	Be	29.1	1.73 ± 0.04
NA50 [110]	Al	29.1	1.73 ± 0.05
NA50 [110]	Cu	29.1	1.64 ± 0.03
NA50 [110]	Cu	29.1	1.57 ± 0.03
NA50 [110]	Cu	29.1	1.53 ± 0.04
NA38 [111]	W	19.4	1.8 ± 0.17
NA38 [111]	U	19.4	1.77 ± 0.22
HERA-B [96]	vários	920	1.80 ± 0.06

Tabela 8.1: Razão entre ψ' e J/ψ para diferentes energias e espécies de colisão.

$\sqrt{s}=1.8$ TeV em intervalo de pseudorapidez $|\eta| < 0.6$ pelo experimento CDF no Tevatron [17]. Na Tabela 8.2 a fração de J/ψ s provenientes de ψ' aumenta de 7 ± 2 % para $p_T = 5$ GeV/c para 15 ± 5 % para $p_T = 15$ GeV/c. O resultado obtido em nossa análise, para o intervalo de $0 < p_T < 10$ GeV/c, está em acordo com os resultados do CDF considerando as incertezas.

O nosso resultado preliminar da razão entre as seções de choque de produção de ψ' e J/ψ apresentado no Apêndice D, e a extração do fração de *feed-down* de J/ψ s provenientes de ψ' , 8.6 ± 2.5 %, é citado pelos autores da Ref. [97] como sendo um valor que se encontra dentro da média dos resultados experimentais estudados em sua análise.

H	F_H (em %)
J/ψ	64 ± 6
ψ'	7 ± 2 até 15 ± 5
χ_c	29.7 ± 1.7 (stat) ± 5.7 (sys)

Tabela 8.2: Frações F_H de J/ψ s *prompt* que foram produzidos a partir do decaimento de ressonâncias de estados de charmonium de maior massa, H , e a fração $F_{J/\psi}$ produzida diretamente. Resultados obtidos pelo experimento CDF [17].

8.2 Polarização de J/ψ

As produções de estados de charmonium e bottomonium em colisões de altas energias são importantes pois investigam os processos de espalhamento dos pártons que geram os pares quark-antiquark pesados $Q\bar{Q}$ além do processo de hadronização que os transforma em estados ligados de singletos de cor. Neste sentido, há três polarizações dos estados de quarkonium $J^{PC} = 1^{--}$. O arranjo experimental do CDF permitiu medidas do alinhamento de spin dos estados ligados de quarkonium através de uma análise da distribuição angular dos pares de dimúons provenientes do seu decaimento.

Antes de discutirmos os resultados de polarização do charmonium J/ψ apresentados nesta tese, vamos fazer um breve resumo dos cenários teórico e experimental até 2007.

De acordo com a fatorização da NRQCD, a seção de choque de produção de charmonium contém não apenas termos CSM, mas também termos de octeto de cor e que descrevem as medidas de seção de choque obtidas no Tevatron como mostra a Figura 2.9, mas que falharam na previsão de polarização transversal para valores mais elevados de p_T no mesmo experimento.

As bases da previsão para polarização transversal de estados 1^{--} em intervalo de alto momento transverso provêm de três características. Em primeiro lugar, a produção inclusiva de quarkonium em região de alto p_T é dominada pela fragmentação de glúons [48]. O glúon nesta situação *on shell*, estaria polarizado transversalmente. Em segundo lugar, um par $Q\bar{Q}$ com momento relativo pequeno criado por um glúon virtual, estaria num estado de octeto de cor 3S_1 com a mesma polarização transversal que o glúon. E por último, a simetria de spin de quarks pesados não relativísticos implicaria a não possibilidade de transições de estados de spin na ligação do par $Q\bar{Q}$ resultando num estado de quarkonium. Portanto, era de se esperar que estados 1^{--} deveriam apresentar polarização transversal em regiões de p_T elevado. Mas a Figura 8.12 contradiz esta previsão.

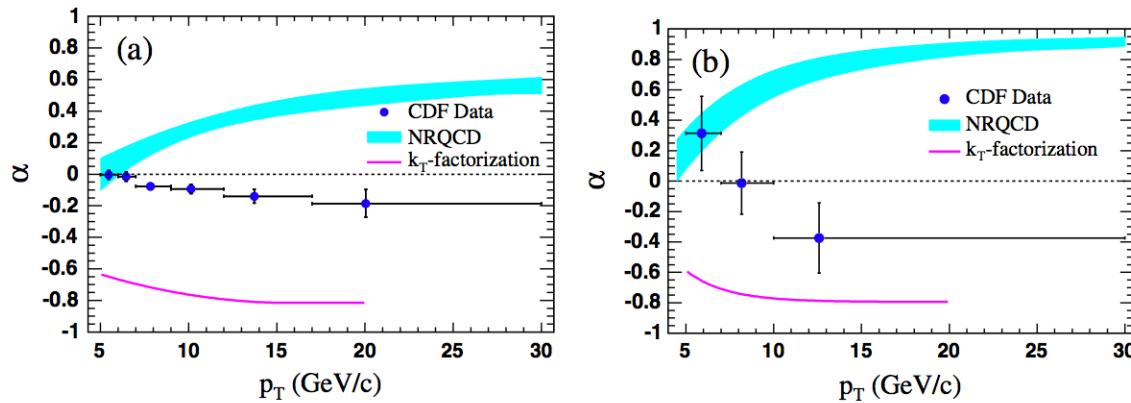


Figura 8.12: Medida do parâmetro de polarização ($\alpha \equiv \lambda$) como função de p_T para (a) J/ψ e (b) ψ' no CDF [74].

Neste trabalho, a medida de polarização foi obtida para regiões de baixo momento transverso, como mostra a Figura 8.13. A medida do parâmetro de polarização de J/ψ para p_T integrado de 0 a 5 GeV/c sugere que nas energias do RHIC, os J/ψ s pro-

duzidos estão com ligeira polarização longitudinal.

$$\lambda_{J/\psi} = -9.6 \pm 7.2(stat) \pm 3.9(sys)\%. \quad (8.1)$$

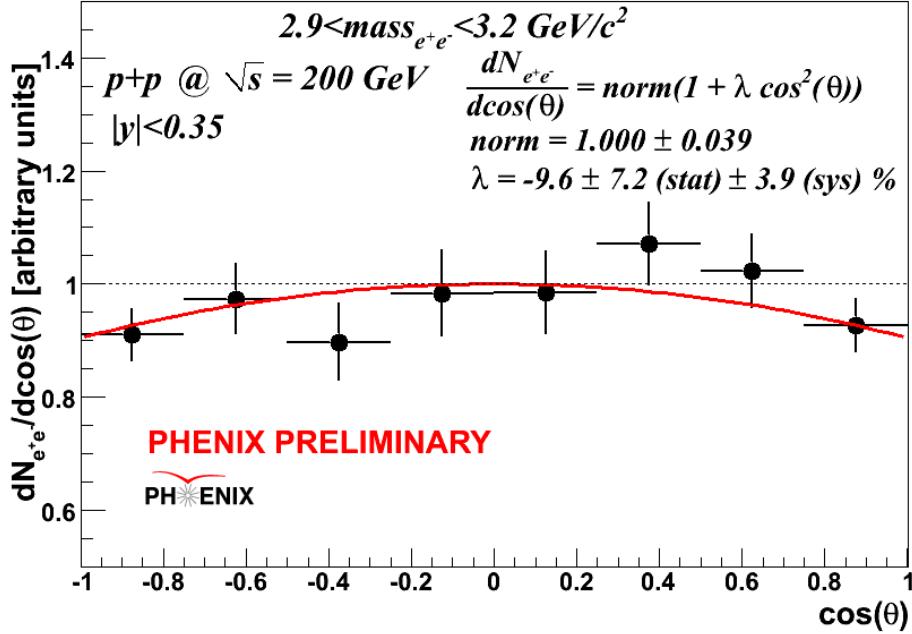


Figura 8.13: Distribuição em $\cos(\theta)$ com aceitância corrigida de pares e^+e^- no intervalo de massa $2.9\text{-}3.2 \text{ GeV}/c^2$ para $0 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$. A linha vermelha representa ajuste com a função $1 + \lambda \cos^2\theta$.

Em nossa análise desenvolvida na Seção 7.3.3 encontramos uma dependência do corte em massa com o valor médio da polarização conforme a Figura 7.14. Esta dependência está intimamente relacionada à contribuição do contínuo para o intervalo de massa que se escolhe. A análise revelou uma tendência de maiores contribuições de contínuo tornarem o parâmetro de polarização próximo de zero (para a contribuição de contínuo, veja a Figura 7.15 e os detalhes na Seção 6.1.7).

Embora não saibamos qual é o valor do parâmetro de polarização na região do contínuo, nós encontramos concordância entre os resultados apresentados neste trabalho nas Figuras 8.13 e 8.14, e o resultado do experimento CDF na Figura 8.12(a). No caso de experimentos com alvo fixo, a Tabela 8.3 relaciona medidas do parâmetro de polarização de J/ψ .

A comparação entre a dependência do parâmetro de polarização com o momento transverso apresentada neste trabalho (Seção 7.5.3), e a previsão feita pelo novo modelo de singlet de cor com contribuição do corte *s-channel* [20] discutido na Seção 2.2.5, pode ser visualizada na Figura 8.14. O modelo utiliza uma função de 4 pontos fenomenológica parametrizada a partir dos dados de produção direta de J/ψ do experimento CDF [18] tanto para a determinação da seção de choque de produção de J/ψ no PHENIX (como mostra a Figura 8.3) como para a previsão do parâmetro de polarização. O modelo não inclui o efeito de *feed-down* de ψ' e χ_c , e pela Figura 8.14 vemos que este reproduz o resultado de polarização de J/ψ em rapidez central deste trabalho, mas apresenta uma discrepância de $2\text{-}3 \sigma$ para o canal de dimúons.

Experimento	Feixe/alvo	Energia do feixe [GeV]	Parâmetro de polarização
E 537 [112]	(π, p) (Be, Cu, W)	125	0.024-0.032
E672/706 [113]	pBe	530	0.01 ± 0.15
E672/706 [113]	pBe	800	-0.01 ± 0.15
E771[48]	pSi	800	-0.09 ± 0.12
E866 [114]	pCu	800	0.069 ± 0.08
HERA-B[115]	p (C,W)	920	$(-0.5, + 0.1) \pm 0.1$

Tabela 8.3: Resultados experimentais da medida do parâmetro de polarização na produção de J/ψ , extraído de [48].

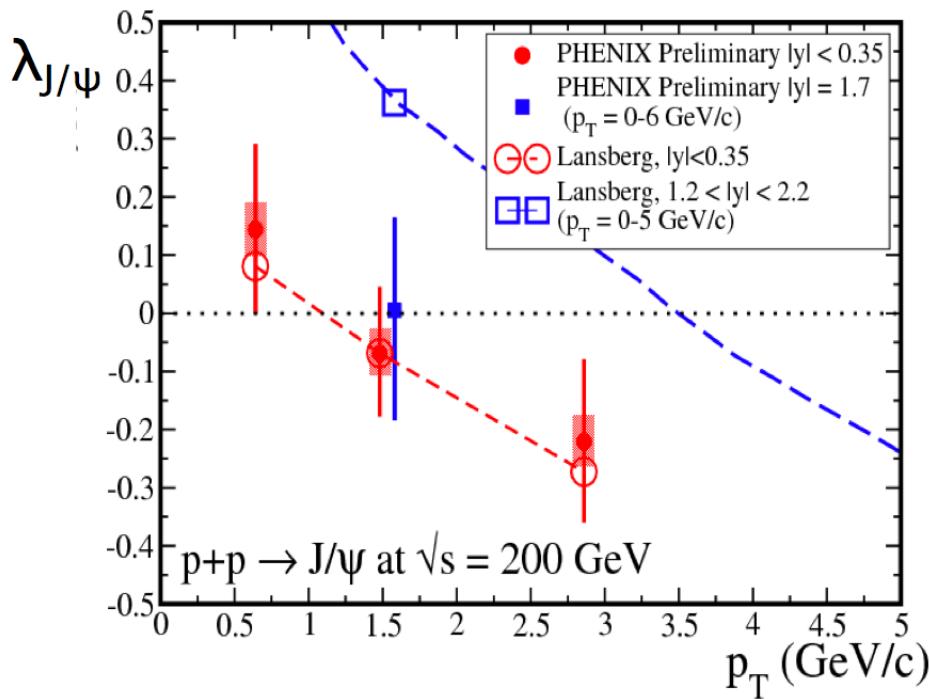


Figura 8.14: Comparaçāo entre a previsão feita pelo modelo do corte *s-channel* [20], o resultado do canal de dielétrons do PHENIX para rapidez central apresentado neste trabalho e o resultado do canal dianteiro de dimúons. (Comunicação privada).

Para finalizar, o parâmetro de polarização dos J/ψ s inclusivos obtido em nossa análise foi medido no referencial de helicidade assim como no Tevatron, mas não podemos nos esquecer de um outro aspecto que precisa ser abordado para o entendimento dos mecanismos de produção de charmonium. O que se sabe do ponto de vista experimental parece contraditório quando diferentes medidas de polarização são comparadas em termos de signal, magnitude e dependência cinemática. Por exemplo, o experimento HERA-B [96] anunciou três coeficientes que determinaram a distribuição angular do decaimento do J/ψ para três referenciais [116, 117], sendo apenas um deles o de helicidade.

8.3 Conclusões Finais e Perspectivas

Medidas da produção de J/ψ e ψ' e da polarização de J/ψ em colisões $p+p$ a $\sqrt{s} = 200$ GeV foram obtidas no experimento PHENIX. A dependência da produção de ψ' com o momento transverso, a extração do *feed-down* de J/ψ s provenientes de ψ' e a medida da polarização de J/ψ são inéditas nas energias do RHIC.

A nova medida da produção inclusiva de J/ψ no *Run6* com p_T estendido concorda com resultado anterior do *Run5* [12] e serve como medida de referência para a determinação do fator de modificação nuclear R_{AA} em colisões com íons pesados relativísticos [100].

A razão entre as seções de choque de produção de ψ' e J/ψ em rapidez central é consistente com outras medidas realizadas em experimentos com alvo fixo (HERA-B [96] e E789 [101]) e com previsões do modelo NRQCD discutidas na Seção 2.2.3.

A primeira medida de *feed-down* de J/ψ s provenientes de ψ' nas energias do RHIC desta tese é crucial para o entendimento do padrão de dissociação sequencial, pois a fração de J/ψ s produzidos através do decaimento de estados excitados é suprimida a temperaturas mais baixas do que os estados ligados diretamente produzidos. Nossa resultado preliminar do *Quark Matter* (apresentado no Apêndice D), mesmo com 60% dos dados produzidos até então, está em acordo com previsões teóricas [75],[97], sendo que esta última usa o nosso resultado como referência.

A medida da seção de choque de ψ' desta análise concorda com os resultados obtidos pelo experimento CDF [17] para o intervalo de p_T até 10 GeV/c. No LHC, futuras medidas de seção de choque em colisões com maior luminosidade e intervalo de p_T estendido serão um teste mais seguro para a comparação com modelos teóricos sobre produção de quarkonium. No RHIC, medidas de ψ' e Υ em colisões de íons pesados serão importantes testes para a dissociação sequencial do quarkonium.

O novo modelo CSM + contribuição do corte *s-channel* proposto na Ref. [20] reproduz as seções de choque absolutas dos dados apresentados pelo PHENIX [12] e que são usados como referência para a extração da seção de choque de produção de J/ψ desta análise do *Run 6*. O mesmo modelo reproduz também a dependência do parâmetro de polarização com o momento transverso obtido neste trabalho e a previsão de que os J/ψ s estariam com ligeira polarização longitudinal nas energias do RHIC. Mas o mesmo modelo não concorda com os resultados de polarização em rapidez dianteira havendo uma discrepância de 2-3 σ . Cumpre ressaltar que o modelo não considera as contribuições de *feed-down* de ψ' e χ_c .

Medidas do parâmetro de polarização de J/ψ com adoção de mais de um referencial de análise foram feitas pelo experimento HERA-B [96]. O referencial de helicidade foi adotado neste trabalho assim como no experimento CDF [59], e embora haja concordância entre as medidas, uma interpretação mais conclusiva só poderá ser feita se ambas puderem ser novamente comparadas com diferentes referenciais [116, 117] de análise. Outro aspecto importante da medida de polarização de J/ψ é abordado na Ref. [78]. A polarização dos estados de quarkonium produzidas em colisões hadrônicas exibe efeitos não perturbativos como mostrou o nosso resultado em regiões de baixo momento transverso, em contradição com previsões da teoria de perturbação. Espera-se que o plasma de quarks e glúons blinde a parte não perturbativa, e portanto, os quarkonia que escapariam do plasma deveriam apresentar polarização prevista pela pQCD. Neste sentido, medidas futuras de polarização de J/ψ em colisões nucleares

são mais um teste para os modelos de produção de quarkonia.

8.4 Medidas Futuras no RHIC II

Medidas de quarkonia são conduzidas por previsões de cálculos da NRQCD. A blindagem da carga de cor modifica o crescimento linear do potencial da QCD a grandes distâncias. As funções espectrais de quarkonia quantificam a dependência do potencial com a temperatura. Já que a supressão de quarkonia é determinada pela temperatura do plasma e a energia de ligação, medidas de desaparecimento sequencial desses estados atuam como uma espécie de termômetro da QCD.

Portanto, é de importância um estudo completo sobre todos os estados de quarkonia experimentalmente acessíveis já que um estudo sistemático da espectroscopia com a determinação do padrão de supressão dos estados de quarkonium permanece como uma assinatura direta do desconfinamento [118].

Enquanto que a física do J/ψ no RHIC continua tão estimulante como quando foi proposta por Matsui e Satz [4], um estudo sistemático de todos os estados de quarkonia, especialmente bottomonia, possíveis no RHIC II, fornecerão um estudo mais completo do QGP.

Mas o estudo de estados excitados de charmonium, ψ' e χ_c , necessitam ainda ser conduzidos por apresentarem diferentes problemas. A medida de ψ' é conduzida da mesma maneira que a de J/ψ através da reconstrução do decaimento de diléptons, como mostramos na análise desta tese, mas requer maior luminosidade integrada para o mesmo *yield*, haja visto as luminosidades dos *Runs* 5 e 6, o que permitiu que a medida de ψ' fosse apenas realizada no *Run* 6. Outro fator relevante é a existência de um significativo fundo sob o pico de ψ' como demonstramos em nossa análise. A relação sinal/fundo é pior do que para J/ψ , o que faz com que a luminosidade tenha que ser maior para medidas mais precisas. A presença do detector VTX (*Vertex Detector*) no PHENIX conduzirá a uma melhor resolução em massa nos braços centrais, pois permitirá uma medida da deflexão completa dos elétrons - em nossa análise vimos que o ângulo do traço só é medido após o campo magnético. O detecor FVTX (*Forward Vertex Detector*), por outro lado, será de vital importância para a medida de ψ' no braço de mûons, porque reduz o fundo combinatorial e melhora a resolução em massa como mostra a estimativa da Figura 8.15 [118].

A medida de χ_c pode ser feita através do canal $\chi_c \rightarrow J/\psi \gamma$, com o J/ψ reconstruído através de decaimentos de diléptons, e o fóton detectado pelo calorímetro eletromagnético. Enquanto que a produção é maior do que aquela de ψ' , a necessidade de se compor o espectro de massa invariante de χ_c pela combinação de cada candidato a J/ψ com um grande número de fôtons significa que o fundo combinatorial será particularmente grande em colisões Au + Au, o que torna a medida de χ_c mais difícil em colisões centrais Au + Au [118].

Uma medida do fator de modificação nuclear R_{AA} em regiões de elevado p_T pode fornecer uma sonda experimental única para o estudo da perda de energia e da difusão de cor. Em regiões de relativo p_T elevado, a supressão devida à blindagem da carga de cor e a coalescência se tornam desprezíveis. Nesta situação, o estado de quarkonium se comporta como uma sonda *hard* que interage com o meio. Em particular, qualquer octeto de cor pode sofrer perda de energia. A abundância relativa de ressonâncias

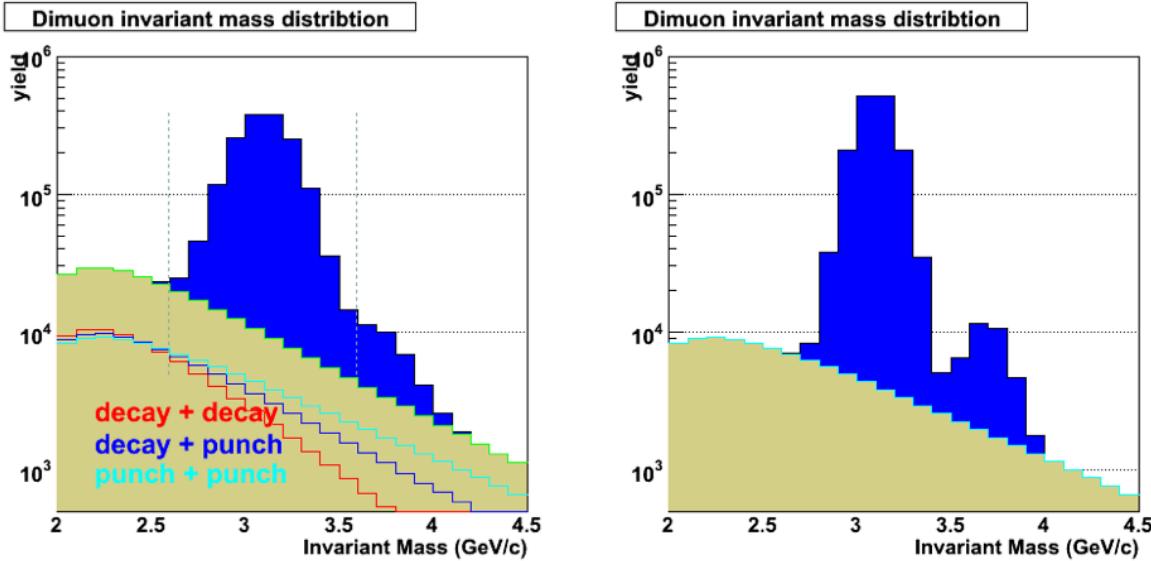


Figura 8.15: Espectro de massa invariante de J/ψ e ψ' no braço de múons sem (à esquerda) e com (à direita) o detector FVTX [118].

de charmonium pode fornecer uma ajuda experimental ao estudo de tais fenômenos já que cada ressonância pode ter uma diferente contribuição de octeto. Mas ainda persistem diferentes modelos de produção de charmonium e em paralelo, é de extrema importância a investigação e comparação de mecanismos de produção em interações $p+p$ e $p+A$, tanto em rapidez central como em rapidez dianteira.

Mais uma questão crucial na interpretação da produção de quarkonia em colisões A+A é o entendimento das contribuições de *feed-down* dos estados de χ_c . Uma melhor medida de *feed-down* será realizada em colisões $p+p$ a 500 GeV, porque o aumento da luminosidade e o aumento da seção de choque de produção integrada serão responsáveis por um aumento de ~ 10 vezes mais *yields* de charmonium se comparadas às colisões $p+p$ a 200 GeV. Já que a contribuição de χ_c para a produção de J/ψ não muda muito entre 200 e 500 GeV, o aumento da produção a 500 GeV fornecerá uma referência mais definitiva do *feed-down* de χ_c em colisões $p+p$ [118].

8.5 Medidas Futuras no LHC

Com a operação do LHC - *Large Hadron Collider* que proporcionará colisões $p+p$ a uma energia máxima de 14 TeV por par de nucleons, 8.8 TeV em colisões $p+\text{Pb}$ e 5.56 TeV em colisões $\text{Pb}+\text{Pb}$, uma nova era de produção de quarkonia será inaugurada. Com o significativo aumento da luminosidade, além das seções de choque de produção de quarkonia, novas possibilidades para o estudo da formação do plasma de quarks e glúons - QGP será objeto de intensa análise. O tempo de cruzamento nuclear se tornará menor ($< 0.1 \text{ fm}/c$) do que a escala de tempo de produção de $Q\bar{Q}$ e menores seções de choque de absorção são esperadas. Entretanto, quarkonia serão produzidos provenientes de glúons em x muito pequeno, ($10^{-4} - 10^{-2}$) e efeitos como *shadowing* serão mais importantes.

Uma maior densidade de energia no LHC significa que o QGP será criado a uma temperatura significativamente maior com potenciais novos efeitos físicos a serem revelados. Adiciona-se a isso um aumento de um fator de 10 em produção de $c\bar{c}$ e um fator de 100 em produção de $b\bar{b}$ por colisão central, que impactarão a interpretação de medidas de sabor pesado [118].

No LHC, todos os estados de charmonium não mais estarão ligados a temperaturas mais altas, implicando que quase toda a produção de charmonium em colisões centrais $\text{Pb}+\text{Pb}$ será devido à coalescência de pares $c\bar{c}$. Portanto, produção *prompt* de charmonium no LHC deverá refletir apenas o mecanismo de coalescência com nenhuma contribuição de J/ψ s provenientes da colisão primordial (à exceção de colisões muito periféricas). Assim, as medidas no RHIC e no LHC fornecerão diferentes perspectivas no que diz respeito à supressão de charmonium no QGP que ajudarão a resolver ambigüidades na interpretação dos dados devido ao equilíbrio entre destruição e formação por coalescência de charmonium no RHIC [118].

Por causa da maior energia de ligação, bottomonium no LHC deve se comportar como charmonium no RHIC. O estado $\Upsilon(1S)$ deverá permanecer ligado mesmo às temperaturas mais elevadas do LHC, enquanto que os outros estados se dissociarão. Dado que ~ 5 pares $b\bar{b}$ estarão presentes em colisões centrais $\text{Pb}+\text{Pb}$ (relativamente a ~ 10 pares $c\bar{c}$ no RHIC), prevê-se que a produção de Υ no LHC refletirá um equilíbrio entre modelos de dissociação e coalescência de J/ψ s remanescentes no RHIC. Entretanto, no RHIC, as taxas de dissociação de bottomonium serão significativamente diferentes. Enquanto que o estado $\Upsilon(1S)$ é previsto como ligado, o estado $\Upsilon(2S)$ também poderá permanecer ligado. Apenas o estado $\Upsilon(3S)$ se dissociará no RHIC. E já que a produção do par $b\bar{b}$ no RHIC é ~ 0.05 por colisão central $\text{Au} + \text{Au}$, nenhuma produção significativa de bottomonium por coalescência é esperada. Assim, a produção de bottomonium no RHIC II deverá apenas refletir a supressão no QGP. As medidas no RHIC II e no LHC fornecerão diferentes perspectivas sobre supressão de bottomonium no QGP que ajudarão a resolver entre ambigüidades na interpretação devido ao equilíbrio entre destruição e coalescência no LHC. Ou seja, um teste de dissociação sequencial será mais facilmente estudado no LHC do que nas energias do RHIC, mesmo se houver uma grande contribuição de recombinação.

Já que a seção de choque de produção para mésons B será maior nas energias do LHC, a contribuição de *feed-down* de J/ψ s provenientes de B será estatisticamente possível usando-se medidas *off-vertex*.

8.6 Medidas Futuras no eRHIC

Para o conhecimento da distribuição de glúons nos núcleos em x pequeno, um experimento de espalhamento inelástico do tipo DIS em colisões $e+A$ é necessário. Modificações no RHIC para também convertê-lo num colisor $e+A$ estão sendo propostas. A energia do feixe de elétrons será de 10 GeV e a energia do centro de massa em colisões $e+p$ será de $\sqrt{s} = 63$ GeV. A distribuição de glúons em $x > 10$ é diretamente medida via *di-jets* e hádrons com alto momento transverso produzidos em fusão fóton-glúon.

Apêndice A

Distribuição Angular do Decaimento de J/ψ

Este apêndice descreve a derivação da forma de distribuição angular de decaimento $(1 + \lambda \cos^2 \theta)$ baseada na Ref. [98], que fornece uma discussão geral sobre distribuições angulares em decaimentos de partículas.

A.1 Derivação

Para obtermos um sistema de coordenadas apropriado para a análise do decaimento $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ no PHENIX, os vetores independentes e relevantes estão definidos na Figura 2.19 e descritos a seguir:

- momento do próton \vec{p}_p no referencial do laboratório;
- momento do J/ψ , $\vec{p}_{J/\psi}$, no referencial do laboratório;
- momento $\vec{p}_{e^+}^{J/\psi}$ do pósitron e^+ no referencial de repouso do J/ψ .

O plano de produção é definido pelos vetores \vec{p}_p e $\vec{p}_{J/\psi}$. Para este trabalho, o sistema de coordenadas $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ para o decaimento é definido pelas seguintes condições:

- \hat{z} ao longo de $\vec{p}_{J/\psi}$;
- \hat{y} é o eixo de produção, ao longo de $\vec{p}_p \times \vec{p}_{J/\psi}$;
- \hat{x} completa o sistema de coordenadas que obedece à regra da mão direita: $\hat{x} = \hat{y} \times \hat{z}$

Como \hat{z} localiza-se ao longo de $\vec{p}_{J/\psi}$, as direções destes vetores unitários não sofrem modificações sob *boosts* entre o referencial de laboratório e o referencial de repouso do J/ψ . Os seus comprimentos podem ser normalizados à unidade se necessário.

A distribuição angular do decaimento de dois corpos no referencial de repouso do J/ψ é determinada por dois ângulos do pósitron: o ângulo polar θ e o ângulo azimutal ϕ .

$$\vec{p}_{e^+}^{J/\psi} = |\vec{p}_{e^+}^{J/\psi}| \cdot (\sin \theta \cos \phi \hat{x} + \sin \theta \sin \phi \hat{y} + \cos \theta \hat{z}) \quad (\text{A.1})$$

O decaimento é analisado tomando por base a helicidade, na qual o estado final e^+e^- é caracterizado pelas helicidades do elétron e do pósitron. Cada uma das helicidades de e^+e^- , τ^+ e τ^- , pode ser $+\frac{1}{2}$ ou $-\frac{1}{2}$. Existem portanto, quatro elementos de matriz concebíveis para o decaimento, $M(\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2})$. A conservação da paridade proíbe os dois para os quais $\tau^+ = \tau^-$, e também implica que $M(+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}) = M(-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2})$.

A informação na produção da polarização dos mésons J/ψ está contida na matriz de densidade ρ :

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{10} & \rho_{1-1} \\ \rho_{01} & \rho_{00} & \rho_{0-1} \\ \rho_{-11} & \rho_{-10} & \rho_{-1-1} \end{pmatrix}$$

Esta matriz é hermitiana e satisfaz $\text{Tr}\rho \equiv \rho_{11}\rho_{-1-1} = 1$. As frações de polarização longitudinal e transversal são ρ_{00} e $(\rho_{11} + \rho_{-1-1})$, respectivamente. Como o eixo \hat{z} se encontra no plano de produção, a conservação da paridade impõe restrições de contorno a ρ :

$$\begin{aligned}\rho_{-1-1} &= \rho_{11} \\ \rho_{-11} &= \rho_{1-1} \\ \rho_{-10} &= -\rho_{10} \\ \rho_{0-1} &= -\rho_{01}\end{aligned}\tag{A.2}$$

Isto reduz para quatro o número de parâmetros reais independentes em ρ . Um conjunto conveniente é: ρ_{00} , ρ_{1-1} , $\text{Re}(\rho_{01})$ e $\text{Im}(\rho_{01})$. Para uma dada matriz de densidade de produção, a distribuição angular dos decaimentos $W(\theta, \phi)$ é:

$$W(\theta, \phi) = N \cdot \sum_{\tau^+, \tau^-} |M(\tau^+, \tau^-)|^2 \rho_{m,m'} D_{m\tau}^j(\phi, \theta, 0)\tag{A.3}$$

Aqui N é o fator de normalização, $\tau = \tau^+ - \tau^-$, $j=1$ (o spin do J/ψ), e D 's são as funções de Wigner:

$$D_{mm'}^j(\alpha, \beta, \gamma) = e^{-im\alpha} d_{m,m'}^j(\beta) e^{-im'\gamma}\tag{A.4}$$

As funções d são amplamente utilizadas e podem ser consultadas em muitas fontes. Estas satisfazem:

$$d_{m'm}^j = (-1)^{m-m'} d_{mm'}^j = d_{-m-m'}^j\tag{A.5}$$

o que permite que todas as funções d necessárias para este cálculo sejam derivadas a partir de:

$$d_{11}^1(\beta) = \frac{1 + \cos \beta}{2} \quad d_{10}^1(\beta) = \frac{-\sin(\beta)}{\sqrt{2}} \quad d_{1-1}^1(\beta) = \frac{1 - \cos \beta}{2}\tag{A.6}$$

O cálculo de W está baseado em álgebra: a soma contém 18 termos com as duas combinações possíveis de (τ^+, τ^-) e as 9 combinações possíveis de (m, m') . O primeiro passo é somar sobre (τ^+, τ^-) e simplificar as funções de Wigner:

$$W(\theta, \phi) \propto \sum_{m,m'} \rho_{m,m'} (e^{i(m-m')\phi} (d_{m1}^1(\theta) d_{m'1}^1(\theta) + d_{m-1}^1(\theta) d_{m'-1}^1(\theta)))\tag{A.7}$$

Escrevendo a função d e substituindo todos os elementos redundantes de ρ , o resultado é:

$$\begin{aligned}W(\theta, \phi) \propto \frac{1 + \rho_{00}}{2} (1 + \frac{1 - 3\rho_{00}}{1 + \rho_{00}} \cos^2 \theta) + \rho_{1-1} \cos 2\phi (1 - \cos^2 \theta) \\ + \sqrt{2} \text{Re}(\rho_{01}) \cos \phi \sin 2\theta.\end{aligned}\tag{A.8}$$

Com a mudança da variável $\lambda = \frac{1-3\rho_{00}}{1+3\rho_{00}}$, o primeiro termo se torna a expressão $\frac{2}{\lambda+3}(1+\lambda \cos^2 \theta)$. Os outros dois termos dependem de $\cos 2\phi$ and $\cos \phi$, que desaparecem quando integramos em ϕ .

Apêndice B

Exemplo de um Processo no PISA

B.0.1 Aplicação de áreas mortas na cadeia pisaToDST

1. *Drift Chamber*

Dch

Set AFS absent in pisaToDST

```
rc->set_IntFlag("AFSABSENT", 1);
```

and make copies (not links to AFS) in the pisaToDST directory

DchCalibration.Mc

DchEfficiency_Constant.Real

DchEfficiency_pp200.Real

DchGeometry.frame00NoRetracted

DchGeometry.frame00Retracted

DchGeometry.frameMc

DchGeometry.frameReal

DchGeometry.info

DchGeometry.wireMc

DchGeometry.wireReal

AlwaysDeadCh_pp200_168676.dat // for run5, run6

all files can be found in afs

replace AlwaysDeadCh_pp200_168676.dat with the new dead map

2. *Electromagnetic Calorimeter*

EmCal

Set the dead tower list in pisaToDST.C

```
rc->set_CharFlag("EMCDEADRECALDATASOURCE", "emc_deadmap.dat");
```

and leave the file in the same directory.

3. *Pad Chamber*

Pad

In offline/framework/simreco/PadSimreco.C

PadInclBad->doNotAddUnSynchROCs();

changes start here

```
if (rc->FlagExist("PADDEADROCFILE") &&
```

```
rc->FlagExist("PADDEADCHFILE"))
```

```
char* badchfile = (char*)rc->get_CharFlag("PADDEADCHFILE");
```

```
char* badrocfile = (char*)rc->get_CharFlag("PADDEADROCFILE");
```

```
PadInclBad->FetchCalDataFromFiles(badchfile, badrocfile);
```

else

```
PadInclBad->FetchCalDataFromObjy(TS);
```

changes finish here

specify in pisaToDSTs the bad channel and roc lists

```
rc->set_CharFlag("PADDEADCHFILE","pad_deadch.dat");
rc->set_CharFlag("PADDEADROCFILE","pad_deadroc.dat");
lists should start with the number of channels and rocs
```

4. *Ring Imaging Cherenkov*

Crk

```
in offline/framework/simreco/CrkSimreco.C
TCrkModule::setCal(topNode, rc->get_IntFlag("RUNNUMBER"));
// changes start here
int ipmt;
ifstream fdead;
fdead.open("crk_dead_pmt.txt");
while (fdead >> ipmt) dCrkUcal->set_gain(ipmt,0);
fdead.close();
// changes finish here
return 0;
```

leave the file crk_dead_pmt.txt in the same directory as in pisaToDST.C with the list of dead PMTs

Apêndice C

Sinal e Fundo para a Distribuição de Poisson

Este apêndice descreve o método usado para calcular a barra de erro de cada canal nas distribuições de massa invariante com contagens e sinal de fundo. Neste caso, ambas são distribuições de Poisson considerando as baixas contagens de J/ψ e ψ' para um canal específico. Esta derivação está baseada em notas não publicadas de M. J. Tannenbaum¹.

Suponha que n contagens e m eventos de sinal de fundo sejam observados de tal forma que a contagem 'líquida' resulte em $y = n - m$. Como os eventos de n e m são independentemente determinados, podemos assumir que n está distribuído 'poissonicamente' com valor esperado μ_f , e que m está distribuído 'poissonicamente' com valor esperado μ_b , sendo que procuramos pela distribuição de probabilidade do sinal $s = \mu_f - \mu_b$ dado que n e m eventos foram observados. Como m e n são independentes, a distribuição conjunta de m e n é o produto das distribuições independentes:

$$P(n, \mu_f, m, \mu_b) = \frac{\mu_f^n \mu_b^m e^{-\mu_f} e^{-\mu_b}}{m!n!} \quad (\text{C.1})$$

Esta distribuição é normalizada para n, m fixos, $0 \leq \mu_f \leq \infty, 0 \leq \mu_b \leq \infty$.

Com a mudança de variáveis, $s = \mu_f - \mu_b$, $\mu = \mu_b$, com Jacobiano $dsd\mu = d\mu_f d\mu_b$, a Equação C.1 pode ser reescrita como:

$$P(s, \mu)|_{m,n} = \frac{\mu^m \mu^n}{m!n!} e^{-2\mu} \left(1 + \frac{s}{\mu}\right)^n e^{-s} \quad (\text{C.2})$$

Expandindo $\left(1 + \frac{s}{\mu}\right)^n$ como uma soma sobre termos individuais:

$$\left(1 + \frac{s}{\mu}\right)^n = \sum_{k=0}^n \frac{n!}{(n-k)!k!} \frac{s^k}{\mu^k} \quad (\text{C.3})$$

obtemos a distribuição conjunta de s, μ :

$$P(s, \mu)|_{m,n} = \sum_{k=0}^n \frac{\mu^{m+n-k} e^{-2\mu} s^k e^{-s}}{m!(n-k)!k!} \quad (\text{C.4})$$

Se agora integrarmos C.4 sobre μ , de 0 a ∞ para obtermos a distribuição em s , o valor esperado do sinal, usando a normalização da distribuição Gamma:

$$\int_0^\infty dx x^{p-1} e^{-bx} = \frac{(p-1)!}{b^p} \quad (\text{C.5})$$

com o resultado (para $b = 2, p-1 = m+n-k$):

$$P(s)|_{m,n} = \sum_{k=0}^n \frac{(m+n-k)!}{m!(n-k)!} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2}\right)^{m+n-k} \frac{s^k e^{-s}}{k!} \quad (\text{C.6})$$

Assim, se nos restringirmos aos valores $s \geq 0$, significando que a seção de choque real não pode ser negativa, a Equação C.6 é uma soma sobre 'poissons' onde k pode ser interpretado como o número de eventos de sinal observados de 0 a n .

¹Apoio do Departamento de Energia dos Estados Unidos U. S. Department of Energy: DE-AC02-98CH10886

Apêndice D

Análise Apresentada na Conferência *Quark Matter 2008*

À época da Conferência *Quark Matter 2008*¹, apenas 60 % dos dados reais do *Run 6 p+p* estavam disponíveis após a produção.

A análise está baseada na seleção de eventos do canal de diléptons, ajustando o espectro de massa invariante na área ao redor dos sinais de J/ψ e ψ' . O número de eventos no pico de J/ψ é dado por:

$$N_{J/\psi} = \sigma(J/\psi) \cdot B(J/\psi \rightarrow l^+l^-) \cdot \mathcal{L} \cdot \epsilon, \quad (\text{D.1})$$

i.e. o produto da seção de choque ($\sigma(J/\psi)$), a razão de ramificação em pares de dilépton ($B(J/\psi \rightarrow l^+l^-)$), a luminosidade integrada \mathcal{L} e a eficiência de reconstrução total (ϵ). A luminosidade é idêntica para todos os estados de charmônio, sendo então cancelada nas razões. A razão $R_{\psi'}(e)$ entre as seções de choque de ψ' e J/ψ no canal e^+e^- , é igual:

$$R_{\psi'}(e) = \frac{\mathcal{B}' \cdot \sigma'}{\mathcal{B} \cdot \sigma} = \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} \cdot \frac{\epsilon}{\epsilon'} \quad (\text{D.2})$$

onde e é a notação para o canal de decaimento leptônico, $\sigma(\sigma')$ é a seção de choque de produção $J/\psi(\psi')$ e $\mathcal{B}(\mathcal{B}')$ é a razão de ramificação para o decaimento de e^+e^- no méson $J/\psi(\psi')$.

A razão $\frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}}$ ou 'razão $\frac{\psi'}{J/\psi}$ bruta' é definida a partir dos ajustes aos sinais de J/ψ e ψ' e deve ser corrigida pela relação de eficiência, $\frac{\epsilon}{\epsilon'}$, onde ϵ está definida acima e ϵ' é a eficiência correspondente para a detecção do méson ψ' .

D.1 Análise e discussão

Dois conjuntos de cortes de identificação de elétrons foram utilizados para as contagens de J/ψ e de ψ' . Um primeiro conjunto, denominado 'mais restrito' (*tight*):

- momento > 0.5 GeV/c;
- n0 ≥ 1;
- |emcphimatch| < 3 σ;
- |emczmatch| < 3 σ;
- |dep| < 3 σ;
- sem traços de qualidade.

e um segundo, denominado 'menos restrito' (*loose*):

- momento > 0.5 GeV/c;
- n0 ≥ 0;

¹Quark Matter 2008 - 20th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus Nucleus Collisions. February 4-10, 2008: Jaipur India.

- $|emcphimatch| < 4 \sigma$;
- $|emczmatch| < 4 \sigma$;
- $|dep| < 4 \sigma$;
- com traço de qualidade ==31 || ==61.

O número de candidatos a J/ψ é obtido através da contagem de pares e^+e^- no intervalo de massa (2.88-3.32) GeV/c^2 e o número de candidatos a ψ' no intervalo de massa (3.48-3.92) GeV/c^2 . O sinal de fundo é tomado como sendo a soma de pares de mesmo sinal. Após a subtração do sinal de fundo, o sinal resultante é formado pelas ressonâncias do charmonium além de um fundo físico, formado por pares e^+e^- correlacionados de decaimentos semileptônicos e Drell-Yan. A partir do PYTHIA, a distribuição de massa invariante de e^+e^- foi obtida para todas as fontes de fundo físico sob as ressonâncias J/ψ e ψ' como aparece na Figura D.1(a). A resultante da soma de todos os três componentes foi ajustada com uma função de potência.

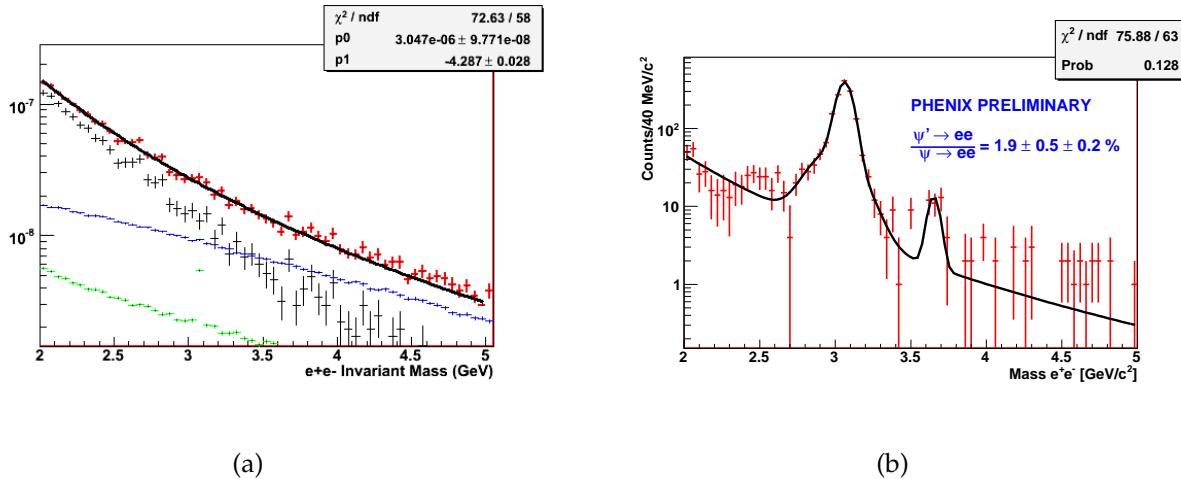


Figura D.1: (a) Distribuição de massa invariante e^+e^- para todas as fontes de fundo físico sob J/ψ e ψ' . Mésons D correlacionados (em preto), mésons B correlacionados (em azul) e Drell Yan (em verde). Soma de todas as componentes (em vermelho) ajustada com uma função de potência. (b) Espectro de massa invariante com gaussiana dupla ajustada ao pico de J/ψ , gaussiana simples ajustada ao pico de ψ' e fundo físico ajustado com uma função de potência. No ajuste, a diferença entre as massas de J/ψ e ψ' foi fixada de acordo com o valor do PDG de 0.589 GeV/c^2 [31], com as larguras dos picos de J/ψ e ψ' livres para variarem.

Para determinar as áreas ao redor dos picos de J/ψ e de ψ' , diferentes procedimentos de ajuste foram aplicados para cada um dos cortes de identificação de elétrons. A Figura D.1(b) mostra uma gaussiana dupla ajustada ao redor do pico de J/ψ e uma gaussiana simples ao redor do pico de ψ' . O sinal de fundo foi ajustado com uma função de potência, e a diferença de massa entre o J/ψ e o ψ' foi o valor de 0.589 GeV/c^2 [31].

com ambas as larguras do J/ψ e ψ' livres para variarem. Para este ajuste, usamos o corte de identificação de elétrons ‘menos restrito’.

Para calcularmos a aceitância e a eficiência de reconstrução geramos J/ψ s e ψ' com o gerador de eventos do PYTHIA [87], verificando a resposta do PHENIX através de um Monte Carlo baseado no GEANT [88]. Para gerarmos J/ψ s, todos os canais de decaimento foram desligados exceto o canal de dielétrons. Para contabilizarmos as produções direta e indireta (através dos decaimentos de ψ' e χ_c), os subprocessos que aparecem no topo da Tabela D.1 foram usados. Para gerarmos ψ' , requisitamos a identificação da partícula id=100443, ao invés de 443, e todos os modos de decaimento de ψ' foram desligados com exceção do de dielétrons, além dos subprocessos que aparecem na parte inferior da Tabela D.1.

96	Semihard QCD 2 → 2
86	$g + g \rightarrow J/\Psi + g$
87	$g + g \rightarrow \chi_{0c} + g$
88	$g + g \rightarrow \chi_{1c} + g$
89	$g + g \rightarrow \chi_{2c} + g$
104	$g + g \rightarrow \chi_{0c}$
105	$g + g \rightarrow \chi_{2c}$
106	$g + g \rightarrow J/\Psi + \gamma$

96	Semihard QCD 2 → 2
86	$g + g \rightarrow \psi' + g$
106	$g + g \rightarrow \psi' + \gamma$

Tabela D.1: Subprocessos no gerador de eventos de J/ψ e de ψ' no PYTHIA.

O momento transverso médio é de aproximadamente 1.7 GeV/c para J/ψ , e 1.9-GeV/c para ψ' , como mostram as Figuras D.2(a) e D.2(b). O momento transverso médio do elétron é de aproximadamente 1.5 GeV/c para elétrons provenientes de decaimentos de J/ψ , e 1.8 GeV/c para elétrons provenientes de ψ' .

J/ψ s e ψ' com rapidez entre $-0.5 < y < 0.5$ foram selecionados e os dois elétrons do seu decaimento foram colocados na cadeia de simulação do PHENIX (PISA e PISA-ToDST). Em seguida, a massa invariante do dielétron reconstruído foi determinada e os cortes de identificação de elétrons foram aplicados para avaliarmos a aceitância e a eficiência de reconstrução. A aceitância × eficiência de reconstrução para o J/ψ e para o ψ' aparecem nas Figuras D.3(a) e D.3(b), respectivamente, ambos para o conjunto ‘menos restrito’ de identificação de elétrons. A aceitância × eficiência de reconstrução integrada é de 2.48 para o ψ' e 2.41 para o J/ψ .

Integrando sobre a distribuição de momento previsto pelo PYTHIA, a razão entre a aceitância × eficiência de reconstrução do ψ' para a de J/ψ é $\epsilon'/\epsilon = 1.03 \pm 0.01$.

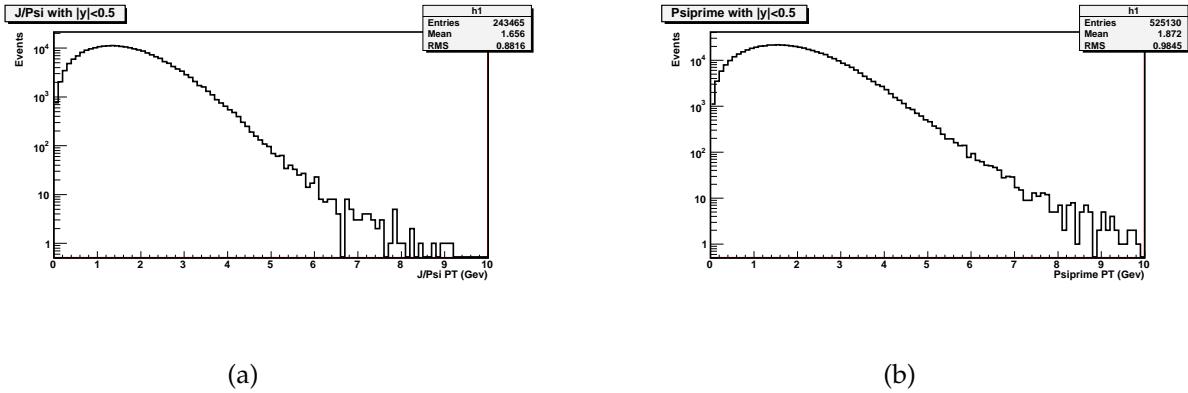


Figura D.2: (a) Distribuição de momento transverso para todos os J/ψ s com rapidez no intervalo $|y| < 0.5$ criados com o gerador de eventos do PYTHIA. (b) Distribuição de momento transverso para todos os ψ' com rapidez no intervalo $|y| < 0.5$ criados com o gerador de eventos do PYTHIA.

D.2 Resumo

Portanto, a razão entre ψ' e J/ψ de $0.019 \pm 0.005(\text{stat})$ foi obtida através de cortes 'menos restritos' de identificação de elétrons, além de um ajuste da área ao redor do pico de J/ψ com uma gaussiana dupla, da área ao redor do pico de ψ' com uma gaussiana simples, e do fundo físico com uma função de potência, $\propto \epsilon'/\epsilon$ (aceitância × eficiência de reconstrução). Este resultado foi escolhido dentre 12 outros, que incluiam diferentes ajustes ao espectro, ora usando cortes 'mais restritos', ora usando cortes 'menos restritos' de identificação de elétrons. O erro sistemático foi derivado tomando-se o intervalo máximo-mínimo para o conjunto dos vários resultados de ajustes e dividido por $\sqrt{12}$, resultando em ± 0.002 . A Figura D.4 mostra as razões obtidas pelos experimentos da Tabela D.2, e também o resultado que apresentamos nesta seção. A linha pontilhada em azul indica a previsão do resultado pelo modelo da NRQCD. A fração de *feed-down* de J/ψ s provenientes de ψ' extraída a partir da Equação 2.25 é de $8.6 \pm 2.5\%$.

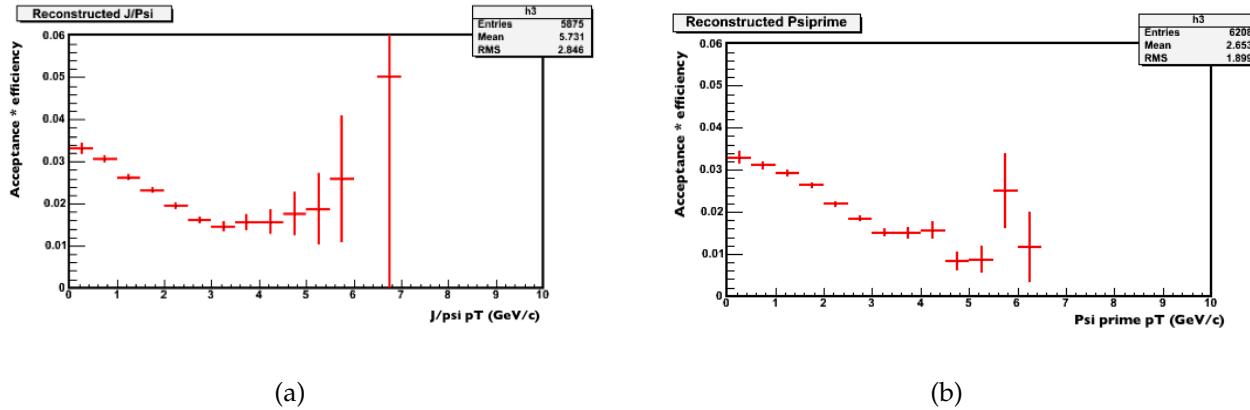


Figura D.3: (a) Aceitância \times eficiência de reconstrução para o J/ψ com cortes 'menos restritos' de identificação de elétrons. (b) Aceitância \times eficiência de reconstrução para o ψ' com cortes 'menos restritos' de identificação de elétrons.

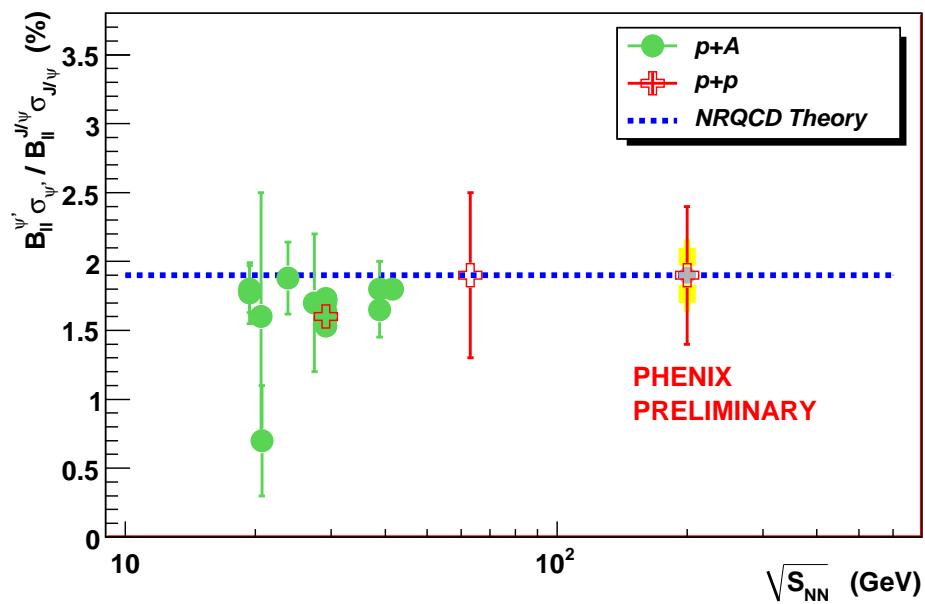


Figura D.4: Razão entre ψ' e J/ψ em função da energia do centro de massa em vários experimentos.

Experimento	Alvo	Energia GeV	Resultado %
NA51 [102]	p	29.1	1.6±0.04
ISR [103]	p	63	1.9±0.6
E288 [104]	Be	27.4	1.7±0.5
E331 [105]	C	20.6	0.7±0.4
E444 [106]	C	20.6	1.6±0.09
E705 [107]	Li	23.8	1.88±0.26
E771 [108]	Si	38.8	1.65±0.2
E789 [101]	Au	38.8	1.8±0.2
NA38 [109]	C	29.1	1.9±0.13
NA38 [109]	Al	29.1	1.36±0.35
NA38 [109]	Cu	29.1	1.74±0.11
NA38 [109]	W	29.1	1.59±0.13
NA51 [109]	d	29.1	1.71±0.04
NA50 [110]	Be	29.1	1.73±0.04
NA50 [110]	Al	29.1	1.73±0.05
NA50 [110]	Cu	29.1	1.64±0.03
NA50 [110]	Cu	29.1	1.57±0.03
NA50 [110]	Cu	29.1	1.53±0.04
NA38 [111]	W	19.4	1.8±0.17
NA38 [111]	U	19.4	1.77±0.22
HERA-B [96]	vários	920	1.80±0.06

Tabela D.2: Razão entre ψ' e J/ψ para diferentes regimes de energia e espécies de colisão.

Bibliografia

- [1] G. F. Chapline, M. H. Johnson, E. Teller, and M. S. Weiss, *Highly Excited Nuclear Matter*, Phys. Rev. D **8**, 4302 (1973).
- [2] T. D. Lee and G. C. Wick, *Vacuum stability and vacuum excitation in a spin-0 field theory*, Phys. Rev. D **9**, 2291 (1974).
- [3] E. V. Shuryak, *Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter*, Physics Reports **61**, 71 (1979).
- [4] T. Matsui and H. Satz, *J/ ψ suppression by quark-gluon plasma formation*, Physics Letters B **178**, 416 (1986).
- [5] R. L. Thews, M. Schroedter, and J. Rafelski, *Enhanced J/ ψ production in deconfined quark matter*, Phys. Rev. C **63**, 054905 (2001).
- [6] K. R. A. Andronic, P. Braun-Munzinger, *Statistical hadronization of charm in heavy-ion collisions at SPS, RHIC and LHC*.
- [7] S. S. Adler *et al.*, *J/ ψ production in Au – Au collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 200\text{GeV}$* , Phys. Rev. C **69**, 014901 (2004).
- [8] PHENIX Collaboration, A. Adare *et al.*, *J/ ψ Production versus Centrality, Transverse Momentum, and Rapidity in Au+Au Collisions at $\sqrt{S_{NN}}=200\text{ GeV}$* , Phys. Rev. Lett. **98**, 232301 (2007).
- [9] PHENIX Collaboration, A. Adare *et al.*, *J/ ψ Production and Nuclear Effects for d+Au and p+p Collisions at $\sqrt{S_{NN}}=200\text{ GeV}$* , Phys. Rev. Lett. **96**, 012304 (2006).
- [10] PHENIX Collaboration, A. Adare *et al.*, *J/ ψ Production in $\sqrt{S_{NN}}=200\text{ GeV}$ Cu+Cu collisions*, Phys. Rev. Lett. **101**, 122301 (2008).
- [11] S. S. Adler *et al.*, *J/ ψ Production from Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$* , Phys. Rev. Lett. **92**, 051802 (2004).
- [12] PHENIX Collaboration, A. Adare *et al.*, *J/ ψ Production versus Transverse Momentum and Rapidity in p + p Collisions at $\sqrt{s} = 200\text{ GeV}$* , Physical Review Letters **98**, 232002 (2007).
- [13] S. S. Adler *et al.*, *Nuclear Modification Factors for Hadrons at Forward and Backward Rapidities in Deuteron-Gold Collisions at $\sqrt{S} = 200\text{GeV}$* , Phys. Rev. Lett. **94**, 082302 (2005).

- [14] B. R. Lenzi, *Identificação de elétrons com um detector de radiação de transição em colisões de íons pesados relativísticos*, Dissertação de Mestrado (2007).
- [15] C. L. s da Silva, *Estudo de mésons vetoriais pesados no detector PHENIX*, Tese de Doutorado (2007).
- [16] P. R.Rapp, D.Blaschke, *Charmonium and bottomonium production in heavy-ion collisions*, p. 75 (2008), hep-ph/0807.2470v2.
- [17] F. Abe *et al.*, *J/ψ and $\psi(2S)$ Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8TeV$* , Phys. Rev. Lett. **79**, 572 (1997).
- [18] F. Abe *et al.*, *Production of J/ψ Mesons from χ_c Meson Decays in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8TeV$* , Phys. Rev. Lett. **79**, 578 (1997).
- [19] T. Affolder *et al.*, *Measurement of J/ψ and $\psi(2S)$ Polarization in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8TeV$* , Phys. Rev. Lett. **85**, 2886 (2000).
- [20] H. Haberzettl and J. P. Lansberg, *Possible Solution of the J/ψ Production Puzzle*, Phys. Rev. Lett. **100**, 032006 (2008).
- [21] R. K. Ellis, W. J. Stirling, and B. R. Webber, *QCD and Collider Physics* (Cambridge University Press, 1996).
- [22] H. D. Politzer, *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?*, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).
- [23] D. J. Gross and F. Wilczek, *Ultraviolet Behavior or Non-Abelian Gauge Theories*, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).
- [24] S. Bethke, *Determination of the QCD coupling alpha(s)*, J. Phys. **G26**, R27 (2000), hep-ex/0004021.
- [25] K. G. Wilson, *Confinement of Quarks*, Phys. Rev. **D10**, 2445 (1974).
- [26] H. Satz, *Colour deconfinement and quarkonium binding*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys **32**, 25 (2006).
- [27] Quarkonium Working Group, N. Brambilla *et al.*, *Heavy quarkonium physics*, (2004), hep-ph/0412158.
- [28] W. E. Caswell and G. P. Lepage, *Effective Lagrangians for Bound State Problems in QED, QCD, and Other Field Theories*, Phys. Lett. **B167**, 437 (1986).
- [29] B. A. Thacker and G. P. Lepage, *Heavy quark bound states in lattice QCD*, Phys. Rev. **D43**, 196 (1991).
- [30] G. T. Bodwin, E. Braaten, and G. P. Lepage, *Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium*, Phys. Rev. **D51**, 1125 (1995), hep-ph/9407339.
- [31] C. Amsler *et al.*, *Review of Particle Physics*, Physics Letters B **667**, 1 (2008).

- [32] E. Norrbin, *Production and hadronization of heavy quarks*, European Physics Journal C **17**, 137 (2000).
- [33] B. Combridge, *Associated production of heavy flavour states in pp and pp> interactions: Some QCD estimates*, Nuclear Physics B **151**, 429 (1978).
- [34] W. Beenakker, W. V. Neerven, R. Meng, G. Schuler, and J. Smith, *Associated production of heavy flavour states in pp and pp> interactions: Some QCD estimates*, Nuclear Physics B **351**, 507 (1991).
- [35] G. T. Bodwin, *Factorization of the Drell-Yan cross section in perturbation theory*, Phys. Rev. D **31**, 2616 (1985).
- [36] J. Qiu and G. Sterman, *Power corrections in hadronic scattering (II). Factorization*, Nuclear Physics B **353**, 137 (1991).
- [37] M. B. Einhorn and S. D. Ellis, *Hadronic production of the new resonances: Probing gluon distributions*, Phys. Rev. D **12**, 2007 (1975).
- [38] U. Ornik and R. M. Weiner, *Expansion of the early Universe and the equation of state*, Phys. Rev. D **36**, 1263 (1987).
- [39] C. E. Carlson and R. Suaya, *Hadronic production of the J/ψ meson*, Phys. Rev. D **14**, 3115 (1976).
- [40] J. H. K., *Hadronic production of P-wave charmonium states*, Physics Letters B **89**, 385 (1980).
- [41] T. A. D. Grand and D. Toussaint, *The decay of b quarks into ψs*, Physics Letters B **89**, 256 (1979).
- [42] M. B. Wise, *An estimate of J/ψ production in b decays*, Physics Letters B **89**, 229 (1979).
- [43] E. L. Berger and D. Jones, *Inelastic photoproduction of J/ψ and Υ by gluons*, Phys. Rev. D **23**, 1521 (1981).
- [44] C. Chao-Hsi, *Hadronic production of J/ψ associated with a gluon*, Physics Letters B **172**, 425 (1980).
- [45] R. Baier and R. Rackl, *On inelastic lepto-production of heavy quarkonium states*, Physics Letters B **201**, 1 (1982).
- [46] H. Fritzsch, *Producing heavy quark flavors in hadronic collisions. A test of quantum chromodynamics*, Physics Letters B **67**, 217 (1977).
- [47] F. Halzen, *CVC for gluons and hadroproduction of quark flavours*, Physics Letters B **69**, 105 (1977).
- [48] N. Brambilla *et al.*, *Heavy Quarkonium Physics*, Cern Yellow Report (2004), arXiv:hep-ph/0412158.

- [49] G. T. Bodwin, E. Braaten, and G. P. Lepage, *Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium*, Phys. Rev. D **51**, 1125 (1995).
- [50] G. T. Bodwin, E. Braaten, and G. P. Lepage, *Erratum: Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium [Phys. Rev. D 51, 1125 (1995)]*, Phys. Rev. D **55**, 5853 (1997).
- [51] W. E. Caswell and G. P. Lepage, *Effective lagrangians for bound state problems in QED, QCD, and other field theories*, Physics Letters B **167**, 437 (1986).
- [52] T. C. Y. Eric Braaten, Sean Fleming, *Production of heavy quarkonium in high-energy collider*, Annual Review of Nuclear and Particle Science **46**, 197 (1996).
- [53] B. A. Kniehl and G. Kramer, *Inclusive J/ψ and $\psi(2S)$ production from B decay in $p\bar{p}$ collisions*, Phys. Rev. D **60**, 014006 (1999).
- [54] P. Cho and A. K. Leibovich, *Color-octet quarkonia production. II*, Phys. Rev. D **53**, 6203 (1996).
- [55] P. Cho and A. K. Leibovich, *Color-octet quarkonia production*, Phys. Rev. D **53**, 150 (1996).
- [56] G. K. Bernd A. Kniehl, *TEVATRON-HERA colour-octet charmonium anomaly versus higher-order QCD effects*, Eur. Phys. J. C **6**, 493 (1999).
- [57] C.-Y. Wong, *Soft gluon emission process in the color-octet model for heavy quarkonium production*, Phys. Rev. D **60**, 114025 (1999).
- [58] E. Braaten and S. Fleming, *Color-Octet Fragmentation and the ψ' Surplus at the Fermilab Tevatron*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3327 (1995).
- [59] M. Beneke and M. Kramer, *Direct J/ψ and ψ' polarization and cross sections at the Fermilab Tevatron*, Phys. Rev. D **55**, R5269 (1997).
- [60] W. Buchmüller and S. H. H. Tye, *Quarkonia and quantum chromodynamics*, Phys. Rev. D **24**, 132 (1981).
- [61] E. J. Eichten and C. Quigg, *Quarkonium wave functions at the origin*, Phys. Rev. D **52**, 1726 (1995).
- [62] M. Kramer, *Quarkonium production at high-energy colliders*, Progress in Particle and Nuclear Physics **47**, 141 (2001).
- [63] F. Cooper, M. X. Liu, and G. C. Nayak, *J/Ψ Production in pp Collisions at $s = 200\text{GeV}$ at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider*, Phys. Rev. Lett. **93**, 171801 (2004).
- [64] M. Whalley, *Parton Distribution Functions*.
- [65] E705, L. Antoniazzi *et al.*, *Production of J/ψ via ψ' and χ decay in 300- GeV/c proton and π^{+-} nucleon interactions*, Phys. Rev. Lett. **70**, 383 (1993).

- [66] CDF, F. Abe *et al.*, *J/ ψ and $\psi(2S)$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **79**, 572 (1997).
- [67] M. Beneke and I. Z. Rothstein, *Hadro-production of Quarkonia in Fixed Target Experiments*, Phys. Rev. **D54**, 2005 (1996), hep-ph/9603400.
- [68] V. A. Khoze, A. D. Martin, M. G. Ryskin, and W. J. Stirling, *Inelastic J/ ψ and Upsilon hadroproduction*, Eur. Phys. J. **C39**, 163 (2005), hep-ph/0410020.
- [69] J. C. J.P. Lansberg and Y. Kalinovsky, *New contributions to heavy-quarkonium production*, Physics Letters B **633**, 301 (2006).
- [70] W. J. S. A. D. Martin, R. G. Roberts and R. S. Thorne, *NNLO global parton analysis*, Physics Letters B **531**, 216 (2002).
- [71] J. Pumplin, D. Stump, J. Huston, H. Lai, and P. N. W. Tung, *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis*, Journal of High Energy Physics **207**, 012 (2002).
- [72] C. Chao-Hsi, *Hadronic production of J/ ψ associated with a gluon*, Nuclear Physics B **172**, 425 (1980).
- [73] J. C. J.P. Lansberg and Y. Kalinovsky, *Hadroproduction of J/ ψ and Υ in association with a heavy-quark pair*, Physics Letters B **653**, 60 (2007).
- [74] A. Abulencia *et al.*, *Measurement of J/ ψ and $\psi(2S)$ Polarization in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **99**, 132001 (2007).
- [75] S. Digal, P. Petreczky, and H. Satz, *Quarkonium feed-down and sequential suppression*, Phys. Rev. D **64**, 094015 (2001).
- [76] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions* (World Scientific, 1994).
- [77] K. R. Michael L. Miller, S. J. Sanders, and P. Steinberg, *Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions*, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. **57**, 205 (2007).
- [78] B. L. Ioffe and D. E. Kharzeev, *Quarkonium polarization in heavy ion collisions as a possible signature of the quark-gluon plasma*, Phys. Rev. C **68**, 061902 (2003).
- [79] K. Adcox *et al.*, *PHENIX central arm tracking detectors*, Nucl. Instr.and Meth. A **499**, 489 (2003).
- [80] M. Aizawa *et al.*, *PHENIX central arm particle ID detectors*, Nucl. Instr.and Meth. A **499**, 508 (2003).
- [81] M. Allen *et al.*, *PHENIX inner detectors*, Nucl. Instr.and Meth. A **499**, 549 (2003).
- [82] S. H. Aronson *et al.*, *PHENIX magnet system*, Nucl. Instr.and Meth. A **499**, 480 (2003).
- [83] L. Aphecetche *et al.*, *PHENIX calorimeter*, Nucl. Instr.and Meth. A **499**, 521 (2003).

- [84] Y. Akiba *et al.*, *Ring imaging Cherenkov detector of PHENIX experiment at RHIC*, Nucl. Instr.and Meth. A **433**, 143 (1999).
- [85] A. L. W. S. S. Frank, C. L. Britton and G. R. Young, *Trigger circuits for the PHENIX electromagnetic calorimeter*, Nuclear Science Symposium, IEEE **1**, 680 (1997).
- [86] S. S. Adler *et al.*, *PHENIX on-line systems*, Nucl. Instr.and Meth. A **499**, 560 (2003).
- [87] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, JHEP **05**, 026 (2006), hep-ph/0603175.
- [88] *GEANT User's Guide*, 3.15 (CERN Program Library).
- [89] Y. Akiba *et al.*, *$J/\psi e^+e^-$ Measurement in PHENIX RUN5 $p+p$ Collisions*, Analysis Notes (2007).
- [90] D. M. Kaplan *et al.*, *Study of the high mass dimuon continuum in 400-GeV proton - nucleus collisions*, Phys. Rev. Lett. **40**, 435 (1978).
- [91] PHENIX Collaboration, Y. Akiba, M. Rosati, X. Wie, and C. L. Silva, *Analysis Notes on J/ψ Production versus Transverse Momentum and Rapidity in $p + p$ Collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV*, (2006).
- [92] PHENIX Collaboration, A. Adare *et al.*, *Dilepton mass spectra in pp collisions at 200 GeV and the contribution from open charm*, (2008), hep-ex/0802.0050.
- [93] A. Spiridonov, *Bremsstrahlung in leptonic onia decays: Effects on mass spectra*, (2004), hep-ex/0510076.
- [94] *ROOT User's Guide*, 5.16 (CERN Program Library).
- [95] Y. Akiba *et al.*, *$J/\psi e^+e^-$ Measurement in PHENIX RUN 4 Au+Au Collisions*, Analysis Notes (2007).
- [96] I. Abt *et al.*, *A Measurement of the ψ' to J/ψ Production Ratio in 920 GeV Proton-Nucleus Interactions*, Eur.Phys.J.C. **49**, 545 (2007).
- [97] P. Faccioli, C. Lourenco, J. Seixas, and H. Woehri, *Study of ψ' and χ_c decays as feed-down sources of J/ψ hadro-production*, arXiv:hep/ph0809.2153 (2008).
- [98] J. D. Jackson, *Particle and Polarization Angular Distribution* (Gordon and Breach Science Publishers, 1965).
- [99] H. H. J.P. Lansberg, *J/ψ production at the Tevatron and RHIC from s-channel cut*, J. Phys. **G26**, R27 (2000), hep-ph/0806.4001.
- [100] A. D. Frawley, *Extending the Run 5 CuCu R_{AA} to higher p_T* , Analysis Notes (2008).
- [101] M. H. Schub *et al.*, *Measurement of J/ψ and ψ' production in 800 GeV/c proton-gold collisions*, Phys. Rev. D **52**, 1307 (1995).
- [102] NA38, M. C. Abreu *et al.*, *J/ψ and ψ' production in p , O and S induced reactions at SPS energies*, Physics Letters B **466**, 408 (1999).

- [103] A. G. Clark *et al.*, *Electron pair production at the CERN ISR*, Nuclear Physics B , **29** (1978).
- [104] H. D. Snyder *et al.*, *Production of $\psi(3100)$ and $\psi'(3700)$ in $p\text{-Be}$ Collisions at 400 GeV*, Phys. Rev. Lett. **36**, 1415 (1976).
- [105] J. G. Branson *et al.*, *Production of the J/ψ and $\psi'(3.7)$ by 225-GeV/c π^\pm and Proton Beams on C and Sn Targets*, Phys. Rev. Lett. **38**, 1331 (1977).
- [106] K. J. Anderson *et al.*, *Production of Muon Pairs by 225-GeV/c π^\pm , K^+ , p^\pm Beams on Nuclear Targets*, Phys. Rev. Lett. **42**, 944 (1979).
- [107] L. Antoniazzi *et al.*, *Measurement of J/ψ and ψ' production in 300-GeV/c proton, antiproton, and π^\pm interactions with nuclei*, Phys. Rev. D **46**, 4828 (1992).
- [108] E771, T. Alexopoulos *et al.*, *Production of J/ψ , ψ' and γ in 800 GeV/c proton-silicon interactions*, Physics Letters B **374**, 271 (1998).
- [109] NA51, M. C. Abreu *et al.*, *J/ψ , ψ' and Drell-Yan production in pp and pd interactions at 450 GeV/c*, Physics Letters B **438**, 408 (1998).
- [110] NA50, B. D. M. Alessandro, C. S. Mishra, and P. M. Ho, *Charmonium production and nuclear absorption in $p\text{-A}$ interactions at 450 GeV*, Eur. Phys. J. C **33** (2004).
- [111] I. Z. R. M. Beneke and M. B. Wisec, *Hard probes in nucleus-nucleus collisions*, Nuclear Physics A **610**, 552 (1996).
- [112] C. Akerlof *et al.*, *ψ production in pN and $\pi - N$ interactions at 125 GeV/c and a determination of the gluon structure functions of the \bar{p} and the π^-* , Phys. Rev. D **48**, 5067 (1993).
- [113] A. Gribushin *et al.*, *Production of J/ψ mesons in pBe collisions at 530 and 800 GeV/c*, Phys. Rev. D **62**, 012001 (2000).
- [114] T. H. Chang *et al.*, *J/ψ Polarization in 800-GeV $p - Cu$ Interactions*, Phys. Rev. Lett. **91**, 211801 (2003).
- [115] T. H. Splenger G *et al.*, *J/ψ Polarization in 800-GeV $p - Cu$ Interactions*, J.Phys.G. **30** (2004).
- [116] J. C. Collins and D. E. Soper, *Angular distribution of dileptons in high-energy hadron collisions*, Phys. Rev. D **16**, 2219 (1977).
- [117] K. Gottfried and J. Jackson, Nuovo Cim. **33**, 309 (1964).
- [118] R. V. A. D. Frawley, T. Ullrich, *Heavy Flavor Working Group Report*, p. 61 (2008), nucl-ex/0806.1013.