

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Estudo de Mésons Vetoriais Pesados no Detector PHENIX

CESAR LUIZ DA SILVA

Orientador: Prof. Dr. Olacio Dietzsch (IFUSP)
Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra (IFUSP)
Profa. Dra. Ivone Freire da Mota e Albuquerque (IFUSP)
Profa. Dra. Sandra dos Santos Padula (IFT/UNESP)
Prof. Dr. Fernando Marroquim Leão de Almeida Jr (UFRJ)

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

São Paulo, 2007.

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Silva, César Luiz da
Estudo de Mésons Vetoriais Pesados no Detector
PHENIX – São Paulo 2007.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo.
Departamento de Física Geral

Orientador: Prof. Dr. Olácio Dietzsch

Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Física de Altas Energias; 2. Física
Nuclear; 3. Física Experimental; 4. Física de Partículas.

USP/IF/SBI-062/2007

Agradecimentos

Começo agradecendo ao meu Orientador, Olacio Dietzsch, quem me motivou e abriu todos os caminhos para que eu pudesse fazer minha pesquisa na sua plenitude.

Este trabalho teve a Co-Orientação das Dras. Marzia Rozati da Universidade Estadual de Iowa - E.U.A. - e Marcia Takagui do Laboratório de Instrumentação e Partículas (LIP) da USP. As idéias, correções e direcionamento que elas me proporcionaram em reuniões semanais ou até em altas horas da noite em trocas de e-mails e conferências virtuais foram fundamentais para que este trabalho fosse realizado.

Foi de elevadíssimo grau de importância a incansável ajuda de Marisilvia Donadelli, quem ajudou na difícil tarefa de traduzir e corrigir duas versões desta tese: escrita em Português e Inglês.

Durante meus estágios em *Brookhaven National Laboratory* na Colaboração PHENIX, foram fundamentais a ajuda e a amizade formada com a maioria dos colaboradores. Além da impagável experiência que obtive no convívio com um ambiente saudável para a pesquisa e alto nível de profissionalismo dos colaboradores, o contato com pessoas do mundo inteiro foi uma oportunidade que, imagino, seja privilégio de poucas pessoas.

Devo destacar a ajuda e amizade de Ed O'Brien, Achim Franz, Rob Pisani, Dave Morrison, Chris Pinkenburg, Martin Purschke, Takao Sakagushi, Kensuke Okada, Brant Johnson e muitos outros(as) que, por falta de espaço e total indelicadesa de minha parte, estou omitindo.

A análise de dados foi toda baseada nas discussões e reuniões ocorridas nos grupos de trabalho de di-elétrons e *Heavy Flavor* do PHENIX. Foi imprescindível a dedicação quase que exclusiva de pessoas como Taku Gunji, Xie Wei, Yasuyuki Akiba, Sasha Lebedev, Hugo Pereira, Raphael Cassagnac, Alan Dion, Sasha Milov, Ralf Averbeck, Thom Hemmick, Tony Frawley, Bill Zajc, Dmitri Kotchetkov e Xinhua Li. Todos, de alguma forma, deram pelo menos uma idéia neste trabalho.

Não poderia deixar de agradecer o pessoal do LIP com quem convivi por tantos anos. Marco Leite, Ricardo Menegasso, Marcel Kuriama, Edineusa Almeida, Bruno

Lenzi e Karin Fornazier proporcionaram um ambiente agradável e uma amizade que, espero, perdurará por muitos anos.

Resumo

Medidas de mésons vetoriais pesados, em particular quarkonia, se mostram como um bom teste para tratamentos em QCD perturbativo, devido ao grande momento transferido exigido para a sua produção. Porém, por causa de evidências sobre interações de baixo Q^2 que ocorrem no processo de neutralização de cor, exige-se que aproximações empíricas sejam feitas para a obtenção das seções de choque. Por outro lado, devido à sua formação nos estágios iniciais da colisão e sua forte energia de ligação, quarkonia é uma excelente sonda do meio formado, adicionando a isso a sua sensibilidade à formação do plasma de quarks e glúons. Neste trabalho são reportadas medidas realizadas no detector PHENIX do RHIC sobre J/ψ em colisões $p+p$ e $Au + Au$ a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV na região de rapidez central e ψ' em colisões $p+p$ nas mesmas condições. As medidas incluem a dependência com o momento transversal da produção de charmônio e o fator de modificação nuclear de J/ψ s para vários regimes de centralidade de colisão. Por fim, os resultados são estudados pela comparação com outras regiões de rapidez, energias de colisão e modelos teóricos. Mostra-se que a supressão proporcionada pela matéria nuclear fria não descreve os resultados obtidos, portanto, novas medidas são propostas para se entender os dados que emergem dos resultados aqui apresentados.

Abstract ¹

Measurements of heavy vector mesons, in particular quarkonia, have been used as a good test for perturbative QCD due to the large momentum transferred required for their production. However, evidences of low Q^2 process of color neutralization can only be described by empirical approximations in the cross section calculations. Their formation occurring in the initial stages of the collision and their tight binding make quarkonia as a good probe for the medium formed, including their sensibility for the quark gluon plasma formation. In this work measurements done by the PHENIX detector at RHIC are reported, about J/ψ in $p+p$ and Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV in the mid-rapidity range and ψ' in $p+p$ collisions in the same conditions. The measurements include the transverse momentum dependence of charmonium production and J/ψ nuclear modification factor. The results are studied by comparisons to that at other rapidity ranges, collision energies and theoretical model predictions. The suppression caused by cold nuclear matter cannot describe the results here obtained, hence, new measurements are proposed in order to understand the data emerged from the results here presented.

¹English version of this thesis available in

Índice

1	Introdução	1
2	Considerações Teóricas	5
2.1	Variáveis Cinemáticas.	7
2.1.1	Cálculos de Seção de Choque Experimental.	9
2.2	Cromo-dinâmica Quântica (<i>Quantum Chromodynamics</i> -QCD).	9
2.3	Aspectos Geométricos em Colisões Nucleares	12
2.4	Colisões de Altas Energias no RHIC.	14
2.4.1	<i>Color Glass Condensate</i> - CGC.	15
2.4.2	Plasma de Quarks Glúons - QGP.	16
2.4.3	Hadronização.	20
2.5	Charmônio como Sonda do QGP.	21
2.6	Produção de Charmônio.	22
2.6.1	Cálculo de Quarkônio em QCD Não Relativística - NRQCD.	22
2.6.2	Modelo de Evaporação de Cor - CEM.	27
2.6.3	pQCD com Fusão de 3 Glúons.	28
2.7	Charmônio na Matéria Hadrônica.	29
2.7.1	Absorção nos Núcleons Espectadores.	29
2.7.2	Modificação da Distribuição de Pártons no Núcleo.	32
2.7.3	Saturação de Glúons.	33
2.7.4	<i>Comovers</i>	34
2.8	Charmônio na Matéria Colorida.	36
2.8.1	Cálculo da Blindagem da Carga de Cor a partir da Rede QCD de Temperatura Finita	37
2.8.2	Recombinação de Charmônio.	41

3	Aparato do PHENIX e Reconstrução de Eventos	43
3.1	Colisor RHIC (<i>Relativistic Heavy Ion Collider</i>).	44
3.2	Geometria do PHENIX.	45
3.3	Centralidade de Colisão e Número de Núcleons Participantes.	47
3.4	Reconhecimento de Trajetória de Partículas.	48
3.5	Medida de Momento da Partícula.	49
3.6	Detectores Usados na Identificação de Elétrons.	50
3.6.1	Detector de Anel de Cherenkov - RICH.	50
3.6.2	Calorímetro Eletromagnético (<i>Electromagnetic Calorimeter - EmCal</i>).	51
3.7	Sistema de Aquisição de Dados (<i>Data Acquisition - DAQ</i>)	52
3.8	Seleção Rápida de Eventos (<i>Local Level 1 Trigger - LL1</i>).	55
3.8.1	<i>Trigger</i> de Atividade Mínima - <i>Minimum Bias - MB</i>	56
3.8.2	<i>Trigger</i> de Elétrons (ERT_E).	56
4	Identificação de Elétrons	59
4.1	Parâmetros Utilizados para a Seleção de Elétrons.	60
4.1.1	Parâmetros do RICH.	60
4.1.2	Parâmetros do EmCal.	61
4.1.3	Associações com Canais de <i>Trigger</i> Sensibilizados.	63
4.2	Fontes de Contaminação na Amostra de Elétrons.	63
4.3	Conjunto de Dados e Verificação da Qualidade.	66
4.3.1	Condições do Feixe.	67
4.3.2	Estabilidade do Campo Magnético.	68
4.3.3	Estabilidade dos Parâmetros para eID.	69
4.3.4	Aceitância - Flutuação de Eficiência	70
4.4	Calibração dos Parâmetros de eID.	73
4.4.1	Momento	74
4.4.2	Alinhamento do Espelho do RICH	75
4.4.3	Associação com Aglomerados de Energia no EmCal.	76
4.4.4	Razão Energia/ Momento (<i>dep</i>)	78
4.5	Optimização da Seleção de Elétrons.	78
5	Estimativa de Aceitância e de Eficiência	85
5.1	Elétrons de Conversão.	86

5.2	Simulação de Monte Carlo do PHENIX: PISA.	89
5.2.1	Simulador de Partículas.	90
5.2.2	Simulação de Eventos no PISA.	92
5.2.3	Implementação de Áreas Mortas.	93
5.2.4	Erro na Estimativa da Aceitância.	98
5.2.5	Calibração do Simulador.	101
5.3	Eficiência e Aceitância Finais.	105
5.4	Estimativa da Resolução de Momento.	108
5.5	Dependência da Eficiência com a Multiplicidade das Partículas.	108
5.6	Eficiência de <i>Trigger</i>	110
6	Medida da Produção de Charmônio	115
6.1	Fundo Combinatorial.	116
6.1.1	Método de Mesmo Sinal.	117
6.1.2	Método da Mistura de Eventos.	120
6.2	Componentes do Sinal.	123
6.2.1	Sinal de Charmônio.	123
6.2.2	Espectro Contínuo.	128
6.3	Contagem Direta do Sinal.	131
6.4	Estudo do Intervalo de Massa.	132
6.5	Resultados da Contagem.	134
6.6	Correções Finais de Sinal.	136
6.6.1	Efeito da Limitada Resolução de Momento do Detector na Me- dida de p_T	136
6.6.2	Correção na histogramação de momento transverso.	137
6.7	Erros Sistemáticos.	139
6.8	Obtenção dos Resultados Finais.	140
6.8.1	Distribuição de p_T Invariante.	140
6.8.2	Produção Integrada e Fator de Modificação Nuclear.	143
6.8.3	Razão $\sigma(\psi')/\sigma(J/\psi)$	148
6.8.4	$\langle p_T^2 \rangle$	149
7	Interpretação dos Resultados	153
7.1	Verificação de Consistência.	154

7.1.1	$p+p$	154
7.1.2	Au + Au	156
7.2	Charmônio em Colisões $p+p$	157
7.2.1	J/ψ	157
7.2.2	ψ'	161
7.3	Charmônio em Colisões de Íons Pesados Relativísticos.	163
7.4	Conclusões Finais e Perspectivas.	174

Capítulo 1

Introdução

Mésons vetoriais são partículas com spin 1 e paridade ímpar. Exemplos dessas partículas são ϕ , ω , ρ , J/ψ , e Υ . Quarkonia são aqueles mésons formados por quarks pesados (charme e *bottom*) e são denominados charmônio (para mésons $c\bar{c}$) e botônio (para mésons $b\bar{b}$). A partir de dados espectroscópicos [1] que são descritos por potenciais simples [2], verifica-se que o par $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$ é altamente ligado e apresenta um raio pequeno quando comparado às dimensões de méson leves. Estas características, aliada à sua formação quase que instantânea no estágio inicial da colisão [3], tornam o quarkônio uma excelente sonda ¹ para estudos relacionados à formação de meios em vários estágios da colisão.

O tempo de vida do quarkônio é da ordem de 10^{-12} s [4]. Neste sentido, sua medida experimental sempre se baseia na reconstrução de produtos de decaimento. Os produtos de decaimentos leptônicos de quarkonia (elétrons e múons) são bastante explorados, já que eles não interagem fortemente com o meio formado após a colisão.

O complexo RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) [5] realiza colisões que vão desde $p+p$ até $Au + Au$ a energias de até $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV por núcleon. Resultados obtidos em colisões $Au + Au$ a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV mostram que a matéria formada se encontra em estágio partônico (quarks e glúons) desconfinado e de forte interação em um dos estágios da colisão [6].

A supressão da produção de quarkônio, devido a uma possível blindagem das forças de cor na matéria desconfinada, foi proposta como um sinal da formação do plasma de quarks e glúons (*Quark Gluon Plasma - QGP*) [7]. Esta blindagem, dita blindagem de Debye, ocorre quando a separação entre os quarks leves que formam o plasma é similar ou inferior ao raio de ligação do quarkônio. Nestas condições, o par $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$ é dissociado e seus componentes se acoplarão com quarks leves durante a hadronização, formando charmes ou bottoms abertos.

A produção de J/ψ em colisões de íons pesados foi medida pelos experimentos NA38 [8], NA50[9] e NA60[10], junto ao acelerador SPS do CERN, pela detecção de pares de múons provenientes do decaimento do J/ψ . Usando feixes de Pb de 158 GeV/c por núcleon no referencial do laboratório, uma supressão anômala para alvos de Pb em colisões centrais foi observada. Tal resultado não parecia ser consistente com modelos existentes usados para interpretar dados anteriores, sem o envolvimento de

¹Sonda aqui tem o sentido de uma partícula que é usada para estudar o ambiente através da medida de seu espalhamento.

um QGP [11].

Por outro lado, outros efeitos devem competir com a supressão como a modificação das distribuições partônicas em núcleos [12], a saturação de glúons [13], a absorção em núcleons espectadores [14] e hádrons produzidos na colisão [15] e a coalescência de charmes, que são abundantes nas colisões do RHIC, ocasionando o acréscimo da produção de charmônio [16].

Para que os diferentes efeitos sejam identificados, a medida de supressão de quarkônio deve ser realizada sob várias condições de centralidade, momento e intervalo de rapidez. Se faz necessário também uma referência para o cálculo de supressão através de medidas precisas da produção de quarkonia em colisões $p+p$ e $p+A$ (ou $d + Au$), bem como o entendimento dos processos que envolvem a formação do quarkônio.

Charmônio foi medido em dois grandes detectores do RHIC: PHENIX e STAR. O único a medir decaimentos de elétrons e múons foi o detector PHENIX (*Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment*). No PHENIX os múons são medidos nos braços de rapidez posterior $|y| > 1.2$. Os elétrons são medidos no intervalo de rapidez central $|y| < 0.35$. Somente J/ψ s (o estado fundamental do charmônio) foram observados no RHIC em colisões $d + Au$, $Au + Au$ e $Cu+Cu$. Entretanto, em colisões $p+p$, além de J/ψ s, os estados excitados ψ' e χ_c também foram observados.

O foco deste trabalho é na medida de decaimentos de J/ψ e ψ' em elétrons, na região de rapidez central em colisões $p+p$ e $Au + Au$ a energias $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Os efeitos do meio formado após a colisão nos J/ψ s produzidos são avaliados a partir da sua supressão em colisões $Au + Au$, comparados às produções esperadas a partir do que é observado em colisões $p+p$.

As bases teóricas são discutidas no Capítulo 2, incluindo as variáveis cinemáticas, uma breve introdução à Cromo-dinâmica Quântica, os aspectos de colisões com íons pesados relativísticos, a formação de charmônio, além de efeitos do meio.

O Capítulo 3 é dedicado à descrição do aparato experimental. A identificação de elétrons, garantia da qualidade dos dados e a otimização do sinal são descritos no Capítulo 4. As eficiências do detector são estudadas no Capítulo 5. A contagem do sinal, as correções finais e os erros sistemáticos são o assunto do Capítulo 6. Finalmente, no Capítulo 7 os resultados obtidos são conferidos e interpretados pela comparação com os mesmos obtidos em regiões de rapidez dianteira no mesmo aparato e em outros experimentos. Neste capítulo, modelos teóricos presentes na literatura, referentes

à produção e supressão de charmônio, serão comparados com os resultados experimentais.

Capítulo 2

Considerações Teóricas

O objetivo deste capítulo é chamar a atenção para a importância dos estudos de charmônio em colisões de íons pesados relativísticos, além de introduzir as bases teóricas utilizadas para se formular conclusões e questões sobre os resultados aqui apresentados.

Nas colisões do RHIC, os aspectos relativísticos dominam a cinemática das espécies que colidem. As colisões são inerentemente inelásticas, ou seja, a maior parte das partículas resultantes que fluem do ponto de colisão não são mais o(s) núcleon(s) original(ais), mas sim partículas produzidas durante a colisão devido à grande transferência de momento Q^2 em cada encontro binário. Aspectos cinemáticos, considerando o regime relativístico, a criação de partículas a partir dos constituintes do núcleon e o cálculo da seção de choque a partir de medidas experimentais são desenvolvidos na Seção 2.1.

Os espalhamentos ocorrem no nível partônico (quarks e glúons). A seção de choque para colisões parton-parton é descrita pela Cromo-dinâmica Quântica (*Quantum Chromodynamics* - QCD), já que interações fortes ocorrem neste caso. A Seção 2.2 aborda brevemente a QCD somente para uma introdução à base teórica seguida nas próximas seções.

Quando mais que dois núcleons estiverem envolvidos numa colisão, aspectos geométricos tais como regime de centralidade, parâmetro de impacto, número de núcleons participantes e número de colisões devem ser considerados. Estes parâmetros são levados em conta pelo modelo de Glauber que está descrito na Seção 2.3.

A matéria pode passar por vários estágios após sua formação. A evolução da matéria formada durante colisões núcleo-núcleo está descrita na Seção 2.4. Nesta seção são consideradas as possíveis formações de *Color Glass Condensate* (CGC) e do Plasma de Quarks e Glúons (*Quark Gluon Plasma* - QGP) em energias do RHIC.

Os estados de charmônio obtidos a partir de uma abordagem não relativística de simples potenciais de confinamento são descritos na Seção 2.5. A importância para sua medida em colisões de altas energias também será considerada. Um detalhado mecanismo de formação de charmônio, além de estimativas de seção de choque pontuais em colisões $p+p$ se encontram na Seção 2.6.

Na Seção 2.7, todos os efeitos esperados para o ambiente da matéria hadrônica na supressão de charmônio são considerados. Alguns destes efeitos já são conhecidos em experimentos de energia mais baixa, tais como modificações das distribuições

partônicas e absorção de charmônio nos estágios inicial e final. Alguns novos efeitos nucleares são sugeridos, em particular a saturação de glúons no *Color Glass Condensate*.

Na matéria desconfiada, como aquela encontrada no Plasma de Quark e Glúons, o charmônio pode ser suprimido pela blindagem da carga de cor de quarks leves ao redor de quarks pesados, transformando o estado ligado do charmônio em charmes abertos. Entretanto, ocorre um aumento considerável da contribuição de recombinações de charmônio devido à grande densidade de charmes abertos formados em eventos centrais. O comportamento do charmônio na matéria desconfiada é o assunto da Seção 2.8.

2.1 Variáveis Cinemáticas.

Uma introdução aos aspectos cinemáticos em colisões relativísticas pode ser encontrada em livros didáticos. Um ótimo exemplo é o trabalho de Wong [17]. Em análises de colisões onde o feixe atinge altos fatores de contração de Lorentz γ , como no RHIC, se faz necessário um tratamento dos aspectos relativísticos envolvidos, como nas transformações de variáveis. A direção Z é a do eixo de colisão. As partículas são produzidas com momento quadridimensional

$$p^\mu = (E, \vec{p}) = (E, \vec{p}_T, p_z) \quad (2.1)$$

$$|\vec{p}_T| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2},$$

onde p_T é o momento transverso. A soma relativística das velocidades ao longo do eixo Z é dada por

$$\beta = \frac{\beta_1 + \beta_2}{1 + \beta_1\beta_2} \quad (2.2)$$

que é similar à soma das tangentes hiperbólicas

$$\tanh(y_1 + y_2) = \frac{\tanh(y_1) + \tanh(y_2)}{1 + \tanh(y_1)\tanh(y_2)}, \quad (2.3)$$

tornando conveniente a introdução da variável "rapidez", que é invariante sob transformação de Lorentz

$$y = \tanh^{-1}\beta = \frac{1}{2} \log \frac{1 + \beta}{1 - \beta}. \quad (2.4)$$

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

$$y = \frac{1}{2} \log \frac{E + p_z}{E - p_z}. \quad (2.5)$$

Similarmente ao momento, podemos definir a massa transversa a partir da massa m da partícula

$$m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}, \quad (2.6)$$

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

$$pz = m_T \sinh(y) \quad (2.7)$$

$$E = m_T \cosh(y). \quad (2.8)$$

Quando o momento for muito maior do que a massa da partícula, $E \approx p$, é possível medir a rapidez, neste caso a pseudo-rapidez η , diretamente a partir do ângulo polar θ

$$y \approx \eta = \frac{1}{2} \log \frac{p + p_z}{p - p_z} = -\log \tan \frac{\theta}{2}. \quad (2.9)$$

Cada colisão núcleon-núcleon ocorre com uma energia $\sqrt{s_{NN}}$ no seu centro de massa. A colisão em seu todo é descrita como um conjunto de muitas colisões elementares entre pártons. Cada espalhamento envolve o párton 1 contendo uma fração x_1 do momento do núcleon ao qual pertence, e o párton 2 contendo uma fração x_2 do núcleon correspondente. O centro de massa destes dois pártons se move no referencial do centro de massa do sistema $p+p$ com rapidez

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_1}{x_2} \right),$$

Em colisões inelásticas, a energia gera outras partículas com massa m portadoras de momento transverso p_T , ou seja, $\hat{s} = m^2 + p_T^2 = m_T^2$. Por outro lado, em colisões elásticas, a energia apenas modifica o vetor momento dos pártons. As frações de momento estão relacionadas com a rapidez através de

$$x_1 = \frac{m_T}{\sqrt{s_{NN}}} e^y \quad x_2 = \frac{m_T}{\sqrt{s_{NN}}} e^{-y}. \quad (2.10)$$

A variável de Feynman x_F , amplamente utilizada, considera a velocidade da partícula produzida relativa ao centro de massa da colisão

$$x_F = x_1 - x_2 = \frac{2m_T \sinh(y)}{\sqrt{s_{NN}}}. \quad (2.11)$$

A partir de (2.7) x_F pode ser reescrito como

$$x_F = \frac{2p_z}{\sqrt{s_{NN}}}. \quad (2.12)$$

2.1.1 Cálculos de Seção de Choque Experimental.

Podemos usar a rapidez na expressão da seção de choque diferencial para a produção de partículas $d^3\sigma/dp_x dp_y dp_z$, que não é invariante sob transformação de Lorentz ao longo do eixo z

$$\begin{aligned} dp_z &= m_T \cosh(y) = E dy \\ E \frac{d^3\sigma}{d^3p} &= \frac{d^3\sigma}{dp_x dp_y dy}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Já que dy é invariante sob transformação de Lorentz, a seção de choque também será invariante. Podemos escrevê-la em termos do momento transverso

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{1}{p_T} \frac{d^3\sigma}{dp_T d\phi dy}, \quad (2.14)$$

onde ϕ é o ângulo azimutal. Se a seção de choque não depender de ϕ ela será integrada sobre o ângulo azimutal e escrita como

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma}{dp_T dy}. \quad (2.15)$$

Neste trabalho, a produção invariante de charmônio é apresentada como

$$\frac{B_{ee}}{2\pi p_T} \frac{d^2N}{dp_T dy}, \quad (2.16)$$

onde B_{ee} é a razão de ramificação do charmônio para decaimentos de di-elétrons e N é o número de partículas contadas. Esta forma de apresentação evita a propagação de incertezas das razões de ramificação e da determinação das seções de choque totais de $p+p$ e de $Au + Au$

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T dy} = B_{ee} \sigma \frac{d^2N}{dp_T dy}, \quad (2.17)$$

onde $\sigma_{pp} = 42 \pm 3 \text{ mb}$ [4] e $\sigma_{Au+Au} = (6847 \pm 542) \text{ mb}$ [18].

2.2 Cromo-dinâmica Quântica (*Quantum Chromodynamics* -QCD).

A Cromo-dinâmica Quântica (QCD) é a ferramenta teórica para qualquer estimativa de interação forte. Os seis quarks que compõem os hádrons podem ser encontrados em três diferentes cores

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi^{red}(x) \\ \psi^{green}(x) \\ \psi^{blue}(x) \end{pmatrix}. \quad (2.18)$$

A função de onda do quark é representada por matrizes unitárias complexas 3×3 SU(3). Se a cor for tratada de uma forma similar àquela que é dada à carga elétrica, o requisito de invariância local leva à Lagrangiana

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{QCD} &= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \sum_{\{q\}} \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m_q) \psi \\ D_\mu &= \partial_\mu - iT^a A_\mu^a \\ F_{\mu\nu}^a &= i[D_\mu, D_\nu] = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c\end{aligned}\quad (2.19)$$

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) $a \in \{1\dots 8\}$
- m_q é a massa do quark;
- g é a constante de acoplamento;
- f^{abc} é a constante de estrutura de SU(3) definida por $[T^a, T^b] = i f^{abc} T^c$.

O primeiro termo da Lagrangiana contém a dinâmica do campo (glúons), o segundo corresponde à energia cinética 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. Um tratamento perturbativo do campo feito por Gross, Wilczek e Politzer [20, 21] leva à conclusão de que a constante de acoplamento $\alpha_s \equiv g^2/4\pi$ relativo à transferência de momento Q_0 é

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{1 + \frac{11N_c - 2N_f}{12\pi} \alpha_s(Q_0^2) \ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)}, \quad (2.20)$$

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 $Q^2 \sim 1/r^2 >$

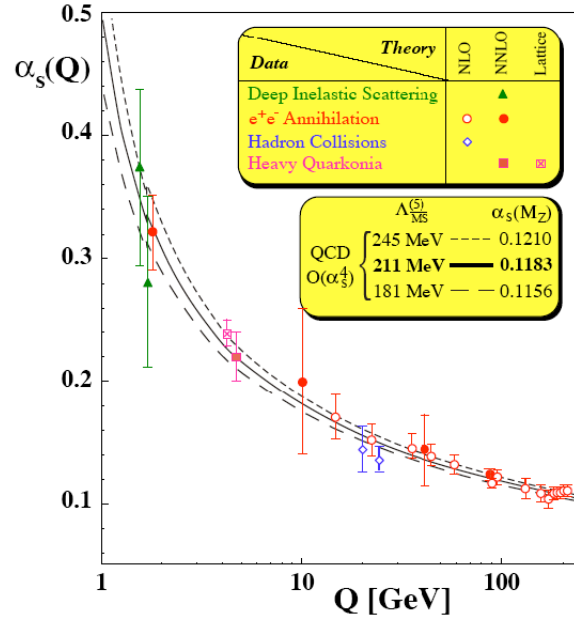


Figura 2.1: Dependência da constante de acoplamento α_s com a transferência de momento Q^2 [19].

Q_0^2 , a interação é mais fraca e cresce com o aumento da distância (Fig. 2.1). Esta é a propriedade 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,

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\frac{11N_c - 2N_f}{12\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}}\right)}. \quad (2.21)$$

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

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*) [22] e a teoria de campo efetivo (*Effective Field Theory* - EFT).

Na rede QCD, a formulação é desenvolvida num espaço discreto $N_\sigma^3 \times N_\tau$, com espaçamento de grade a e um corte inferior de momento da ordem de $1/a$ da função

de partição Z , como função do volume $V = (N_\sigma a)^3$ e da temperatura $T^{-1} = N_\tau a$ [22]

$$\begin{aligned} Z(V, T) &= \int dA_\nu d\bar{\psi} d\psi e^{-S_E(V, T)} \\ S_E(V, T) &= \int_0^{1/T} dx_4 \int_V d^3x \mathcal{L}_{QCD}. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Esta técnica demanda grandes recursos computacionais, mas tem produzido resultados a partir de primeiros princípios que descrevem o confinamento, a fase de transição da QCD (Fig. 2.6) e a equação de estado do plasma de quarks e glúons.

Teorias de campo efetivas (EFT) são a adaptação da expressão do campo à escala de energia da interação. A Lagrangiana da QCD é escrita de forma adequada ao sistema. Um exemplo muito usado de EFT é o cálculo da produção de quarkônio é pela QCD não relativística (*Non-Relativistic QCD* (NRQCD) [1, 23, 24, 25] que explora a baixa velocidade dos mesmos. Esta técnica é usada na Seção 2.6.1 para avaliação da produção de charmônio.

2.3 Aspectos Geométricos em Colisões Nucleares

Em colisões que envolvem muitos núcleons é essencial que se conheça o regime de colisão expresso através da centralidade, do parâmetro de impacto, do número de núcleons participantes, do número de colisões núcleon-núcleon (NN), etc.

O modelo de Glauber [26, 27] é a ferramenta matemática comumente usada para conversão entre os diferentes parâmetros geométricos da colisão.

O modelo assume que os núcleons sempre se propagam em linha reta. Existem N_p núcleons que sofrem colisões inelásticas com seção de choque constante σ_{NN} .¹

A Figura 2.2 mostra como as variáveis e a geometria envolvidas no modelo de Glauber são utilizadas. Para uma dada distribuição de densidade nuclear de Woods-Saxon, a função de espessura é assim definida

$$T_A(\vec{s}) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_A(\vec{s}, z) dz. \quad (2.23)$$

Ela se refere à densidade integrada do núcleon ao longo do caminho distante em \vec{s} do eixo Z . A probabilidade de um núcleon, no núcleo com número de massa B que se

¹De fato, estas hipóteses não são sempre satisfeitas em condições reais. Os núcleons podem ter espalhamentos múltiplos durante sua passagem. Além disso, bárions podem sofrer transições para estados excitados durante a colisão e portanto, mudarem a magnitude da seção de choque. Simulações de Monte Carlo são comumente usadas para se levar em conta estes desvios na colisão de Glauber dita ideal.

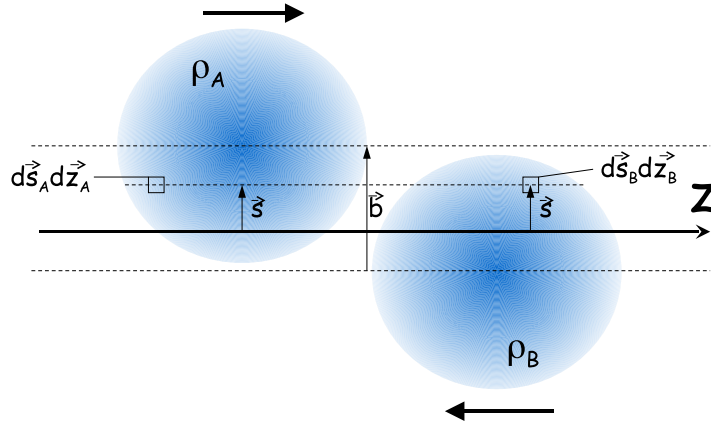


Figura 2.2: Geometria da colisão usada no modelo de Glauber.

move na direção Z , **não** interagir quando atravessa o núcleo com número de massa A é dada por

$$P_A(\vec{s}) = \left[1 - \frac{\sigma_{NN} T_A(\vec{s})}{A} \right]^A, \quad (2.24)$$

onde σ_{NN} é a seção de choque inelástica núcleon-núcleon. A partir desta probabilidade, o número de núcleons participantes numa colisão de dois núcleos A e B com parâmetro de impacto \vec{b} é

$$N_p(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\vec{s} T_B\left(\vec{s} - \frac{1}{2}\vec{b}\right) [1 - P_A(\vec{s})] + T_A\left(\vec{s} + \frac{1}{2}\vec{b}\right) [1 - P_B(\vec{s})]. \quad (2.25)$$

A superposição entre núcleos é determinada por

$$T_{AB}(\vec{b}) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} d\vec{s} T_A\left(\vec{s} + \frac{1}{2}\vec{b}\right) T_B\left(\vec{s} - \frac{1}{2}\vec{b}\right). \quad (2.26)$$

O número médio de colisões pode ser inferido a partir da seção de choque inelástica núcleon-núcleon σ_{NN}

$$N_{coll}(\vec{b}) = \sigma_{NN} T_{AB}(\vec{b}). \quad (2.27)$$

A função de espessura T_{AB} pode ser usada para prever o comportamento de um espalhamento duro em colisões núcleo-núcleo na ausência de efeitos de modificação nuclear. Para um espalhamento duro específico i , a seção de choque medida em colisões $p+p$ é σ_{NN}^i . A seção de choque σ_{AB}^i esperada em colisões de um núcleo A e B com parâmetro de impacto \vec{b} é chamada de escala binária (*binary scaling*)

$$\frac{d\sigma_{AB}^i}{d^2\vec{b}} = \sigma_{NN}^i T_{AB}(\vec{b}). \quad (2.28)$$

Aplicando (2.27) em (2.28)

$$\frac{d\sigma_{AB}^i}{d^2\vec{b}} = \frac{\sigma_{NN}^i}{\sigma_{NN}} N_{coll}(\vec{b}). \quad (2.29)$$

Os efeitos do meio nuclear sobre o espalhamento duro são usualmente avaliados através do fator de modificação nuclear

$$R_{AB} = \frac{\sigma_{AB}^i}{N_{coll}\sigma_{NN}^i}, \quad (2.30)$$

onde σ_{AB}^i é a seção de choque medida em colisões AB.

2.4 Colisões de Altas Energias no RHIC.

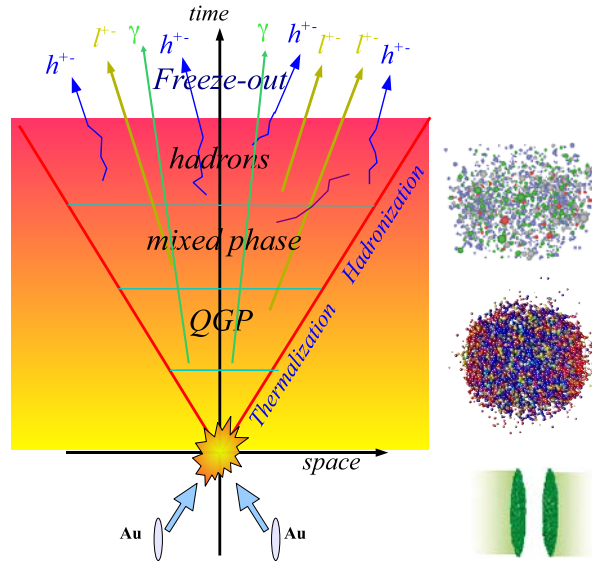


Figura 2.3: Evolução temporal de uma colisão Au + Au no RHIC e interação de hádrons (h^\pm), léptons (l^\pm) e γ s com a matéria formada.

Colisões de íons pesados relativísticos constituem uma maneira controlada de se investigar experimentalmente regimes de acoplamentos fracos de interações fortes. Assumindo que o núcleo se mova com $c \rightarrow 1$, o tempo de cruzamento durante uma colisão central é $\tau_0 = 2R/\gamma$, onde R é o raio do núcleo. Para uma avaliação numérica nas colisões no RHIC a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, $R_{Au} = 6.38$ fm e $\gamma = 106$, de tal forma que $\tau_0 = 0.13$ fm/ c . A densidade de energia ε da matéria formada, ou seja, das partículas produzidas, pode ser derivada a partir da energia transversa

$$\varepsilon(\tau_{Form}) = \frac{1}{\tau_{Form}\pi R^2} \frac{dE_T(\tau_{Form})}{dy} \quad (2.31)$$

onde τ_{Form} é o tempo de formação das partículas detectadas. A Equação (2.31) é conhecida como densidade de energia de Bjorken [28] e é independente da forma de dE_T/dy se $\tau_{Form} \gg 2R/\gamma = \tau_0$.

O tempo de formação pode ser derivado a partir do princípio da incerteza. Assumindo que as partículas são somente produzidas com movimento transversal (com energia média = $\langle m_T \rangle$), a formação somente ocorre após um tempo mínimo de $\tau = \hbar/m_T$. A massa transversal média medida no PHENIX é aproximadamente 0.57 GeV [6], tornando o tempo de formação $\tau_{Form} \simeq 0.35 \text{ fm}/c$. A energia transversal máxima observada nos eventos mais centrais é $dE/dy|_{y=0} = 600 \text{ GeV}^2$. Aplicando estes valores em (2.31) leva-se à conclusão de que a densidade de energia no tempo de formação é de aproximadamente $15 \text{ GeV}/\text{fm}^3$.

A evolução espaço-tempo de tal colisão está esquematizada na Figura 2.3. Nesta seção detalhamos os estágios mais relevantes nas colisões de íons pesados relativísticos no RHIC.

2.4.1 Color Glass Condensate - CGC.

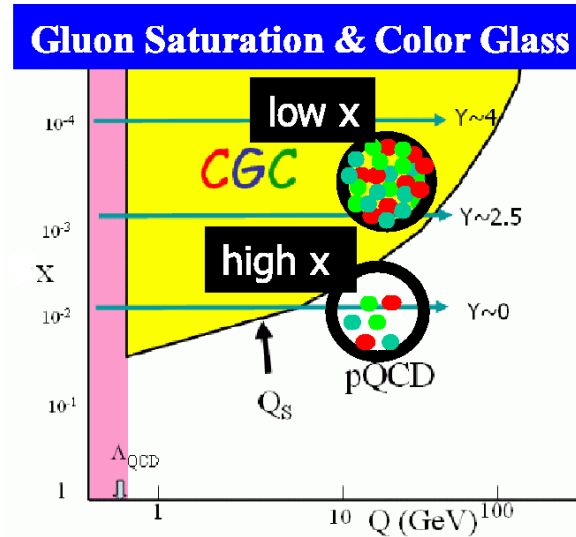


Figura 2.4: Fase de formação do Color Glass Condensate.

Processos de espalhamento inelástico duro (*Deep Inelastic Scattering - DIS*), $e + p \rightarrow e + X$, estudados por muitos experimentos, revelam um rápido aumento na densidade

²Após τ_{Form} , as partículas formadas começam a termalizar e a transferir parte de sua energia transversal para a componente longitudinal. Assim, a energia transversal no tempo de formação deve ser maior que aquela medida experimentalmente.

de glúons com o aumento da transferência de momento Q^2 , veja por exemplo o artigo de Breitweg[29]. De acordo com esses mesmos resultados, o número de quarks e anti-quarks não aumenta tão rapidamente se comparado ao de glúons. A distribuição de glúons $x_g(x, Q^2)$ se concentra num plano nuclear transversal, πR^2 , já que o núcleo está altamente contraído pelo fator de Lorentz no eixo Z . Quando uma sonda interage com os pártons com seção de choque $\sigma \sim \alpha_s/Q^2$, a distribuição de glúons é vista pela sonda como [30]

$$\sigma \rho_g = \frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2} \frac{x_g(x, Q^2)}{\pi R^2}, \quad (2.32)$$

onde ρ_g é a densidade de glúons. Se $\sigma \rho_g > 1$, os glúons não poderão ser distinguidos entre si e o limite clássico da QCD é alcançado com a formação de um *Color Glass Condensate* (CGC)[31]. Tal formação é favorecida no regime de baixas frações de momento x , como se observa na representação esquemática na Figura 2.4. A saturação ocorrerá quando a transferência de momento for

$$Q_s^2 = \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi R^2} x_g(x, Q^2). \quad (2.33)$$

Nesta etapa, a máxima densidade de glúons no espaço de fase é alcançada e intensos campos $F_{\mu\nu}$ da QCD se formam devido à fraca intensidade constante de acoplamento α_s . Nesse caso a saturação de glúons com momento abaixo de Q_s limita a formação de hádrons. De fato, a multiplicidade de partículas carregadas por núcleon participante, vista nos dados do PHENIX [6] provenientes de diferentes energias de colisão, traz esta situação à tona (Fig. 2.5). Dois modelos são confrontados com os dados: saturação de glúon no sistema inicial (CGC) e sistema final (modificações nas distrições partônicas).

2.4.2 Plasma de Quarks Glúons - QGP.

A idéia de confinamento pressuposta pela QCD explica o fato de somente mésons e bárions serem observados na natureza. Shuryak em 1980 [35] propôs a possibilidade de se explorar uma nova fase da matéria denominada Plasma de Quarks e Glúons (*Quark-Gluon Plasma* - QGP). Cálculos de QCD na rede recentes predizem uma transição de fase para um plasma de quarks e glúons a uma temperatura $T_c = (173 \pm 15)$ MeV, correspondendo a uma densidade de energia de aproximadamente $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ (Fig. 2.6).

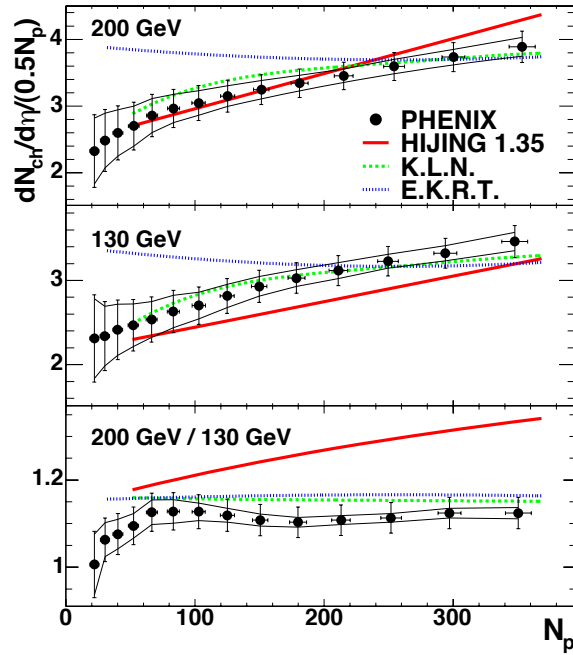


Figura 2.5: Multiplicidade de partículas por par de núcleons participantes para $\sqrt{s_{NN}}=130$ GeV e 200 GeV em colisões Au + Au medidas no PHENIX. “HIJING” [32] é um modelo baseado na pQCD, “KLN” sugere a saturação de glúon nos estágios iniciais da colisão [27, 33] e “EKRT” caracteriza a saturação nos estágios finais [12, 34]. Gráfico obtido de [6].

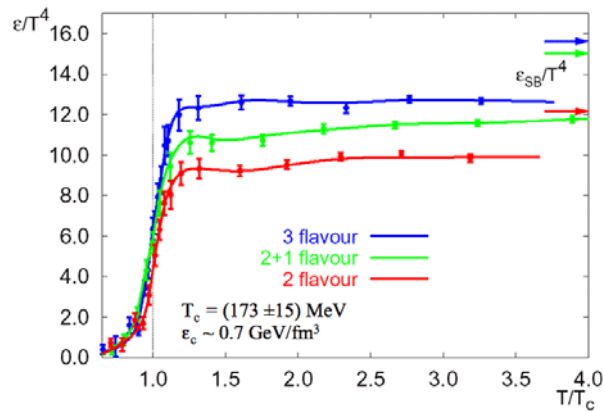


Figura 2.6: Densidade de energia na QCD para dois e três sabores de quarks a partir de cálculos de QCD na rede [36] e o limite Stefan-Boltzmann ϵ_{SB} correspondente.

Se os pártons que formam a matéria quando $T > T_C$ não interagirem, se não apresentarem massa e se não apresentam número bariônico líquido, a pressão é descrita por

Wong como [37]

$$P = g \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (2.34)$$

$$g = \left[2N_g + \frac{7}{8} (2N_c N_s N_f) \right] = \begin{cases} 37 & \text{se } N_f = 2 \\ 47.5 & \text{se } N_f = 3 \end{cases}$$

onde $N_g = 8$ glúons com 2 polarizações, $N_c = 3$ cores, $N_s = 2$ spins e $N_f = 2$ ou 3 sabores. A densidade de energia de Stefan-Boltzmann ϵ_{SB} é numericamente igual a três vezes a pressão. Na Figura 2.6 ϵ_{SB} é apontada para três condições de números de sabores. A diferença encontrada entre as previsões da rede QCD e de Stefan-Boltzmann revelam uma estrutura da matéria formada mais complexa que um simples gás de quarks e glúons não interagente.

Por outro lado, quando a densidade bariônica é suficientemente alta para ocupância momentos maiores, a pressão interior dos hádrons irá crescer até atingir seu limite, *bag pressure*, quando então os pártons são liberados mesmo se $T = 0$. O estado com número bariônico líquido alto, também denominado estado de supercondutividade de cor (*color superconductivity* - CSC), é relevante em estrelas de nêutrons [37].

Cálculos quantitativos da QCD na rede [38, 39] concluem que mésons formados por quarks pesados sobrevivem quando a temperatura se encontra acima do limite crítico T_c .

De fato, o potencial entre pártons é [6]

$$V_{qq}(r) \sim \frac{\alpha_s(Q^2)}{r} \sim \frac{\alpha_0/\log(Q^2/\Lambda_{QCD})}{r} \sim \frac{\alpha_0/\log(1/\Lambda r)}{r} \quad (2.35)$$

e a força entre eles é

$$F_{qq}(r) = \frac{\partial}{\partial r} V_{qq}(r) \sim \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\alpha_0/\log(1/\Lambda r)}{r} \right] \quad (2.36)$$

ou seja, a força aumenta com $1/r^2$. A interação entre pártons, mesmo com α_s pequena, não pode ser desconsiderada na matéria desconfiada.

As primeiras indicações de um QGP altamente acoplado foram as observações de dissipação de jatos, além da forte supressão de hádrons observadas [6] (Fig. 2.7). Outras características da matéria formada surgiram com o incremento da quantidade de dados.

Na Figura 2.8, a segunda componente de Fourier de anisotropia azimutal v_2 de hádrons no RHIC [42], acompanha a "energia cinética transversa" $kE_T \equiv m_T - m$ até 1

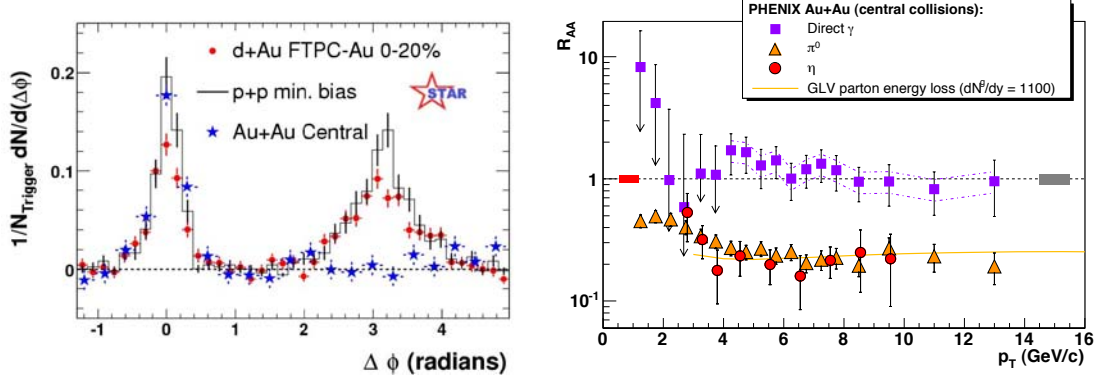


Figura 2.7: Esquerda: Correlações de ângulo azimutal entre hádrons de alto momento que mostram evidência de dissipação de jatos de sentidos opostos em colisões centrais Au+Au, relativas a colisões $p+p$ e $d + Au$ [40]. Direita: Fator de modificação nuclear R_{AA} de γ s, π^0 s e η s e curvas teóricas de pQCD+dissipação de jato versus momento transversal [41].

GeV. Este resultado é esperado no caso da expansão hidrodinâmica de um fluido termalizado. Acima de 1 GeV, as curvas formadas por v_2 e kE_T divididas pelo número de quarks do hádron coincidem no formato. Esta observação revela que a matéria formada no RHIC é explicada no nível partônico. Vale a pena notar que até mesmo dados de anisotropia azimutal de elétrons não-fotônicos revelam fluxo de quarks pesados [43]. Esta é uma indicação incisiva de forte acoplamento e de termalização partônica da matéria formada.

Anisotropias azimutais, quando comparadas a cálculos hidrodinâmicos [44, 45, 46, 47, 48], sugerem a formação de um fluido quase perfeito, onde a razão entre a viscosidade e a entropia se aproxima do valor mínimo de $1/4\pi$ [49].

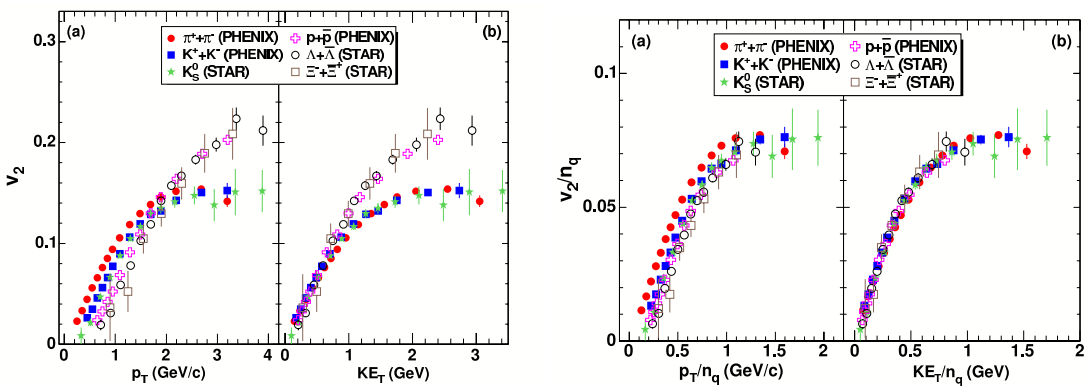


Figura 2.8: Dependência de v_2 com p_T e com a energia transversal quando se considera (esquerda) hádrons simples e (esquerda) partículas formadas por quarks n_q [42].

Um dos calibres para o grau de interação no meio formado é o coeficiente de transporte \hat{q} , que é a média do quadrado do momento transferido por partícula por unidade de comprimento neste meio. Cálculos pQCD [50] baseados em hádrons leves [51, 52, 53, 54], além da supressão de quarks pesados [43], estimam que $\hat{q} = 14 \text{ GeV}^2 / \text{fm}$ a $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$.

2.4.3 Hadronização.

A hadronização é caracterizada pela restauração do confinamento do párton. O processo é claramente não perturbativo e é usualmente descrito fenomenologicamente ou por observações empíricas através de funções de fragmentação [55], como

$$D_c^h(z) = \frac{N}{z(1 - (1/z) - \epsilon_Q/(1 - z))^2} \quad (2.37)$$

que é a probabilidade para um hádron h conter uma fração $z = p^h/p^c$ de momento do párton c .

A produção de hádrons apresenta diferentes comportamentos de acordo com o seu intervalo de momento transversal. O espalhamento duro de pártons, seguido por fragmentação de jatos de sentidos opostos, é a principal fonte de partículas com $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ em rapidez central ($y \sim 0$).

Por outro lado, o mecanismo de formação de hádrons de baixo momento ainda não está claro. Neste regime, acontecem efeitos coerentes e a fatorização não é mais válida. Seguindo esta abordagem, a física para baixos momentos é usualmente descrita por modelos hidrodinâmicos. Um aumento da produção bariônica é observada em valores intermediários de p_T ($2 \lesssim p_T \lesssim 5 \text{ GeV}/c$) nos dados do RHIC. Esta descoberta sugeriu que a recombinação de hádrons desempenha algum papel durante a fase de resfriamento da matéria [6].

2.5 Charmônio como Sonda do QGP.

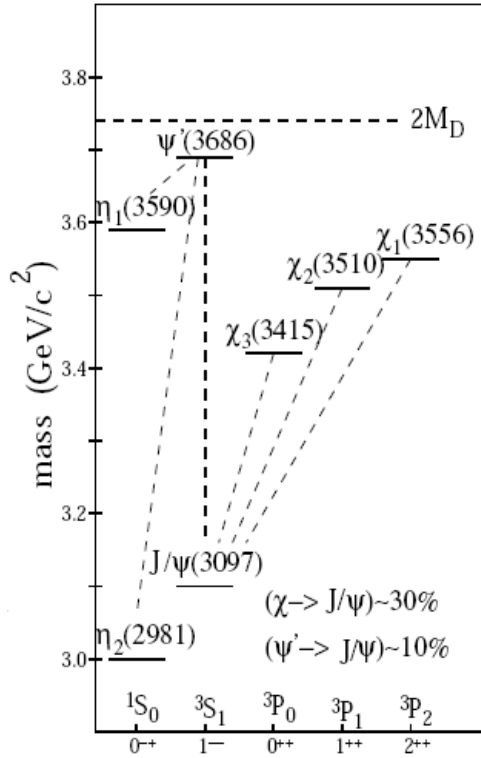


Figura 2.9: Estados do charmônio.

O potencial de ligação do charmônio é usualmente descrito por uma abordagem fenomenológica, constituída de um termo do tipo coulombiano mais um termo de tensão que leva em conta os campos da QCD. Por causa do alto valor de massa do charme ($m_c \simeq 1.2-1.5 \text{ GeV}/c^2$), o estado ligado pode ser tratado de forma não relativística, um exemplo é o "potencial de Cornell"[2]

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r}, \quad (2.38)$$

onde r é a separação entre ambos os quarks tipo charme do par, $\sigma \simeq 0.18 \text{ GeV}^2$ é a tensão QCD e $\alpha \simeq \pi/12$ é a constante do termo Coulombiano. A

equação de Schrödinger é representada por

$$\left\{ 2m_c - \frac{1}{m_c} \nabla^2 + V(r) \right\} \Phi_i(r) = M_i \Phi_i(r), \quad (2.39)$$

onde M_i é a massa do estado ligado Φ_i . A solução de (2.39) fornece a lista de estados do charmônio na Tabela 2.1. Cada estado de charmônio i apresenta energia de ligação $\Delta E = 2m_D - M_i$ - onde m_D é a massa do charme aberto - e raio

$$r_0 = \langle r_i \rangle = \frac{\int d^3r r |\Phi_i(r)|^2}{\int d^3r |\Phi_i(r)|^2}. \quad (2.40)$$

A diferença entre a massa calculada e os resultados experimentais no *Particle Data Group* [4] aparecem como ΔM e é sempre menor que 1%. Os resultados experimentais para a espectroscopia de charmônio estão no gráfico da Figura 2.9. Por causa da grande massa, a formação de charmônio demanda altas transferências de momento Q^2 que podem apenas ocorrer nos primeiros instantes. Assim, o charmônio "atravessa" todos os estágios posteriores da colisão. Pode-se notar que a energia de ligação para o J/ψ é muito elevada se comparada com Λ_{QCD} , e que o seu tamanho é pequeno quando comparado ao de hádrons ($\simeq 2 \text{ fm}$) tornando improvável sua dissociação na matéria hadrônica. Este cenário se modifica se um QGP é formado. A alta densidade de energia dos glúons pode quebrar a ligação do charmônio. Além disto, a blindagem

Tabela 2.1: Estados de charmônio em $T = 0$ provenientes da teoria de potencial não relativístico (2.38) [2].

estado	J/ψ	χ_c	ψ'
massa (GeV)	3.10	3.53	3.68
ΔE (GeV)	0.64	0.20	0.05
ΔM (GeV)	0.02	-0.03	0.03
r_0 (fm)	0.50	0.72	0.90

da carga de cor dos quarks leves em torno do par $c\bar{c}$ torna improvável a existência de um estado ligado [7]. Para $T \sim T_c$, ψ' e χ_c se dissolverão (Fig. 2.25). Para temperaturas mais elevadas, o J/ψ é quem passa a ser dissolvido. Isto configura a supressão de estados de charmônio como um bom termômetro para o QGP.

Outros mecanismos de aumento e de supressão de charmônio podem competir com a blindagem da carga de cor e com a dissociação por glúons, tais como modificações na distribuição inicial dos glúons, absorção em hádrons e recombinação de charmônio. Nas próximas seções, além da produção de charmônio, todos esses efeitos de supressões e aumentos no meio serão revistos.

2.6 Produção de Charmônio.

Na Figura 2.1 as previsões de segunda ordem (*Next-to-Leading Order* - NLO) e de QCD na rede na produção de quarks pesados mostram que $\alpha_s \sim 0.23$. Entretanto, existem efeitos não perturbativos na dinâmica de formação do estado ligado.

A componente não perturbativa é tratada pelas fatorizações: NRQCD e modelo de evaporação de cor. Um tratamento perturbativo completo é feito com três glúons incidentes.

2.6.1 Cálculo de Quarkônio em QCD Não Relativística - NRQCD.

Um formalismo adequado para se manipular o processo de formação do quarkônio como um todo é a fatorização em termos de pequenas/grandes distâncias através da utilização da teoria de campo efetiva NRQCD [1, 23, 24]. O método tira proveito da baixa velocidade típica do quarkônio no referencial do centro de massa ($v^2 \approx 0.3c$ para

o charmônio). A Lagrangiana NRQCD é escrita como

$$\mathcal{L}_{NRQCD} = \mathcal{L}_{light} + \mathcal{L}_{heavy} + \delta\mathcal{L}. \quad (2.41)$$

O primeiro termo corresponde aos campos do glúon e do quark leve, como descrito em (2.19). O segundo termo contém os espinors de Pauli para a criação e o aniquilamento de quarks pesados. As correções relativísticas para o processo estão expressas no último termo $\delta\mathcal{L}$.

A seção de choque inclusiva para a produção direta do estado ligado do quarkônio ($H = J/\psi, \psi', \chi_c, \Upsilon, \dots$) pode ser escrita pela fórmula fatorizada [1, 23, 24]

$$\sigma(A + B \rightarrow H + X) = \sum_n \frac{C_n}{m_Q^{d_n-4}} \langle \mathcal{O}_n^H \rangle \quad (2.42)$$

onde C_n são os coeficientes da série $\alpha_s^2 n(m_q)$ obtidos através dos diagramas de Feynman. O termo NRQCD $\langle \mathcal{O}_n^H \rangle$ é a componente não perturbativa escrita para os estados de singleto de cor ($n = 1$) e octeto de cor ($n = 8$), em termos de operadores fundamentais como função do estado de momento angular do par $c\bar{c}$ $\mathcal{O}_n(^{2S+1}L_J)$. Estes termos são parametrizados empiricamente [25, 56].

A evolução da produção de charmônio de ordem superior aparece na Figura 2.10. O primeiro estágio corresponde à interação párton-pártion que forma o par $c\bar{c}$. No regime de colisão de altas energias, regiões cada vez mais baixas de x são atingidas. Nestas regiões a distribuição de pártions é dominada por glúons, portanto o processo mais provável para a formação do charmônio é a fusão de glúons, embora o aniquilamento quark-antiquark também desempenha algum papel. Pelo princípio da incerteza e adotando a massa do charme de 1.25 GeV, o tempo de formação do par $c\bar{c}$ no referencial de repouso é

$$\tau_c \simeq \frac{\hbar}{m_T} \simeq \frac{\hbar}{2m_c} \simeq 0.07 fm/c. \quad (2.43)$$

Neste estágio da formação, há duas hipóteses para os estados de charmônio:

Modelo de singleto de cor : [57, 58]: estados $c\bar{c}$ já contêm os números quânticos do charmônio ressonante, assim se o momento no referencial de repouso do $c\bar{c}$ é pequeno se comparado a m_c o par está ligado;

Modelo de octeto de cor : considera o acoplamento do glúon no par formando um octeto de cor $(c\bar{c} - g)_8$.

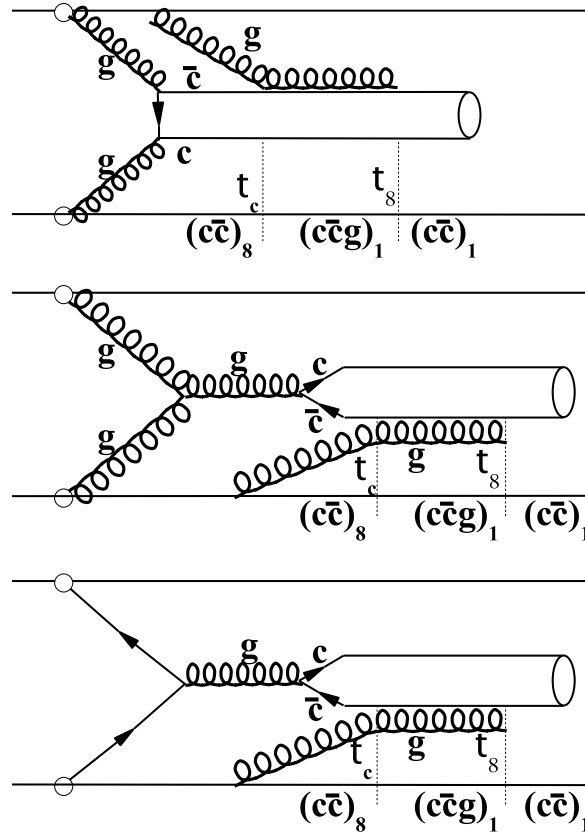


Figura 2.10: Evolução da produção de charmônio através da fusão de glúons e do aniquilamento quark-antiquark.

A seção de choque baseada no domínio do singlete de cor como resultado da fusão do párton subestima os resultados experimentais de um fator de 10 [59, 60, 61, 62] (Fig.2.12).

O segundo estágio da evolução de charmônio representa o estado pré-ressonante, quando o octeto de cor $(c\bar{c} - g)_8$ gasta um tempo $\tau_8 \simeq \hbar/\sqrt{2m_c\Lambda_{QCD}} = 0.25fm/c$ para neutralizar sua cor pela absorção do glúon [3].

Somente após este tempo, o par $c\bar{c}$ é hadronizado em partículas de charmônio cuja espectroscopia para as ressonâncias mais importantes pode ser vista na Figura 2.9.

Neste processo o tratamento perturbativo não é mais aplicável, já que a absorção do glúon é notadamente um processo envolvendo Q pequeno e só pode ser introduzido na matriz NRQCD em (2.42) a partir de resultados experimentais.

A produção hadrônica de charmônio é obtida através da somatória sobre todos os pártons da convolução entre as funções de distribuição de pártons (PDFs) $F(x, \mu)$, 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]:

$$\sigma(s_{NN}, \mu) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 F_i(x_1, \mu) F_j(x_2, \mu) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}) \delta\left(x_1 x_2 - \frac{4m_c^2}{s_{NN}}\right), \quad (2.44)$$

m_c é a massa do quark tipo charme, μ é a escala de fatorização

$$\mu = \begin{cases} m_{c\bar{c}} = 2m_c & \text{para seções de choque totais das distribuições de rapidez} \\ \sqrt{p_T^2 + m_c^2} & \text{para distribuições de } p_T \end{cases} \quad (2.45)$$

As PDFs são determinadas experimentalmente em medidas dos processos DIS e Drell Yan. Funções $F_g(x, Q^2)$ típicas para a distribuição de glúons aparecem na Figura 2.11. Neste caso, supõe-se uma função delta para a função de fragmentação.

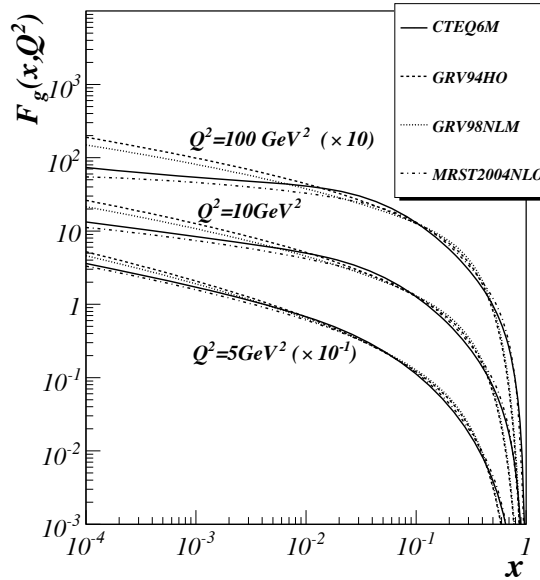


Figura 2.11: Funções de distribuição de glúons utilizadas em cálculos de seção de choque [64].

A produção de J/ψ é alimentada por estados excitados com maiores valores de massa, como pode ser visto na Figura 2.9. Na Tabela 2.2 se encontram listados as medidas e estimativas do NRQCD sobre as contribuições destes estados excitados na medida total de J/ψ s. A contribuição de botônio é desprezível comparada com aquelas mencionadas na Tabela 2.2. Todos os cálculos da produção de J/ψ consideram essas contribuições somente nos estados finais.

Modelos de octeto de cor e de singlete de cor são comparados à produção direta de J/ψ e de ψ' obtidos no Tevatron [67] na Figura 2.12. A somatória sobre as contribuições de octeto e de singlete descreve bem as distribuições de momento de J/ψ e ψ' .

Tabela 2.2: Fração de contribuição na produção final de J/ψ s medidos experimentalmente e estimado pelo NRQCD. (a) erros estatísticos e sistemáticos quadraticamente somados.

Contribuição	E705 [65] ($\sqrt{s_{NN}}=23.7$ GeV)	CDF [66] ($\sqrt{s_{NN}} = 1.8$ TeV)	NRQCD [56]
J/ψ direto	$(62 \pm 4)\%$	$(64 \pm 6)\%$	63%
$\chi_c \rightarrow J/\psi + X$	$(30 \pm 4)\%$	$(30 \pm 6)\%^a$	27%
$\psi' \rightarrow J/\psi + X$	$(7.5 \pm 1.7)\%$	$(7 \pm 2)\%$ em 5 GeV/c $(15 \pm 5)\%$ em 15 GeV/c	10%

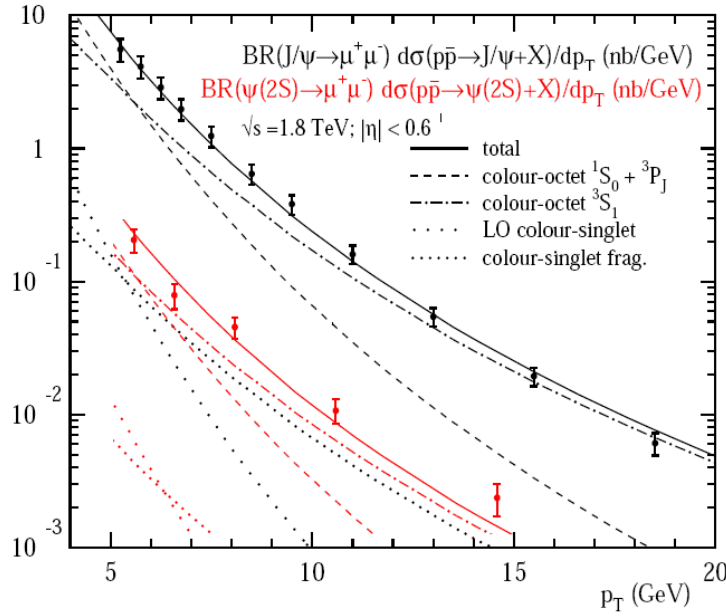


Figura 2.12: Produção de J/ψ e de ψ' no Tevatron [67] com curvas teóricas NRQCD [68].

Um outro teste para o modelo teórico é a estimativa para a polarização de charmônio α , definida como

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} \propto 1 + \alpha \cos^2\theta, \quad (2.46)$$

onde θ é o ângulo entre o pósitron decaído no referencial do charmônio e o charmônio no referencial do laboratório.

A NRQCD prevê uma polarização transversa para altos valores de p_T . Entretanto, medidas de J/ψ e ψ' no experimento CDF [69] mostram que uma polarização longitudinal é observada para altos valores de p_T .

2.6.2 Modelo de Evaporação de Cor - CEM.

No modelo de evaporação de cor (*Color Evaporation Model* - CEM) [70, 71, 72, 73, 74], a seção de choque para o estado do quarkônio H é uma fração empírica e universal f_H da seção de choque para produção de pares $c\bar{c}$ com massa invariante entre $2m_c < massa < 2m_D$, onde m_D é o limite de massa para mésons D . A neutralização da cor ocorre por interação com o campo de cor no meio induzido pela colisão. A seção de choque inclusiva é assim fatorizada [74]

$$\sigma(s_{NN}, \mu) = f_H \sum_{i,j} \int_{4m_c^2}^{4m_D^2} d\hat{s} \int dx_1 dx_2 F_i(x_1, \mu) F_j(x_2, \mu) \times \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, m_c, \mu^2) \delta(\hat{s} - x_1 x_2 s_{NN}) \quad (2.47)$$

A seção de choque partônica da pQCD $\sigma_{ij}(\hat{s}, m_c, \mu^2)$ é obtida como uma expressão em potências de α_s até a terceira ordem (*Next to Next Leading Order* - NNLO) com funções dimensionais de escala $f_{ij}^{(k,l)}$ [75]:

$$\sigma_{ij}(\hat{s}, m^2, \mu^2) = \frac{\alpha_s^2(\mu)}{m^2} \sum_{k=0}^{\infty} (4\pi\alpha_s(\mu))^k \sum_{l=0}^k f_{ij}^{(k,l)} \left(\frac{\hat{s}}{4m^2} - 1 \right) \ln^l \left(\frac{\mu^2}{m^2} \right) \quad (2.48)$$

As previsões do CEM concordam com os dados CDF quando o momento transversal sofre convolução em k_T com tendência $\langle k_T^2 \rangle = 2.5 \text{ GeV}^2$ (Fig. 2.13), mas discorda com a polarização longitudinal observada em alto p_T de J/ψ [69], já que o CEM prevê ausência de polarização.

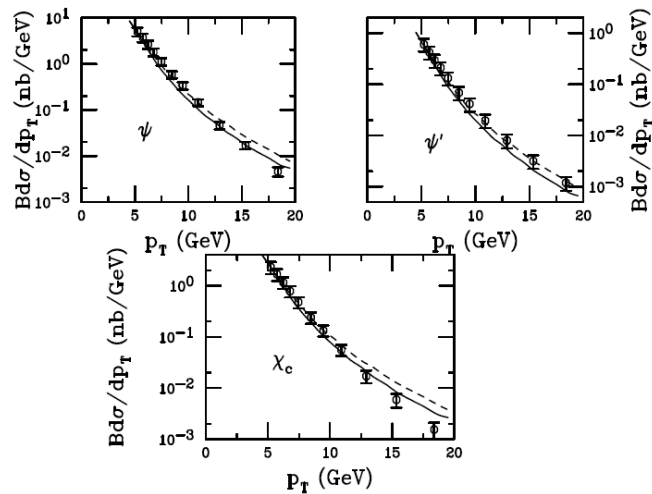


Figura 2.13: Produção de J/ψ , ψ' e χ_c no Tevatron-CDF [67] com previsões do Modelo de Evaporação de Cor. Curvas sólidas e pontilhadas correspondem respectivamente às PDFs: MRSTHO e GRV98HO [1].

2.6.3 pQCD com Fusão de 3 Glúons.

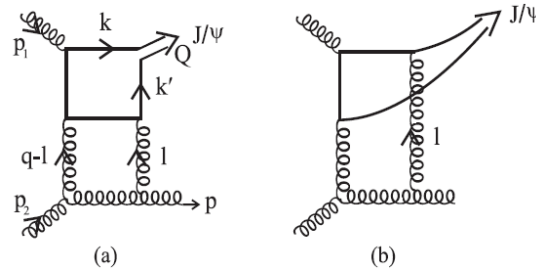


Figura 2.14: Diagramas de Feynman dos termos de primeira ordem - LO da produção de J/ψ via fusão glúon-glúon, incluindo um glúon adicional [76].

Se a neutralização da cor for descartada da produção, a formação do charmônio pode ser tratada pela pQCD em todo o processo. Khoze [76] sugeriu o uso de três glúons $g(gg)_{8s}$ (Fig. 2.14) na produção de charmônio. Esta estimativa não faz uso de nenhum parâmetro empírico e concorda com a distribuição experimental de p_T (Fig. 2.15). Um outro sucesso deste modelo é a previsão de polarização transversa para baixo p_T e de polarização longitudinal para alto p_T , que concorda com o que é visto no experimento CDF [69].

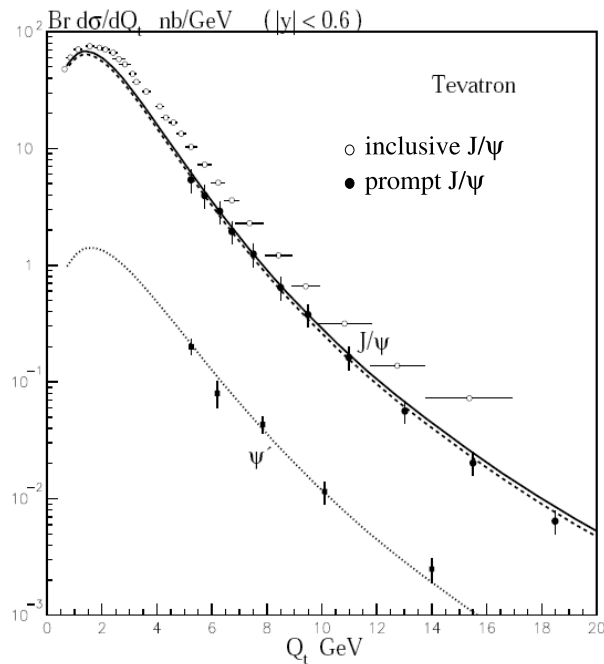


Figura 2.15: Produção de J/ψ e de ψ' no Tevatron [67]. As curvas são cálculos pQCD com 3 glúons incidentes [76].

2.7 Charmônio na Matéria Hadrônica.

A produção de charmônio discutida anteriormente se refere a colisões binárias núcleon-núcleon. Para sistemas maiores, a produção detectada é afetada pelo ambiente formado durante a colisão. Os efeitos relacionados à matéria hadrônica, muitas vezes denominados efeitos nucleares “frios”, são o assunto desta seção.

2.7.1 Absorção nos Núcleons Espectadores.

Tipicamente, os efeitos da matéria fria são experimentalmente sondados por colisões $p+A$ ou $d+A$. A seção de choque de um processo forte em experimentos onde não há medida de centralidade é parametrizada como:

$$\sigma_{AB} = \sigma_{NN}(AB)^{\alpha(x_F)}. \quad (2.49)$$

Quando a centralidade é determinada experimentalmente, pode-se utilizar o fator de modificação nuclear (2.30).

A seção de choque de charmônio em colisões AB foi descrita por Vogt [14] como uma extrapolação do CEM (2.47). A seção de choque diferencial é

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dyd^2bd^2r} = & 2f_H \sum_{i,j=g,u,d,s} \int dzdz' \int_{2m_c}^{2m_D} MdMF_i^A(x_1, \mu^2, \vec{r}, z) S_A^{abs}(\vec{r}, z) \\ & \times F_j^B(x_2, \mu^2, \vec{b} - \vec{r}, z') S_B^{abs}(\vec{b} - \vec{r}, z') \frac{\sigma_{ij}}{M^2} \end{aligned} \quad (2.50)$$

em ordem superior ($i = j$) onde $x_{1,2} = (M/\sqrt{s_{NN}}) \exp(\pm y)$ e $\mu = M$. A posição do párton é determinada pelas posições transversa \vec{r} e longitudinal z . A probabilidade de sobrevivência para a absorção de charmônio em núcleons é

$$S^{abs}(\vec{r}, z) = \exp\left(-\int_z^\infty dz' \rho(s) \sigma_{abs}(z' - z)\right), \quad (2.51)$$

z é o ponto de produção e z' é o ponto de absorção do par $c\bar{c}$ quando espalhado inelasticamente com um núcleon formando um D^+ e D^- . A probabilidade de sobrevivência depende da densidade Woods-Saxon do núcleo $\rho_A(s = \sqrt{r^2 + z^2})$ [77] e da seção de choque de absorção de $c\bar{c}$, $\sigma_{abs}(z' - z)$.

A absorção corresponde à taxa de dissociação do par $c\bar{c}$ em $D^+ + D^-$ e depende do raio do par $c\bar{c}$. Mas até o tempo τ_8 , o par $c\bar{c}$ ainda está num estado de octeto de cor sem nenhuma identidade de estado final. A distância através da qual o par se propaga em colisões $p+A$ é $d_8 = \tau_8 (x_1 \sqrt{s_{NN}}/m_{c\bar{c}})$ [78], onde x_1 se refere ao párton vindo do próton.

Para o referencial de repouso ($x_F = 0$) no RHIC, $d_8 = 26$ fm. De acordo com esta estimativa cinemática, o estado de singleto de cor, e conseqüentemente a hadronização, ocorrem somente fora do núcleo para a fração de Feynman $x_F > -0.1$. Esta condição concorda com a absorção idêntica observada para J/ψ e para o ψ' em experimentos $p+A$ (Fig. 2.16). Um teste adicional poderia ser realizado com a medida de absorção de $\chi_{c\prime}$ já que, de acordo com a NRQCD, este estado do charmônio é formado como um singleto de cor.

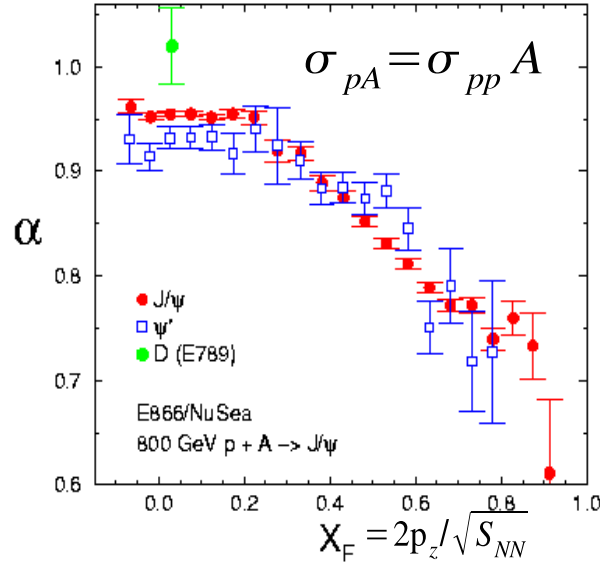


Figura 2.16: Absorção nuclear de diferentes estados de charmônio como função de X_F de Feynman [79, 80].

A densidade de párton F_i^A (e F_j^B) é o produto da densidade de núcleons $\rho_A(s)$, e da densidade partônica no núcleo $F_i(x, \mu)$ descrita na Seção 2.6.1, além de uma dependência espacial das modificações nas distribuições de pártons $S_{P,S}^i(A, x, \mu^2, \vec{r}, z)$,

$$F_i^A = \rho_A(s) \times F_i(x, \mu) \times S_{P,S}^i(A, x, \mu^2, \vec{r}, z). \quad (2.52)$$

A razão espacial $S_{P,S}^i$ assume diferentes funções modificações das distribuições (índice P), além de formas com dependência espacial (índice S). Supondo que a dependência espacial é proporcional ao caminho do párton através do núcleo ($S = \rho$)

$$S_{P,\rho}^i(A, x, \mu^2, \vec{r}, z) = 1 + N_\rho [S_P^i(A, x, \mu^2) - 1] \frac{\int dz \rho_A(\vec{r}, z)}{\int dz \rho_A(0, z)}, \quad (2.53)$$

onde N_ρ é escolhido como $(1/A) \int d^2r dz \rho_A(s) S_{P,\rho}^i(A, x, \mu^2, \vec{r}, z) = S_P^i(A, x, \mu^2)$.

A seção de choque (2.50) é parametrizada em colisões do tipo $p+A$, já que nenhuma formação de QGP é esperada. Os mesmos efeitos nucleares podem então ser propagados para sistemas $A+A$ a partir da função parametrizada.

Na Figura 2.17, medidas de α em colisões $p+A$ e $d+A$ para diferentes energias de colisão mostram que a supressão possui dependência com x_F , mas não com x_2 no referencial do núcleo. Isto significa que a fatorização da QCD (2.44) é inválida para x_2 baixo. Possíveis explicações para este comportamento são interações coerentes no núcleo [81], como a formação do *Color Glass Condensate* [82]. Nesta formulação, a produção de J/ψ s varia apenas com x_1 , já que a densidade de glúons no núcleo - ou seja, para x_2 - é constante devido à sua saturação (Fig. 2.17 - à direita).

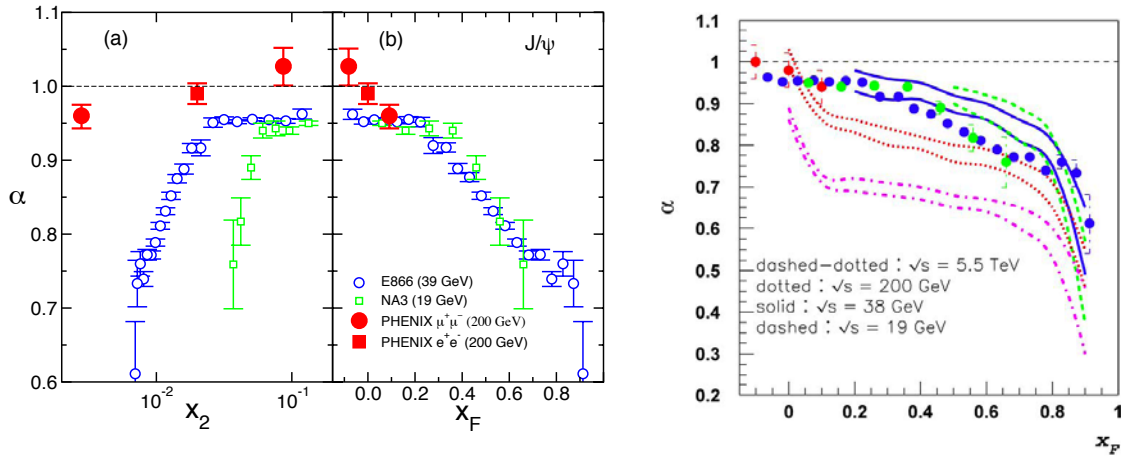


Figura 2.17: (Esquerda): α (2.49) versus x_2 e x_F para três diferentes energias de colisão [83]. Direita: Comparações com efeitos de CGC de acordo com a Referência [82].

Cassagnac [84] propoz uma forma alternativa para a estimativa dos efeitos da matéria fria em colisões AA. Uma simulação baseada no modelo de Glauber foi usada para propagar os resultados experimentais de J/ψ em colisões $d + Au$ para resultados de colisões $Au + Au$ sem o uso de mais modelos. Para um dado parâmetro de impacto b_{AuAu} , um número aleatório é gerado seguindo a densidade nuclear de Woods-Saxon para uma posição b_1^i e uma b_2^i de cada colisão i , onde os números correspondem à distância aos centros dos núcleos 1 e 2 respectivamente. O fator de modificação nuclear em colisões $Au + Au$ é assim obtido [84],

$$R_{AuAu}(y, b_{AuAu}) = \sum_{i=1}^{N_{coll}} (R_{dAu}(-y, b_1^i) \times R_{dAu}(+y, b_2^i)) / N_{coll}, \quad (2.54)$$

onde $R_{dAu}(y, b)$ é um ajuste obtido de resultados $d + Au$.

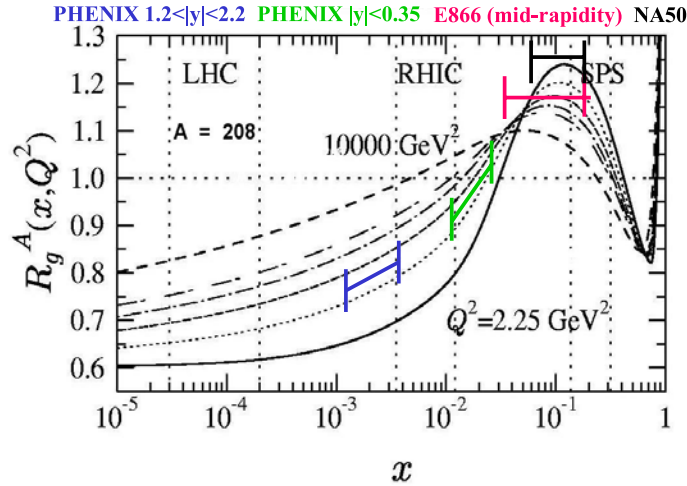


Figura 2.18: Ajuste fenomenológico EKS98 às alterações nas distribuições de glúons observados em experimentos DIS e Drell-Yan como função da fração de momento do párton x para transferências de momento $Q^2=2.25, 3.27, 5.39, 8.89$ e 10000 GeV^2 [85]. Os intervalos de x cobertos por alguns experimentos estão destacados.

2.7.2 Modificação da Distribuição de Pártons no Núcleo.

Um aspecto relevante a ser considerado na produção de charmônio são as modificações nas distribuição partônicas $F(x, \mu)$ em núcleons. Processos DIS e Drell-Yan revelaram mudanças nas PDFs de núcleons quando presentes em núcleos, quando comparados a núcleons isolados [86, 87, 88].

A modificação partônica é usualmente dividida em 4 regimes:

- *shadowing*: depleção de glúons para $x \lesssim 10^{-2}$;
- *anti-shadowing*: excesso para $10^{-2} \lesssim x \lesssim 0.3$;
- EMC: depleção para $0.3 \lesssim x \lesssim 0.7$;
- *Fermi momentum smearing*: excesso para $x \gtrsim 0.7$.

As explicações para as modificações nas distribuições de pártons incluem:

- consequência do princípio da exclusão na ocupação de momentos pequenos [89, 90, 91];
- interferência destrutiva entre os glúons [92];

dentre outras. A amplitude da modificação na distribuição de glúons para x muito baixo difere por um fator três entre diferentes modelos.

Na Figura 2.18 as equações DGLAP de evolução de glúons [93, 94, 95]

$$\frac{\partial^2}{\partial \ln(1/x) \partial \ln Q^2} x_g(x, Q^2) = \frac{\alpha_s N_c}{\pi} x_g(x, Q^2) \quad (2.55)$$

são ajustadas a dados DIS e de Drell-Yan [85]. Na Figura 2.18,

$R_G^A(x, Q^2) = x_g^A(x, Q^2) / x_g^N(x, Q^2)$ corresponde a $S_{P=EK S98}^g(A = 208, x, \mu^2)$ na nomenclatura utilizada por Vogt [14] na Seção 2.7.1. Aqui, $x_g^A(x, Q^2)$ é a distribuição de glúons para o núcleo e $x_g^N(x, Q^2)$ é a mesma para núcleons. A Figura 2.18 também mostra a cobertura em x da rapidez central e dianteira do PHENIX e de outros experimentos.

2.7.3 Saturação de Glúons.

Outras modificações nas densidades dos glúons têm sido trazidas à tona devido à saturação em altas transferências de momento, como as apontadas pelo CGC (Seção 2.4.1). Em consequência do momento de saturação Q_s (2.33), a distribuição de glúons dependerá da massa atômica do núcleo [82]

$$x_g^A(x, Q^2) \propto \pi R^2 x_g^p(x, Q^2) = A^{1/3} x_g^p(x, Q^2). \quad (2.56)$$

A saturação de glúons ocorre mais facilmente para $|y| > 0$, portanto a produção de J/ψ nesta região seria menor que na região de rapidez central. Uma ilustração deste fenômeno pode ser vista na Figura 2.19, onde a produção de charme é comparada em duas regiões de rapidez.

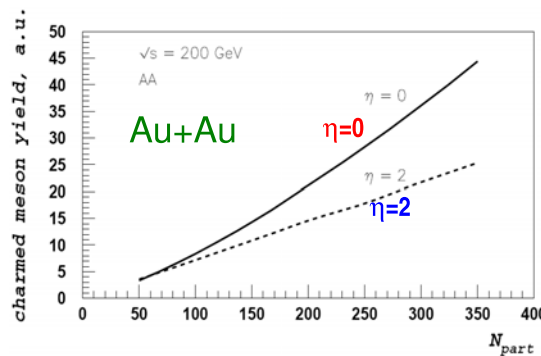


Figura 2.19: Diferenças na produção de charmes em duas regiões de pseudo rapidez devido a efeitos do CGC[13].

No trabalho apresentado por Ayala Filho e Gonçalves [96], efeitos perturbativos referentes à alta densidade foram adicionados à parametrização $S_{P=EK S98}^i(A = 208, x, \mu^2)$,

de tal forma que

$$x_g^A(x, Q^2) = \frac{2R_A^2}{\pi^2} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \int_{1/Q^2}^{1/Q^2} \frac{d^2r_t}{\pi r_t^4} \times \{C + \ln[\kappa_G(x', r_t^2)] + \exp[\kappa_G(x', r_t^2)]\}, \quad (2.57)$$

onde C é a constante de Euler e $\kappa_G(x, r_t^2) = (3\alpha_s A/2R_A^2) \pi r_t^2 x_g^N(x, 1/r_t^2)$.

Quando a expressão (2.57) é expandida em termos de κ_G , o primeiro termo corresponderá à equação DGLAP utilizada em EKS98 [85]. A saturação de párton é caracterizada quando $\kappa_G \gg 1$ e a saturação do momento Q_s^2 é obtida ao fixarmos $\kappa_G = 1$ [97]. A comparação entre as modificações EKS98 e AG (2.57) aparecem na Figura 2.20 para glúons e quarks.

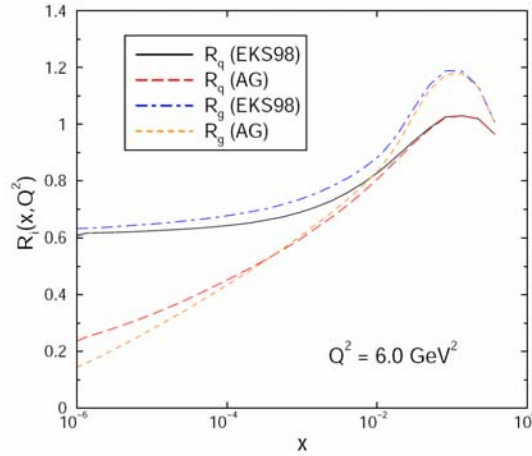


Figura 2.20: Razões de modificação de pártons EKS98 e AG para glúons (R_g) e quarks (R_q) [97].

2.7.4 Comovers.

Um outro tipo de supressão de charmônio pode ocorrer na interação com o meio hadrônico formado após a colisão. A formação do QGP não é uma condição para que este efeito aconteça. A pequena abundância de hádrons in colisões $p+A$ e $d+A$ torna improvável o encontro entre o charmônio e do *comover*.

A taxa de sobrevivência para o charmônio que se move através do meio produzido é [15]

$$S_{co}(b, s) = \exp \left\{ -\sigma_{co} N^{co}(b, s, y) \ln \left(\frac{N^{co}(b, s, y)}{N_{pp}(0)} \right) \right\} \quad (2.58)$$

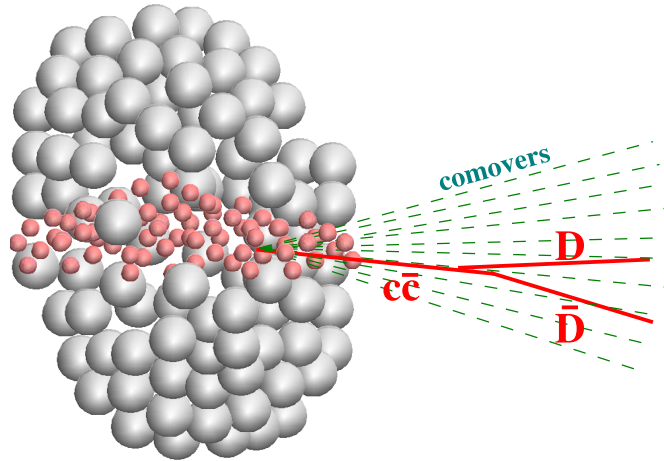


Figura 2.21: Dissociação de charmônio por interação com *comovers* de hádrons produzidos durante a colisão (*comovers*).

onde N^{co} é a densidade de *comovers* e $N_{pp}(0)$ é o número de hádrons em colisões $p+p$. A seção de choque de dissociação σ_{co} foi fixada como 0.65 mb no trabalho de Capella [15] para concordar com os resultados do experimento NA50 [98, 99, 100].

A massa do charmônio não é grande o suficiente para se calcular σ_{co} perturbativamente [101, 102, 103]. Algumas alternativas para este cálculo incluem funções de onda de modelo de quark não relativísticas [104], regras de soma de QCD [105, 106, 107] - que estão restritas a reações de baixa energia, modelo de troca de méson D [108] e uma atualização com Lagrangianas efetivas incluindo a forma do fator calculado em vértices D [109, 110, 111, 112].

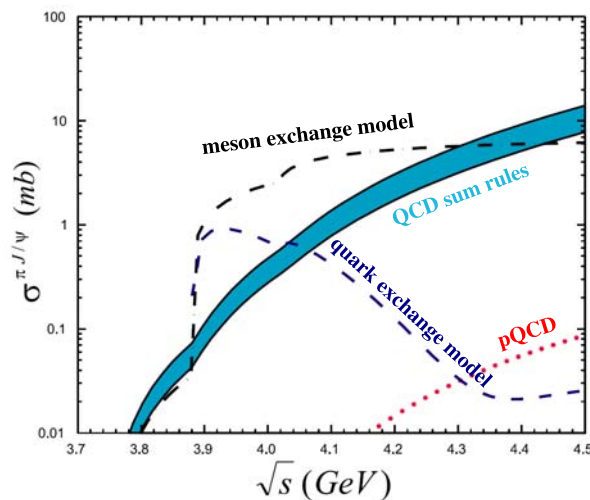


Figura 2.22: Estimativas para seções de choque de $J/\psi + \pi$ como função da energia do centro de massa dos participantes da reação [107].

2.8 Charmônio na Matéria Colorida.

Nesta seção, o comportamento do charmônio é estudado na matéria desconfiada. Em tal ambiente, dois efeitos podem suprimir as produções de charmônio: a dissociação entre os glúons e a blindagem da carga de cor.

Uma explicação simples da dissociação do J/ψ em diferentes estados da matéria é dada por Satz [113]. Na abordagem de Bhanot-Peskin [102]³, se o J/ψ colidir com um hádron, por causa do seu pequeno tamanho, a interação provavelmente ocorre com um glúon no interior do hádron. O momento médio do glúon no interior do hádron pode ser obtido em experimentos de DIS e é $\langle k \rangle_h = \frac{1}{5}\langle p_h \rangle$. Hádrons térmicos na matéria confinada apresentam um momento médio $\langle p_h \rangle \sim 3T$, continua Satz. Considerando $T < T_c = 173$ MeV, o momento médio do glúon na matéria confinada é $\langle k \rangle_h = \frac{3}{5}T \leq 0.1$ GeV/c. Comparando com a energia de ligação na Tabela 2.1, o momento transferido médio na matéria confinada não é suficiente para quebrar a ligação do J/ψ . Entretanto, na matéria desconfiada, os glúons estão se movendo livremente com momento médio $\langle k_g \rangle \simeq 3T$. Para temperaturas $T \gtrsim 1.15T_c$, a energia média torna a dissociação de J/ψ um efeito considerável, lembrando que isto é uma abordagem qualitativa. Na realidade, a energia de ligação pode ser diferente para altas temperaturas, assim como o momento médio do glúon. Estimativas quantitativas de glúons térmicos apóiam-se em simulações da QCD na rede.

Além dos glúons térmicos, de acordo com Matsui e Satz[7], o potencial de ligação (2.38) é dramaticamente modificado na matéria desconfiada por causa da blindagem da carga de cor dos pártons ao redor do par $c\bar{c}$. Este é o mesmo efeito observado na QED (blindagem de Debye) onde a dependência Coulombiana com a distância r torna-se $\frac{1}{r} \rightarrow \frac{1}{r}e^{-r/r_D}$. Com a blindagem da carga de cor, nenhum estado de charmônio pode existir em temperaturas $T > T_D$, onde T_D é a temperatura onde o raio de blindagem r_D formado pelos pártons desconfiados é menor do que o tamanho do J/ψ (Fig. 2.23). A temperatura de dissociação T_D é estimada em cálculos usando QCD na rede. A supressão de J/ψ , como descrita por Matsui e Satz, foi proposta como uma assinatura não ambígua do QGP que pode ser explorada experimentalmente.

Em contraste com os mecanismos de supressão, uma formação secundária de charmônio pode ocorrer a partir da recombinação de charmes abertos, abundantes em colisões de íons pesados nas energias do RHIC e adicionalmente no LHC [114, 115, 16,

³Abordagem válida para $m_Q \rightarrow \infty$ a qual esta no limite de validade para charmes.

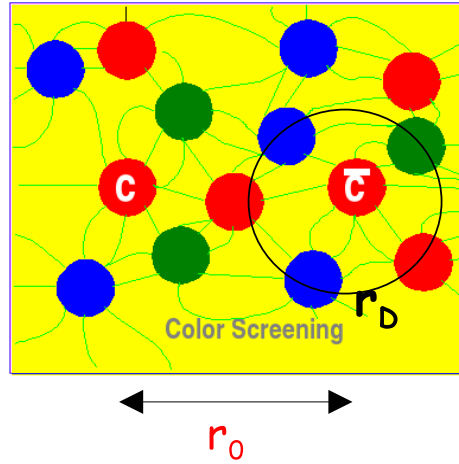


Figura 2.23: Dissociação de J/ψ pela blindagem da carga de cor na matéria desconfiada.

[116, 117, 118].

A supressão e o aumento dos efeitos do meio desconfinado serão revistos em maiores detalhes na Seção 2.8.1. O ponto de partida é a descrição da QCD na rede em temperatura finita, além de suas previsões para a dissociação de charmônio e a blindagem de cor. A coalescência de charmes será discutida na Seção 2.8.2.

2.8.1 Cálculo da Blindagem da Carga de Cor a partir da Rede QCD de Temperatura Finita .

A discussão da blindagem da carga de cor do quarkônio $Q\bar{Q}$ no estudo feito na rede QCD usualmente considera a função de partição (2.22) na presença de um par $Q\bar{Q}$ estático normalizado por uma função de partição sem cargas estáticas [119]

$$\begin{aligned} \frac{Z_{q\bar{q}}(r, T)}{Z(T)} &= \frac{1}{Z(T)} \int DA_\nu D\bar{\psi} D\psi e^{-S_E(V, T)} W(\vec{r}) W^t(0) \\ &= \langle W(\vec{r}) W^t(0) \rangle, \end{aligned} \quad (2.59)$$

onde $W(\vec{x}) = P e^{ig \int_0^{1/T} d\tau A_0(\tau, \vec{x})}$ é o loop de Wilson que transporta o campo A entre posições vizinhas na rede QCD.

A energia livre $F(r, T)$ do $Q\bar{Q}$ é derivada a partir da função de partição calculada

$$F(r, T) = -T \ln \left(\frac{Z_{q\bar{q}}(r, T)}{Z(T)} \right) = V(r, T) - TS(r, T), \quad (2.60)$$

onde $V(r, T)$ é a energia interna

$$V(r, T) = T^2 \frac{\partial}{\partial T} \ln \left(\frac{Z_{q\bar{q}}(r, T)}{Z(T)} \right) = -T^2 \frac{\partial [F(r, T)/T]}{\partial T} \quad (2.61)$$

e $S(r, T)$ é a entropia

$$S(r, T) = - \left(\frac{\partial F(r, T)}{\partial T} \right). \quad (2.62)$$

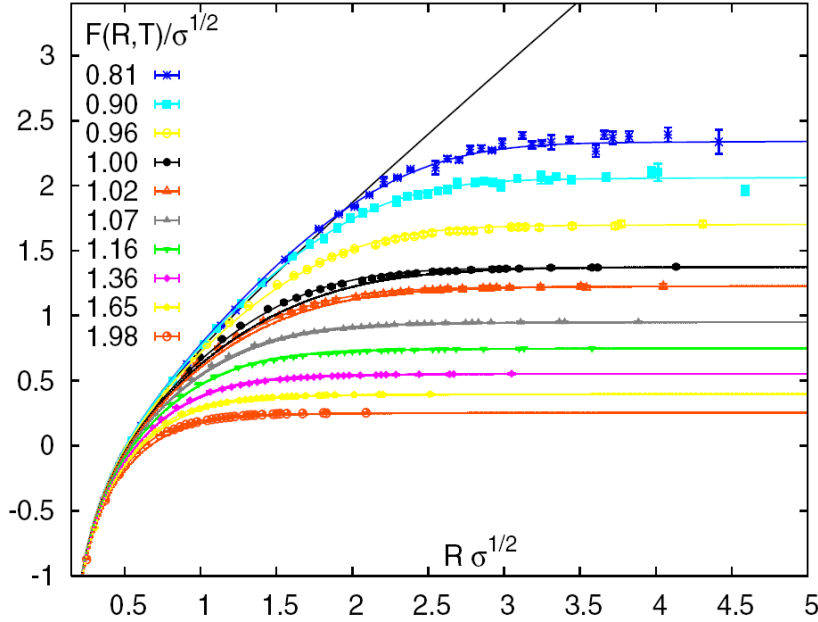


Figura 2.24: Energia livre do singlete de cor $Q\bar{Q}$ vs. distância r entre os componentes do par para diferentes T/T_c em unidades de constante de tensão ao quadrado $\sqrt{\sigma} = 420$ MeV [120]. As curvas são funções (2.63) ajustadas às energias livres [121].

O formato da dependência da energia livre com a distância R de $Q\bar{Q}$ (Fig. 2.24) é determinado por três regimes:

- para R pequeno, a energia livre é governada pelo potencial de Cornell (2.38);
- com o aumento de R a energia livre também aumenta, já que o termo de tensão da QCD σ é dominante;
- quando a energia livre alcançar a energia de quebra da ligação, o par torna-se energeticamente favorável a produção de um par $q\bar{q}$ do vácuo e o par $Q\bar{Q}$ forma dois mésons ($Q\bar{q}$), e $\bar{Q}q$ com energia livre independentemente de R .

A quebra da ligação para densidade nula de bárions e temperatura zero é $F_0 = 2(M_D - mc) = 2(M_B - m_b) \simeq 1.1$ GeV. Ou seja, a energia de quebra de ligação é inerente à propriedade do vácuo e portanto independente da massa.

Para temperaturas mais elevadas, a energia livre para $r \rightarrow \infty$ diminui devido à blindagem de cor provocada pelo aumento do número de quarks leves. Quando a

temperatura alcança o ponto de desconfinamento T_c , a densidade de pártons é abruptamente aumentada e a quebra de ligação ocorre para r menor.

A função da energia livre apresenta o formato [121]

$$F(r, T) = \frac{\sigma}{\mu} \left\{ \frac{\Gamma(1/4)}{2^{3/2}\Gamma(3/4)} - \frac{\sqrt{\mu r}}{2^{3/4}\Gamma(3/4)} K_{1/4} [(\mu r)^2 + \kappa(\mu r)^4] \right\} - \frac{\alpha}{r} [e^{\mu r} + \mu r], \quad (2.63)$$

onde $\mu = 1/r_D(T)$ é obtida ao se ajustar $F(r, T)$ aos resultados da QCD na rede para $r \rightarrow \infty$, $\kappa(T)$ é obtido num segundo passo de ajuste. A Figura 2.24 mostra a energia livre parametrizada aos resultados da rede QCD.

A função analítica da energia livre permite o cálculo da energia interna ao se utilizar a expressão termodinâmica (2.61). A equação relevante de Schrödinger (2.39) que considera a energia de ligação é [113]

$$\left\{ -\frac{1}{m_c} \nabla^2 + \tilde{V}(r, T) \right\} \Phi_i(r) = \Delta E_i(T) \Phi_i(r) \quad (2.64)$$

$$\Delta E_i(T) = M_i - 2m_c - V(\infty, T), \quad (2.65)$$

onde o potencial $V(r, T) = V(\infty, T) + \tilde{V}(r, T)$. A Figura 2.25 mostra a energia de ligação e os raios de três estados ligados de charmônio. A conclusão que emerge destes gráficos é que a temperatura de dissociação do ψ' , do χ_c e do J/ψ são $1.12T_c$, $1.16T_c$ e $2.10T_c$ respectivamente.

Estudos similares baseados na determinação do potencial têm apresentado variações com respeito à temperatura de dissociação do J/ψ entre $1.5T_c$ e $2T_c$ [122, 123, 124, 125, 126, 127].

Uma outra abordagem nas redes QCD para a dissociação do charmônio é o uso de funções espectrais obtidas de correlações de quarkônio [128]. As funções espectrais são sensíveis às mudanças nos espectros de massa com o aumento da temperatura (Fig. 2.26). Os resultados que emergem das correlações espectrais mostram em todos os casos uma dissociação do J/ψ para $T_D/T_c > 1.5$ e de aproximadamente T_c para ψ' e para χ_c [129, 39, 38, 130, 131, 132, 133, 134, 135, 136].

A blindagem seqüencial para os estados de charmônio foi experimentalmente observada no SPS-CERN. A Figura 2.27 mostra as produções de J/ψ e de ψ' versus o comprimento do caminho médio L percorrido pelo estado de charmônio no interior do núcleo. O comprimento do caminho L é obtido através de uma abordagem do modelo de Glauber descrita na Seção 2.3. As produções são relativas a medidas de Drell-Yan

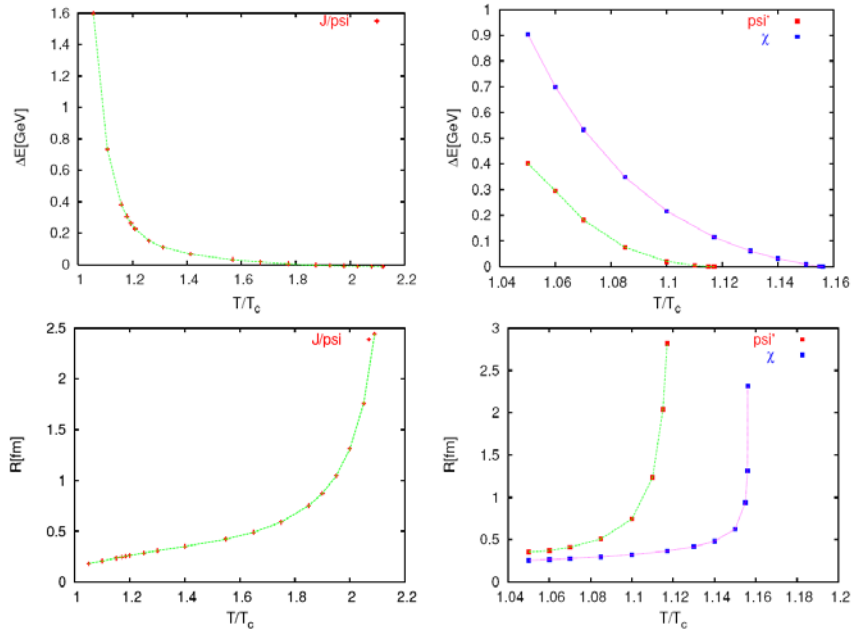


Figura 2.25: Dependência da energia de ligação e dos raios dos estados ligados de J/ψ , ψ' e χ_c com a temperatura [113].

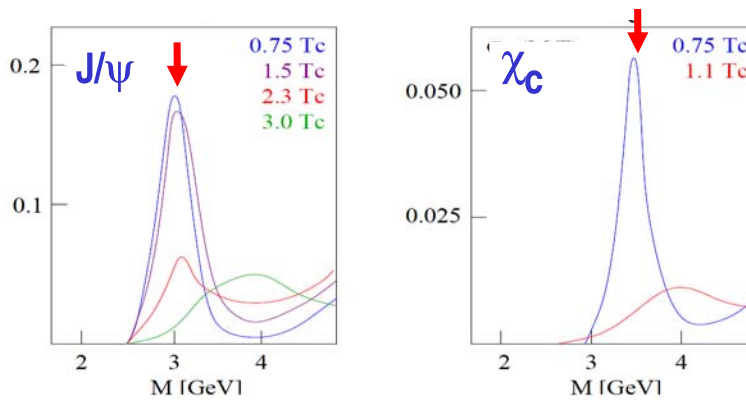


Figura 2.26: Funções espectrais de J/ψ e χ_c em diferentes temperaturas [38].

e de estimativas sobre os efeitos da matéria nuclear fria, baseados em colisões $p+A$. O ψ' é mais facilmente suprimido que o J/ψ . Entretanto, a produção de J/ψ é alimentada por estados excitados (Fig. 2.9). A supressão observada no J/ψ pode ser uma consequência da dissociação do $\chi_{c\prime}$, por exemplo. O decaimento de ψ' contribui para a produção total de J/ψ em aproximadamente 10%, portanto, dentro das barras de erro da Figura 2.27.

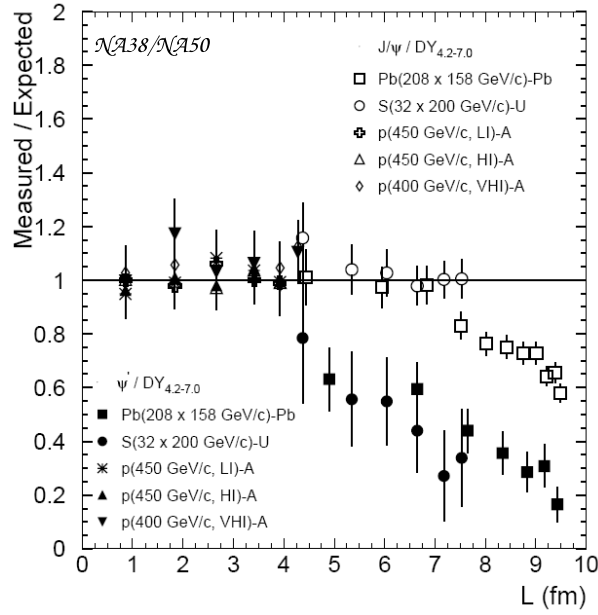


Figura 2.27: Produções de J/ψ e de ψ' relativas à previsão do efeito da matéria nuclear fria *versus* o comprimento de caminho médio percorrido pelo estado de charmônio no interior do núcleo [9].

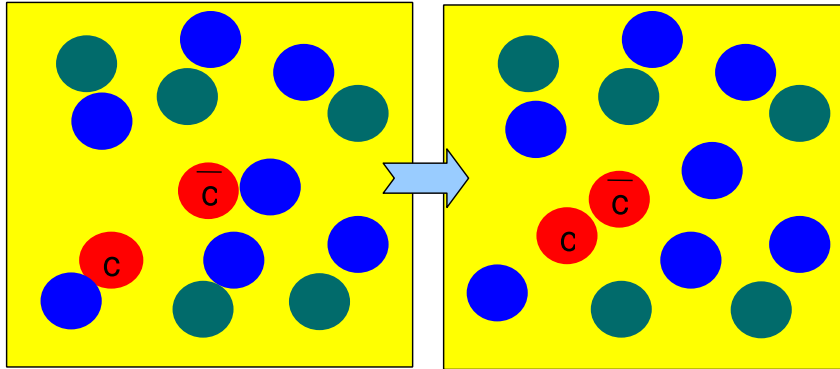


Figura 2.28: Ilustração esquemática da recombinação de charmônio a partir de dois charmes abertos.

2.8.2 Recombinação de Charmônio.

Em colisões no RHIC, a seção de choque de formação do par $c\bar{c}$ medida em colisões $p+p$ a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pelo detector PHENIX é $\sigma_{c\bar{c}}^{pp} = 567 \pm 57(\text{stat}) \pm 224(\text{sys}) \mu\text{b}$ [137]. A estimativa FONLL (*Fixed Order Next-to-Leading-Log pQCD*) de $\sigma_{c\bar{c}}^{pp} = 256^{+400}_{-146} \mu\text{b}$ [138] concorda dentro das barras de erro com a seção de choque experimental. O número de pares $c\bar{c}$ é

$$\langle N_{c\bar{c}} \rangle = N_{\text{coll}} \frac{\sigma_{c\bar{c}}^{pp}}{\sigma_{\text{inel}}^{pp}}. \quad (2.66)$$

Considerando a seção de choque inelástico de colisões $p+p$ $\sigma_{inel}^{pp} = 42 \text{ mb}$ [4], $N_{coll} = 1000$ nas colisões mais centrais e a seção de choque do par $c\bar{c}$ medido no PHENIX, o número de pares $c\bar{c}$ encontrado é 13 ± 7 . A grande maioria destes pares $c\bar{c}$ formam mésons D .

Num ambiente confinado, os charmes abertos formados numa colisão núcleon-núcleon apresentam pouca chance de encontrar charmes abertos produzidos em outra colisão núcleon-núcleon. A idéia proposta por Thews [16] supõe que numa região espaço-tempo desconfiada, um charme pode nela se movimentar em qualquer direção, e eventualmente encontrar um anti-charme formado originalmente por outra colisão núcleon-núcleon.

A probabilidade de que um charme encontre um anti-charme pode ser inferida a partir do número de anti-charmes disponíveis N_{cc} por quark leve. Praticamente, o número de J/ψ s recombinações é [139]

$$\langle N_{c\bar{c}-J/\psi} \rangle = \lambda \langle N_{cc} \rangle (\langle N_{cc} \rangle + 1) / N_{ch} \quad (2.67)$$

Na literatura, a seção de choque para a formação de J/ψ neste processo foi calculada para reações $D + \bar{D} \rightarrow J/\psi + \pi$ [140, 141] e $c + \bar{c} \rightarrow J/\psi + g$ [142] na literatura com resultados entre 1-10 mb.

Já que a reação é mais fácil de ocorrer para velocidades relativamente baixas, a coalescência de charmônio é maior para $x_F \rightarrow 0$ [143] e para p_T baixo. Assim, a recombinação será mais freqüente na região de rapidez central.

Capítulo 3

Aparato do PHENIX e Reconstrução de Eventos

Este capítulo é dedicado à descrição do aparato experimental utilizado neste trabalho, começando pelo colisor RHIC propriamente dito, aspectos da geometria do detector PHENIX, reconhecimento do regime de colisão, sistema de reconhecimento de trajetória, subsistemas responsáveis pela identificação de elétrons e aspectos técnicos sobre a aquisição de dados e seleção rápida de colisões de interesse.

3.1 Colisor RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*).

O complexo do RHIC (Fig. 3.1) colide desde prótons até íons de ouro ($A=197$) a energias por núcleon no referencial do centro de massa de até

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

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

Feixes de prótons são gerados no *Linac* e transferidos ao *Booster* a uma energia de 200 MeV. Íons pesados, por sua vez, partem do Tandem Van de Graff, onde campos elétricos estáticos removem os elétrons dos átomos formando íons com alta carga positiva. Um grupo destes íons são encaminhados à primeira linha de aceleração (TTB) através de campos magnéticos em canos de feixe sob vácuo onde são acelerados até atingir uma velocidade de $0.05c$.

O *Booster* é um acelerador com diâmetro de circunferência de 201.78 m e composto por 14 magnetos, sendo dois dipolos (para deslocamento) e 8 quadripolos (para focalização). Os prótons ou íons possuem energia de 2 GeV, ou aproximadamente uma velocidade de $0.37c$, quando são arremessados ao AGS.

Possuindo uma circunferência 4 vezes maior do que o *Booster*, o *Alternating Gradient Synchrotron* - AGS é dividido em 12 setores, cada um com 20 conjuntos de dipolos, dois quadripolos e dois hexapolos magnéticos que no total podem acelerar íons até 10 GeV e prótons até 23 GeV, correspondendo a velocidades de até $0.997c$.

A etapa final de aceleração é o anel do RHIC propriamente dito, que acelera partículas em duas direções. Os grupos de partículas que vem do AGS são igualmente direcionados a estas linhas de aceleração, ou anéis, através do *AGS to RHIC* (ATS).

O RHIC possui circunferência de 3.8 km que permite armazenar normalmente 55 grupos ou 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

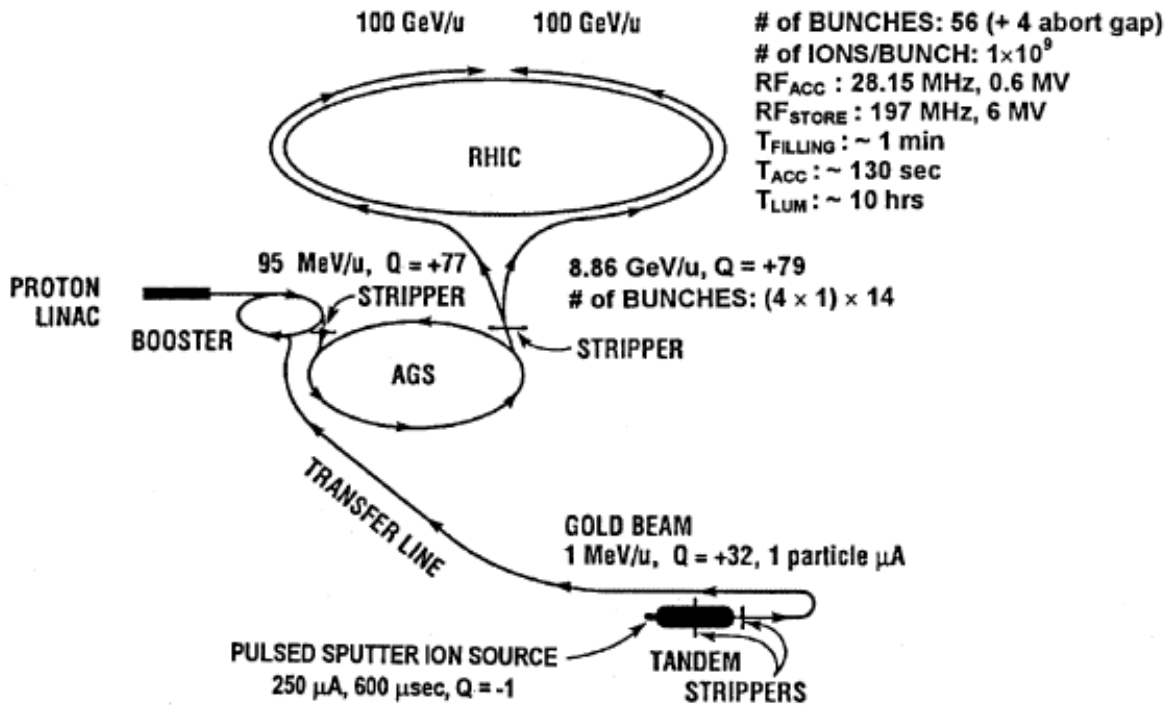


Figura 3.1: Visão esquemática do complexo colisor RHIC [5].

do comprimento de um pulso. A focalização e direcionamento em torno do anel fica por conta de dipolos e quadrupolos magnéticos. Todos os magnetos são supercondutores.

Existem 6 pontos de interação em torno do anel onde os grupos de íons podem colidir. Em um destes pontos encontra-se o detector PHENIX.

Maiores detalhes do complexo colisor podem ser obtidos na Referência [5] e outras ali contidas.

3.2 Geometria do PHENIX.

O detector PHENIX consiste de dois braços espectrômetros centrais (Fig. 3.2) que cobrem o intervalo de rapidez central e dois braços espectrômetros dianteiros que cobrem intervalos de rapidez dianteira. Além dos espectrômetros, o detector é provido de subsistemas para caracterização do regime de colisão, tais como: vértice, tempo de interação e centralidade. O foco dado neste trabalho é a detecção nos braços centrais. Uma descrição geral e detalhada do detector pode ser encontrada em [144].

Os braços centrais são os únicos instrumentados para a detecção de elétrons. Eles possuem cobertura azimutal de $2 \times \pi/2$ radianos e intervalo de pseudo-rapidez $|\eta| <$

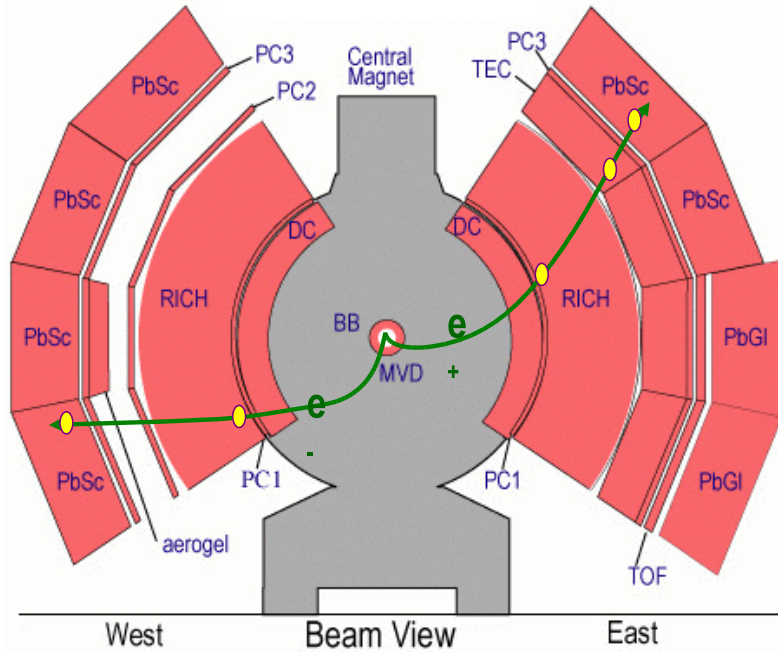


Figura 3.2: Visão esquemática dos braços centrais do PHENIX. Destaque aos subsistemas que detectam elétrons.

0.35. A quantidade total de material do ponto de colisão até a última área ativa de detecção durante a aquisição dos dados usados neste trabalho foi de apenas $0.004X_0$.

A caracterização da colisão é realizada por dois contadores de feixe (*Beam-Beam Counters* - BBC) [145] localizados no intervalo de pseudo-rapidez $3.0 < |\eta| < 3.9$. Eles consistem de 64 contadores Cherenkov com 2 cm de radiadores de vidro. Eles fornecem:

- informação de mínima atividade no detector (*Minimum Bias* - MB) para o sistema de *trigger*;
- tempo inicial T_0 da colisão que serve de referência para a determinação do tempo de voo em outros subsistemas;
- determinação do vértice de colisão com resolução de posição de 6 mm a partir da diferença de T_0 medida nos BBC norte e sul;
- informação para determinação da centralidade de colisão a partir da medida de multiplicidade de partículas carregadas nos seus contadores.

Outro detector dedicado à determinação do vértice e regime de centralidade de colisão é o calorímetro de grau zero (*Zero Degree Calorimeter* - ZDC) [146] localizado na

região $|\eta| > 6$. Ele mede a energia total dos nêutrons espectadores com aproximadamente $20\% / \sqrt{E/GeV}$ de resolução em energia.

3.3 Centralidade de Colisão e Número de Núcleons Participantes.

O BBC está localizado em uma região onde o número de partículas produzidas é proporcional ao número de núcleons participantes para as energias obtidas no RHIC [147]. A energia depositada no ZDC é proporcional ao número de nêutrons espectadores, ou seja, que não sofreram colisão inelástica na região de interação. A carga depositada no BBC e a energia no ZDC então proporcionam uma informação complementar da centralidade, como pode ser visto na Figura 3.3 a direita.

O número de núcleons participantes é então determinado pela associação de um simulador Monte Carlo baseado no modelo de Glauber com as distribuições de carga e energia obtidas experimentalmente.

No Monte Carlo, 79 prótons e 118 nêutrons dos dois núcleos são dispostos no espaço de acordo com a distribuição de Woods-Saxon (2.23). O parâmetro de impacto b é então escolhido aleatoriamente. A colisão de dois núcleons ocorre se a distância d satisfaz

$$d < \sqrt{\sigma_{NN}/\pi}, \quad (3.2)$$

σ_{NN} é a seção de choque inelástico de uma colisão $p+p$.

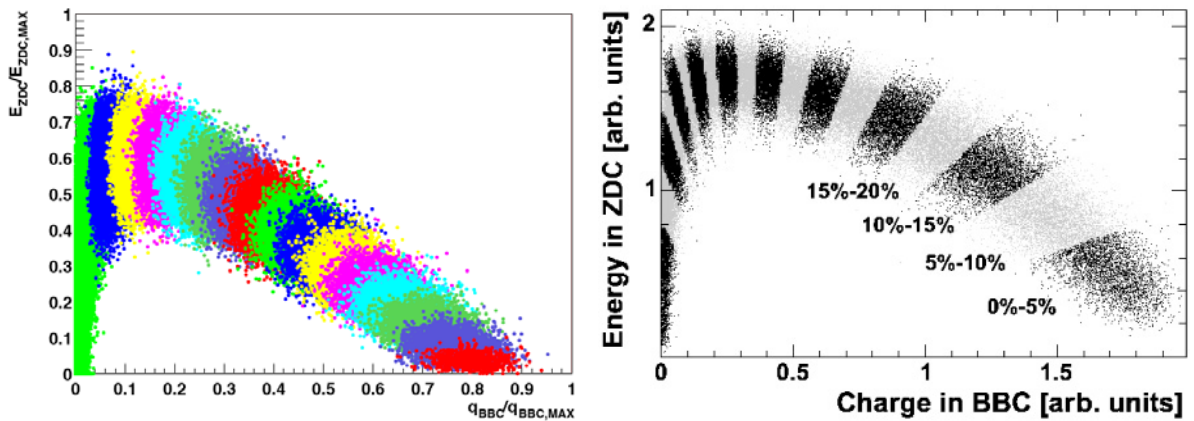


Figura 3.3: Determinação da centralidade de colisão a partir da carga depositada no BBC e energia no ZDC. Resultado simulado à esquerda e real à direita.

O ZDC detecta todos os nêutrons isolados, ou seja, aqueles que não formaram dêuteron ou fragmentos mais pesados. A fração destes fragmentos foi determinada experimentalmente e aplicada ao simulador como um fator de perda de nêutrons no ZDC. A energia do nêutron é alterada randomicamente em $25\% / \sqrt{E/GeV}$ no simulador para reproduzir a resolução em energia.

No BBC, espera-se que a multiplicidade de partículas detectadas seja uma distribuição Poissônica com média proporcional ao número de núcleons participantes. A eficiência de detecção do BBC é de $\sim 93\%$ em colisões Au + Au e foi determinada por simulações de MC [148]. Esta eficiência é introduzida no simulador como uma distribuição de Landau. Finalmente, efeitos de saturação em eventos mais centrais são também levados em conta.

O resultado do simulador é apresentado no painel da esquerda da Figura 3.3. Cada cor corresponde à simulação de colisões com $25(i - 1) \leq N_{part} < 25i$, $i = 1 \dots 16$. A centralidade em dados reais é então baseada no resultado simulado, como é visto no painel direito da mesma figura.

3.4 Reconhecimento de Trajetória de Partículas.

O sistema de reconhecimento de trajetórias [149] nos braços centrais é composto por três subsistemas otimizados para funções diferentes: *Drift Chamber* - DC, *Pad Chamber* - PC e *Time Expansion Chamber / Transition Radiation* - TEC/TRD.

As *Drift Chambers* (DC) são câmaras proporcionais multifilares localizadas a uma distância entre 2 e 2.5 m do eixo de colisão e ± 90 cm no eixo Z . São preenchidas com $Ar(49.2\%) + C_2H_6(49.2\%) + Ethanol(1.6\%)$ e é composto de seis planos de fios dispostos em orientações diferentes para melhor reconhecimento da trajetória. Obtêm-se resolução espacial de $120\mu m$ e angular de 1 mrad para as trajetórias de partículas carregadas.

As *Pad Chambers* (PC) é um sistema de câmaras proporcionais multifilares entre dois planos de catodo segmentado. Esta determina os pontos espaciais por onde partículas carregadas atravessam. Este sistema é quem providencia a informação de posição no eixo Z . Estas câmaras estão dispostas na frente das DCs e da TEC.

A TEC/TRD, localizada entre 4.2 m e 4.9 m do eixo de colisão somente num dos braços espectrômetros, providencia informação auxiliar da trajetória e realiza identifi-

cação de elétrons pela perda de energia dE/dx e radiação de transição em seis planos isolados de fios. A capacidade de identificação da radiação de transição permite a identificação de elétrons com momento de até ~ 150 GeV/c. Devido à sua limitada cobertura azimutal, o TEC não foi usado na identificação de elétrons para a medida de charmônio.

O reconhecimento da trajetória (Fig. 3.4) é realizado através de uma transformada de Hough. Partículas carregadas produzem cargas secundárias na DC que são detectadas nas suas unidades de leitura como um conjunto de *hits*¹. Em uma colisão, cada par de *hits* forma-se uma reta que passa pela circunferência de referência a 220 cm do eixo de colisão. A posição azimutal ϕ e o ângulo α formado com o plano normal à circunferência de referência, configuram esta reta. Um histograma bidimensional $\alpha \times \phi$ é preenchido para cada evento com a informação de todas as combinações de pares de *hits*. As coordenadas dos pares de *hits* neste histograma formam um aglomerado² para cada trajetória de partícula carregada.

Possíveis falsas interpretações de trajetórias são removidas pela associação da trajetória reconhecida na DC com a informação do ponto de colisão e *hits* em detetores mais externos como as PCs e o EmCal. Maiores detalhes sobre a reconstrução de eventos pode ser encontrada em [150].

3.5 Medida de Momento da Partícula.

As partículas carregadas são deslocadas por um campo magnético de $\int B dl = 0.78T.m$ no plano de 90° . A medida de momento da partícula é calculada em primeira ordem pelo ângulo de deslocamento α mostrado na Figura 3.4. Correções de segunda ordem, referentes a não uniformidade do campo magnético no espaço, são realizadas através da interpolação do mapa do campo magnético visto na Figura 3.5.

¹*Hit* é a nomenclatura utilizada no experimento para definir a sensibilização de um canal eletrônico (e.g. fio, fototubo ou segmento de placa ativa)

²Aglomerado é um conjunto de *hits* que configura a passagem de uma partícula através da deposição de parte de sua energia em uma área eletronicamente ativa.

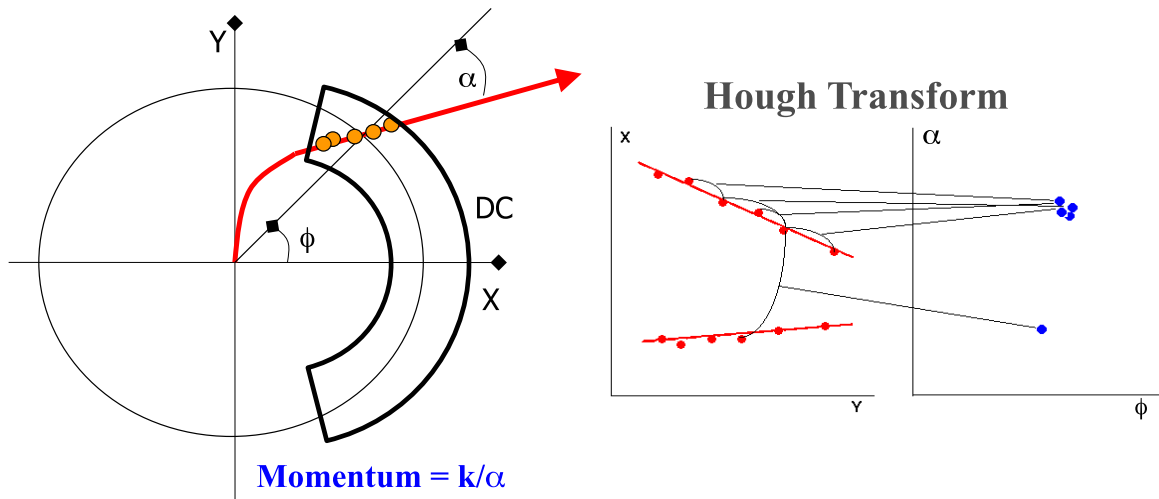


Figura 3.4: Definição da trajetória de uma partícula.

3.6 Detectores Usados na Identificação de Elétrons.

Esta seção é dedicada à descrição dos subsistemas envolvidos no reconhecimento de elétrons, o processo de identificação de elétrons será matéria do Capítulo 4.

3.6.1 Detector de Anel de Cherenkov - RICH.

O detector de radiação Cherenkov do PHENIX (*Ring Identifier Cherenkov* RICH) mostrado na Figura 4.1 é o subsistema primário para identificação de elétrons. Para um dado valor de momento, os elétrons são bem mais rápidos que os píons devido à massa do pión ser 273 vezes maior que a dos elétrons. A câmara do RICH é preenchida com CO_2 , fazendo com que o índice de refração dentro da câmara ($n = 1.000410$) torne píons com momento menor que $4.5 \text{ GeV}/c$ mais lentos que a luz no gás, enquanto que os elétrons com momento maior que $200 \text{ MeV}/c$ são mais rápidos que a luz no meio. Este ambiente faz com que os píons não produzam radiação Cherenkov, e portanto, não sejam detectados.

A luz Cherenkov produzida dentro da câmara é refletida por um espelho esférico para uma das duas paredes de fototubos laterais onde o sinal é coletado. O tratamento dos dados para a identificação de elétrons será discutida na seção 4.1.1. Detalhes técnicos do RICH podem ser encontrados no artigo [151].

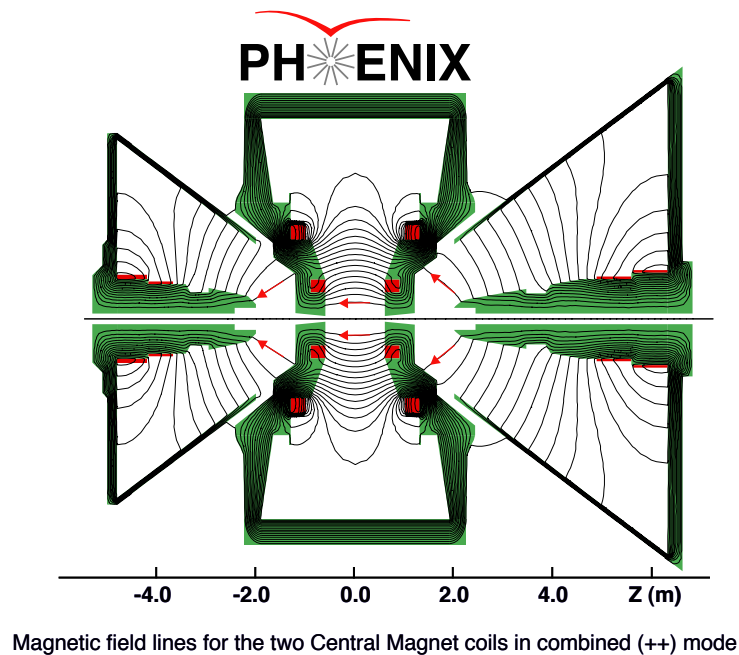


Figura 3.5: Linhas do campo magnético nos braços centrais do PHENIX.

3.6.2 Calorímetro Eletromagnético (*Electromagnetic Calorimeter - Em-Cal*).

O calorímetro eletromagnético é formado por 2 setores com torres absorvedoras de PbGl (chumbo-vidro) e 6 setores por torres absorvedoras PbSc (chumbo-cintilador) (Fig. 3.6). As características detalhadas do EmCal estão descritas no artigo [152]. Um resumo é mostrado na Tabela 3.1.

O reconhecimento de aglomerados de energia depositada pelas partículas incidentes é realizado pelas etapas :

1. procura de domínios formados por torres vizinhas com energia maior que 3 MeV;
2. anotação das torres com máximos locais de energia e acima de 80 MeV;
3. cálculo da energia total e centróide a partir da energia depositada nas oito torres que cercam a torre com máximo local;
4. ajuste de uma distribuição de energia para chuveiros de partículas aos parâmetros obtidos na etapa 3;
5. distribuição da energia de cada torre dentro do domínio entre os aglomerados definidos na etapa 4;
6. cálculo da nova energia total e centróide associada a cada máximo;

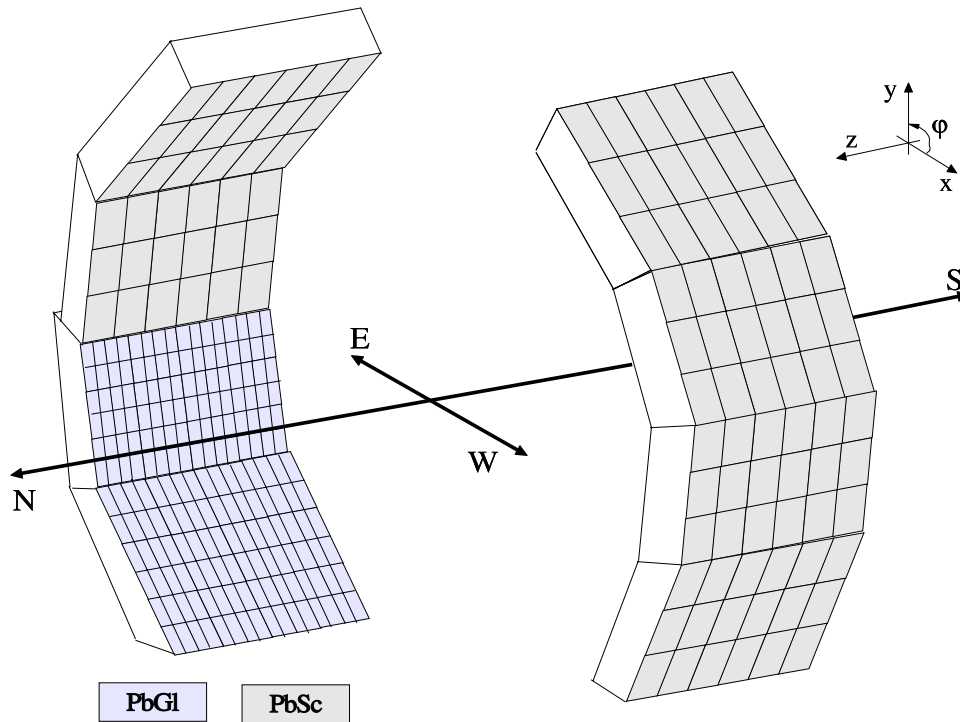


Figura 3.6: Visão geral do calorímetro eletromagnético (EmCal).

7. repetição das etapas 4,5 e 6 por seis vezes com realimentação dos parâmetros;
8. anotação dos máximos locais, suas torres e sua contribuição em energia;
9. se a contribuição em energia de um máximo local for menor que 2 MeV ela é desconsiderada.

A energia anotada para cada aglomerado é usada, juntamente com a informação de momento da partícula associada ao aglomerado, na identificação de elétrons, como será abordado na Seção 4.1.2.

3.7 Sistema de Aquisição de Dados (*Data Acquisition - DAQ*)

O detector PHENIX é composto por aproximadamente 350.000 canais de dados distribuídos em 12 subsistemas (durante a tomada de dados deste trabalho). Durante a aquisição de dados, cada subsistema deve ser capaz de operar em sincronismo com outros subsistemas ou independentemente durante sua calibração ou manutenção. Para satisfazer estes requisitos, o sistema de aquisição foi estruturado na forma de grânulos e partições. A Figura 3.7 mostra um esquema dos vários componentes que compõe o DAQ.

Tabela 3.1: Características dos setores PbGl e PbSc do EmCal.

	PbGl	PbSc
no. super módulos por setor	16x12	6x3
torres por módulo	6x4	12x12
dimensões de cada torre	4x4x40 cm^3	5.52x5.52x33 cm^3
comprimentos de radiação	14.4	18
medida da energia depositada	radiação Cherenkov	cintilação
resolução em posição σ_x (mm)	$0.2 + \frac{8.4}{\sqrt{E}}$	$1.55 + \frac{5.7}{\sqrt{E}} + 18 \sin \theta$
resolução em energia σ_E (%)	$0.8 + \frac{5.9}{\sqrt{E}}$	$1.2 + \frac{6.2}{\sqrt{E}}$
resolução temporal	~ 500 ps	~ 120 ps (elétrons)

Os leitores de sinal localizados próximos às áreas ativas do detector enviam os sinais analógicos aos *Front End Modules* (FEMs), onde o sinal é digitalizado, armazenado temporariamente e processado de forma a ter em suas saídas "pacotes" de dados de até 64 canais. Cada pacote é identificado com o número do FEM e o número do evento (índice da colisão) a que ele se refere.

Os FEMs são agrupados em "grânulos" (Fig. 3.8) que comportam até 7 FEMs de um determinado setor(s) de um subsistema. Os grânulos são também agrupados em partições que podem tomar dados independentemente de outras partições. O PHENIX possui no total 32 partições.

A placa que controla uma partição (*Data Collection Module - DCM*) coleta os pacotes de dados vindos dos vários grânulos e propaga os sinais de ocupado provenientes do *Granular Timing Module* (GTM) para todas as FEMS e ao módulo de decisão global do PHENIX (*Global Level 1 - GL1*).

Os pacotes de dados que saem do DCM podem ser armazenados diretamente em disco em modo individual (para calibração ou manutenção do subsistema) ou enviados ao construtor de eventos para que sejam gravados todos os pacotes das várias partições simultaneamente em um único arquivo (modo de aquisição de dados físicos).

O sinal de sincronização (*clock*) de todo o sistema é fornecido pelo *Master Timing Module* (MTM) que possui um *clock* interno (para uso na ausência de feixe do RHIC) ou que usa o mesmo fornecido pelo RHIC e que está sincronizado com o feixe de partículas.

A decisão de armazenar ou não o evento, durante a aquisição de dados, é fornecida

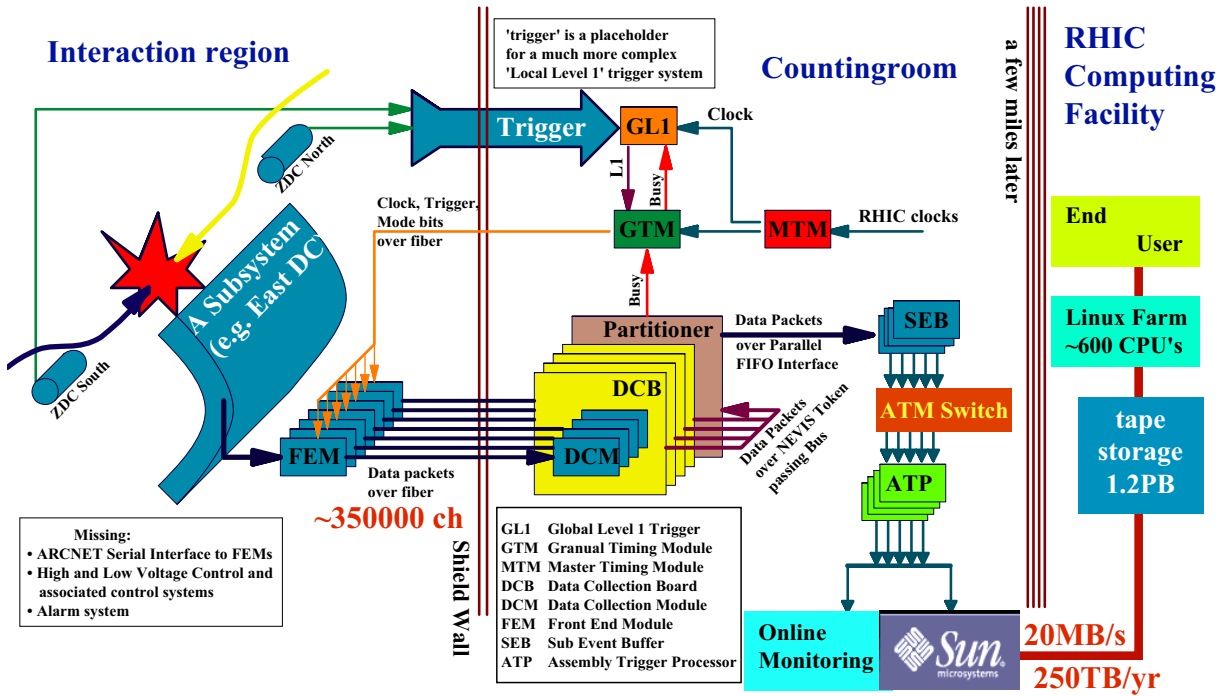


Figura 3.7: Esquema do sistema de aquisição de dados do detector PHENIX.

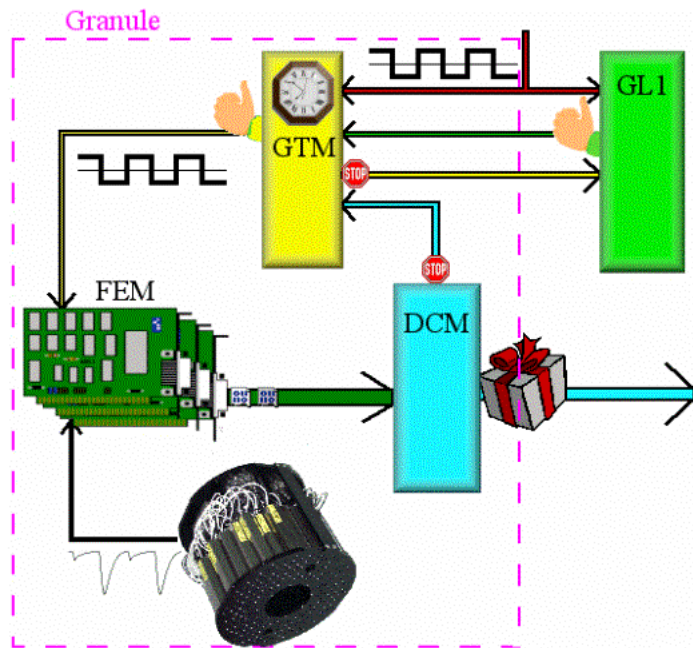


Figura 3.8: Componentes de um grânulo do sistema de aquisição.

pelo GL1 (*Global Level 1*). Ele se baseia nos sinais de ocupado vindos das partições, na qualidade dos dados (*Blue Logic Trigger*) e nos acionamentos locais do sistema de *trigger* LL1(*Local Level 1*). A saída do GL1 é também fornecida aos grânulos através de seus respectivos GTMs (*Granular Timing Module*), como sinal de autorização para armazenamento temporário.

Durante o modo de aquisição de dados, o construtor de eventos recebe os pacotes de vários eventos diferentes ao mesmo tempo em vários *Sub Event Buffers* (SEBs) onde os pacotes são temporariamente armazenados. O pacote de dados fornecido pelo grânulo do GL1 é quem fornece o "cabeçalho" de um evento, contendo o número, instante de aquisição e toda informação dos *triggers*. O *Event Builder Controller* (EBC) colhe o pacote do GL1 e monta *buffers* de eventos nos *Assembly Trigger Processors* (ATP) e os associa com os SEBs que possuem pacotes com o mesmo número de evento. A ligação dinâmica dos SEBs com os ATPs é feita pelo chaveador *Assembly Trigger Module* (ATM). Assim que um evento possuir todos os pacotes esperados nos SEBs, o ECB manda o sinal de armazenamento em disco aos ATPs.

Maiores detalhes sobre o sistema de aquisição de dados e *trigger* do PHENIX são encontrados na Referência [153].

3.8 Seleção Rápida de Eventos (*Local Level 1 Trigger - LL1*).

Em taxas de colisões muito altas, se faz necessária a rápida rejeição de eventos que não sejam de interesse físico. O LL1 *trigger* faz uma caracterização local e rápida do evento através de alguns subsistemas. Sinais vindos de alguns dos FEMs são somados. Se a soma for maior que os níveis mínimos estabelecidos por uma tabela programável LUT (*Look-up table*), um bit local é ligado. Estes bits locais alimentam redutores de bits que, a partir de um algoritmo lógico, fornecem um bit de caracterização. Todo o processo de decisão do *trigger* leva 4,5 μ s. Esse tempo corresponde a aproximadamente 40 cruzamentos de feixe.

Os subsistemas que fornecem sinal para o LL1 *trigger* são BBC, MuId, ZDC, EmCal e RICH (figura 3.9).

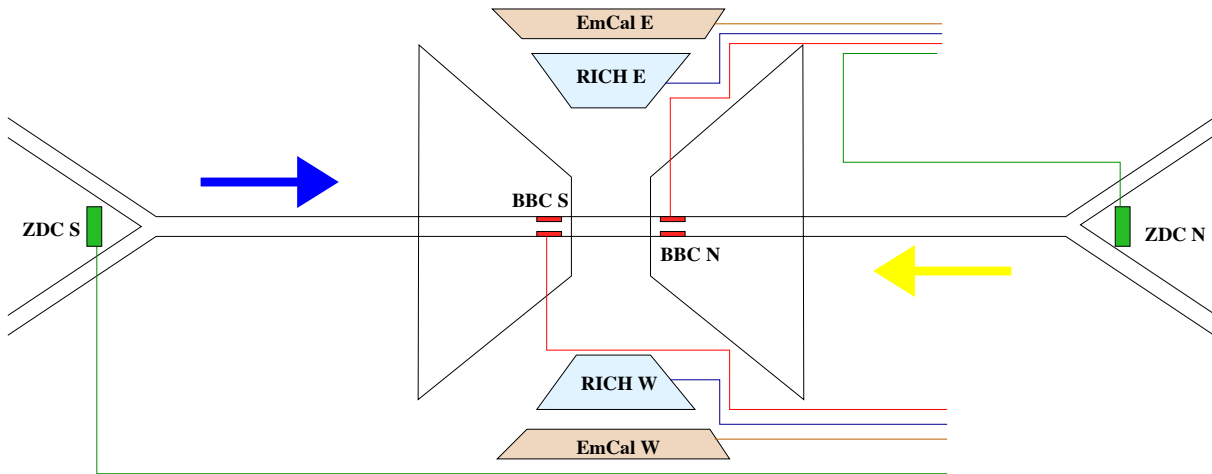


Figura 3.9: Subsistemas que participam do *trigger* LL1.

3.8.1 *Trigger de Atividade Mínima - Minimum Bias - MB*

O *trigger* mais fundamental é o BBCLL1 que verifica a atividade mínima no detector (*Minimum Bias - MB*) através da multiplicidade de partículas medida no BBC (Seção 3.2). Normalmente, dois ou três *hits* caracterizam a ocorrência de uma colisão Au + Au com eficiência de 93%. Já em colisões $p+p$, devido à baixa quantidade de partículas geradas na colisão, mesmo com um critério menos exigente, o qual requer que pelo menos um *hit* ocorra no BBC, a eficiência do *trigger* é de aproximadamente 50%.

3.8.2 *Trigger de Elétrons (ERT_E)*.

O *trigger* ERT recebe sinais rápidos dos FEMs do RICH e EmCal para aceitar eventos contendo candidatos a elétrons ou fótons (Fig. 3.10). Para que um evento ERT_E seja aceito, um foto-tubo 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, podendo variar de 500 MeV até 1.2 GeV.

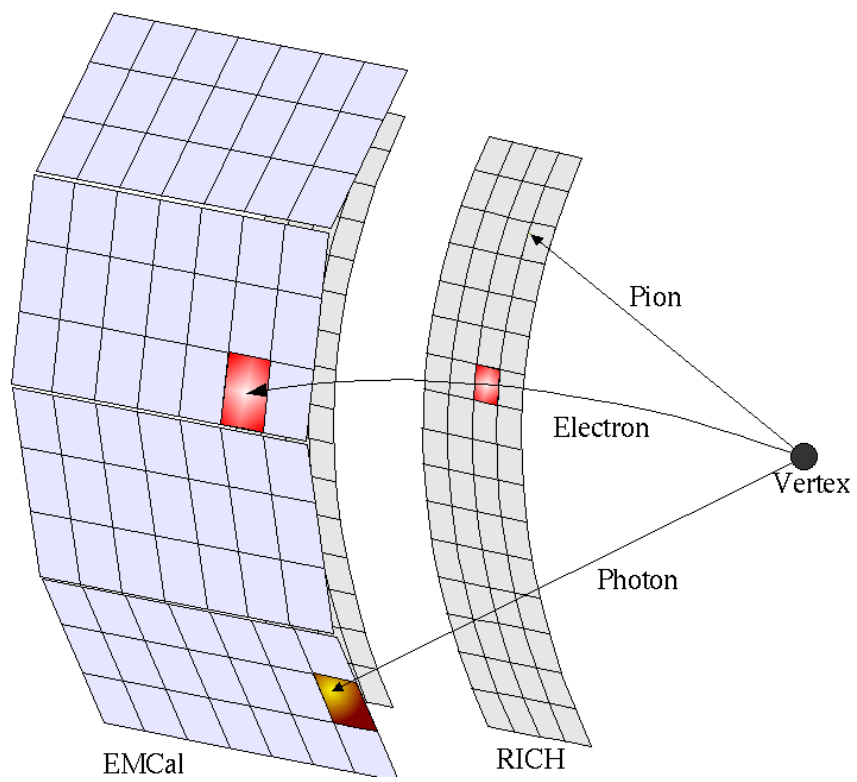


Figura 3.10: Sensibilização do ERT.

Capítulo 4

Identificação de Elétrons

Neste capítulo discutimos o procedimento para a identificação de elétrons no detector PHENIX. Para efeito de simplificação, ao mencionarmos elétrons também estamos incluindo pósitrons na discussão. Uma das grandes vantagens do detector PHENIX é sua capacidade para distinguir elétrons num ambiente 100 vezes mais abundante em hádrons. Os detectores utilizados para a identificação de elétrons são RICH (3.6.1) e EmCal (3.6.2). A informação obtida através dos anéis de Cherenkov e dos chuveiros eletromagnéticos nestes detectores deve estar calibrada e otimizada para retornar a melhor significância de sinal para nossas medidas de mésons vetoriais. Neste capítulo também discutimos como assegurar a qualidade de nossos dados antes da contagem de sinal.

4.1 Parâmetros Utilizados para a Seleção de Elétrons.

4.1.1 Parâmetros do RICH.

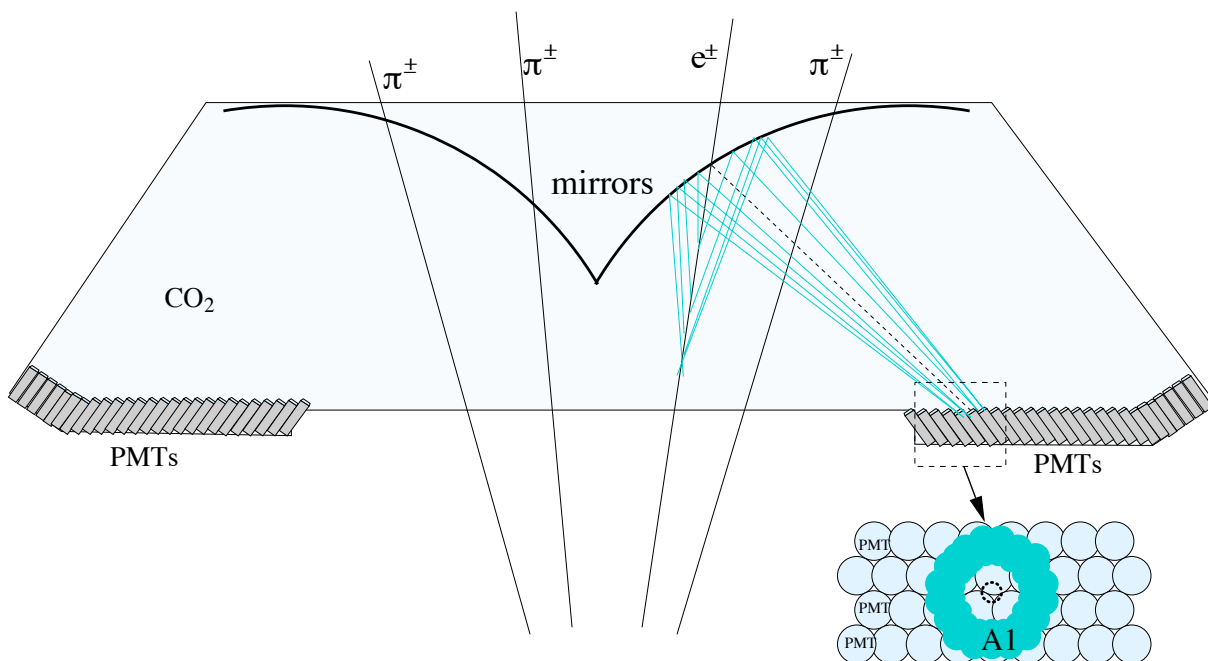


Figura 4.1: Visão esquemática da aquisição de radiação Cherenkov no RICH.

O critério primeiro para a identificação de elétrons é a resposta do RICH quando a partícula atravessa o seu volume. O traço da partícula é projetado na parede de fototubos (PMT) de acordo com o alinhamento dos espelhos (Fig. 4.1) e uma área de anel A_0 de raio de $3.8\text{cm} < R < 8.4\text{cm}$ ao redor do traço projetado é definida. Uma

área maior $A1$ com raio externo de até 11.0 cm também é definida. O sinal medido por cada fototubo é npe_i . Os parâmetros utilizados para obtermos estas áreas são:

$n0 = \sum_i^{A0} (npe_i > npe_{ped})$ é o número de fototubos (PMTs) com amplitude acima de um fundo conhecido npe_{ped} dentro de $A0$;

$npe0 = \sum_i^{A0} npe_i$ é o sinal total medido por todos os fototubos em $A0$;

$disp = \left| \left| \sum_i^{A0} (npe_i * \vec{x}_i) / npe0 - \vec{x}_{track} \right| \right|$ é a distância entre o centro de gravidade do anel e a projeção do traço \vec{x}_{track} ;

$\chi_{ring}^2 = \sum_i^{A0} ((R_i - R_0)^2 * npe_i) / npe0$, onde $R_0 = 5.9$ cm e R_i são as distâncias entre os fototubos disparados e o centro de gravidade do anel;

$n1$ é o número de fototubos com amplitude acima de um fundo de contaminação conhecido dentro de $A1$;

$npe1$ é o sinal total medido pelos fototubos dentro de $A1$.

4.1.2 Parâmetros do EmCal.

O poder de rejeição a hádrons é aumentado pela associação da posição e do momento/energia com os aglomerados de energia do EmCal. A associação da posição é obtida através de:

$emcsdphi_e = (\phi_{proj.track} - \phi_{en.cluster}) / \sigma_{pos}$ é a distância entre a projeção $\phi_{proj.track}$ da partícula no EmCal e a coordenada $\phi_{en.cluster}$ do centro de gravidade do aglomerado de energia, em unidades de resolução de posição do EmCal σ_{pos} considerando o chuveiro eletromagnético;

$emcsdz_e = (Z_{proj.track} - Z_{en.cluster}) / \sigma_{pos}$ é a distância entre a projeção $Z_{proj.track}$ da posição da partícula no EmCal e a coordenada $Z_{en.cluster}$ do centro de gravidade do aglomerado de energia, em unidades de resolução de posição do EmCal σ_{pos} considerando o chuveiro eletromagnético.

Na Seção 4.4.3 discutimos toda a dependência destes parâmetros.

Os elétrons depositam a maior parte de sua energia cinética no EmCal enquanto que os hádrons deixam somente uma parte desta (Fig. 4.2). Aproveitamos esta propriedade

ao utilizarmos a energia E no aglomerado com o momento P associado ao traço da partícula e obtemos

$$\text{dep} = \frac{E - P}{P} \frac{1}{\sigma_E(E/P)} \quad (4.1)$$

onde $\sigma_E(E/P)$ é a resolução da medida E/P . A resolução é função do momento. Discutimos a calibração deste parâmetro na Seção 4.4.4. O formato do chuvaire de

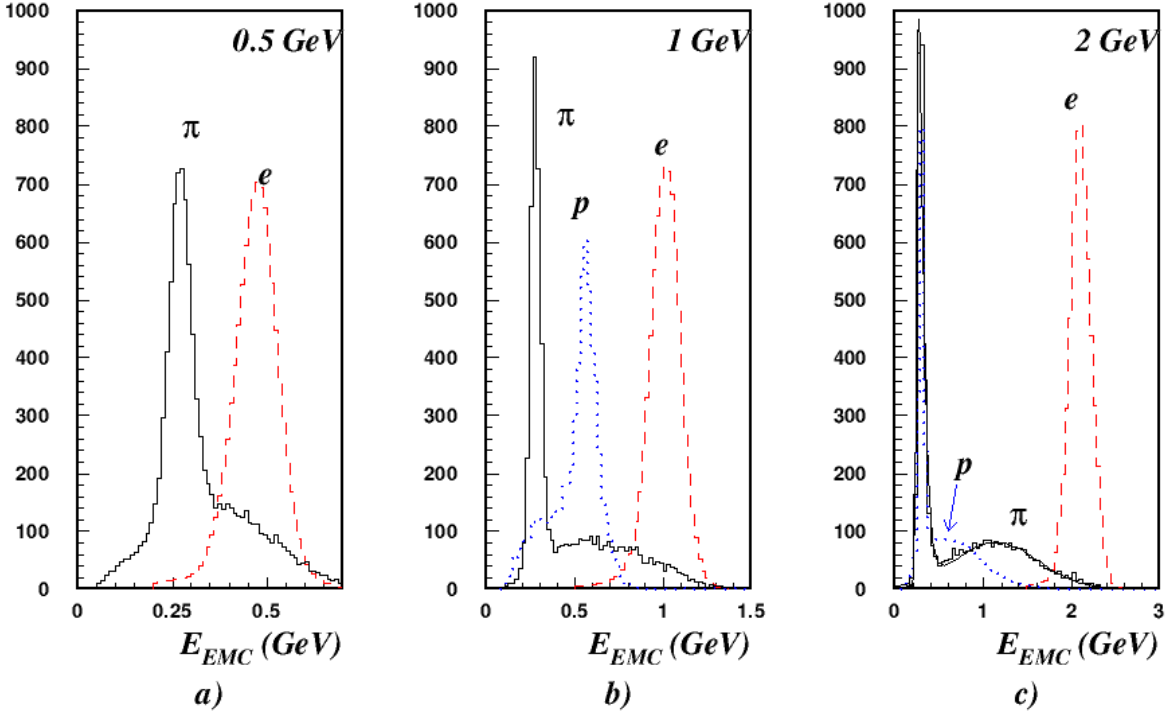


Figura 4.2: Resposta do EmCal a testes com feixes de píons, prótons e elétrons.[152]

partículas no interior do EmCal apresenta propriedades distintas para elétrons e hádrons podendo ser utilizado em nosso critério de seleção de elétrons. A forma da distribuição esperada para um chuvaire eletromagnético é parametrizada para cada aglomerado de energia. Obtemos

$$\chi_{\text{elsh}}^2 = \sum_i \frac{[E_i^{\text{measured}} - E_i^{\text{model}}(x, \vec{a})]^2}{\sigma^2} \quad (4.2)$$

onde E_i^{measured} é a energia medida pela torre i e E_i^{model} é a energia esperada por um chuvaire eletromagnético com parâmetros livres \vec{a} e distância x ao centro de gravidade do aglomerado. O modelo é independente da energia total e do ângulo de incidência da partícula. Esta variável apresenta um intervalo entre 0 e 1. Para $\chi_{\text{elsh}}^2 = 0$ o chuvaire apresenta probabilidade zero de ser um chuvaire eletromagnético e para $\chi_{\text{elsh}}^2 = 1$, o chuvaire é considerado eletromagnético. Uma grande fração de hádrons é

removida quando se aplica um critério mínimo de 2% para χ_{elsh}^2 .

A Figura 4.3 apresenta a distribuição dep com e sem o critério de seleção do RICH em colisões Au + Au . Pode-se notar um pico formado em torno de zero quando os parâmetros do RICH são utilizados para seleção de elétrons. A quantidade de outras partículas foi reduzida por um fator de 100 com os critérios do RICH aplicados a esta amostra. Mas mesmo com esta seleção, o pico de dep ao redor de zero está sobre um fundo de contaminação significativo. A maior parte da contaminação de fundo é removida quando impomos um critério mínimo para o espectro de massa invariante de pares e^+e^- , mas precisamos estimá-lo a fim de realizar uma análise de qualidade posterior.

4.1.3 Associações com Canais de *Trigger* Sensibilizados.

Na análise de dados de colisões $p+p$, onde usamos eventos selecionados pelo *trigger* ERT_Electron, somente J/ψ s contendo elétrons ou pósitrons que dispararam o *trigger* foram considerados. O *trigger* pode ser também sensibilizado acidentalmente por um fóton numa torre do EmCal, e um ruído num fototubo do RICH. Além disso, sinais espúrios no *trigger* podem levar a falsas decisões. Assim, para que se entenda tal sistemática, analisamos somente eventos onde o *trigger* foi sensibilizado por elétrons caracterizados pelo RICH e pelo EmCal (Seção 3.8.2).

4.2 Fontes de Contaminação na Amostra de Elétrons.

O sinal de fundo observado é dominado por traços erroneamente associados. Em ambientes com alta densidade de partículas, os traços são facilmente associados aos anéis de Cherenkov errados. Podemos estimar este efeito ao fazermos a distribuição dep dos traços não correlacionados.

A linha preta na Figura 4.4 mostra a distribuição dep obtida de candidatos a elétrons de acordo com os traços da DCH, com os anéis do RICH e com a associação de aglomerados do EmCal. Esta curva corresponde ao sinal real de elétrons em adição ao fundo hadrônico proveniente de traços erroneamente associados. Para partículas pertencentes à mesma amostra adotamos o mesmo procedimento, mas trocando a coordenada Z dos anéis de Cherenkov ($Z \rightarrow -Z$). Neste caso, a distribuição dep corresponde somente a traços erroneamente associados. A linha azul na Figura 4.4 representa esta

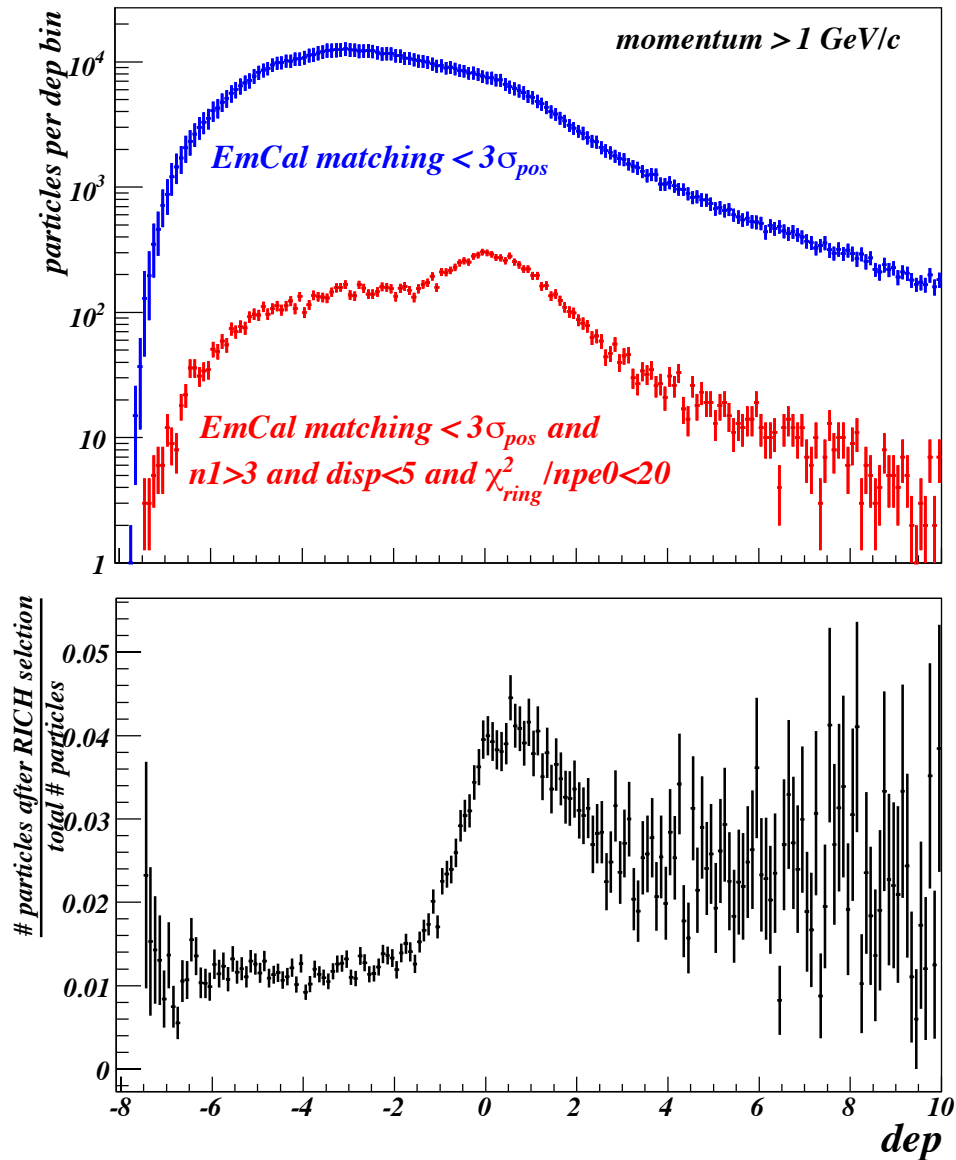


Figura 4.3: Painel superior: Distribuição dep de traços de partículas em colisões Au + Au associados a aglomerados do EmCal dentro de $3\sigma_{pos}$ (linha azul) e a fração destes que produz anéis de Cherenkov no RICH (linha vermelha). Painel inferior: Fração de partículas selecionadas pelos critérios do RICH.

distribuição. A distribuição limpa de elétrons é obtida subtraindo-se a distribuição contendo o sinal de elétrons daquela contendo somente traços erroneamente associados.

No código de reconstrução, trajetórias paralelas são refletidas no mesmo ponto na parede de fototubos do RICH. Se um hádron for paralelo a um elétron, seu traço reconstruído compartilhará o mesmo anel de Cherenkov e será identificado como um

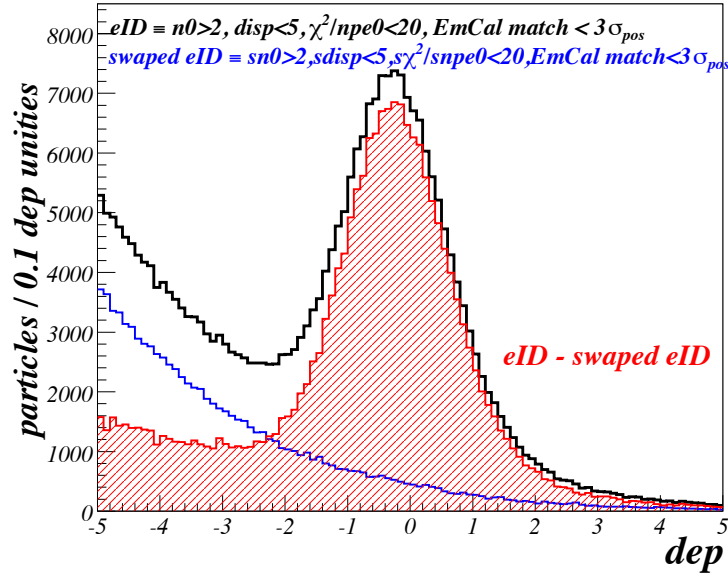


Figura 4.4: Remoção da contribuição hadrônica da amostra de candidatos a elétrons a partir da distribuição dep . O espectro remanescente contém elétrons vindos do ponto de colisão (pico em torno de $dep = 0$) e produzidos por conversão de fótons no material do detector ($dep < 2.5$).

elétron. Podemos utilizar o ângulo de abertura após o campo magnético ($pfoa$)

$$\cos(pfoa) = \left| \vec{A} \cdot \vec{B} \right| \quad (4.3)$$

entre as direções normalizadas da partícula \vec{A} e \vec{B} como um parâmetro para rejeitar traços paralelos. Para efeito de estimativa, rejeita-se um dos elétrons quando apresentam $pfoa < 43$ mrad.

Ruídos e canais temporariamente desabilitados na DCH próximos a traços reais de partículas podem ser identificados como partículas adicionais pelo algoritmo de traços. Estes são conhecidos por traços "fantasmas" e podem também compartilhar anéis de Cherenkov e serem erroneamente identificados. Traços muito próximos, que possuem ângulo azimutal ($\Delta\phi < 0.02$ rad) e distância $\Delta Z < 0.2$ cm quando atravessam a DCH, são considerados como um traço apenas. O traço rejeitado é sempre aquele com o menor $n0$. A segunda escolha para a rejeição é a maior $disp$.

Outra importante fonte de contaminação são os elétrons produzidos por fótons quando estes atravessam o material do detector (tubulação de feixe, espelho do RICH, etc...). A Figura 4.5 mostra estes elétrons de acordo com uma resposta do simulador Monte Carlo a π^0 gerados. A maioria destes elétrons são rejeitados pelos requisitos de associação, mas se um elétron de conversão for produzido na tubulação do feixe,

seu traço é reconstruído como um elétron do ponto de colisão. Elétrons produzidos no espelho do RICH, por exemplo, podem ter a mesma direção de hádrons regulares e compartilhar os mesmos anéis de Cherenkov. A contribuição de elétrons de conversão pode ser observada na distribuição *dep* após remoção das associações errôneas (linha vermelha na Figura 4.4). Estes elétrons de conversão formam um fundo ao pico em torno de zero. Durante a seleção de pares de elétrons para a obtenção de espectros de massa invariante, os elétrons de conversão se encontram concentrados em massas invariantes de poucos MeV, portanto fáceis de se remover. Para a contagem do número de elétrons por amostra para análise de qualidade, uma função Gaussiana mais exponencial é ajustada à distribuição *dep*. Os elétrons originários do ponto de colisão são contados pela integral da função Gaussiana.

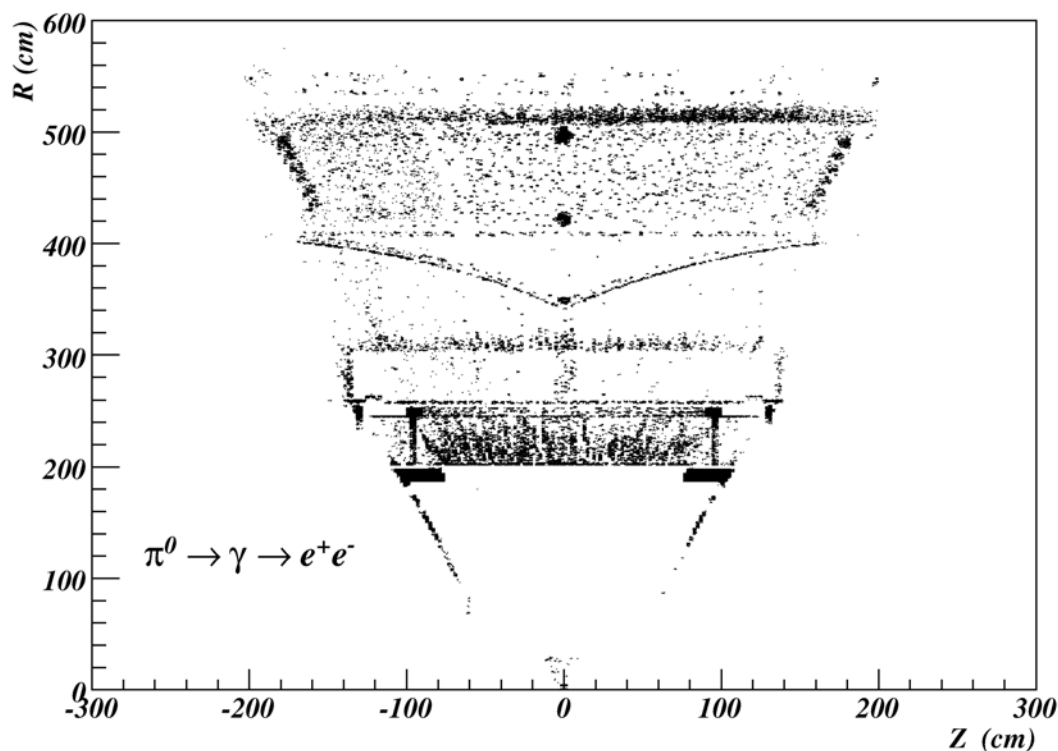


Figura 4.5: “Radiografia” de fontes de decaimento $\gamma \rightarrow e^+e^-$ no material do PHENIX. Gráfico obtido a partir da resposta do Monte Carlo do PHENIX a 50 mil π^0 s simulados.

4.3 Conjunto de Dados e Verificação da Qualidade.

A Tabela 4.3 resume a quantidade de eventos obtidos durante os *Runs* de Au + Au e *p+p* usados neste trabalho. Estes números são obtidos de contadores de eventos no

DAQ e incluem todos os tipos de feixes, campos magnéticos e quantidade de material. Os dados são rotulados com números de *run* para calibração e controle nas condições de aquisição. Neste passo da análise, definimos um conjunto de critérios para análise de qualidade (QA) selecionando números de *run* com condições adequadas para estudos de mésons vetoriais pesados.

Tabela 4.1: Número de eventos adquiridos durante colisões de Au + Au e $p+p$ para diferentes *triggers*.

espécie	eventos colhidos	eventos registrados	eventos MB	eventos ERT_E
Au + Au	6996M	1599M	1599M	0
$p+p$ (2006)	294.1B	9065.1M	634.8M	1218.7M

4.3.1 Condições do Feixe.

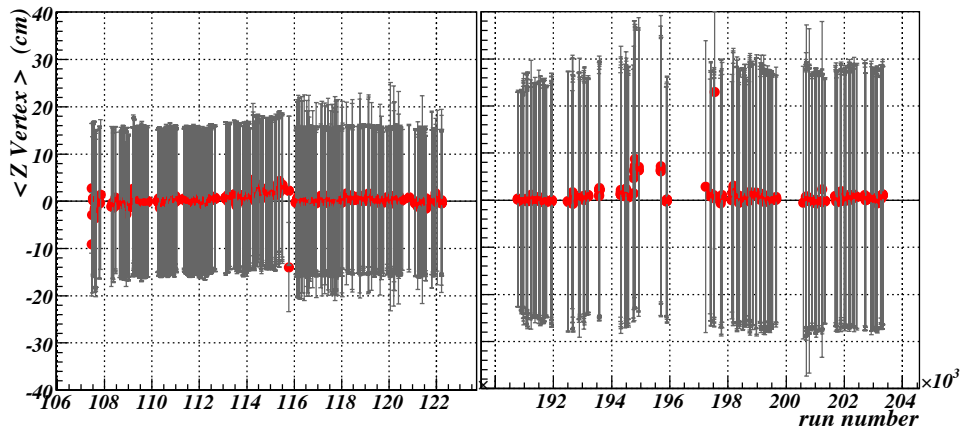


Figura 4.6: Vértice Z médio do feixe observado pelo BBC *versus* número do *run* durante colisões de Au + Au (gráfico à esquerda) e colisões $p+p$ (gráfico à direita). Barras de erro correspondem a desvios padrão da distribuição do vértice.

A Figura 4.6 mostra o vértice médio $\langle Z \rangle$ *versus* o número do *run*. Em toda a análise de elétrons aceitamos colisões até 30 cm distantes do centro do eixo Z do PHENIX. Todos os *runs* registrados foram aceitos para análise de acordo com este critério de QA.

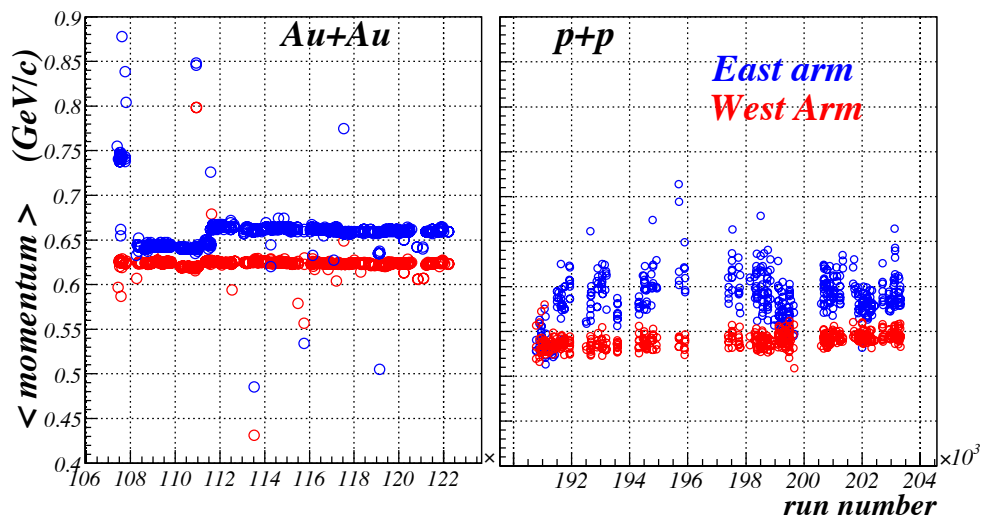


Figura 4.7: Momento médio para todas as partículas carregadas nos braços dos espectrômetros oeste e leste *versus* número de *run* durante os períodos de colisão Au + Au e *p+p*. Todos os traços são detectados nos três planos da DCH e estão associados com aglomerados do PC1 e EmCal.

4.3.2 Estabilidade do Campo Magnético.

A melhor forma de se aferir a estabilidade do campo magnético nos espectrômetros centrais é verificar o momento médio de todas as partículas detectadas nos braços dos espectrômetros. Para minimizar o número de partículas fantasmas nesta verificação, o traço deve apresentar pelo menos

- dois *hits* nos planos X1 e X2 da DCH;
- detecção não ambígua no plano UV da DCH;
- associação com um aglomerado na PC1.

A Figura 4.7 mostra o momento médio para cada número de *run* nos períodos Au + Au e *p+p*. O critério para a seleção do número de *run* para o período Au + Au foi $0.6 \text{ GeV}/c < \langle mom \rangle < 0.7 \text{ GeV}/c$ em ambos os braços. Com este critério, 94 números de *runs* correspondendo a 29.8M eventos foram rejeitados durante o período Au + Au. Para o período *p+p*, o critério foi $(0.5 < \langle mom \rangle < 0.65) \text{ GeV}/c$, o qual rejeitou 28 números de *runs* correspondendo a 34.5M eventos.

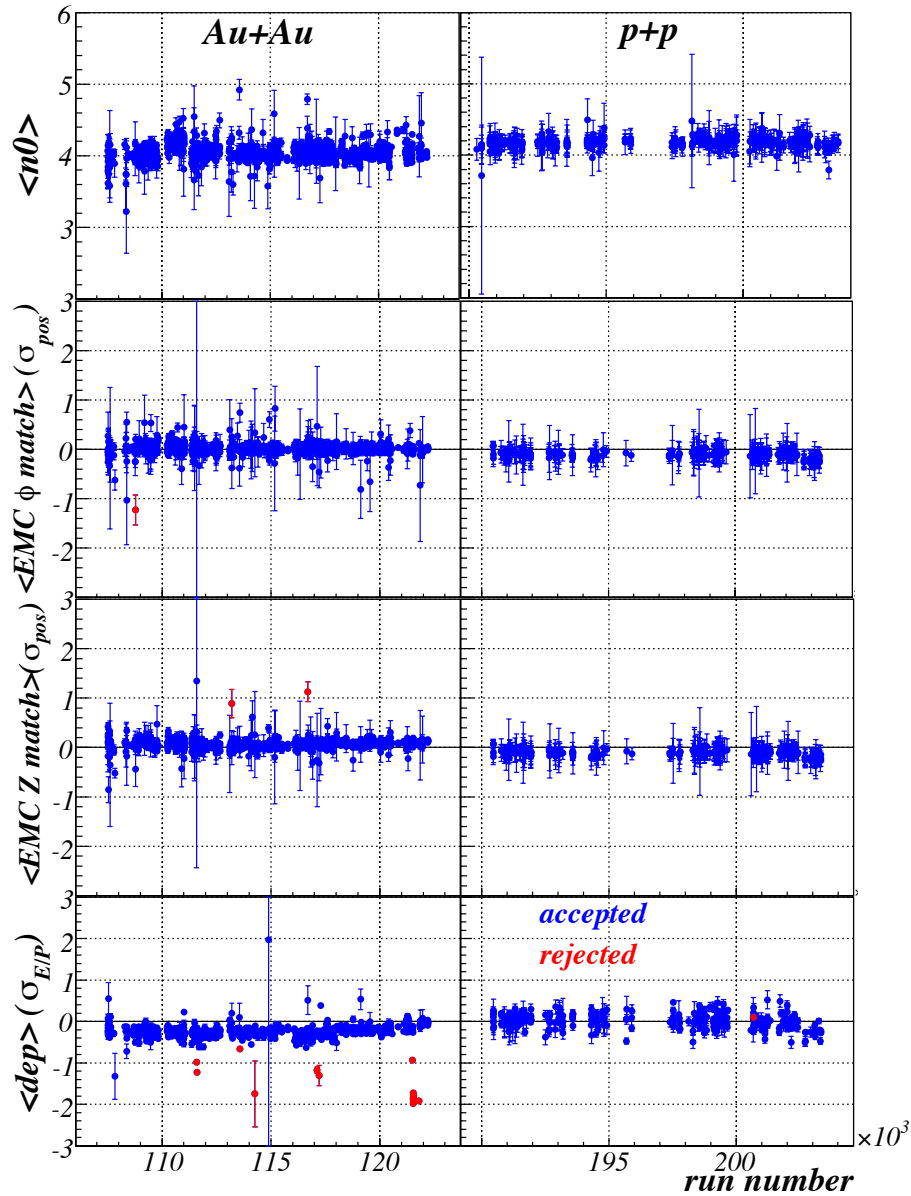


Figura 4.8: Dependência dos parâmetros de identificação de elétrons com o número do *run* usados em análise de mésons vetoriais pesados. Os pontos vermelhos são números de *run* rejeitados para análise posterior.

4.3.3 Estabilidade dos Parâmetros para eID.

Antes de se realizar a calibração dos parâmetros utilizados para a identificação de elétrons, precisamos rejeitar os números de *runs* cujos parâmetros não apresentam um comportamento uniforme. A análise de qualidade dos parâmetros usados para identificação de elétrons foi feita com eventos de *Minimum Bias* e $|Z_{\text{vertex}}| < 30\text{cm}$. Para este propósito selecionamos traços de boa qualidade com ao menos:

- dois *hits* nos planos X1 e X2 da DCH;

- detecção não ambígua no plano UV da DCH;
- associação com um aglomerado na PC1;
- $500 \text{ MeV}/c < \text{momento} < 5.0 \text{ GeV}/c$.

Para a análise de qualidade dos dados fornecidos pelo RICH, além dos requisitos acima, somente traços associados com aglomerados de energia no EmCal dentro de $3\sigma_{pos}$ e $dep > -2\sigma_{E/P}$ são utilizados. As distribuições $n0, \chi_{ring}^2/npe0$ e $disp$ são subtraídas pelas mesmas obtidas de traços não correlacionados (com coordenada $-Z$). Desta forma, removemos a contribuição dos traços erroneamente associados.

Para análise de qualidade dos dados fornecidos pelo EmCal, além dos requisitos anteriores, somente traços com $n0 > 2$, $\chi_{ring}^2/npe0 < 10$, e $disp < 5\text{cm}$ são considerados. Similarmente à análise de qualidade no RICH, a contaminação de fundo de traços erroneamente associados foi também subtraída.

Um número de *run* só é aceito para análise posterior se todos os parâmetros a seguir forem obedecidos:

- $\langle n0 \rangle > 3$;
- $|\langle emcsdphi_e \rangle| < 0.6 \sigma_{pos}$;
- $|\langle emcsdz_e \rangle| < 0.6 \sigma_{pos}$;
- $\langle dep \rangle < 0.8 \sigma_{E/P}$.

4.3.4 Aceitância - Flutuação de Eficiência

Durante o cálculo da produção final precisamos estimar a aceitância e a eficiência do detector. Estas estimativas são apresentadas no próximo capítulo. Para que a flutuação da eficiência esteja sob controle durante as análises, verifica-se a constância da produção de elétrons durante a aquisição. Nesta etapa de nossa análise de qualidade (QA) verificamos instabilidades da eficiência a partir do número médio de elétrons.

Usamos somente eventos de *Minimum Bias* com $|Z_{vertex}| < 30\text{cm}$ e selecionamos candidatos a elétrons utilizando critérios mais restritos:

- dois *hits* nos planos X1 e X2 da DCH;
- detecção não ambígua no plano UV da DCH;

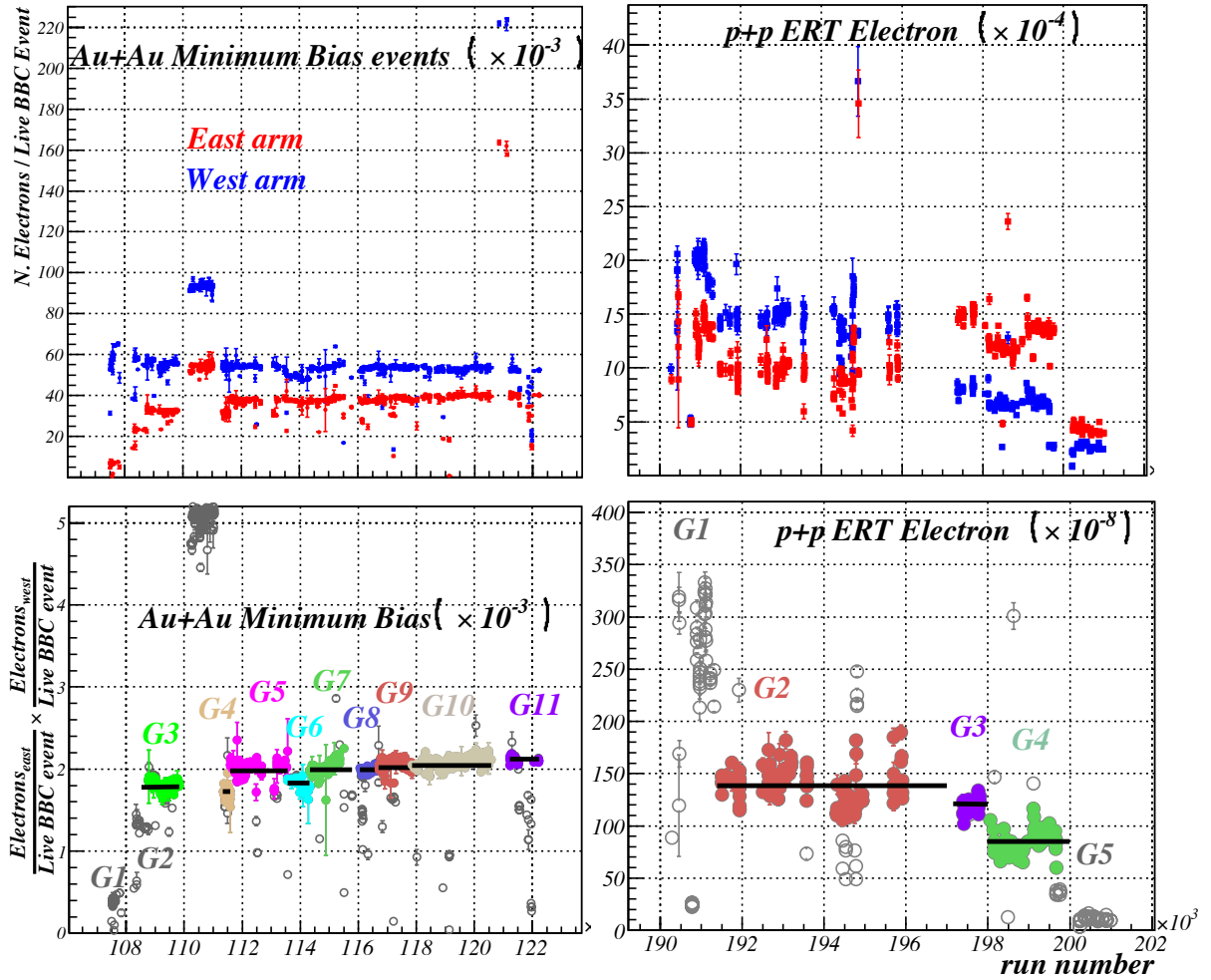


Figura 4.9: Dependência da produção de elétrons com o número de *run*. Os gráficos na parte superior mostram o número médio de elétrons por evento para cada braço do espectrômetro. Os gráficos na parte inferior mostram o produto entre os números médios de ambos os braços (Eq. 4.4). As linhas horizontais representam a produto médio para cada grupo. Os círculos cinzas abertos correspondem a *runs* rejeitados.

- associação com um aglomerado na PC1;
- $200\text{MeV}/c < \text{momento} < 4\text{GeV}/c$;
- $n_0 \geq 3$;
- $\chi_{ring}^2/n_{pe0} < 20$;
- $disp < 5\text{cm}$;
- $emcsdphi_e < 2\sigma_{pos_i}$;
- $emcsdz_e < 2\sigma_{pos}$.

A distribuição *dep* é mostrada na Figura 4.4. A contribuição dos traços erroneamente associados foi subtraída conforme descrito na Seção 4.2. Uma função Landau+Gaussiana é ajustada à distribuição remanescente. A integral da componente Gaussiana centrada em zero nos fornece o número de elétrons.

Os gráficos no topo da Figura 4.9 mostram a produção de elétrons para cada número de *run* aceito na Seção 4.3.3. O aumento da produção de elétrons no início e no final do *Run* de Au + Au corresponde a períodos com material adicional conhecido. Este material (latão - 1.7% X_0) foi instalado ao redor da tubulação do feixe para estimativa de $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Estes dois períodos são descartados em nossa análise. Durante as colisões *p+p*, a maioria das variações provêm de diferentes comportamentos no *trigger* ERT_Electron. A energia de sensibilização do *trigger* no EmCal para o grupo G5 foi alterada de 800 MeV/*c* para 1.2 GeV/*c* para adequação à taxa máxima de transmissão de dados no DAQ.

Já que a maioria dos mésons vetoriais pesados apresentam elétrons e pósitrons se dirigindo para diferentes braços é mais conveniente usar o produto dos números médios de elétrons dos braços leste e oeste para representar a eficiência de detecção

$$Y = \frac{N_{e_{west}}}{Live\ BBC\ events} \frac{N_{e_{east}}}{Live\ BBC\ events} \quad (4.4)$$

como um critério de seleção. A dependência de *Y* com o número de *run* aparece na parte inferior do gráfico da Figura 4.9. Os números de *run* foram agrupados de acordo com *Y*. Para cada um destes grupos obteve-se um valor médio $\langle Y \rangle$ e respectivo desvio padrão. Somente números de *run* com $|Y - \langle Y \rangle| < 2\sigma$ foram aceitos para análises posteriores.

A Tabela 4.2 mostra o conjunto de dados e a produção média do par de elétrons utilizados neste trabalho após a seleção de qualidade para cada grupo. Devido à baixa estatística e à grande flutuação da eficiência, os grupos G1, G2 nos dados de Au + Au e G1 nos dados de *p+p* não foram utilizados durante a análise. O período entre G3 e G4 - quando material adicional foi instalado ao redor do tubulação de feixe para estudos de contaminação de fundo fotônico - teve a significância do sinal degradada devido à grande quantidade de elétrons provenientes de fótons. O grupo G5 nas colisões *p+p* não estava completamente analisado quando da redação deste trabalho, por isso ele não foi usado neste trabalho.

Os grupos de *run* G10 e G3 nos dados de Au + Au e o grupo G2 nos dados de *p+p* foram utilizados como referência para o ajuste da simulação. A eficiência *run*-por-

run relativa a estes períodos de referência é uma média ponderada da produção de pares de elétrons relativa a estes grupos. O resumo das eficiências run -por- run são:

Au + Au G3-G4 (utiliza o grupo G3 como referência): $\epsilon_{run-by-run} = 0.994 \pm 0.014$

Au + Au G5-G11 (utiliza o grupo G10 como referência): $\epsilon_{run-by-run} = 0.983 \pm 0.030$

$p+p$ G2-G4 (utiliza o grupo G2 como referência): $\epsilon_{run-by-run} = 0.76764 \pm 0.10$

Os erros são desvios padrão da distribuição de Y entre os grupos de $runs$. As eficiências são utilizadas no cálculo da produção final e os erros são considerados como erros sistemáticos.

Tabela 4.2: Conjunto de dados e produto médio de pares de elétrons estimado em (4.4) após a seleção de qualidade.

espécie	grupo	eventos		$\frac{N_{e_{east}}^{\pm} \times N_{e_{west}}^{\pm}}{(Live\ BBC\ event)^2}$
		colhidos ($\times 10^6$)	registrados ($\times 10^6$)	
Au + Au (MB)	G3	119.4	85.0	$1.786 \pm 0.005 \times 10^{-3}$
	G4	34.6	17.7	$1.721 \pm 0.005 \times 10^{-3}$
	G5	224.4	158.6	$1.9755 \pm 0.0019 \times 10^{-3}$
	G6	89.0	62.2	$1.8189 \pm 0.0039 \times 10^{-3}$
	G7	195.5	144.7	$1.9891 \pm 0.0039 \times 10^{-3}$
	G8	168.4	118.4	$1.990 \pm 0.004 \times 10^{-3}$
	G9	290.8	215.2	$2.0133 \pm 0.0021 \times 10^{-3}$
	G10	458.5	330.7	$2.0449 \pm 0.0020 \times 10^{-3}$
	G11	136.4	95.6	$2.121 \pm 0.004 \times 10^{-3}$
	TOTAL	1715	1229	
	$p+p$ (ERT.E)	G2	22107.3	155.9
G3		6846.1	49.2	$1.20 \pm 0.08 \times 10^{-6}$
G4		41158.5	262.7	$0.85 \pm 0.10 \times 10^{-6}$
TOTAL		7011.19	467.8	

4.4 Calibração dos Parâmetros de eID.

A identificação de elétrons (eID) requer variáveis que não dependam da geometria do detector e do momento da partícula. Nesta seção descrevemos as correções aplicadas

aos parâmetros de identificação de elétrons. Em todos os casos, a calibração foi feita utilizando-se uma amostra de elétrons obtida da mesma maneira como descrita no procedimento de análise de qualidade.

4.4.1 Momento

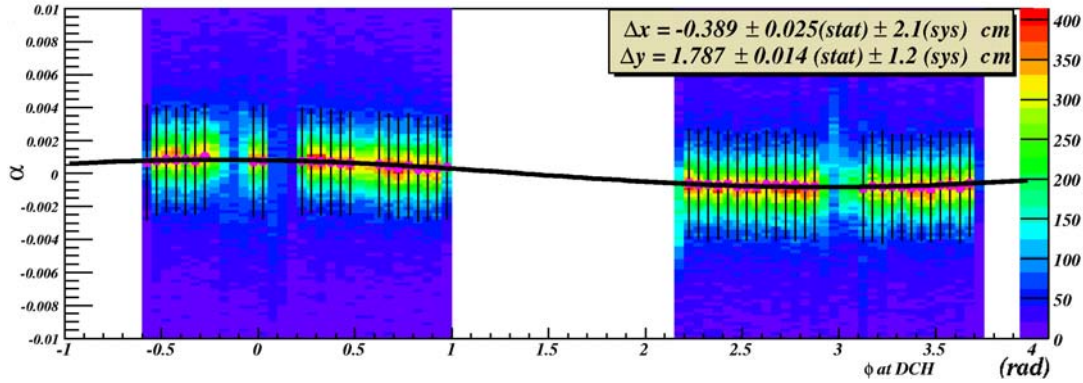


Figura 4.10: Determinação do desalinhamento do feixe pela medida do desvio azimutal α das partículas carregadas em períodos de aquisição com campo magnético nulo.

O momento transversal p_T obtido a partir dos traços da partícula corresponde em primeira ordem a

$$p_T = \frac{K}{\alpha} \quad (4.5)$$

onde α é o ângulo entre o traço da partícula e o plano azimutal ϕ . $K \sim 104 \text{ mrad} \cdot \text{GeV}/c$ é determinado pelo mapa de configuração do campo magnético. Pequenos desvios em α podem afetar a medida de momento.

A intensidade do campo magnético apresentou uma variação desprezível durante a aquisição de dados (0.05% em períodos Au + Au e 0.03% em períodos $p+p$).

Durante a aquisição de dados sem campo magnético, o valor de α para os traços da partícula deveria ser zero, já que não há deflexão. Mas na Figura 4.10 encontramos $\alpha \neq 0$ para traços de boa qualidade. Isto ocorre quando o ponto de colisão do feixe sofre um deslocamento de Δx e Δy . A variação $\Delta\alpha$ do ângulo medido pela DCH (raio médio $R_{DCH} = 220 \text{ cm}$) neste caso é

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta y}{R_{DCH}} \sin(\phi) + \frac{\Delta x}{R_{DCH}} \cos(\phi) \quad (4.6)$$

onde Δx e Δy são ajustados à distribuição α versus ϕ como mostra a Figura 4.10.

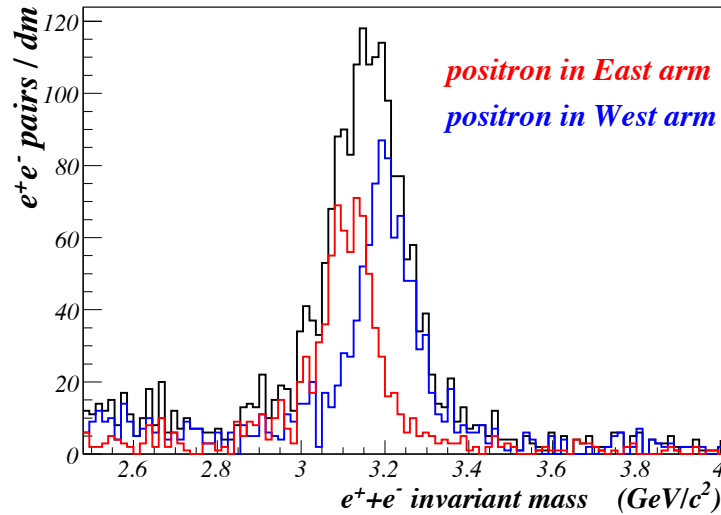


Figura 4.11: Massa invariante de J/ψ para diferentes regiões de detecção do pósitron que compõe o par de J/ψ .

Esta técnica não pode ser utilizada em períodos com campo magnético presente. Entretanto, podemos usar o deslocamento do pico de J/ψ no espectro de massa invariante quando impusermos que o decaimento de prótons e elétrons seja detectado numa região azimutal específica.

Os valores Δx e Δy de desvio do feixe foram variados e para cada variação o momento e a massa invariante foi recalculada. A Figura 4.12 mostra a diferença entre a centróide da massa de J/ψ quando o pósitron correspondente for detectado no braço oeste $M_{J/\psi}(e^+ \text{ no Oeste})$ e quando for detectado no braço leste $M_{J/\psi}(e^+ \text{ no Leste})$. Na mesma figura a largura em massa do pico de J/ψ é avaliado para cada conjunto de valores Δx e Δy . A menor diferença em massa e largura determina os melhores valores Δy e Δx .

4.4.2 Alinhamento do Espelho do RICH

A projeção dos traços da partícula na parede de fototubos do RICH é baseada no alinhamento de 24×4 espelhos (Seção 3.6.1). Pequenos desvios na inclinação e deslocamento dos espelhos são corrigidas a partir do formato dos anéis em torno da projeção de traços de elétrons. A Figura 4.13 mostra as formas dos anéis de Cherenkov para os setores dos braços de cada lado do RICH a partir de vários eventos depois do alinhamento do espelho.

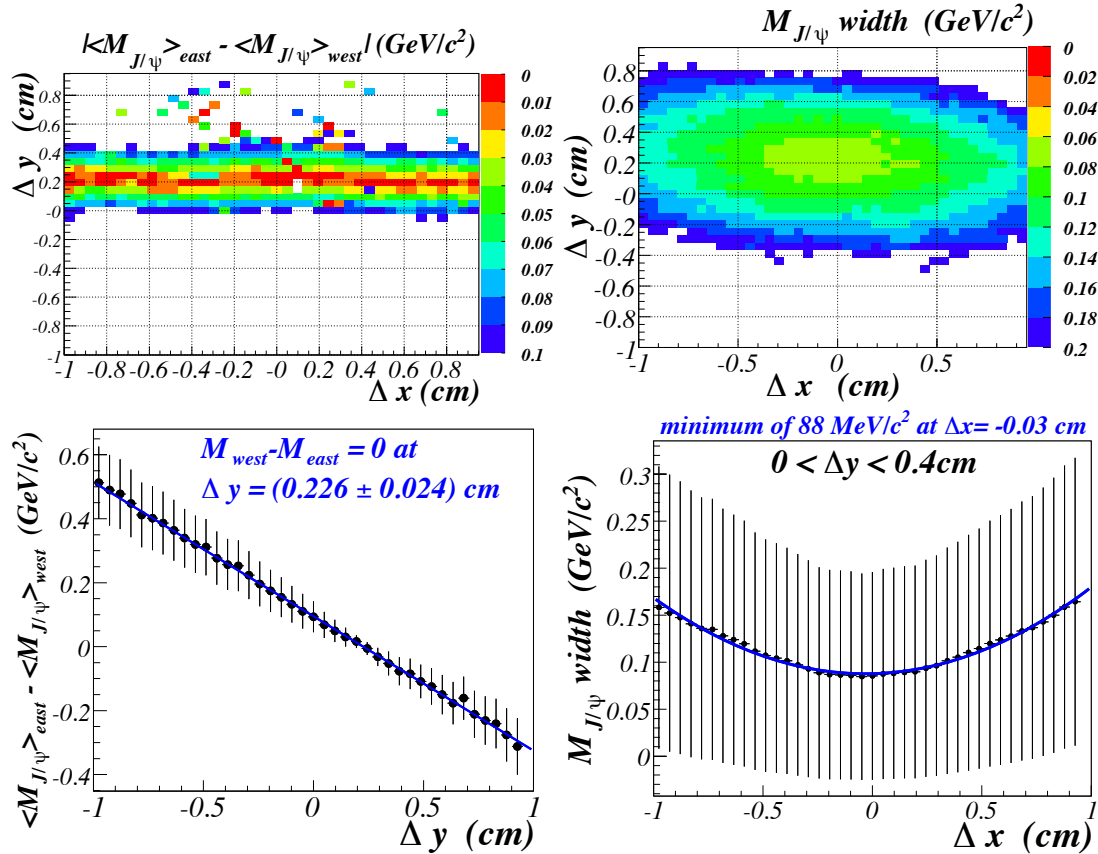


Figura 4.12: Resultado da variação de Δx e Δy (4.6) na centróide e largura da massa invariante de J/ψ .

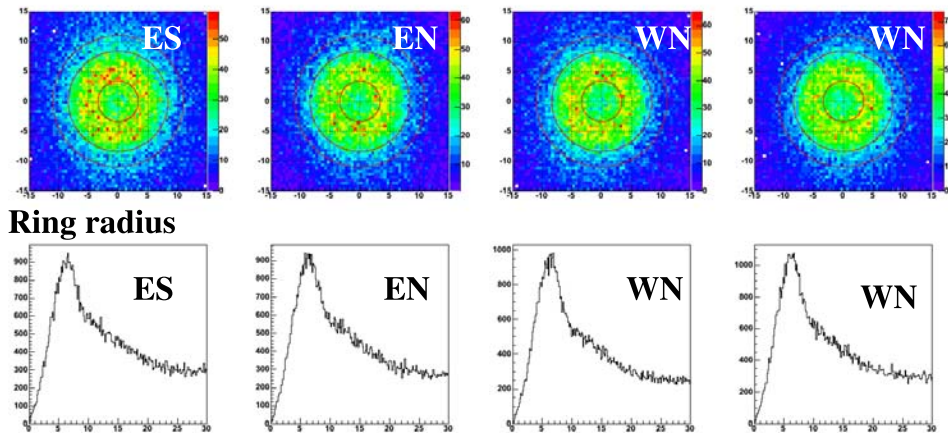


Figura 4.13: Formato dos anéis Cherenkov relativos à projeção do traço do elétron na parede de fototubos do RICH. Eixos em cm. [154].

4.4.3 Associação com Aglomerados de Energia no EmCal.

Associamos o traço da DCH com a distância ao aglomerado de energia do EmCal em unidades de resolução de posição no EmCal σ_{pos} . Esta é a melhor abordagem já que

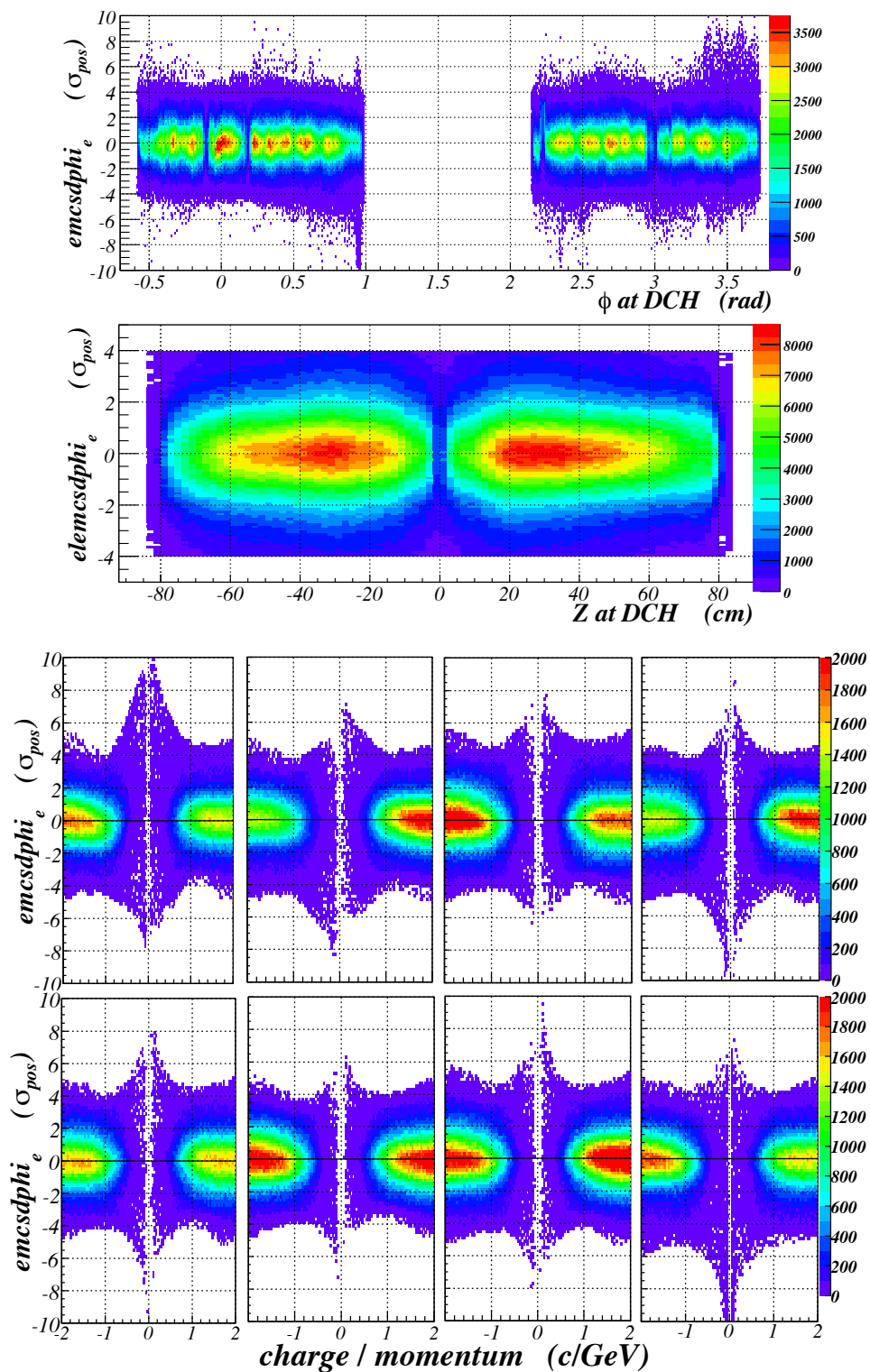


Figura 4.14: Dependências geométrica e cinemática de $emcsdphi_e$ após a calibração com candidatos a elétrons em colisões Au + Au .

a distância em cm apresenta uma grande dependência com o momento. A resolução em posição projetada para o EmCal é $0.2 + 8.4/\sqrt{E}$ mm para os setores de PbGl e $1.55 + 5.7/\sqrt{E} + 18\sin(\theta)$ mm para os setores de PbSc. Mas estes números devem sofrer modificações com o tempo e apresentam pequenas diferenças para diferentes setores. Espalhamentos múltiplos nos 3 metros percorridos pela partícula entre a DCH e o EmCal e campos magnéticos residuais podem distorcer o ângulo de incidência da partícula.

A calibração é realizada com eventos em que $|Z_{vertex}| < 30$ cm e provenientes de números de *run* que passaram pelos critérios do QA. Os candidatos a elétrons são selecionados através dos seguintes requisitos de anel de Cherenkov: $n0 > 2$, $disp < 5$ cm e $\chi_{ring}^2/npe0 < 10$. Anéis erroneamente associados são estatisticamente removidos pelos traços da coordenada Z refletida, conforme descrito na Seção 4.2.

A dependência da qualidade da associação com ϕ e Z para elétrons e pósitrons com o momento, com os ângulos ϕ e θ , e com a coordenada Z na DCH foi obtida para cada setor do EmCal separadamente. As Figuras 4.14 e 4.15 mostram as dependências geométrica e cinemática ϕ e Z em unidades de resolução de posição do EmCal após a calibração.

4.4.4 Razão Energia/ Momento (*dep*)

A associação energia-momento descrita em (4.1) depende da resolução de energia/momento $\sigma_E(E/P)$. O resultado desta calibração pode ser visto na Figura 4.16. Elétrons provenientes do ponto de colisão são facilmente distinguíveis daqueles provenientes do material do detector. O momento medido para elétrons de conversão ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) não representa o momento real do elétron, portanto, o pico formado em $dep \sim 0$ corresponde a elétrons que vêm do feixe e o excesso observado em dep negativo provém de elétrons produzidos no material do detector.

4.5 Otimização da Seleção de Elétrons.

O nosso objetivo nesta seção é escolher um conjunto de critérios de identificação de elétrons para obtermos o sinal de J/ψ mais significativo. Na seção 6.1 a forma do fundo combinatorial é estudada em mais detalhes. O número de contagens n para determinado intervalo de massa de um observável é composto pelo sinal desejado

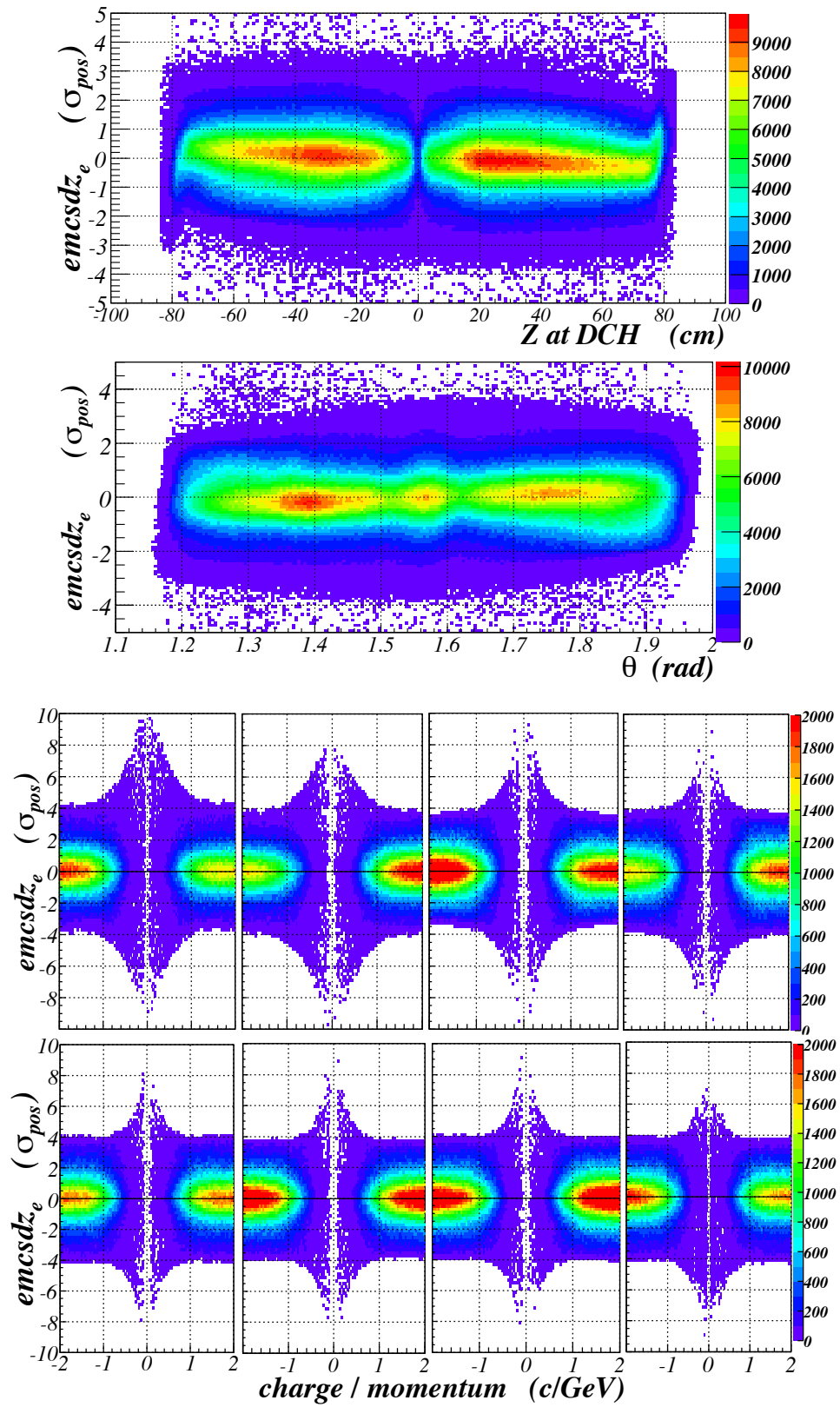


Figura 4.15: Dependências geométrica e cinemática de $emcsdz_e$ após a calibração com candidatos a elétrons em colisões Au + Au .

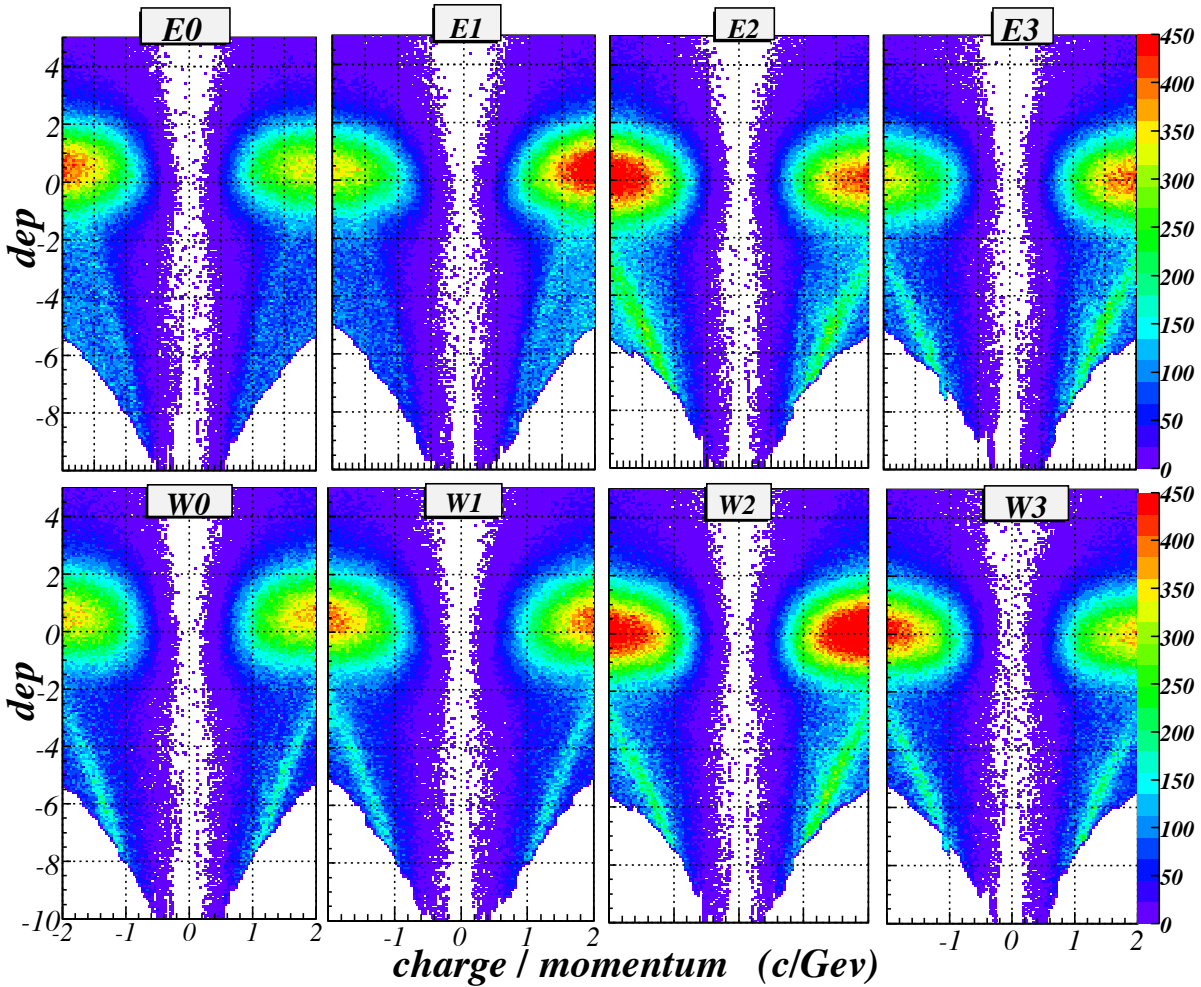


Figura 4.16: Dependência da qualidade da associação energia/momento dep com o momento, para elétrons ($carga < 0$) e pósitrons ($carga > 0$) em todos os setores do EmCal, após a calibração.

S mais o sinal de contaminação de fundo \mathcal{B} . Assumindo-se um número médio de contagens elevado ($n \gtrsim 30$) podemos definir a significância do sinal como a razão entre o sinal e a variância do número de entradas

$$\text{significância de sinal} = \frac{S}{\sqrt{S + \mathcal{B}}}. \quad (4.7)$$

Para uma dada significância, a probabilidade de que o excesso de eventos observados seja apenas flutuação da contaminação de fundo é

Significância	1σ	2σ	3σ	4σ	5σ
Probabilidade de que o excesso de eventos é devido à flutuação de contaminação de fundo	15.87%	2.28%	0.14%	$3.2 \times 10^{-5} \%$	$2.9 \times 10^{-7} \%$

Se o intervalo do observável cobrir a região sem sinal, a significância será subestimada. Em uma primeira verificação do sinal de J/ψ , nós o consideramos como um pico Gaussiano com $60\text{MeV}/c^2$ de resolução em massa. Para a estimativa do sinal consideramos 2σ s ao redor do pico médio ($3.097\text{ GeV}/c^2$). Em simulações de J/ψ (Fig. 5.21) uma “cauda” é observada para massa menor que seu pico médio. Esta contribuição ao sinal é proveniente da radiação Bremsstrahlung e traços de qualidade ruim. Para abranger esta contribuição adicional, nós estendemos o intervalo de massa, passando a compreender $2.9\text{ GeV}/c^2 < \text{massa} < 3.3\text{ GeV}/c^2$.

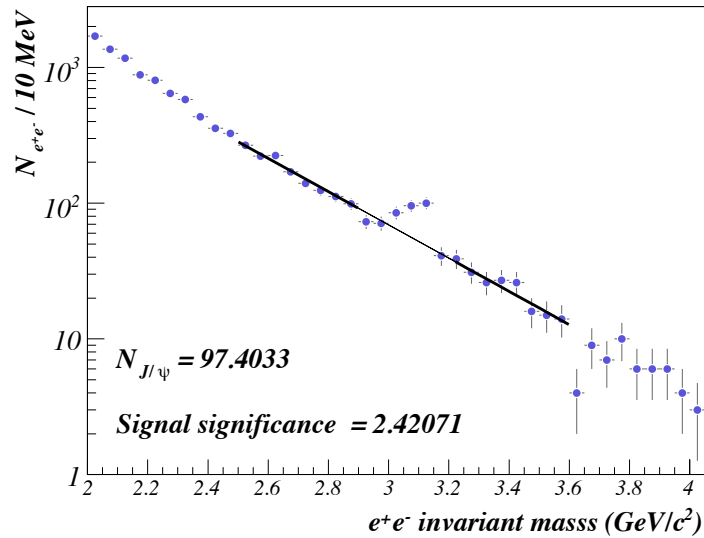


Figura 4.17: Estimativa do sinal de fundo na região de massa invariante de J/ψ para eventos 20% mais centrais.

A estimativa precisa do sinal de contaminação de fundo para a massa invariante será posteriormente discutida na Seção 6.4. Uma primeira estimativa pode ser obtida ao se ajustar uma função exponencial ao sinal encontrado nas regiões: $2.5\text{ GeV}/c^2 < \text{massa} < 2.9\text{ GeV}/c^2$ e $3.3\text{ GeV}/c^2 < \text{massa} < 3.6\text{ GeV}/c^2$ (Fig. 4.17). Pode-se notar que a contaminação de fundo que estamos ajustando inclui pares de e^+e^- não correlacionados e uma pequena fração de sinais físicos descritos na Seção 6.2.2.

Obtêm-se o sinal de contaminação de fundo a partir da integral da exponencial ajustada acima no mesmo intervalo onde se faz a contagem de sinal de J/ψ . Assim, já que a contaminação do fundo é obtida a partir de uma função ajustada, o denominador na significância de sinal deve incluir a incerteza da integral da função. Este erro é obtido a partir da propagação de incertezas dos parâmetros ajustados.

Decidimos usar parâmetros baseados somente na área do anel de Cherenkov mais externo ($3.8 \text{ cm} < R < 11 \text{ cm}$), isto é, $n1$, $npe1$. Os parâmetros χ_{ring}^2 e $disp$ não foram usados, já que são calculados considerando-se uma área de anel menor.

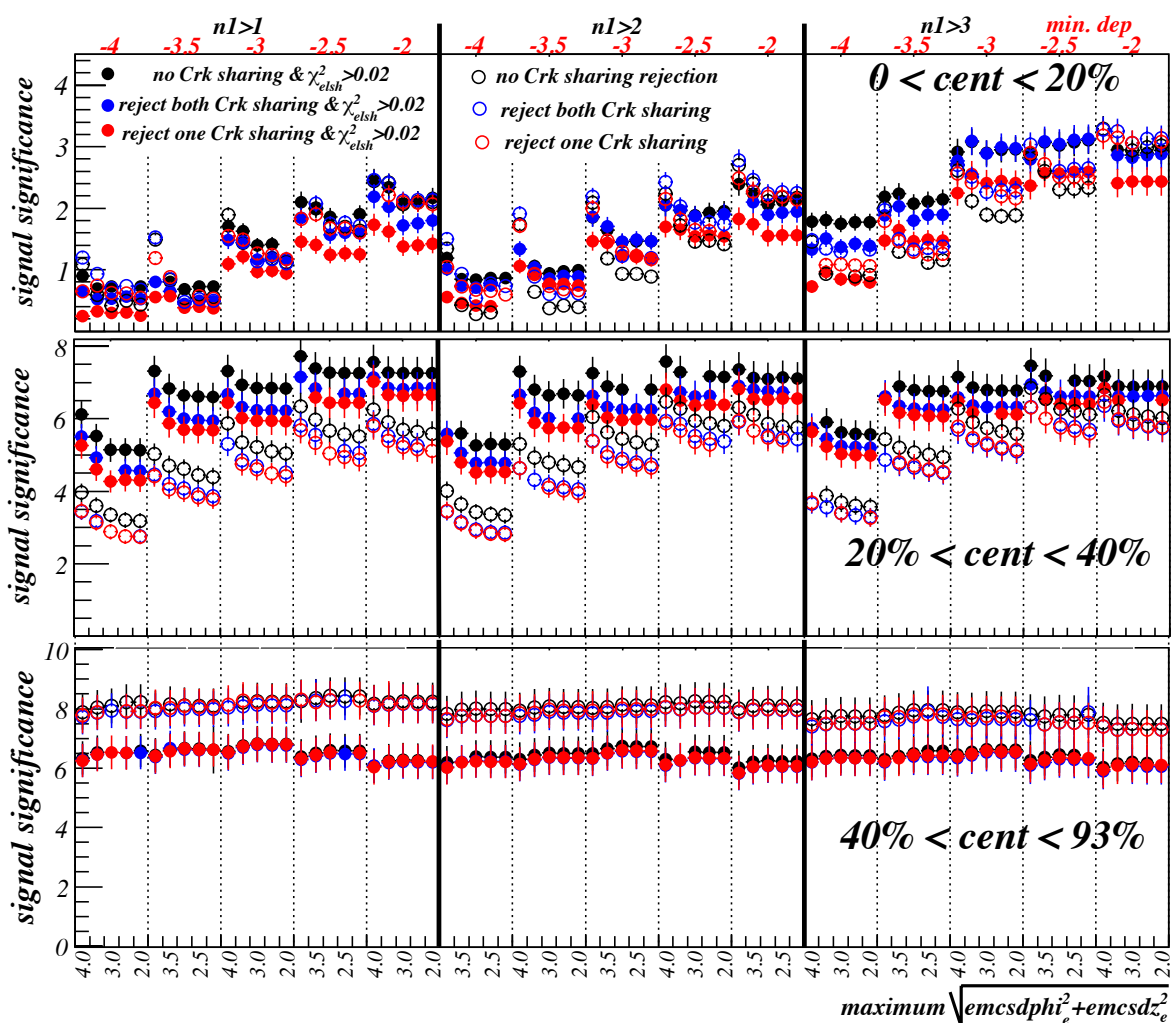


Figura 4.18: Variação da significância de sinal com os parâmetros de identificação de elétrons.

A significância do sinal para 450 conjuntos de critérios foi calculada com dados de Au + Au para 3 diferentes regimes de centralidade (Fig. 4.18). A remoção de uma ou ambas as partículas que compartilham o mesmo anel de Cherenkov foi testada. Para a região de J/ψ , a remoção de ambas partículas que compartilham o mesmo anel de

Cherenkov não apresentou melhora na significância do sinal em nenhum regime de centralidade. Para eventos centrais, a remoção de um dos traços de partículas não apresentou uma melhora na significância do sinal comparado com a não rejeição de traços compartilhados que justifique seu uso. O uso do critério de seleção $\chi_{elsh}^2 > 0.02$ para a remoção de chuveiros com alta probabilidade de serem hadrônicos se mostrou útil para eventos de colisões centrais. A significância apresenta uma grande dependência com dep e $n1$ para os eventos 20% mais centrais.

O conjunto de critérios padrão para a seleção de elétrons escolhidos para os eventos 40% mais centrais são

$$\text{critério padrão} \left\{ \begin{array}{l} n1 > 3 \\ dep > -2.5\sigma_{en} \\ |emcmatch| < 2.5\sigma_{pos} \\ \chi_{elsh}^2 > 0.02 \end{array} \right. \quad (4.8)$$

Já que a significância não muda para os eventos 60% mais periféricos, escolhemos um critério de seleção menos restrito:

$$\text{critério menos restrito} \left\{ \begin{array}{l} n1 > 1 \\ dep > -2.5\sigma_{en} \\ |emcmatch| < 4.0\sigma_{pos} \end{array} \right. \quad (4.9)$$

Partículas em regiões inativas em torno de $Z \sim 0$ são também rejeitadas para que fique de acordo com a simulação. Mais detalhes desta rejeição são apresentados na Seção 5.2.3.

Capítulo 5

Estimativa de Aceitação e de Eficiência

Neste capítulo abordamos a estimativa da aceitância e da eficiência do PHENIX nas detecções de J/ψ e de ψ' . Esta estimativa é uma das etapas mais importantes para se obter a produção real. A aceitância geométrica nos braços centrais é de 35%. Entretanto, ineficiências e canais mortos temporários representam uma correção de segunda ordem que diminui a aceitância. A eficiência na detecção depende da performance do detector, do momento da partícula e da ocupância das áreas ativas. Todos estes parâmetros são considerados para a estimativa da eficiência.

Considera-se que as eficiências para ψ' sejam as mesmas que as encontradas para J/ψ , devido à similitude entre suas configurações cinemáticas.

Di-elétrons produzidos por conversão fotoelétrica no material de composição conhecida, próximos ao ponto de interação, são utilizados como primeira abordagem para a estimativa da eficiência na identificação de elétrons (ϵ_{eID}). A técnica para se obter uma fonte não tendenciosa de elétrons de conversão está descrita na Seção 5.1.

Embora os elétrons de conversão possam fornecer uma aproximação confiável para ϵ_{eID} - já que a estimativa é obtida a partir de dados reais - a estatística insuficiente da fonte de conversão não permite um estudo mais detalhado para valores de momento maiores. A estimativa da eficiência é sempre relativa àquela da DCH, já que a conversão $\gamma \rightarrow e^+e^-$ é contada a partir de traços reconstruídos e seus respectivos momentos. As eficiências de reconstrução do traço (ϵ_{track}) e da aceitância (ϵ_{acc}) não são consideradas. Em face de tais limitações, as estimativas se baseiam no Monte Carlo do PHENIX, o qual simula a resposta do detector para partículas geradas. A descrição e sintonia do Monte Carlo desenvolvido para tal propósito estão descritos na Seção 5.2. O efeito da ocupância de partículas no detector está descrito na Seção 5.5.

5.1 Elétrons de Conversão.

A eficiência na detecção de elétrons apresenta grande dependência com relação aos critérios de seleção. A melhor maneira de se obter a resposta do detector a determinada partícula é a utilização de uma fonte conhecida. Na existência de tal fonte, a fração de partículas detectada forneceria diretamente nossa eficiência. Entretanto, o uso de feixes de teste de elétrons não é factível para os detectores instalados.

Uma fonte alternativa de elétrons “limpos”, não tendenciosos, e com boa contagem, é proveniente da conversão $\gamma \rightarrow e^+e^-$ no material próximo ao ponto de interação

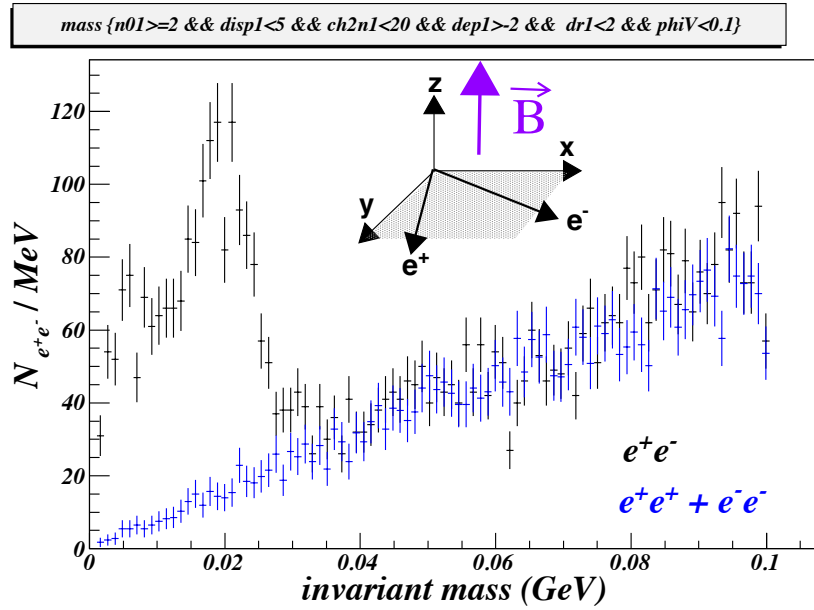


Figura 5.1: Espectro de massa invariante de $\gamma \rightarrow e^+e^-$ produzido no tubulação do feixe.

(tubulação do feixe e tubo de latão durante um período curto de *run*). Já que este par e^+e^- provém de uma partícula sem massa, sua massa invariante deveria ser nula e o plano formado pelo par deveria ser perpendicular ao campo magnético. Mas o momento transversal obtido pelo algoritmo de traço para tais elétrons apresenta um fator de escala $R_{beam\ pipe}/R_{DCH} = 1.7\%$ ($R_{beam\ pipe} = 3.81\text{cm}$ e $R_{DCH} = 220\text{cm}$).

Um sinal claro no espectro de massa invariante próximo de zero pode ser visto para pares de partículas perpendiculares ao campo magnético (Fig. 5.1). Os parâmetros para partículas provenientes destes pares as classificam como pares e^+e^- . Os fótons, fontes destes elétrons de conversão, provêm principalmente de π^0 . De fato, se não impusermos que o par seja perpendicular ao campo magnético, outro pico próximo de zero aparece. Estes pares adicionais provêm de decaimentos de Dalitz de partículas neutras. O espectro de massa invariante contém um fundo combinatorial não físico. Esta contribuição é removida estatisticamente a partir de pares e^-e^- e e^+e^+ normalizadas na região fora dos picos observados.

O número de pares de conversão de fótons depende basicamente das eficiências de aceitação e de reconstrução de traço $\epsilon_{acc}^{e^+e^-} \times \epsilon_{track}^{e^+e^-}$, já que somente a DCH foi usada para selecioná-los. Ao impormos a identificação de elétron para uma das partículas do par e^+e^- , o número de pares dependerá de $\epsilon_{acc} \times \epsilon_{track}$, da eficiência de eID, $\epsilon_{eID}(p)$, e da ocupância do detector $\epsilon_{occup}(cent)$ referente ao e^\pm identificado, assumindo que a eficiência total é fatorizada:

$$N_{pairs}^1 \propto \epsilon_{acc}^1 \epsilon_{track}^1 \epsilon_{occup}^1(cent) \epsilon_{eID}^1(p) \quad (5.1)$$

Se aplicarmos a identificação para ambas as partículas do par de conversão, o número de pares será dado por

$$N_{pairs}^{12} \propto N_{pairs}^1 \times N_{pairs}^2 \quad (5.2)$$

Elétrons e pósitrons não apresentam a mesma aceitância e eficiência de reconstrução para baixo momento. Isto se observa na Figura 5.2. Partículas com diferentes cargas sofrem deflexão em sentidos opostos e podem ser desviadas para regiões além da cobertura do detector, principalmente aquelas de baixo momento. Entretanto, para di-elétrons, o número de elétrons e pósitrons deve ser o mesmo para se formar o par, e portanto, pode-se assumir que a aceitância e a reconstrução do traço sejam as mesmas para ambas as partículas.

Se tomarmos a razão entre tais quantidades encontramos

$$\frac{N_{pairs}^{12}}{N^1} = \epsilon_{occup}^2(cent) \epsilon_{eID}^2(p) \quad (5.3)$$

Na Figura 5.3 verifica-se que, considerando os erros estatísticos, não há dependência da eficiência com a carga para os elétrons de conversão. A Figura 5.4 mostra a eficiência relativa à DCH em colisões Au + Au e $p+p$. Observa-se o efeito de multiplicidade da partícula ϵ_{occup} na dependência com a centralidade. Eventos mais centrais apresentam eficiência mais baixa se comparados com os mais periféricos: um fator de $84.5\% \pm 3.6\%$. Quando os critérios eID menos restritos são utilizados (eq. 4.9), esta razão é de $90.2\% \pm 3.9\%$. Estas eficiências são inerentes a e^\pm . Para pares de di-elétrons utiliza-se o quadrado destas quantidades. Assim, a eficiência na ocupância para pares é de $71\% \pm 4\%$ quando critérios eID mais restritos são aplicados e de $81\% \pm 5\%$ para os eID menos restritos.

A eficiência na identificação de elétrons ϵ_{eID} , quando a multiplicidade do traço não afeta os resultados, mostra-se uniforme para valores de momento acima de 0.5 GeV/c em todos os critérios de seleção de elétrons e regimes de colisão.

A técnica de conversão por fótons fornece uma aproximação de primeira ordem das eficiências do detector para elétrons, mas não para a aceitância do detector, já que todos os resultados são relativos à eficiência e à aceitância não conhecidas da DCH. A simulação Monte Carlo é a única maneira de se considerar a resposta total do detector para partículas produzidas durante a colisão, como será descrita na próxima seção.

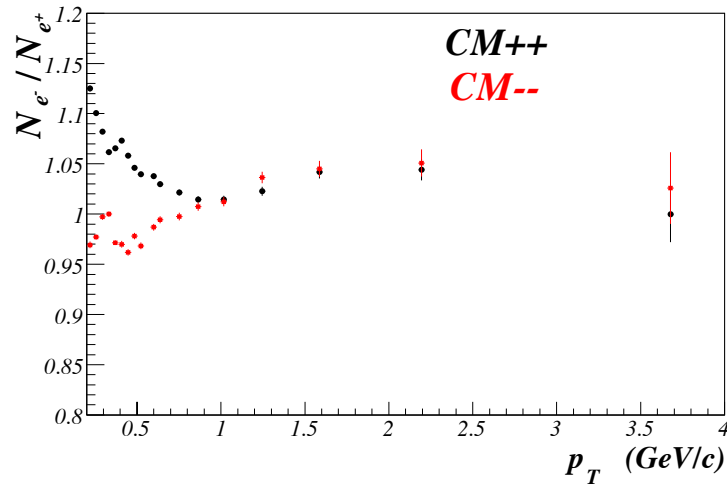


Figura 5.2: Razão entre o número de elétrons e pósitrons detectados durante colisões Au + Au com campos magnético normal (CM++) e invertido (CM- -) *versus* momento transverso da partícula.

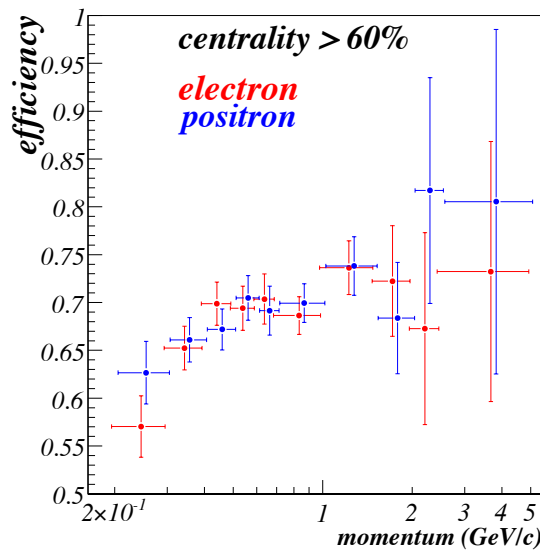


Figura 5.3: Eficiência na identificação de elétrons e pósitrons *versus* momento para di-elétrons provenientes da tubulação de feixe em colisões Au + Au periféricas.

5.2 Simulação de Monte Carlo do PHENIX: PISA.

O simulador PISA (*PHENIX Integrated Simulation Application*) é um código de simulação baseado no GEANT3 [155]. Este simulador produz dados a partir de geradores de eventos da mesma forma que nos dados reais. A razão entre as partículas reconstruídas provenientes do PISA e a fonte de partículas utilizada, corresponde ao produto da aceitação e da eficiência. Todo o processo aparece na Figura 5.5 e os passos para a simulação são descritos nesta seção.

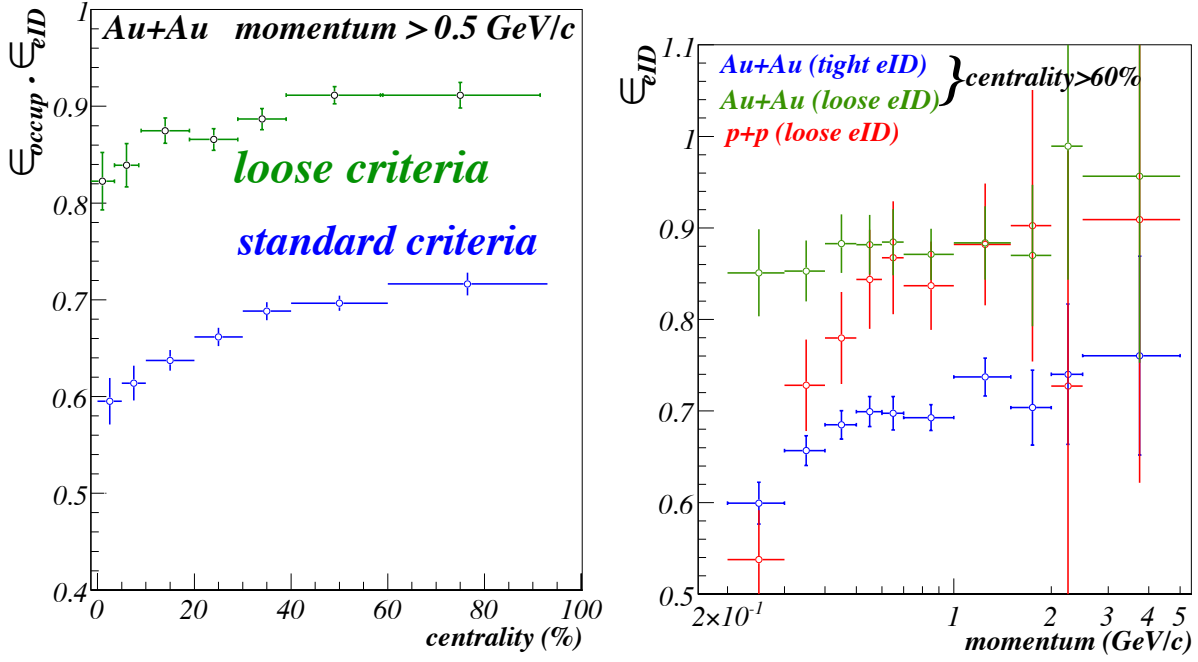


Figura 5.4: Eficiência de detecção de e^\pm relativa à eficiência de reconstrução de traços da DCH em função da centralidade da colisão (gráfico à esquerda) e do momento da partícula (gráfico à direita). Estimativa obtida a partir da análise de conversões $\gamma \rightarrow e^+e^-$ em colisões Au + Au e $p+p$. Critérios de identificação eID padrão (4.8) e menos restritos (4.9) utilizados em dados de Au + Au aparecem em azul e verde, respectivamente.

5.2.1 Simulador de Partículas.

Os dados de entrada para o PISA são partículas simuladas com cobertura geométrica total e abrangente intervalo de momento. Cinco milhões de decaimentos de um único $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ com p_T baixo mais cinco milhões com p_T alto foram gerados com:

- configuração de campo magnético CM- - para o período G10 Au + Au ;
- configuração de campo magnético CM++ para o período G2 $p+p$;
- vértice uniforme $[-40\text{cm} < Z < 40\text{cm}]$;
- p_T uniforme $0 < p_T < 5.5 \text{ GeV}/c$ e $4 < p_T < 10 \text{ GeV}/c$;
- rapidez uniforme $-0.5 < y < 0.5$;
- direção ϕ uniforme $0 \leq \phi \leq 2\pi$;
- massa de $J/\psi = 3.097 \text{ GeV}/c^2$.

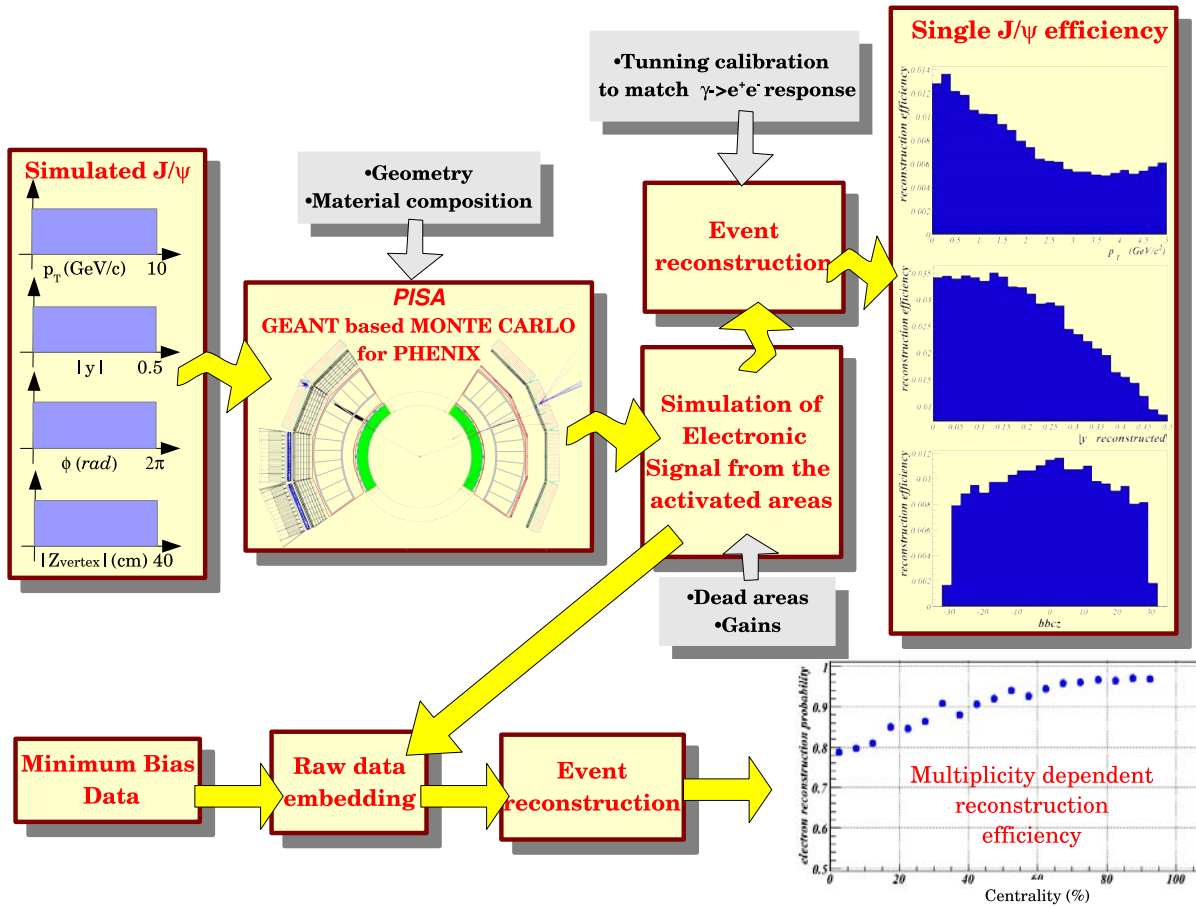


Figura 5.5: Diagrama da estimativa de eficiência de J/ψ utilizando-se o simulador PISA.

Em estudos realizados com distribuições Gaussiana e uniforme de vértice Z e de rapidez apresentam variações nos resultados de simulação em até 2.6%. Este número é levado em conta na lista de erros sistemáticos.

Nos dados reais, apenas uma pequena fração dos elétrons é originária de ressonâncias (J/ψ , ψ' , ϕ , ω , ρ , etc...). Quando J/ψ simulados são comparados com amostras reais de elétrons, inconsistências cinemáticas podem ocorrer. Para que a comparação seja mais realista, utilizamos elétrons e pósitrons simulados. Foram gerados dois milhões de elétrons e dois milhões de pósitrons com a mesma configuração usada para J/ψ . As comparações estão descritas na Seção 5.2.4.

Somente uma partícula é gerada por evento. Assim, evita-se efeitos de ocupância do detector na simulação.

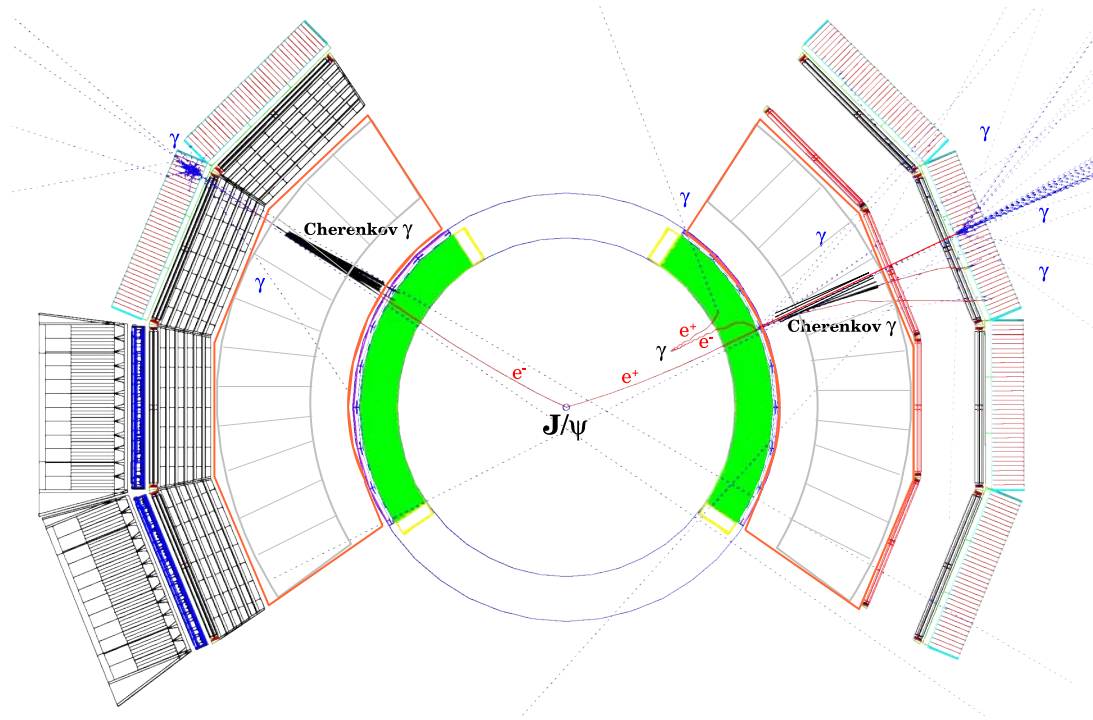


Figura 5.6: Material ativo e passivo contido no Monte Carlo do PHENIX (PISA) e sua resposta a um J/ψ de $p_T = 1 \text{ GeV}/c$. Os traços correspondem ao caminho percorrido por partículas secundárias geradas no PISA.

5.2.2 Simulação de Eventos no PISA.

Como primeiro passo, o PISA simulará todos os decaimentos de partículas primárias em secundárias através de decaimentos no vácuo ou quando da passagem da partícula primária em algum material. Cada traço de partícula primária ou secundária apresenta uma cinemática intrínseca. Ao travessarem algum material, as partículas podem perder energia, produzir outras partículas e/ou ativar determinada área. O código PISA acessa informação das dimensões e da composição do material passivo e ativo encontrados na região de interação. A resposta do PISA para um J/ψ introduzido pode ser vista na Figura 5.6. Os dados gerados são organizados em *ntuplas*¹ de traços de todas as partículas introduzidas ou geradas pelo PISA.

Como segundo passo, verifica-se quais canais eletrônicos foram disparados pelas partículas produzidas pelo PISA. O banco de saída é composto de *hits* dos canais disparados e é traduzido em sinais brutos de maneira similar ao que encontramos nos dados reais. Neste processo, as áreas mortas (Seção 5.2.3) e as eficiências inerentes à

¹Lista ou conjunto de n elementos. Este conjunto pode ser interpretado como um vetor, ou mais especificadamente, um n -vetor.

performance do detector são introduzidas. Os dados simulados são calibrados de maneira a serem associados com as distribuições de parâmetros reais (Seção 5.2.5). Por último, os dados brutos podem ser reconstruídos pelo mesmo código utilizado para dados reais.

5.2.3 Implementação de Áreas Mortas.

Áreas mortas são canais eletrônicos defeituosos que podem aparecer e serem consertados durante os intervalos de aquisição de dados. Os canais mortos são procurados através da atividade de cada canal eletrônico da DCH, das PCs, do RICH e do EmCal, verificando-se eventos de *Minimum Bias* durante os períodos G3 e G10 para Au + Au e G2 para $p+p$, descritos na Seção 4.3.4. Estes são os grupos mais representativos por conta da maior cobertura de tempo. A implementação de canais mortos foi testada comparando-se a saída de 10 milhões de eventos de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ simulados no PISA com os dados reais.

Fios mortos na DCH.

A Figura 5.7 mostra a atividade de cada fio (célula) na DCH durante G10 no período de aquisição de Au + Au. Os números dos planos correspondem:

X1: plano < 12;

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

UV1: $12 \leq \text{plano} < 20$;

UV2: plano ≥ 32 .

Fios com número médio de *hits* por evento menor que 0.1 foram considerados canais mortos no *Run* de Au + Au. Em colisões $p+p$ o requisito mínimo era 100 vezes menor.

Fios na PC.

A atividade dos segmentos das PCs durante G10 aparece na Figura 5.8. Os canais das placas são eletronicamente estruturados em ROCs (*Read Out Collectors*). Como primeiro passo, observa-se a baixa atividade destes ROCs. Um ROC será considerado

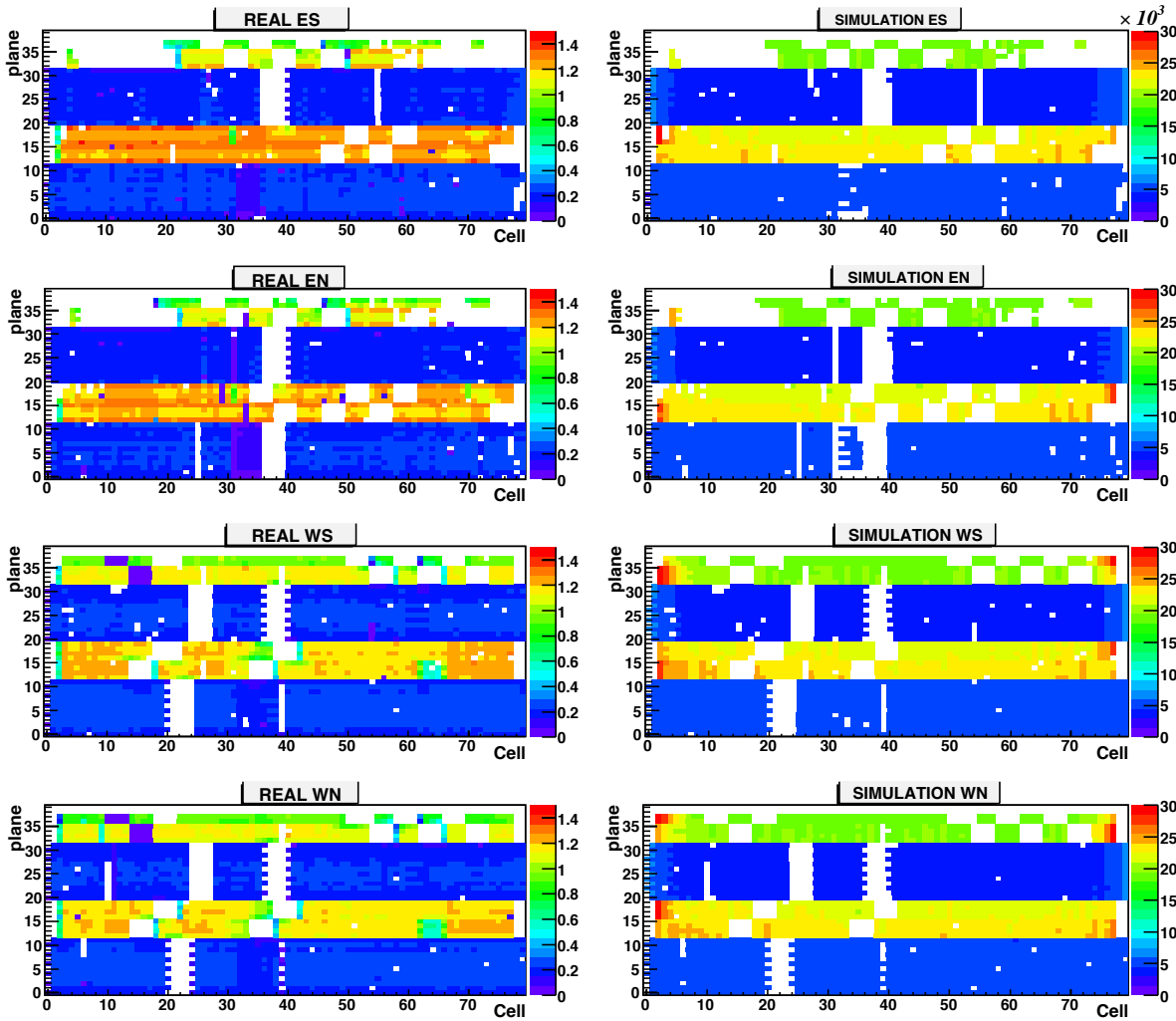


Figura 5.7: Atividade na DCH durante G10 no *Run* de Au + Au e correspondente simulação do PISA após a remoção dos canais mortos.

morto se apresentar menos que 0.05 *hits* por evento. Se mesmo após a remoção dos ROCs mortos um canal específico apresentar menos do que 0.001 *hits* por evento, este também será considerado morto. O requisito para o número mínimo de *hits* por evento para colisões $p+p$ foi 1000 vezes menor.

Torres mortas do EmCal.

A atividade das torres do EmCal aparece na Figura 5.9. Para que o ruído fosse removido, somente *hits* com energia maior que 500 MeV foram aceitos. Torres sem qualquer sinal de entrada em toda amostra do grupo de *runs* foram incluídas na lista de torres mortas. Torres com menos de 1×10^{-3} *hits* por evento foram consideradas mortas durante o *Run* de $p+p$ e removidas do PISA.

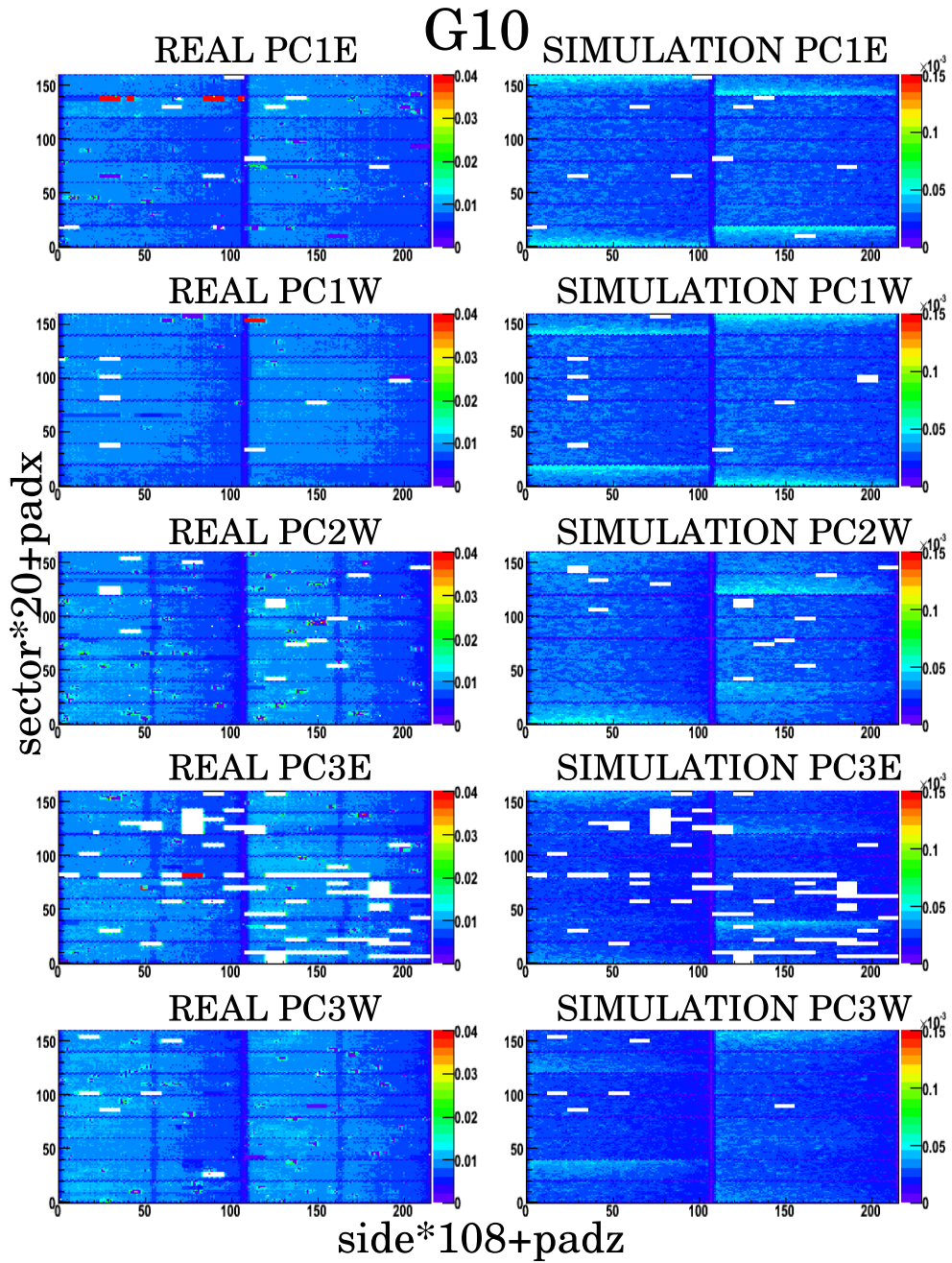


Figura 5.8: Atividade nos segmentos das PCs durante G10 no *Run* de Au + Au e correspondente simulação do PISA após remoção das placas mortas no simulador.

Fotomultiplicadoras mortas no RICH.

Durante o *Run* de Au + Au nenhuma fotomultiplicadora morta foi incluída na simulação. O painel à esquerda da Figura 5.10 mostra a frequência de *hits* em cada fotomultiplicadora do RICH durante o grupo G2 no *Run* de $p+p$. Fotomultiplicadoras com menos de 2×10^{-4} *hits* por evento selecionado pelo ERT_Electron foram removidas da simulação Monte Carlo. A resposta no PISA aos J/ψ gerados aparece no lado direito da Figura

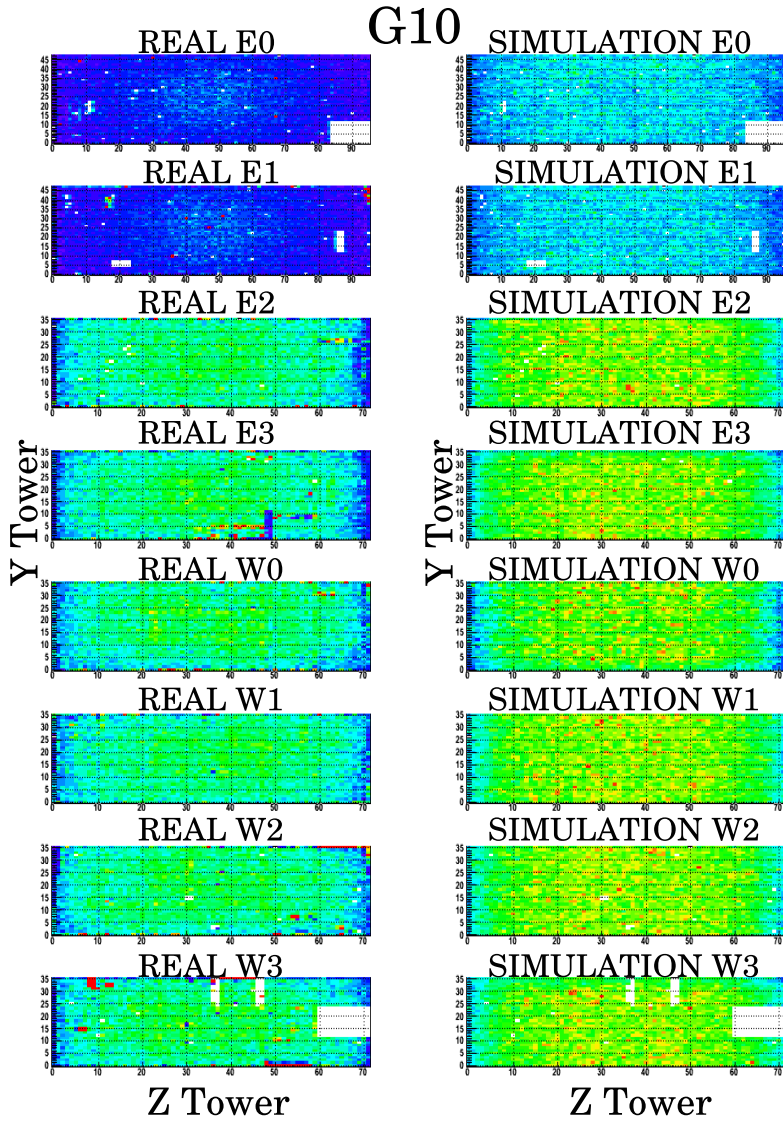


Figura 5.9: Atividade das torres do EmCal com energia acima de 500 MeV durante G10 Au + Au e correspondente simulação PISA após remoção de torres mortas.

5.10.

Áreas Inativas em $Z \approx 0$.

Mesmo após a implementação das áreas mortas, regiões inativas ao redor de $Z \approx 0$ não estão implementadas no PISA. Estas áreas estão entre o RICH e a PC3 e entre a DCH e a PC1. A Figura 5.11 mostra as áreas de baixa eficiência vistas na correlação entre $\cos \theta \times$ vértice Z em dados reais. Traços que atravessam estas regiões de baixa eficiência foram rejeitados na simulação. Para consistência fiducial, os mesmos critérios de rejeição foram aplicados aos dados reais.

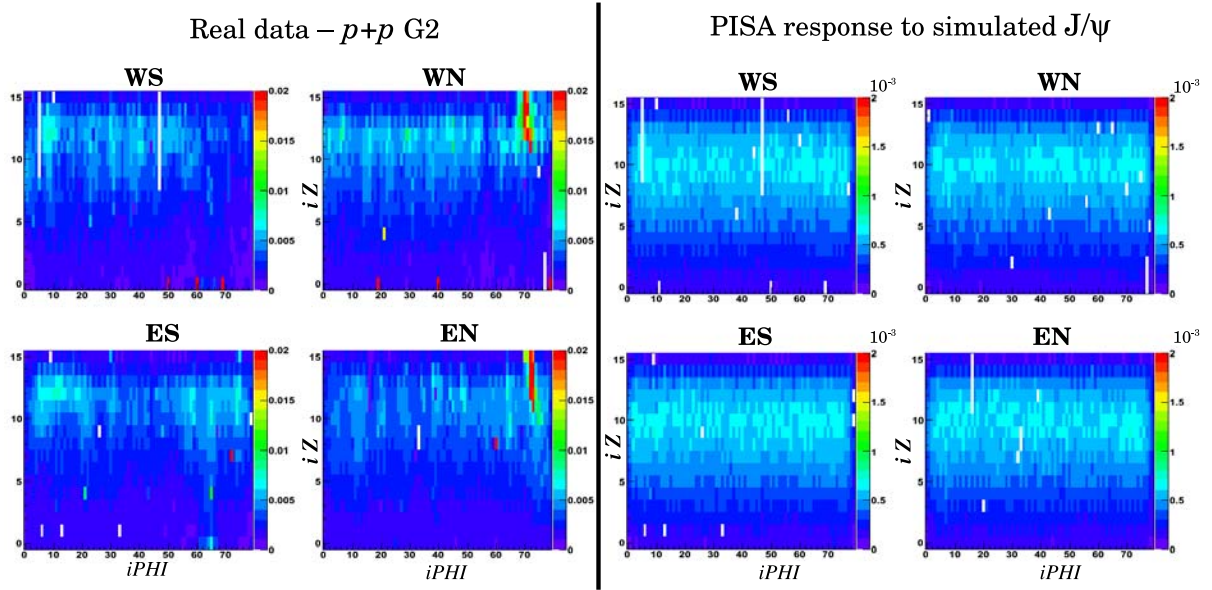


Figura 5.10: Comparação da atividade das fotomultiplicadoras do RICH entre G2 do *Run* de $p+p$ e a resposta à simulação de J/ψ no PISA após a implementação das áreas mortas.

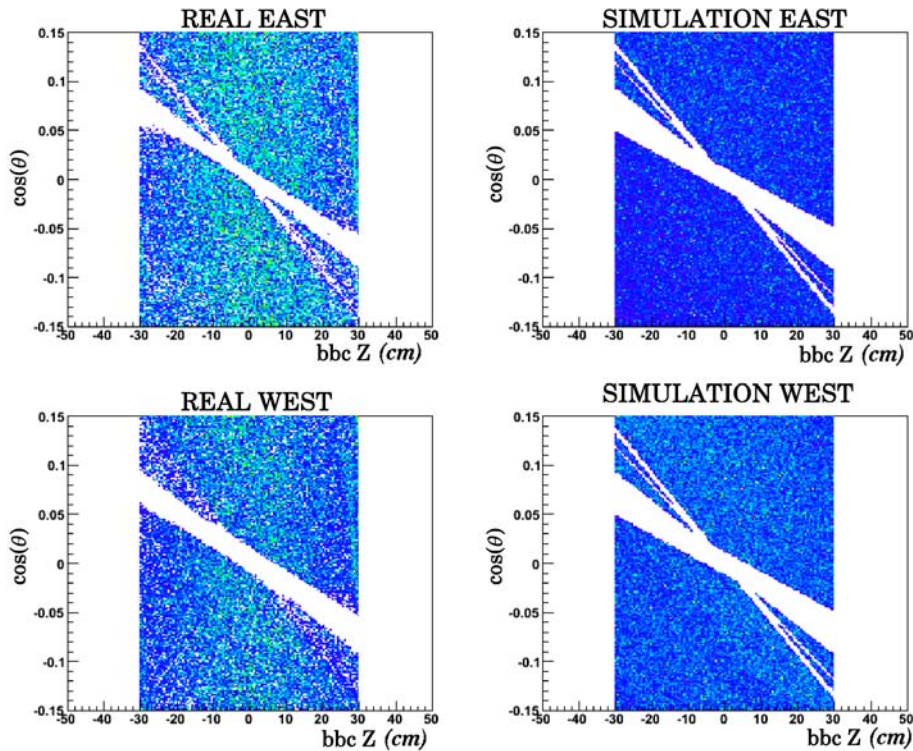


Figura 5.11: Comparação da atividade das fotomultiplicadoras do RICH entre o grupo G2 do *Run* de $p+p$ e a resposta à simulação de J/ψ no PISA após a implementação das áreas mortas.

5.2.4 Erro na Estimativa da Aceitância.

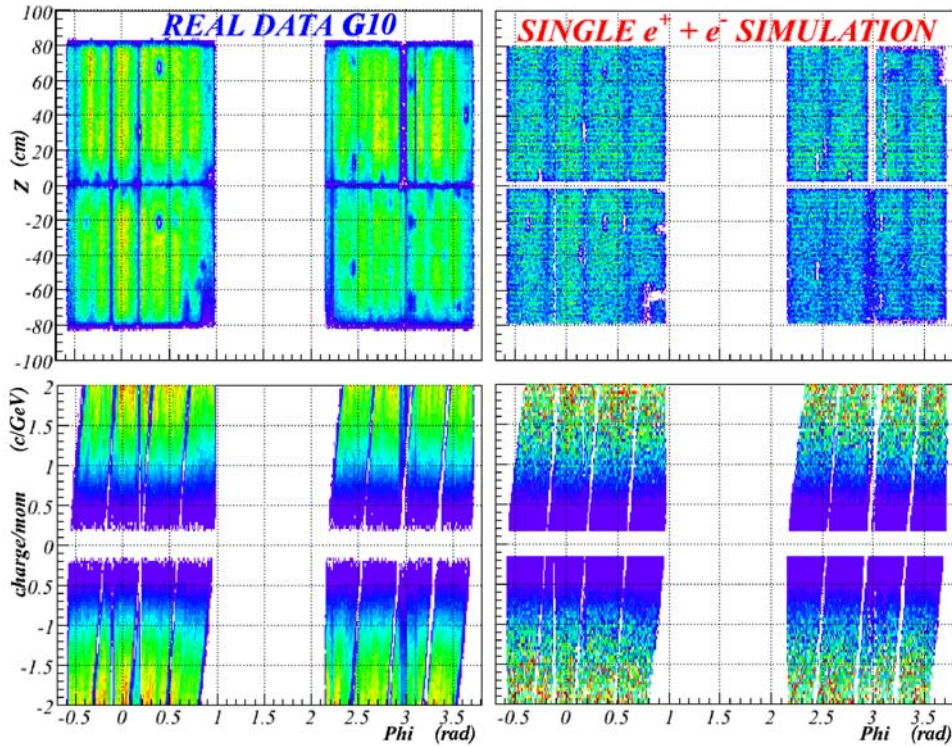


Figura 5.12: Correlações geométrica e cinemática de traços de partícula reconstruídos durante o *Run* de Au + Au no período G10, e a resposta do PISA a dois milhões de e^\pm após a aplicação das áreas mortas.

A consistência na aceitância entre os dados reais e a simulação foi verificada a partir das distribuições ϕ e Z de candidatos reais a elétrons e a simulação de e^\pm para que a coerência cinemática fosse mantida.

Como descrito na Seção 5.2.1, os dois milhões de elétrons e pósitrons simulados apresentam distribuições cinemática e geométrica uniformes. Por outro lado, a distribuição de momento para elétrons reais segue aproximadamente uma função de potências do momento. A discrepância foi resolvida ao se ponderar as entradas nas distribuições de ϕ e Z de acordo com o espectro de momento de candidatos a elétrons reais.

O conjunto de critérios para seleção de elétrons (4.8) em dados reais e em dados simulados foi o mesmo. A remoção de possíveis associações erradas seguiu o procedimento descrito na Seção 4.2.

Uma das tarefas mais importantes na comparação é a normalização dos espectros. Não há uma região de referência onde a eficiência tenha sido de fato medida com

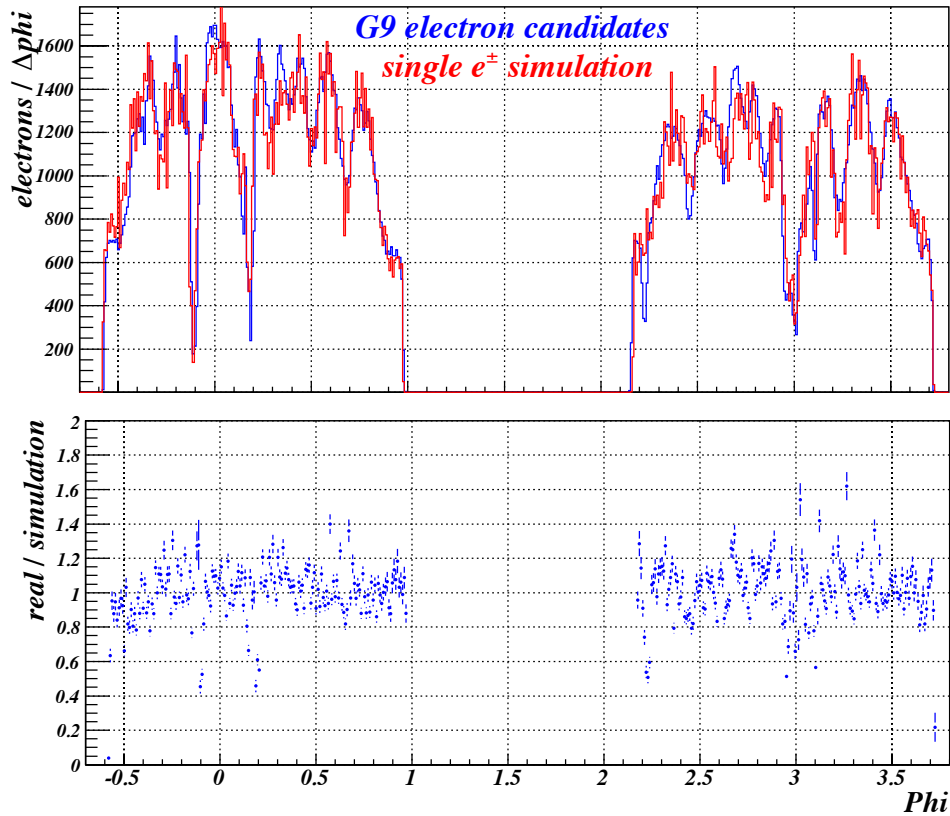


Figura 5.13: **Gráfico superior:** Projeção ϕ da distribuição de dados reais de elétrons e simulação de e^\pm após a ponderação *carga/momento* e normalização. **Gráfico inferior:** Razão entre as projeções real e simulada.

feixe teste. Já que o número de elétrons reais é maior do que o número de elétrons simulados, os dados reais foram normalizados de maneira a se equipararem com os simulados, mantendo-se os erros estatísticos.

A Figura 5.12 mostra as distribuições $Z \times \phi$ e *carga/momento* $\times \phi$ de candidatos a elétrons durante o período G10 em colisões Au + Au e em simulações de e^\pm .

As diferenças entre os dados reais e simulados são melhor quantificadas com as projeções ϕ e Z . A Figura 5.13 mostra boa concordância da projeção em ϕ entre os dados de elétrons reais e a simulação e^\pm . Entretanto, na Figura 5.14 as projeções na coordenada Z mostram algumas discrepâncias. As formas entre os dados reais e simulados são diferentes, provavelmente por causa da distribuição do vértice Z que é diferente nos dados reais e nos simulados. Esta inconsistência é considerada como um erro sistemático na seção 5.2.4.

De maneira a se contabilizar o erro sistemático na estimativa da aceitância, a razão entre as produções real e simulada foi calculada para cada setor/lado/braço do EmCal.

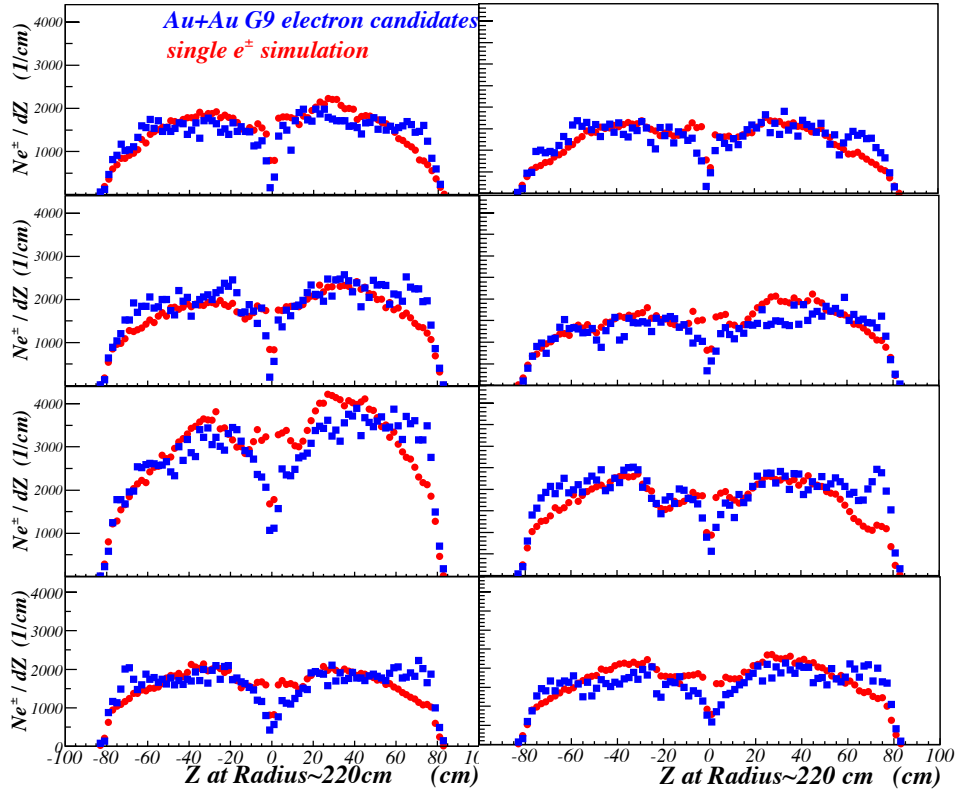


Figura 5.14: Projeção da distribuição de elétrons na coordenada Z da DCH em dados reais (azul) e simulação e^\pm no PISA (em vermelho) para todos os setores do EmCal.

	E0	1.040		E0	0.975
	E1	0.941		E1	1.036
	E2	1.0266		E2	1.039
Sul	E3	0.968	Norte	E3	1.002
	W0	0.971		W0	1.016
	W1	0.998		W1	1.052
	W2	0.999		W2	1.007
	W3	0.938		W3	0.974
Média = 0.999 ± 0.032					

Tabela 5.1: Razão da produção real/simulação para cada lado e setor do EmCal durante o período de aquisição do grupo G10 no *Run* de Au + Au .

As razões aparecem na Tabela 5.1. A média das razões foi consistente com a unidade, como esperado, já que a produção de dados reais foi normalizada com a simulação. O desvio padrão das razões é de 3.2%. O erro sistemático considerado para di-elétrons é o dobro do valor encontrado para elétrons, ou seja, 6.4%.

5.2.5 Calibração do Simulador.

As distribuições do parâmetro eID obtidas a partir do PISA devem apresentar a mesma forma daquela de elétrons reais. A reconstrução de *hits* simulados deve ser calibrada para que isto seja contemplado. A amostra de elétrons reais “limpa” que guia este ajuste é aquela gerada pela conversão $\gamma \rightarrow e^+e^-$ exposta na Seção 5.1.

O ajuste para os parâmetros eID do EmCal é apenas uma questão de calibração das variáveis dep , $emcsdphi_e$, e $emcsdz_e$ descritas em 4.1.2. As distribuições devem estar centradas em zero, apresentar largura de 1σ e não apresentar dependência com o setor e com o momento, como nos dados reais. O chuveiro eletromagnético nas torres do EmCal foi ajustado com um Monte Carlo para uma boa associação do parâmetro χ_{elsh}^2 nos dados reais.

Os espelhos do RICH na simulação foram alinhados da mesma maneira que nos dados reais para que se obtenha a distribuição $n1$ e a eficiência eID mais realistas.

As Figuras 5.15, 5.16, 5.17, 5.18, e 5.19 são seguidas por tabelas e mostram as distribuições dos parâmetros obtidos a partir de elétrons reais em conversões $Au + Au \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$ durante o período G10 do *Run Au + Au* e a partir de decaimentos simulados de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ ajustados para o mesmo período. A mesma análise foi feita para o período do grupo G2 de colisões $p+p$. Somente eventos com centralidade de colisão maior que 60% (evitando efeitos de ocupância) e e^\pm com momento maior que 500 MeV/c foram usados na amostra de conversão. Na simulação, o único requisito era o momento mínimo na amostra de conversão. A massa invariante de $\gamma \rightarrow e^+e^-$ menor que 40 MeV/c foi o único critério para seleção de e^\pm nos dados reais. Contaminação hadrônica remanescente pode ser encontrada no mesmo intervalo de massa. O efeito de tal contaminação nas distribuições eID foi removido pela subtração das mesmas distribuições de pares formados por elétrons e pósitrons de diferentes eventos (técnica da mistura de eventos). As distribuições de J/ψ simulados foram normalizadas a partir da integral do espectro real.

As figuras são seguidas por tabelas com as eficiências dos critérios eID respectivos para ambas as amostras. Os critérios avaliados são aqueles otimizados para colisões centrais na Seção 4.5. Estas eficiências são relativas à condição do sinal mínimo da partícula no subsistema do detector correspondente. Por exemplo,

$$\epsilon_{eID}(n1 > 3) = \frac{\sum_{n1=4}^{10} N e^\pm}{\sum_{n1=1}^{10} N e^\pm}$$

As tabelas contêm as diferenças entre a eficiência encontrada nos dados reais e a eficiência nos dados simulados. Estes números dão uma melhor idéia sobre a concordância na maioria dos setores. As diferenças encontradas estão dentro dos erros estatísticos.

A Figura 5.20 mostra a dependência com o momento para a eficiência eID quando todos os critérios são aplicados. Dois conjuntos de critérios eID otimizados são representados: o restrito e o menos restrito. A eficiência total para e^\pm com momento acima de $500 \text{ MeV}/c$, utilizando-se os conjuntos de critérios restrito e menos restrito é apresentada na Tabela 5.2. A eficiência de pares e^+e^- é a grosso modo o produto da eficiência de cada um dos braços. Assumindo-se a mesma eficiência eID em ambos os braços, podemos estimar a diferença na eficiência entre os dados real e simulado para di-elétrons, como a diferença entre os quadrados das eficiências

$$\sigma_{\epsilon_{eID}} = \left| (\epsilon_{eID}^{real})^2 - (\epsilon_{eID}^{sim})^2 \right| \quad (5.4)$$

Esta diferença é considerada como o erro sistemático da determinação da eficiência eID pela simulação. Durante o período G10 em Au + Au , o erro sistemático - quando os critérios menos restritos foram usados - foi de $0.1\% \pm 1.7\%$. Já que esta diferença é desprezível, utilizamos seu erro estatístico como sistemático. Para os critérios mais restritos, essa diferença é $2.6\% \pm 1.2\%$. Para o período G2 em $p+p$ é de $5\% \pm 5\%$. Este é maior por conta da limitada estatística de *Minimum Bias* na amostra de conversão. Portanto, os erros sistemáticos para colisões periféricas de Au + Au , colisões centrais de Au + Au e colisões $p+p$, são respectivamente 1.7% , 2.6% e 5% .

Tabela 5.2: Eficiências eID totais para elétrons com momento acima de $500 \text{ MeV}/c$ estimadas com os dados reais ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) e simulação de J/ψ para os períodos dos grupos G10 em Au + Au e G2 em $p+p$. A diferença é estimada para pares de elétrons (5.4).

conjunto de critérios eID	ϵ_{eID}^{real}	ϵ_{eID}^{sim}	$\left (\epsilon_{eID}^{real})^2 - (\epsilon_{eID}^{sim})^2 \right $
seleção (4.8) período Au + Au	0.893 ± 0.009	0.8924 ± 0.0020	0.001 ± 0.017
seleção (4.9) período Au + Au	0.704 ± 0.008	0.7225 ± 0.0018	0.026 ± 0.012
seleção (4.9) período $p+p$	0.855 ± 0.027	0.8831 ± 0.0022	0.05 ± 0.05

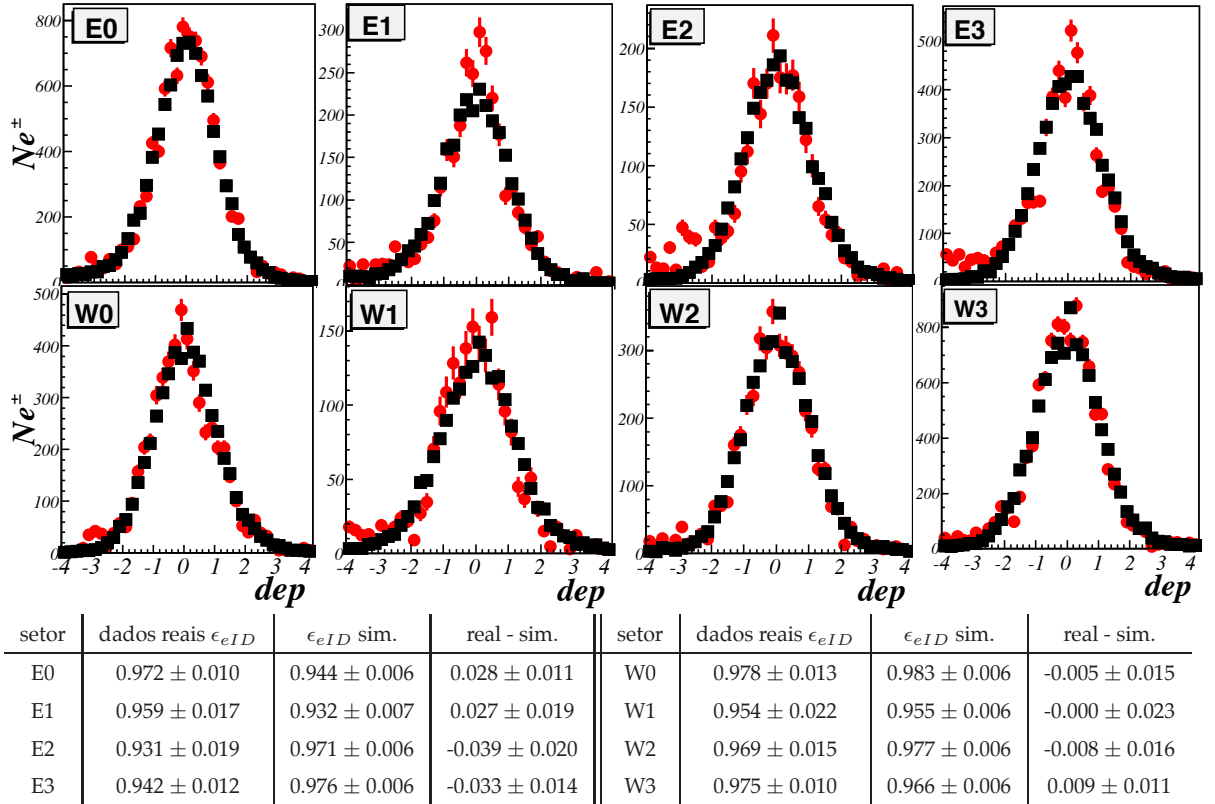


Figura 5.15: Distribuições dep a partir de dados reais $Au + Au \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$ (em vermelho) e simulação de J/ψ (em preto) para todos os setores do EmCal. A tabela mostra as eficiências do critério $dep > -2.5\sigma_{E/P}$.

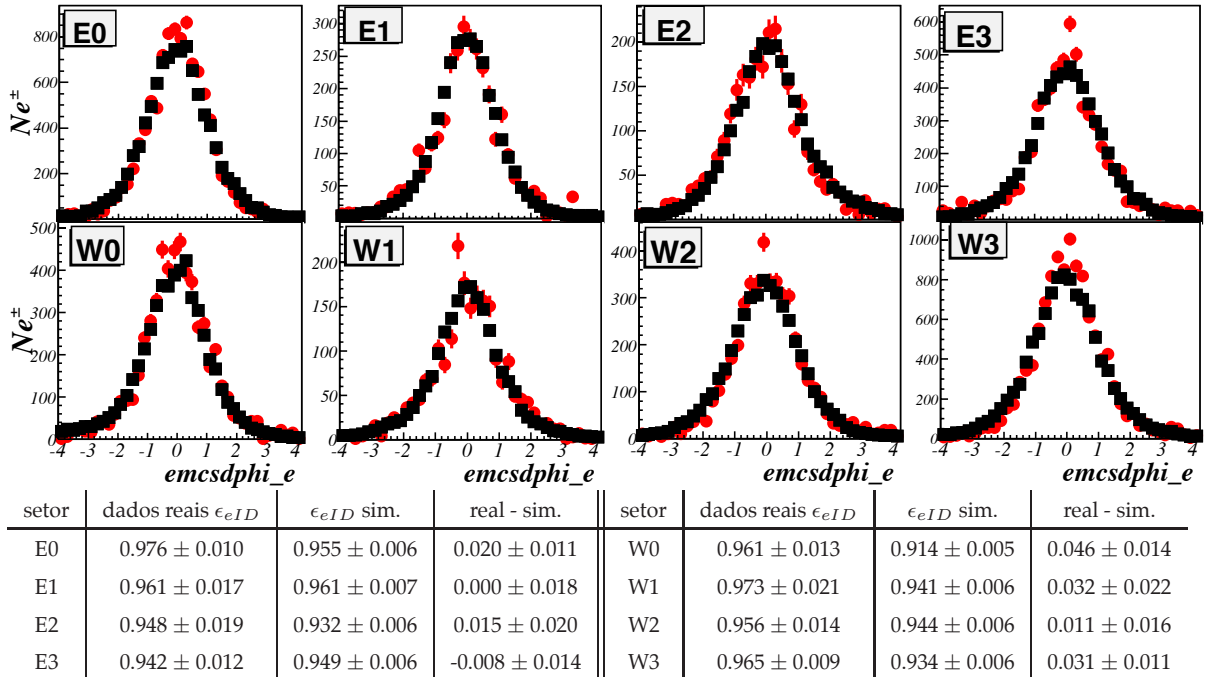


Figura 5.16: Distribuições $emcsdphi_e$ a partir de dados reais de conversão (em vermelho) e simulação de J/ψ (em preto) para todos os setores do EmCal. A tabela mostra as eficiências do critério $|emcsdphi_e| < 2.5\sigma_{pos}$.

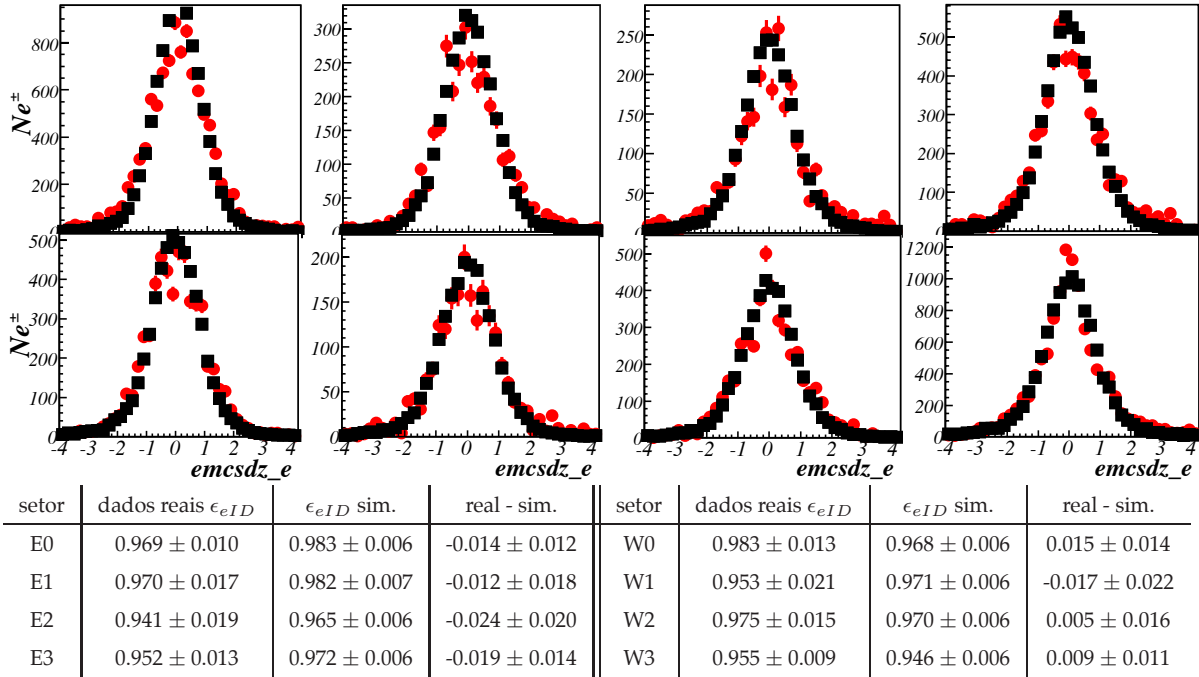


Figura 5.17: Distribuições $emcsdz_e$ a partir de dados reais Au + Au $\rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$ (em vermelho) e simulação de J/ψ (em preto) para todos os setores do EmCal. A tabela mostra as eficiências do critério $|emcsdz_e| < 2.5\sigma_{pos}$.

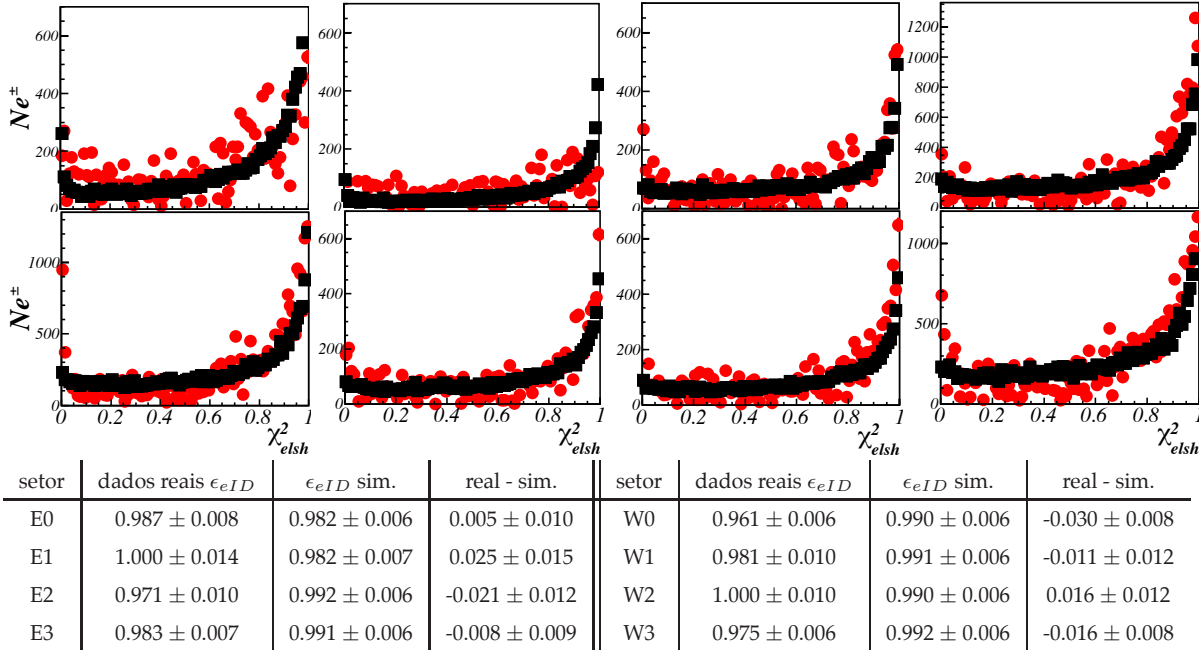


Figura 5.18: Distribuições χ^2_{elsh} a partir de dados reais Au + Au $\rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$ (em vermelho) e simulação de J/ψ (em preto) para todos os setores do EmCal. A tabela mostra as eficiências do critério $\chi^2_{elsh} > 0.02$.

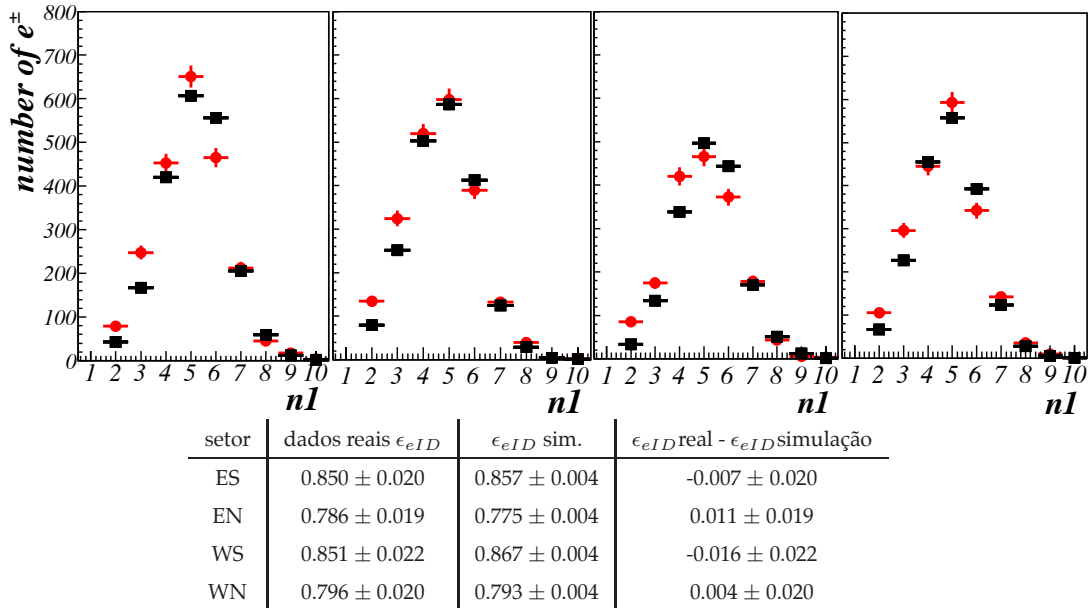


Figura 5.19: Distribuição de $n1$ a partir de dados reais $\text{Au} + \text{Au} \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$ (em vermelho) e simulação de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ (em preto) para todos os setores do RICH. A tabela mostra as eficiências do critério $n1 > 3$.

5.3 Eficiência e Aceitação Finais.

Após toda a verificação de aceitação e do ajuste dos parâmetros eID , a simulação é confiável o suficiente para ser utilizada na estimativa da eficiência. Como mencionado na Seção 5.2.1, introduzimos 5 milhões de J/ψ s simulados no PISA com momento transversal até $5.5 \text{ GeV}/c$ e outros 5 milhões com momento transversal entre $4 \text{ GeV}/c$ e $10 \text{ GeV}/c$. O resultado do PISA pode ser analisado assim como foi feito para os dados reais, e além disso, mantém a informação da partícula primária simulada. Assim, após a aplicação dos critérios de eID , a eficiência será a fração de partículas primárias que sobreviveram à reconstrução dos eventos simulados.

A massa invariante típica dos J/ψ s simulados está presente no gráfico à esquerda da Figura 5.21. Convém lembrar que os J/ψ s foram gerados com massa invariante seguindo uma função delta centrada em $3.097 \text{ GeV}/c^2$ (valor do *Particle Data Group* [4]). A largura natural para a massa de J/ψ é desprezível do ponto de vista da resolução em massa do detector. A largura do pico de massa cresce com o aumento de p_T conforme o gráfico à direita na mesma figura. Este é um resultado direto da resolução de momento $\propto 1/p$.

A grande “cauda” observada no espectro de massa no lado esquerdo do pico de J/ψ é um resultado da radiação de Bremsstrahlung do decaimento de elétrons quando

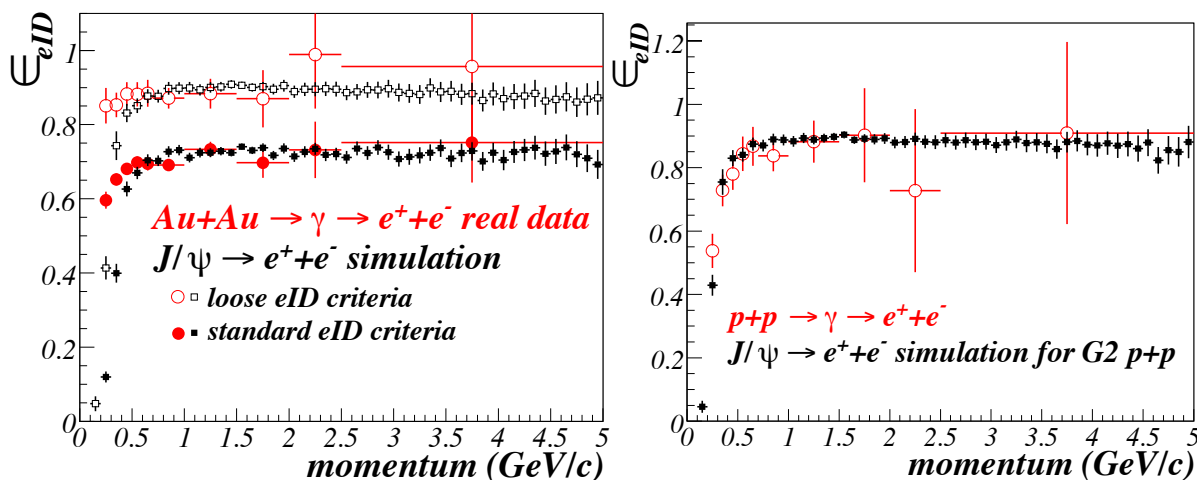


Figura 5.20: Dependência da eficiência total eID de elétrons com o momento a partir de dados reais de $\gamma \rightarrow e^+e^-$ (em vermelho) e simulação de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ (em preto).

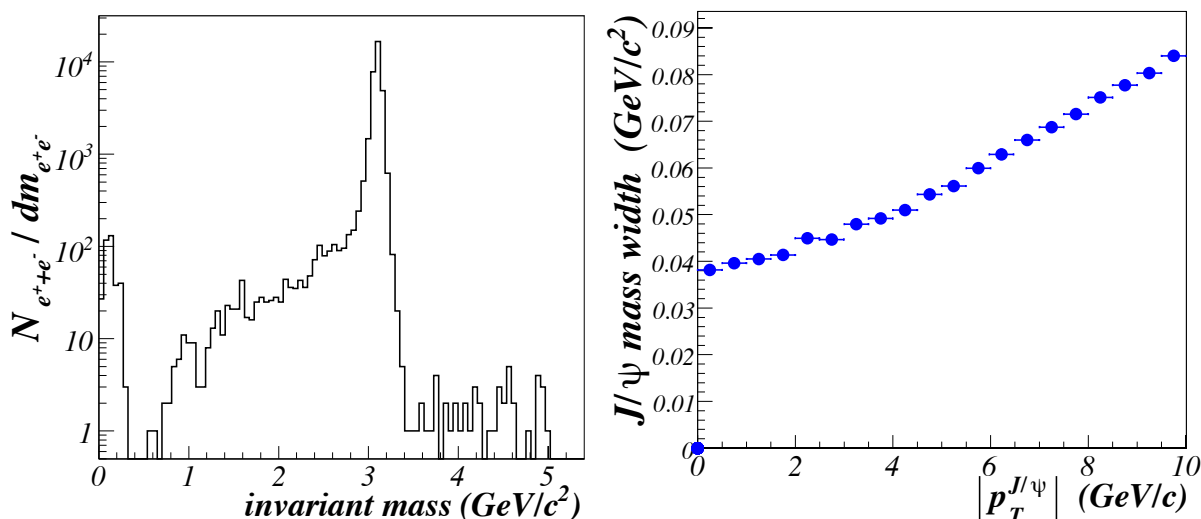


Figura 5.21: Massa invariante de J/ψ s simulados e reconstruídos (gráfico à esquerda) e dependência com o momento de sua largura de massa (gráfico à direita)

estes atravessam o material do detector. Estes decaimentos são, de fato, totalmente reconstruídos pela reação $J/\psi \rightarrow e^+e^- + \gamma$ e são denominados radiação externa, já que ocorrem fora do ponto de colisão. Um processo similar é observado quando elétrons interagem com o meio formado durante a colisão, ou seja, radiação interna. Este processo não pode ser reproduzido na simulação de uma única partícula. Devido a esta limitação, a largura da massa vista na Figura 5.21 é sempre menor do que aquela encontrada nos dados reais. A eficiência do intervalo de massa invariante usado e os erros sistemáticos associados são avaliados separadamente e descritos na Seção 6.2.1.

A dependência com o momento da eficiência total é calculada pela razão entre o

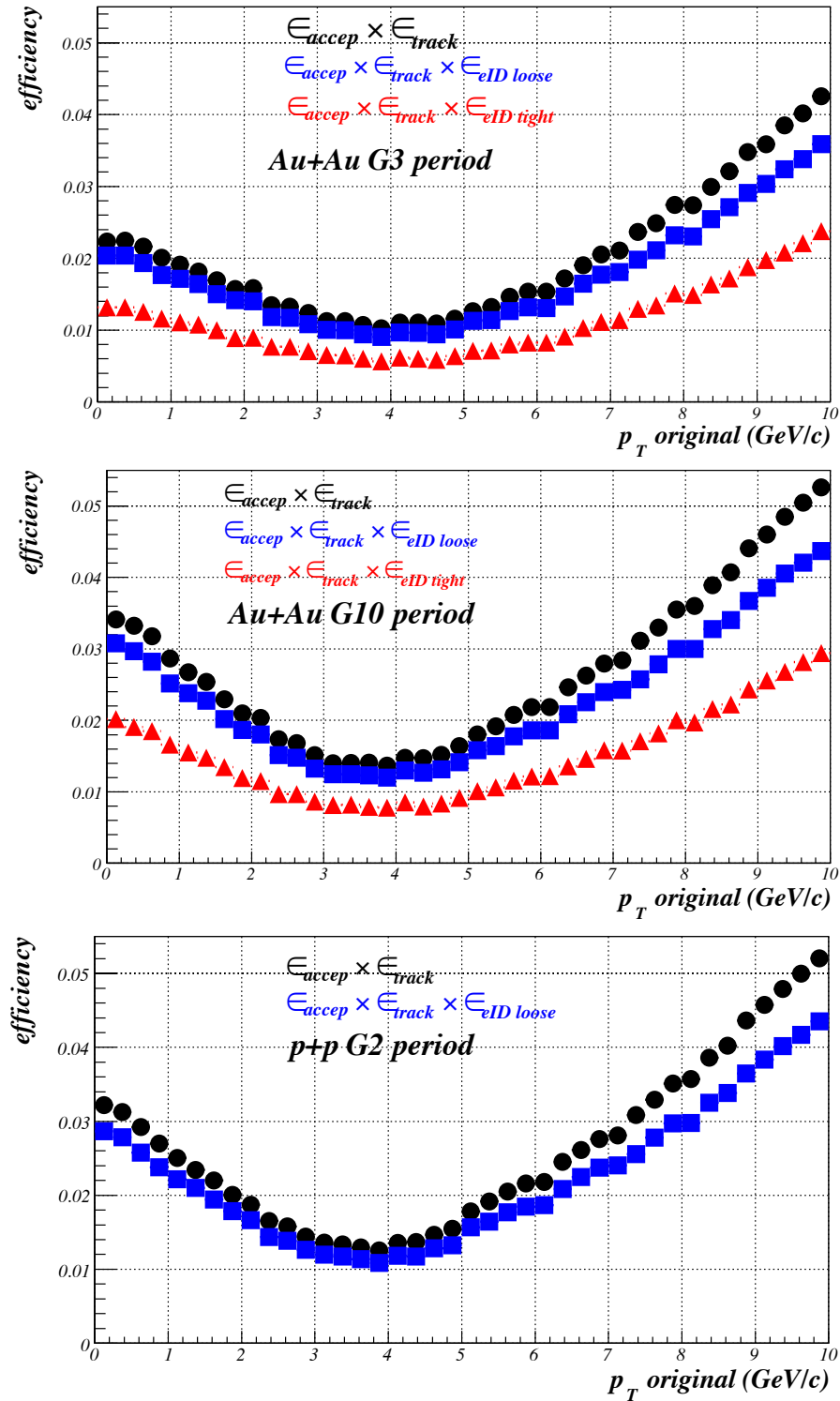


Figura 5.22: Aceitância e eficiência total na detecção de J/ψ para os períodos de aquisição G3 e G10 em colisões Au + Au e G2 durante colisões $p+p$ como função do momento transversal do J/ψ simulado. Os erros são somente estatísticos.

número de J/ψ s introduzidos no PISA e aqueles que sobreviveram para cada intervalo de p_T . Apenas 3/4 dos 10 milhões de J/ψ s gerados são considerados no cálculo da eficiência, já que utilizamos como critério de seleção colisões com $|Z_{vertex}| < 30$ cm e a distribuição original contém colisões simuladas com $|Z_{vertex}| < 40$ cm.

A aceitância vezes a eficiência de reconstrução de traço e a eficiência eID aparecem na Figura 5.22 como função do p_T original de J/ψ . Dois períodos distintos de colisões Au + Au além de períodos de colisão $p+p$ são mostrados. Somente diferenças entre as áreas mortas distinguem os dois períodos na simulação. A maior diferença é o setor E0 do EmCal que estava totalmente inativo durante os períodos G2 e G3 do *Run* de Au + Au (Seção 5.2.3 para maiores detalhes).

Os resultados de eficiência são apresentados em função do momento transversal dos J/ψ s introduzidos no PISA.

5.4 Estimativa da Resolução de Momento.

A resolução de momento pode ser verificada pela comparação do p_T de J/ψ simulados no PISA e o mesmo verificado após a reconstrução do evento. Na Figura 5.23, o desvio padrão de amostras de J/ψ com diferentes p_T mostra que a resolução de momento cresce linearmente com p_T .

Os pequenos desvios na reconstrução de momento podem introduzir modificações na forma das distribuições em função do momento. Esta tendência é avaliada e corrigida na seção 6.6.1.

5.5 Dependência da Eficiência com a Multiplicidade das Partículas.

Em colisões de íons pesados, a multiplicidade das partículas produzidas alcança facilmente a ordem de muitas centenas ou até mesmo de milhares. Nesta situação, as partículas começam a compartilhar os mesmos segmentos do detector. Assim sendo, o algoritmo de reconstrução falha em distinguir diferentes partículas ou aglomerados de sinal.

Geradores de eventos que simulam inteiramente a colisão demandam grande tempo para processamento. Além disso, o grande número de parâmetros a serem ajustados

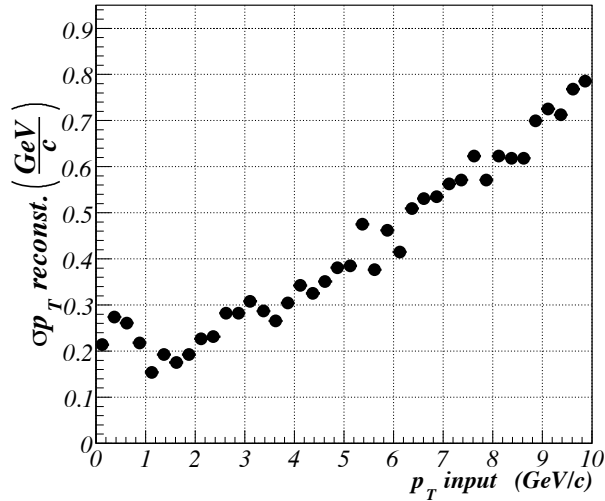


Figura 5.23: Desvio padrão do momento transverso de J/ψ s simulados e reconstruídos em função do momento transverso do J/ψ simulado.

na simulação não permite resultados precisos. Elétrons de conversão são uma boa opção para a avaliação da dependência da eficiência com a centralidade, como descrito na Seção 5.1. Entretanto, com a estatística disponível, o número de intervalos de centralidade era limitado.

A técnica desenvolvida para se estimar a eficiência associada à ocupância ϵ_{occup} faz uso da partícula simulada pelo PISA e dos dados reais. Os *hits* gerados no PISA são misturados àqueles adquiridos nos dados reais contendo vários regimes de centralidade de colisão. No final deste processo, teremos o sinal de uma partícula simulada para cada evento real.

Na etapa seguinte os dados brutos são reconstruídos como de costume. A fração de partículas simuladas que foram reconstruídas e identificadas após a aplicação dos critérios eID equivale numericamente à eficiência associada à ocupância. O gráfico da Figura 5.5 auxilia o entendimento desta técnica.

O vértice Z da partícula simulada deve concordar com aquele dos dados reais. Para a estimativa ϵ_{occup} de J/ψ , os dados reais e simulados foram divididos em 12 amostras, cada uma contendo 5 cm de intervalo de vértice Z . Os dados simulados foram misturados com dados reais do mesmo intervalo de vértice Z .

A simulação deve ser ajustada de acordo com o período quando os dados reais foram tomados. Ou seja, mesmas áreas mortas, eficiências, calibração, e configuração do campo magnético. Para colisões Au + Au, o grupo G10 (Seção 4.3.4 para a descrição do período do grupo) foi escolhido para tal propósito.

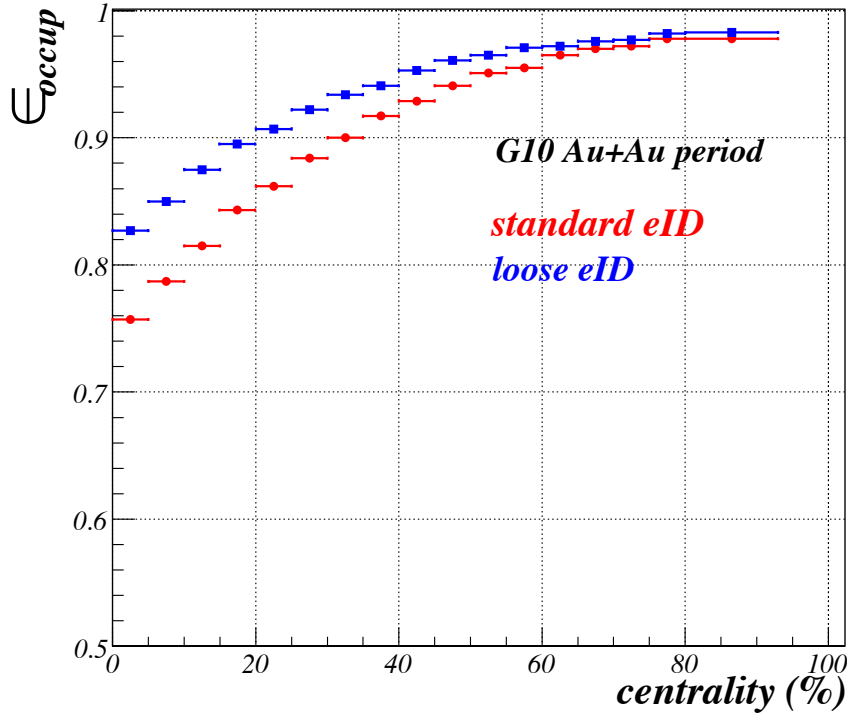


Figura 5.24: Eficiência da ocupância de J/ψ versus centralidade da colisão para conjuntos de critérios padrão (4.8) e menos restritos (4.9) do grupo G10 no período Au + Au .

A Figura 5.24 mostra a dependência de ϵ_{occup} de J/ψ com a centralidade da colisão. Os dois conjuntos de critérios eID descritos na Seção 4.5 estão representados. Neste gráfico, as barras de erro representam os erros estatísticos.

A razão entre as eficiências das colisões mais centrais e das mais periféricas foi $(77.40 \pm 0.22)\%$ quando o corte mais restrito foi usado. Já para o critério menos restrito, a mesma razão foi $(84.13 \pm 0.15)\%$. Comparando estas duas razões com as mesmas obtidas a partir de pares de elétrons de conversão na Seção 5.1, observamos uma diferença de $(6 \pm 4)\%$ para o critério restrito e $(2 \pm 5)\%$ para o menos restrito. Estas diferenças são consideradas como erros sistemáticos da eficiência associada à ocupância do detector.

5.6 Eficiência de Trigger.

A amostra de dados Au + Au foi extraída de eventos de *Minimum Bias*, onde o único requisito de *trigger* era de pelo menos dois fototubos disparados no BBC por cada cruzamento de feixe. Estudos baseados na resposta do PISA para eventos HIJING [32] simulados têm mostrado que 93% dos eventos mais centrais são detectados [148], re-

sultando em uma seção de choque de (6847 ± 542) mb. Para colisões $p+p$, o requisito é que pelo menos um fototubo seja disparado no BBC, resultando em uma eficiência de $(55 \pm 2)\%$ [156]. A eficiência do BBC não é levada em conta durante o cálculo da produção final, já que os resultados de charmônio são apresentados como frações do número de colisões detectadas.

A amostra de dados $p+p$ é selecionada pelo *trigger* ERT_Electron descrito na Seção 3.8.2. Os super módulos de *trigger* do EmCal (ERT_2x2) apresentam um limite inferior de 400 MeV na amostra utilizada nos resultados deste trabalho. Os módulos de *trigger* do RICH (ERT_RICH) requerem ao menos um fototubo com sinal acima do fundo previamente medido. Alguns dos super módulos foram desabilitados devido a ruído ou mal funcionamento. Os super módulos mortos podem ser vistos na Figura 5.25. A área em branco no ERT_2x2 corresponde a setores do PbSc onde o número de super módulos é metade do número existente no PbGl.

A dependência da eficiência $\epsilon_{ERT_Electron}$ de e^\pm com o momento para cada setor do EmCal é exibida na Figura 5.26. Os valores médios e as barras de erro são obtidos assumindo-se distribuições binomiais, já que as eficiências provêm de condições de aceitação ou rejeição. A dependência com o momento é melhor descrita pela função

$$\epsilon_{ERT_Electron}^{sector}(mom) = \frac{A}{1 + \exp\left(\frac{mom - mom_0}{\lambda}\right)} \quad (5.5)$$

O sinal de disparo do ERT_Electron nem sempre chega ao *trigger* de decisão global (GL1). Aparentemente o problema ocorre devido a um pequeno atraso no sinal de ERT para alguns eventos [157]. A ineficiência devido a este problema é de $(3.70 \pm 0.35)\%$ e é aplicada como fator de correção na eficiência de *trigger* de e^\pm .

A influência da eficiência de e^\pm na detecção do par de J/ψ é calculada por um modelo (*Toy Model*²). Um número aleatório uniforme $0 < rnd < 1$ é gerado para o elétron e o pósitron dos J/ψ s simulados. No modelo, cada par e^+e^- aciona o ERT_Electron se

$$rnd < \epsilon_{ERT_Electron}^{sector}(p)/1.037$$

for satisfeita. $\epsilon_{ERT_Electron}^{sector}(p)$ é a função da eficiência ajustada para o setor que o elétron ou pósitron atravessa. O fator 1.037 é a ineficiência do GL1 mencionada anteriormente.

Assim como nos critérios aplicados aos dados reais, o J/ψ será aceito se o elétron ou o pósitron disparar o ERT_Electron. A dependência do ERT_Electron com o momento transversal para o J/ψ aparece na Figura 5.27.

²*Toy Model* é o jargão utilizado para definir a simulação simples de um modelo físico.

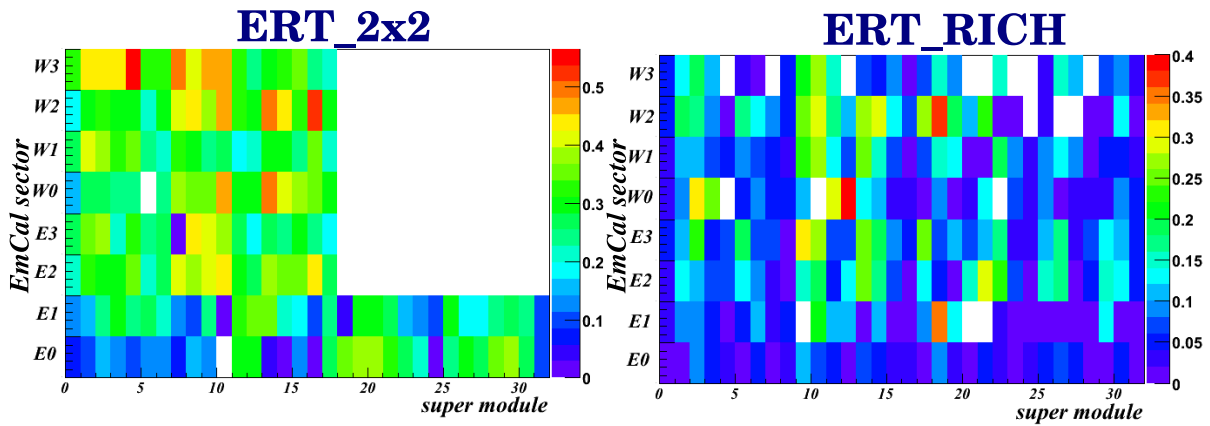


Figura 5.25: Eficiência na detecção de elétrons para cada super módulo do ERT em colisões $p+p$ selecionadas por *Minimum Bias*. A amostra de elétrons possui momento mínimo de $200 \text{ MeV}/c$.

A variação dos parâmetros (5.5) dentro do intervalo de erros resulta numa variação global de 6% na eficiência final de *trigger*. Esta variação é considerada como erro sistemático.

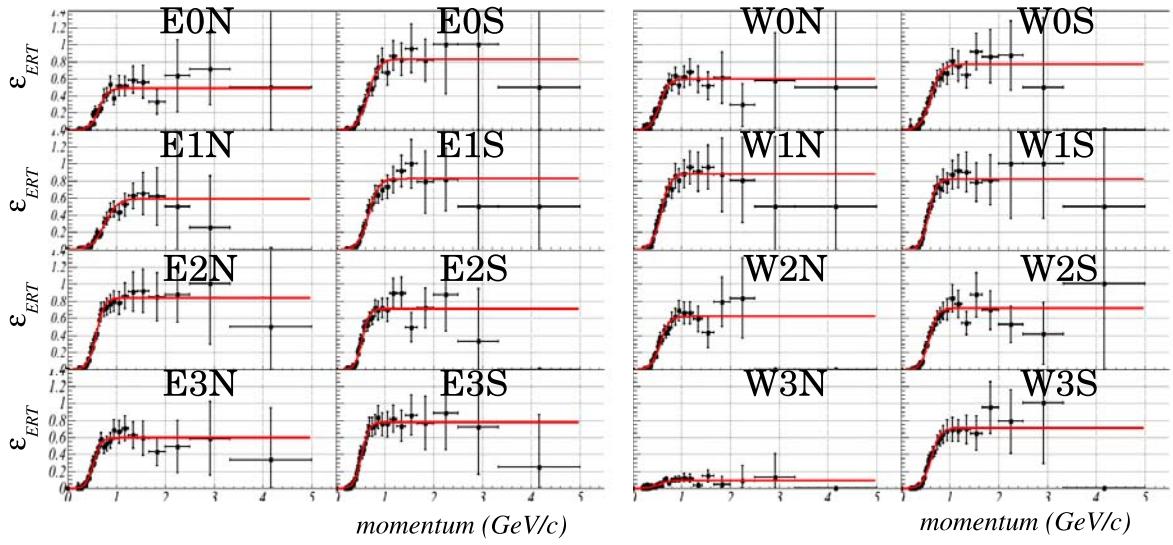


Figura 5.26: Dependência da eficiência ERT_Electron com o momento para cada setor em colisões $p+p$ selecionadas por *Minimum Bias*. As barras de erro são variações binomiais. As curvas em vermelho são a função (5.5) ajustada aos pontos.

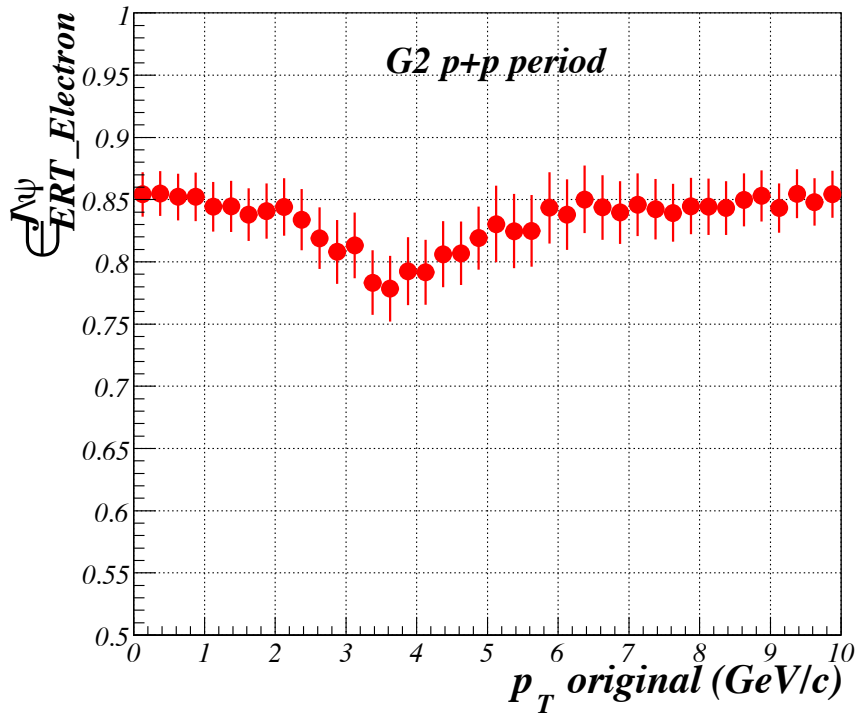


Figura 5.27: Eficiência do trigger ERT_Electron para J/ψ versus p_T durante o período G2 em colisões $p+p$.

Capítulo 6

Medida da Produção de Charmônio

Este capítulo aborda a contagem de sinal acima do sinal de fundo, o estudo de possíveis correções sistemáticas, os erros sistemáticos e por último, o cálculo da produção para diferentes momentos transversos e regimes de centralidade.

A massa invariante $M_{c\bar{c}}$ de um par de elétrons com massa do elétron $m_e = 0.000511$ GeV/ c^2 é calculada para cada combinação elétron-pósitron produzida em uma colisão a partir das componentes do momento \vec{p}_1, \vec{p}_2 dos elétrons que são obtidas a partir do momento e ângulos das trajetórias medidos pela DC:

$$\begin{aligned} |\vec{p}_i| &= \sqrt{px_i^2 + py_i^2 + pz_i^2} \\ E_i &= \sqrt{px_i^2 + py_i^2 + pz_i^2 + m_e^2} \\ M_{c\bar{c}} &= \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|^2} \end{aligned} \quad (6.1)$$

A estimativa de fundos combinatoriais não físicos é descrita na Seção 6.1. Sinais de fundo com base física, como o espectro de charmes abertos não correlacionados, são tratados na Seção 6.2.2. O pico de J/ψ é estudado na Seção 6.2.1, onde as radiações de Bremsstrahlung interna e externa são consideradas na escolha do intervalo de massa. O processo de contagem e o cálculo do erro estatístico são baseados no método da máxima verosimilhança que é desenvolvido na Seção 6.3.

Correções finais de sinal, como a perda de resolução do momento reconstruído - *momentum smearing* - (Seção 6.6.1), o deslocamento da centróide do canal de p_T (Seção 6.6.2) e a flutuação *run-por-run* (Seção 4.3.4) são também levadas em conta.

Todos os erros sistemáticos são resumidos e categorizados na Seção 6.7. Ao final, os cálculos das produções inclusiva e invariante são apresentadas na Seção 6.8.

6.1 Fundo Combinatorial.

O fundo combinatorial é composto por combinações elétron-pósitron não correlacionadas, notadamente pares de di-elétrons não físicos que podem apenas ser formados por combinatorial de pares. Aqui, elétrons e pósitrons são aquelas partículas que passaram pelo critério eID, sendo possível uma contaminação hadrônica na amostra. Entretanto, baseados em experimentos anteriores, assumimos que não há elétron-hádron ou di-hádrons físicos que contribuam significativamente no intervalo de massa de J/ψ e ψ' . Assim, pares possíveis formados por elétron-hádron ou hádron-hádron pertencem à categoria de fundo combinatorial. Sem dúvida, o critério otimizado eID é ainda im-

portante para o aumento da significância de sinal. Dois métodos para obtenção do fundo combinatorial são discutidos: o espectro de pares de mesmo sinal (Seção 6.1.1) e o método da mistura de eventos (colisões) (Seção 6.1.2).

6.1.1 Método de Mesmo Sinal.

Neste método, espectros de pares de mesmo sinal (pares e^+e^+ ou e^-e^-) são usados para reproduzir o fundo combinatorial de pares de sinais diferentes. A integral dos espectros deve ser avaliada para que seja aplicada a correta normalização à distribuição de mesmo sinal.

A multiplicidade de elétrons N_e e pósitrons N_p é bem descrita por uma distribuição de probabilidade binomial negativa (NBD)

$$NBD(N; k, \mu) = \frac{\Gamma(N+k)}{N!\Gamma(k)} \left(\frac{\mu}{k}\right)^N \left(1 + \frac{\mu}{k}\right)^{-N-k} \quad (6.2)$$

com média $\langle N \rangle_{NB} = \mu$ e quadrado da média $\langle N^2 \rangle_{NB} = \langle N \rangle_{NB} + \langle N \rangle_{NB}^2 \left(\frac{1}{k} - 1\right)$. O uso da distribuição NBD é justificada por conta do parâmetro adicional k que considera a correlação entre o elétron e o pósitron, já que a maioria deles provêm das mesmas fontes (principalmente decaimentos de π^0). A distribuição NBD tem apresentado melhor concordância com as multiplicidades reais do que as distribuições de Poisson (Fig. 6.1). Pode-se notar que a multiplicidade de Poisson é um caso particular quando $k \rightarrow \infty$.

A probabilidade de se observar n traços de N partículas iniciais depende da probabilidade de detecção ϵ ,

$$B(n) = \frac{N}{n!(N-n)!} (\epsilon)^n (1-\epsilon)^{N-n} \quad (6.3)$$

com média $\langle n \rangle_B = \epsilon N$ e quadrado da média $\langle n^2 \rangle_B = \epsilon(1-\epsilon)N + \epsilon^2 N^2$.

Inicialmente verifica-se o número de elétrons (n_e) e pósitrons (n_p) detectados num evento. O número de combinações de pares que podemos obter deste evento é $n_p(n_p - 1)/2$ para pósitron-pósitron, $n_e(n_e - 1)/2$ para elétron-elétron e $n_e n_p$ para elétron-pósitron. O número médio de pares pósitron-pósitron detectados por colisão é

$$\begin{aligned} \langle n_{pp} \rangle &= \kappa_{pp} \left\langle \frac{n_p(n_p-1)}{2} \right\rangle_B \\ &= \frac{1}{2} \kappa_{pp} [\langle (n_p)^2 \rangle_B - \langle n_p \rangle_B] \\ &= \frac{1}{2} \kappa_{pp} \epsilon_p^2 N_p (N_p - 1) \end{aligned} \quad (6.4)$$

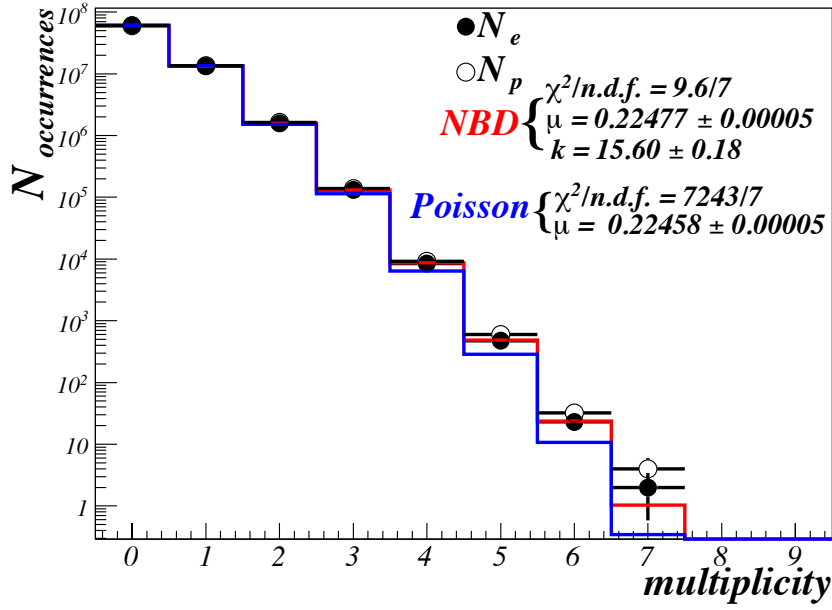


Figura 6.1: Multiplicidades elétron (N_e) e pósitron (N_p) em colisões dentro do intervalo de centralidade de 10% - 20%. As linhas são distribuições NBD e de Poisson ajustadas ao N_e .

onde κ_{pp} é a eficiência de detecção do par e^+e^+ , que depende principalmente do requisito do ângulo de abertura mínima para que se possa fazer a distinção entre dois traços. Seguindo o mesmo procedimento para pares elétron-elétron e elétron-pósitron:

$$\langle n_{ee} \rangle = \frac{1}{2} \kappa_{ee} \epsilon_e^2 N_e (N_e - 1) \quad (6.5)$$

$$\langle n_{ep} \rangle = \kappa_{ep} \epsilon_e \epsilon_p (N_e) (N_p). \quad (6.6)$$

A média para todos os eventos é calculada assumindo-se que N_e e N_p seguem uma distribuição NBD

$$\begin{aligned} \langle N_{pp} \rangle &= \langle \langle n_{pp} \rangle \rangle_{NB} \\ &= \frac{1}{2} \kappa_{pp} \epsilon_p^2 (\langle N_p \rangle_{NB}^2 - \langle N_p \rangle_{NB}) \\ &= \frac{1}{2} \kappa_{pp} \epsilon_p^2 \langle N_p \rangle_{NB} \left(1 + \frac{1}{k} \right) \end{aligned} \quad (6.7)$$

$$\langle N_{nn} \rangle = \frac{1}{2} \kappa_{ee} \epsilon_e^2 \langle N_e \rangle_{NB}^2 \left(1 + \frac{1}{k} \right). \quad (6.8)$$

O número de pares elétron-pósitron é ¹

$$\begin{aligned}\langle N_{ep} \rangle &= \langle n_{ep} \rangle_{NB} \\ &= \kappa_{ep} \epsilon_e \epsilon_p \langle N_e N_p \rangle_{NB} \\ &= \kappa_{ep} \epsilon_e \epsilon_p \langle N_e \rangle \langle N_p \rangle.\end{aligned}\quad (6.9)$$

O sinal de fundo combinatorial de pares de sinais diferentes está relacionado com o de mesmo sinal através da equação

$$\langle N_{ep} \rangle = \frac{\sqrt{\kappa_{pp} \kappa_{ee}}}{\kappa_{ep}} 2 \left(1 + \frac{1}{k} \right) \sqrt{\langle N_{pp} \rangle \langle N_{ee} \rangle}.\quad (6.10)$$

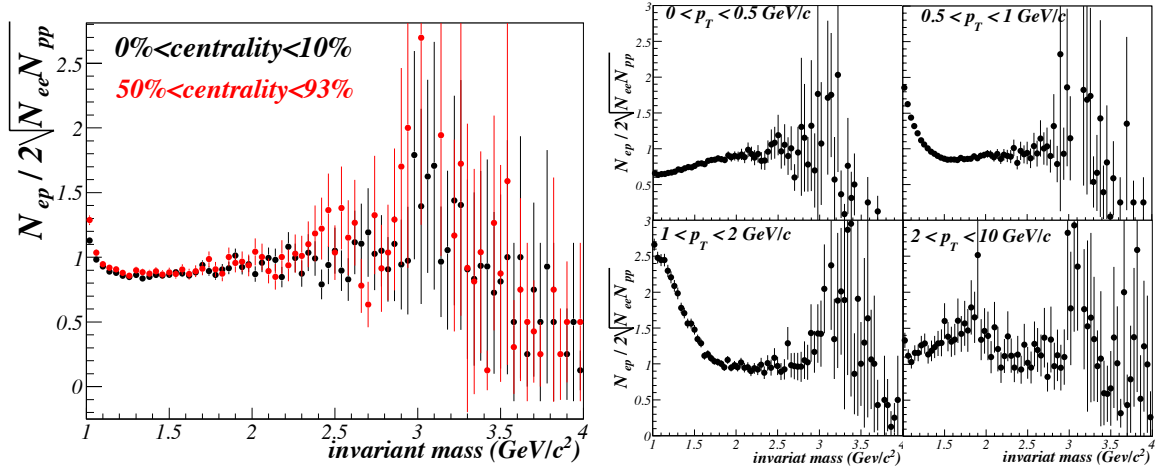


Figura 6.2: Razões entre pares de mesmo sinal e de sinais diferentes *versus* massa invariante para colisões centrais e periféricas (gráfico à esquerda) e quatro intervalos de momento transversal (gráfico à direita).

A razão entre o espectro de pares de sinais diferentes e o dobro da média geométrica de pares de mesmo sinal é confirmada para muitos regimes na Figura 6.2. Podemos observar que ambos os espectros não estão sempre normalizados quando se assume

$$\frac{\sqrt{\kappa_{pp} \kappa_{ee}}}{\kappa_{ep}} \left(1 + \frac{1}{k} \right) = 1.\quad (6.11)$$

Mas para valores de massa acima de $\sim 2 \text{ GeV}/c^2$ a normalização dos espectros é satisfatória.

¹Muitas discussões sobre a dependência das variáveis N_e e N_p têm sido feitas. Se estas se comportarem como se fossem altamente correlacionadas, $\langle N_e N_p \rangle_{NB} = \langle N^2 \rangle_{NB} = \langle N_e \rangle \langle N_p \rangle \left(1 + \frac{1}{k} \right)$, onde $N = \sqrt{N_e N_p}$. Esta consideração é confirmada por uma simples simulação (*Toy Model*) onde o e^+ e o e^- sempre provêm da mesma fonte [158]. De fato, o fator de correlação $\rho = \frac{\text{cov}(N_e, N_p)}{\sigma_{N_e} \sigma_{N_p}}$ entre ambas as multiplicidades é 0.45.

6.1.2 Método da Mistura de Eventos.

Outra forma de se obter pares não correlacionados é combinar elétrons e pósitrons de diferentes eventos. Uma das maiores vantagens é a reduzida influência de assimetrias de carga induzidas pelo campo magnético sobre a forma da distribuição de fundo combinatorial.

O número de pares de sinais diferentes provenientes dos eventos aleatórios A e B com multiplicidades iniciais N_e^A, N_p^A, N_e^B e N_p^B é derivado a partir de

$$\begin{aligned}\langle n_{ep}^{AB} \rangle &= \kappa_{ep} \left[\langle n_p^A n_e^B \rangle_B + \langle n_e^A n_p^B \rangle_B \right] \\ &= \kappa_{ep} \left[\epsilon_e^A N_e^A \epsilon_p^B N_p^B + \epsilon_p^A N_p^A \epsilon_e^B N_e^B \right].\end{aligned}\quad (6.12)$$

A média para muitos eventos é

$$\begin{aligned}\langle N_{ep}^{AB} \rangle &= \kappa_{ep} \epsilon_e^A \epsilon_p^B \langle N_e^A N_p^B \rangle_{NB} + \kappa_{ep} \epsilon_p^A \epsilon_e^B \langle N_p^A N_e^B \rangle_{NB} \\ &= \kappa_{ep} \epsilon_e^A \epsilon_p^B \langle N_e^A \rangle \langle N_p^B \rangle + \kappa_{ep} \epsilon_p^A \epsilon_e^B \langle N_p^A \rangle \langle N_e^B \rangle.\end{aligned}\quad (6.13)$$

Os eventos foram classificados em 40 classes de centralidade, 20 intervalos de vértice Z e 16 planos de reação² para tornar possível a comparação entre (6.13) e (6.9). As informações sobre elétrons e pósitrons foram armazenadas em $40 \times 20 \times 16 = 12800$ reservatórios dinâmicos com nível de profundidade 6. Ou seja, uma vez que um reservatório acumula 6 partículas, a menos recente será substituída pela partícula do evento corrente. Elétrons e pósitrons do evento corrente são combinados com pósitrons e elétrons aleatórios provenientes do reservatório de eventos de mesma centralidade, vértice e plano de reação.

Com o uso desses reservatórios, podemos seguramente considerar $\epsilon^A = \epsilon^B$ e $\langle N^A \rangle = \langle N^B \rangle$. Assim,

$$\langle N_{ep}^{AB} \rangle = 2\kappa_{ep} \epsilon_e \epsilon_p \langle N_e \rangle \langle N_p \rangle. \quad (6.14)$$

A razão entre os espectros de pares de sinais diferentes de um mesmo evento (Eq. 6.9) e de eventos mistos é

$$\langle N_{ep}^{AB} \rangle = 2\langle N_{ep} \rangle \quad (6.15)$$

que pode ser verificado na Figura 6.3. Pode-se notar no gráfico à direita na Figura 6.3 que cada uma das razões entre pares de sinais diferentes provenientes de um mesmo

²O plano de reação de uma colisão é determinado pela distribuição de *hits* no BBC.

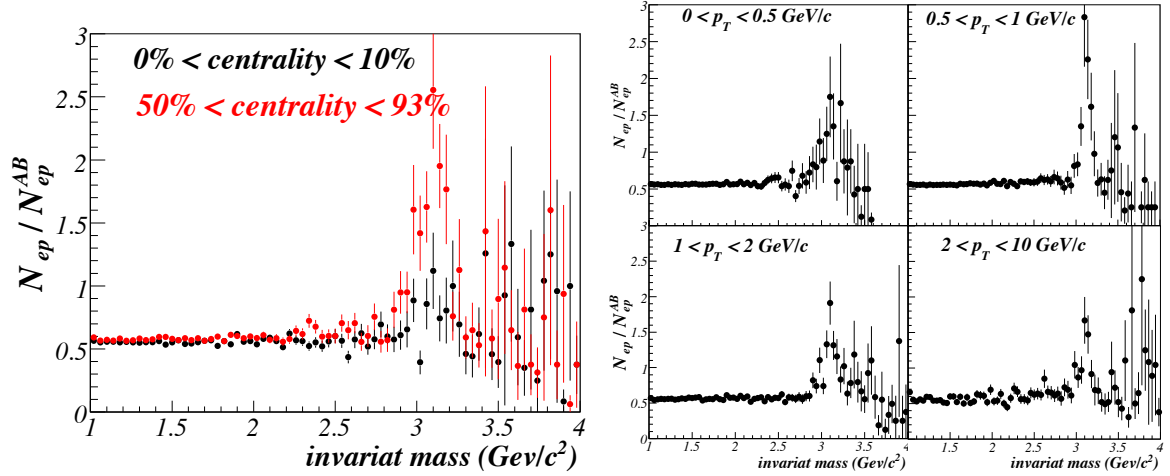


Figura 6.3: Razões entre produções de pares de sinais diferentes de mesmo evento e de eventos mistos *versus* massa invariante para colisões central-periférica (gráfico à esquerda) e quatro intervalos de momento transversal (gráfico à direita).

evento e de eventos diferentes não é exatamente $\frac{1}{2}$. O desvio se deve a contribuições de fontes de sinal físico na amostra de pares de sinais diferentes. Para que tal desvio seja considerado, pares de mesmo sinal provenientes de eventos mistos podem ser usados:

$$\begin{aligned}
 \langle N_{ee}^{AB} \rangle &= \kappa_{ee} \epsilon_e^A \epsilon_e^B \langle \langle N_e^A \rangle \langle N_e^B \rangle \rangle_{NB} + \epsilon_e^B \epsilon_e^A \langle \langle N_e^B \rangle \langle N_e^A \rangle \rangle_{NB} \\
 &= 2\kappa_{ee} \epsilon_e^A \epsilon_e^B \langle N_e^2 \rangle_{NB} \\
 &= 2\kappa_{ee} \epsilon_e^2 \langle N_e \rangle^2 \left(1 + \frac{1}{k} \right)
 \end{aligned} \tag{6.16}$$

$$\langle N_{pp}^{AB} \rangle = 2\kappa_{pp} \epsilon_p^2 \langle N_p \rangle^2 \left(1 + \frac{1}{k} \right). \tag{6.17}$$

A razão entre os espectros de pares de mesmo sinal provenientes de mesmos eventos e de eventos mistos retorna a normalização que deve ser aplicada a N_{ep}^{AB} (Fig. 6.4).

$$norm = \frac{\sqrt{\langle N_{ee} \rangle \langle N_{pp} \rangle}}{\sqrt{\langle N_{ee}^{AB} \rangle \langle N_{pp}^{AB} \rangle}} \tag{6.18}$$

$$\begin{aligned}
 \langle N_{ep} \rangle &= norm \cdot \langle N_{ep}^{AB} \rangle \\
 \frac{dN_{ep}}{dm_{ep}} &= norm \cdot \frac{dN_{ep}^{AB}}{dm_{ep}}
 \end{aligned} \tag{6.19}$$

O fundo combinatorial é totalmente descrito pela técnica de mistura de eventos, normalizado pela razão entre as médias geométricas de pares de mesmo sinal de mesmo evento e de eventos mistos. Este resultado é surpreendente, já que permite a extração do fundo combinatorial independentemente de qualquer assimetria de carga de uma

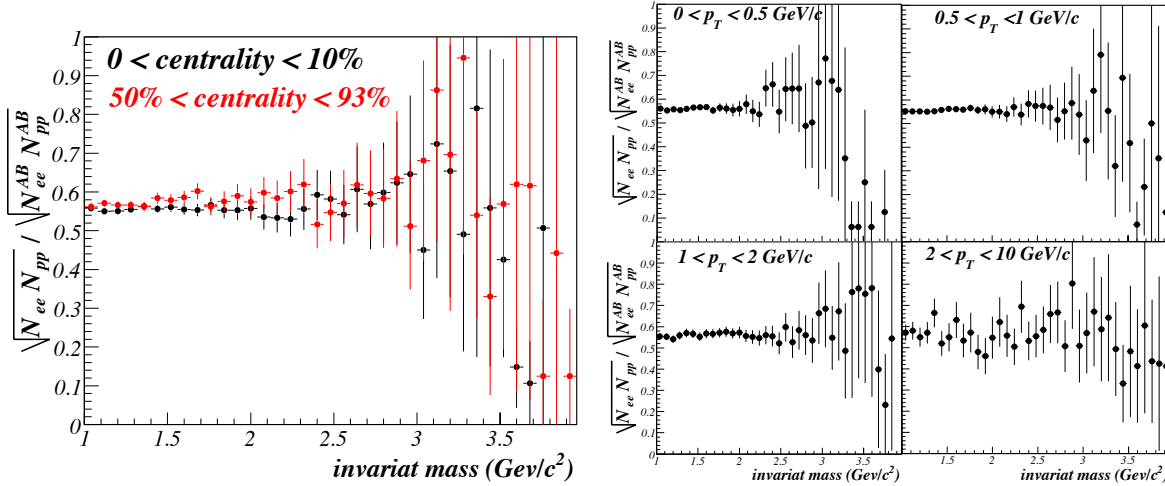


Figura 6.4: Razão entre espectros de pares de mesmo sinal provenientes de mesmos eventos e de eventos mistos.

partícula, ou de eficiências de pares de mesmo sinal e de sinais diferentes, ou de distribuições de multiplicidade iniciais. Entretanto, estudos recentes com elétrons de conversão mostraram uma quebra de 0.9% na relação (6.19) para massa abaixo de $1 \text{ GeV}/c^2$ [159]. Esta incerteza ainda está sob investigação. Na região de quarkonia esta quebra não é observada. Assim, pode-se considerar como incerteza para o fundo combinatorial somente o erro estatístico dos espectros de eventos mistos. Aqui pode-se encontrar uma outra vantagem da técnica de mistura de eventos: combinações entre elétrons ou pósitrons do evento corrente com N eventos prévios reduzem o erro estatístico de \sqrt{N} , obviamente com algum custo de recursos computacionais.

A distribuição de massa invariante de di-elétrons para pares de mesmo sinal de mesmo evento e de eventos mistos estão na Figura 6.5. O resultado subtraído que utiliza as técnicas de evento misto e de mesmo sinal também é mostrado na mesma figura. Percebe-se no método de mesmo sinal uma superestimativa do sinal de fundo, principalmente para massas menores que $2.4 \text{ GeV}/c^2$ em colisões Au + Au.

A expressão 6.19 é aquela escolhida para se extrair o sinal de fundo combinatorial de eventos mistos. A normalização é calculada para todos os canais de centralidade e de p_T em dados de Au + Au.

Em dados $p+p$, o *trigger* ERT_Electron introduz uma tendenciosidade no sinal de fundo de eventos mistos. Este efeito é observado, mas ainda é objeto de estudos. Já que o compartilhamento de anéis por elétrons é pouco efetivo e a distribuição de Poisson é uma boa aproximação para baixa multiplicidade, podemos adotar o espectro de pares

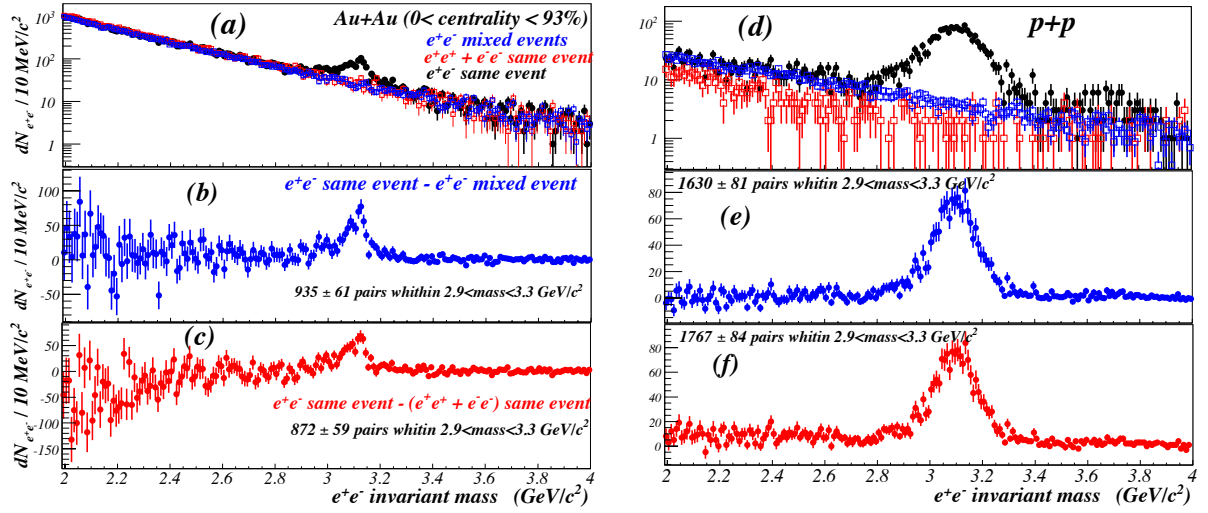


Figura 6.5: Espectros de massa invariante na região de J/ψ e ψ' obtidos através das técnicas de mistura de eventos (colisões) e de pares de elétrons de carga de mesmo sinal no mesmo evento.

de mesmo sinal como fundo combinatorial em colisões $p+p$.

6.2 Componentes do Sinal.

6.2.1 Sinal de Charmônio.

Os picos de J/ψ e ψ' detectados são formados por traços de partículas de boa qualidade (descrito na Seção 4.3.3) e também por uma fração de traços de partículas que não possuem *hits* em todos os planos da DCH. A resolução de momento não é a mesma para estes dois tipos de traços. Assim, os picos são formados por uma mistura de resoluções de massa diferentes.

O pico de J/ψ (e ψ') também mostra uma “cauda” na região de massa menor que seu pico médio (Fig. 6.6). Esta contribuição ao sinal é resultado da radiação de Bremsstrahlung ($J/\psi \rightarrow e^+e^- + \gamma$) no vácuo (radiação interna) ou no meio (radiação externa).

A radiação externa pode ser reproduzida pelo PISA como visto na Figura 5.21. Expressões analíticas para a radiação interna foram derivadas a partir de [160] que permite uma parametrização da forma da “cauda”. A distribuição de massa do di-elétrons com massa m_e proveniente de uma partícula de massa M é descrita por

$$P(m)_{int} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{2m}{(M^2 - m^2)} \left(1 + \frac{m^4}{M^4}\right) \left(\ln \frac{1+r}{1-r} - r\right) \quad (6.20)$$

onde $M = 3.097 \text{ GeV}/c^2$ [4], $r = \sqrt{1 - 4m_e/m^2}$ e $\alpha = 1/137$ é a constante de estrutura fina.

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

$$\mathcal{P}_{int}(m) = \int_{m'=0}^M \frac{P(m')_{int}}{|P(m')_{int}|} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_R} \exp\left[-\frac{[m' - (m - ms)]^2}{2\sigma_R^2}\right] dm'. \quad (6.21)$$

A função $P(m)$ e o resultado da convolução aparecem na Figura 6.6. A radiação ex-

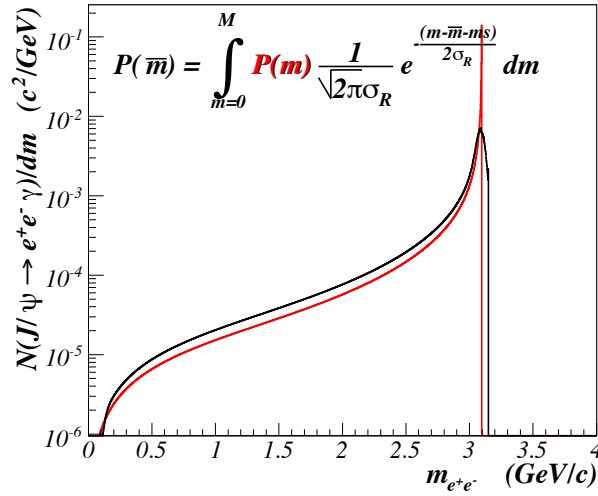


Figura 6.6: Distribuição da massa invariante de $J/\psi \rightarrow e^+e^- \gamma$ versus $m_{e^+e^-}$ (linha vermelha) incluindo o efeito da resolução de massa de $30 \text{ MeV}/c$ (linha preta).

terna obtida a partir da simulação de $P(m)_{ext}$ (Fig. 5.21) mostra uma melhor resolução do que a observada nos dados reais. Por esta razão, a resolução proveniente da radiação externa σ_{Rext} é considerada um parâmetro livre durante o ajuste.

$$\mathcal{P}_{ext}(m) = \int_{m'=0}^M \frac{P(m')_{ext}}{|P(m')_{ext}|} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_R} \exp\left[-\frac{[m' - (m - ms)]^2}{2\sigma_{Rext}^2}\right] dm' \quad (6.22)$$

De acordo com [160], 32.4% dos decaimentos ocorrem quando o fóton emitido apresenta energia superior a 10 MeV. Esta é a fração de radiação que é realmente detectada. A radiação externa remanescente é composta por fótons de mais baixa energia. Assim, as contribuições interna e externa ao ajuste de di-elétrons são ponderadas de acordo com:

$$0.324 \cdot \text{interna} + (1 - 0.324) \cdot \text{externa}. \quad (6.23)$$

O ajuste do espectro de di-elétrons inclui uma função exponencial para o espectro contínuo (Seção 6.2.2). Depois de todas estas considerações, a função de ajuste é

$$\begin{aligned} \frac{dN_{e^+e^-}}{dm} &= A C_{hard} \mathcal{P}_{int}(m; m_s, \sigma_{Rint}) \\ &+ A(1 - C_{hard}) \mathcal{P}_{ext}(m; m_s, \sigma_{Rext}) \\ &+ B \exp(-\lambda m) \end{aligned} \quad (6.24)$$

onde $C_{hard} = 0.324$ é a fração de radiação interna e m_s é o desvio em massa. Os parâmetros σ_{Rint} , σ_{Rext} , m_s , A , B , e λ são livres durante o ajuste. A Figura 6.7 mostra o resultado do ajuste para o pico formado em dados para vários regimes de centralidade e momento transversal do J/ψ de colisões Au + Au.

Em dados de colisões $p+p$, as componentes de radiação interna e externa são também introduzidas para o ajuste do pico de ψ' . Estas componentes de radiação utilizam para a massa de ψ' o valor $M = 3.686 \text{ GeV}/c^2$ [4]. O único parâmetro livre complementar é a amplitude do sinal de ψ' : $A_{\psi'}$.

$$\begin{aligned} \frac{dN_{e^+e^-}}{dm} &= A_{J/\psi} C_{hard} \mathcal{P}_{int}(m; m_s, \sigma_{Rint}, M = 3.097 \text{ GeV}/c^2) \\ &+ A_{J/\psi} (1 - C_{hard}) \mathcal{P}_{ext}(m; m_s, \sigma_{Rext}, M = 3.097 \text{ GeV}/c^2) \\ &+ A_{\psi'} C_{hard} \mathcal{P}_{int}(m; m_s, \sigma_R, M = 3.686 \text{ GeV}/c^2) \\ &+ A_{\psi'} (1 - C_{hard}) \mathcal{P}_{ext}(m; m_s, \sigma_{Rext}, M = 3.686 \text{ GeV}/c^2) \\ &+ B \exp(-\lambda m) \end{aligned} \quad (6.25)$$

A função ajustada para vários intervalos de momento transversal em colisões $p+p$, pode ser vista na Figura 6.7.

Os erros no ajuste são propagados na contagem total do número de J/ψ e ψ' pelo seguinte procedimento:

- para cada parâmetro de $\frac{dN_{e^+e^-}}{dm}$, um número aleatório uniforme dentro de 3σ em torno do centro do parâmetro ajustado é gerado;
- os parâmetros da função são estabelecidos para estes novos números e sua integral calculada;
- a função de probabilidade multi-normal para cada conjunto aleatório de parâmetros \vec{par} é calculada por

$$\begin{aligned} f(\vec{par}) &= \frac{1}{(2\pi\|V\|)^{n_{par}/2}} \exp\left(-\frac{1}{2}\vec{\Delta par}^t V^{-1} \vec{\Delta par}\right) \\ \vec{\Delta par} &= \vec{par} - \vec{par}_0 \end{aligned} \quad (6.26)$$

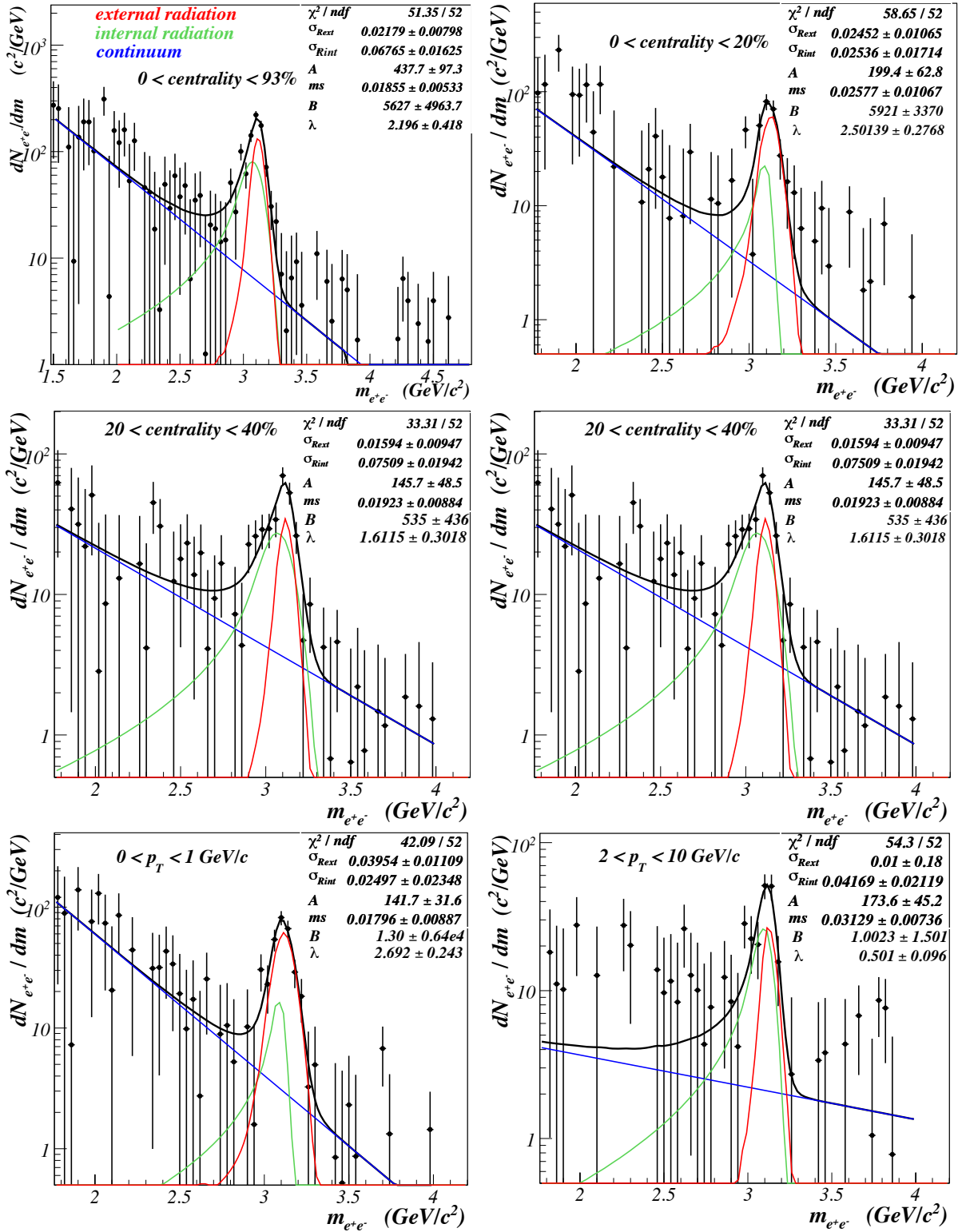


Figura 6.7: Contribuições das radiações internas (linhas verdes) e externas (linhas vermelhas) de Bremsstrahlung de J/ψ s mais o espectro contínuo (linhas azuis) para vários regimes de centralidade e dois intervalos de momento transversal em colisões Au + Au .

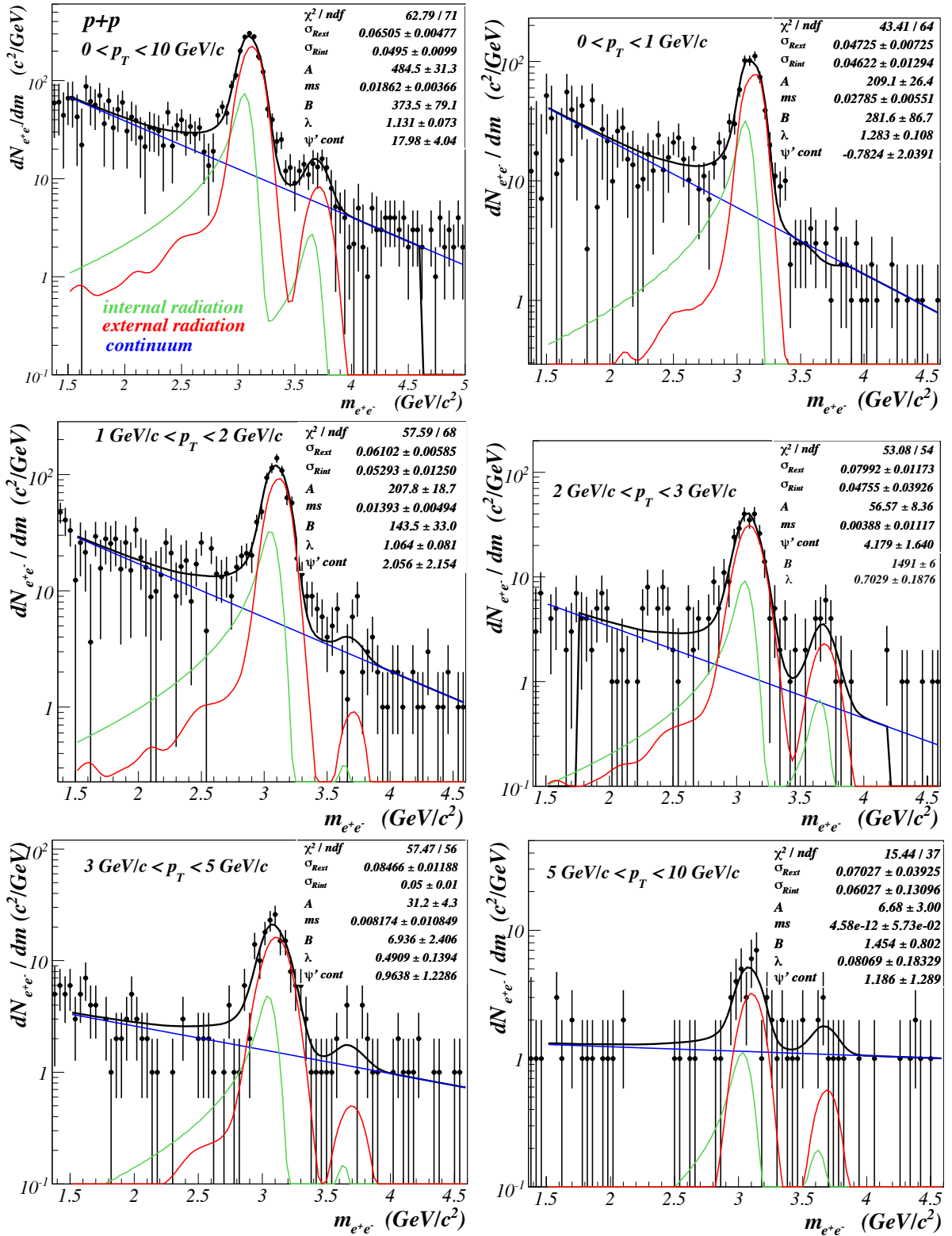


Figura 6.8: Contribuições das radiações internas (linhas verdes) e externas (linhas vermelhas) de Bremsstrahlung de J/ψ s e ψ' mais o espectro contínuo (linhas azuis) para vários intervalos de momento transversal em colisões $p+p$.

onde $n_{par} = 7$ e \overrightarrow{par}_0 é a matriz de parâmetros encontrados no processo de ajuste e a matriz de covariância \mathbf{V} é definida por

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} \sigma_{\sigma_{Re}}^2 & cov(\sigma_{Re}, \sigma_{Ri}) & cov(\sigma_{Re}, A) & cov(\sigma_{Re}, ms) & cov(\sigma_{Re}, B) & cov(\sigma_{Re}, \lambda) & cov(\sigma_{Re}, \psi') \\ cov(\sigma_{Ri}, \sigma_{Re}) & \sigma_{\sigma_{int}}^2 & cov(\sigma_{Ri}, A) & cov(\sigma_{Ri}, ms) & cov(\sigma_{Ri}, B) & cov(\sigma_{Ri}, \lambda) & cov(\sigma_{Ri}, \psi') \\ cov(A, \sigma_{Re}) & cov(A, \sigma_{Ri}) & \sigma_A^2 & cov(\sigma_{Re}, ms) & cov(A, B) & cov(A, \lambda) & cov(A, \psi') \\ cov(ms, \sigma_{Re}) & cov(ms, \sigma_{Ri}) & cov(ms, A) & \sigma_{ms}^2 & cov(\sigma_{Re}, B) & cov(\sigma_{Re}, \lambda) & cov(\sigma_{Re}, \psi') \\ cov(B, \sigma_{Re}) & cov(B, \sigma_{Ri}) & cov(B, A) & cov(B, ms) & \sigma_B^2 & cov(B, \lambda) & cov(B, \psi') \\ cov(\lambda, \sigma_{Re}) & cov(\lambda, \sigma_{Ri}) & cov(\lambda, A) & cov(\lambda, ms) & cov(\lambda, B) & \sigma_\lambda^2 & cov(\lambda, \psi') \\ cov(\psi', \sigma_{Re}) & cov(\psi', \sigma_{Ri}) & cov(\psi', A) & cov(\psi', ms) & cov(\psi', B) & cov(\psi', \lambda) & \sigma_{\psi'}^2 \end{pmatrix};$$

- os valores dos parâmetros são modificados 1000 vezes e as integrais de $dN_{e^+e^-}/dm$ são histogramadas usando uma ponderação determinada pela probabilidade (6.26) do conjunto de parâmetros aleatórios aplicados;
- o desvio padrão deste histograma é considerado como o erro do número de J/ψ s estimado pela função ajustada.

Na Figura 6.9 a integral de $dN_{e^+e^-}/dm$ ajustada à distribuição de massa invariante e a contagem direta (Seção 6.3) na região de massa de J/ψ apresentam estatisticamente o mesmo resultado para todos os intervalos de centralidade e de momento transversal. Nota-se que as barras de erro estatísticas obtidas na contagem direta do sinal acima do fundo combinatorial são menores que aquelas obtidas pelo ajuste da função (6.25). Esta constatação justifica o uso da contagem direta como o método padrão de obtenção do sinal de J/ψ e ψ' .

6.2.2 Espectro Contínuo.

Exceto para os sinais de J/ψ e ψ' , os diagramas de Feynman das contribuições físicas contidas no intervalo de massa invariante entre $2 \text{ GeV}/c^2$ e $4 \text{ GeV}/c^2$ aparecem na Figura 6.10. Suas componentes são:

- **mésons D não correlacionados:** é a maior contribuição, que provém de decaimentos semi-leptônicos de $D^+ + D^-$;
- **processo Drell-Yan:** ocorre quando um quark de valência de um núcleo interage com um antiquark do mar de partons de outro núcleo formando um par leptônico massivo [161].

Um cálculo fenomenológico baseado na simulação PYTHIA [162] foi feito para a estimativa destas contribuições [163]. Os pares $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ foram gerados de acordo com o

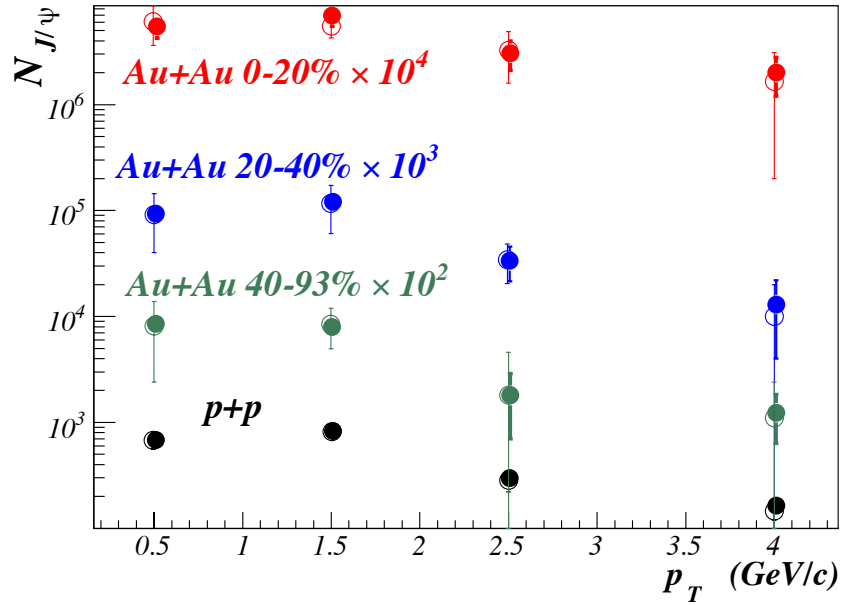


Figura 6.9: Sinal de J/ψ obtido pela integral da função ajustada (6.25) (círculos abertos) e contagem direta (círculos preenchidos) dos espectros de massa invariante dentro do intervalo $2.9 \text{ GeV}/c^2 < \text{massa} < 3.3 \text{ GeV}/c^2$. Os pontos de contagem direta são deslocados de $10 \text{ MeV}/c$ para melhor visualização das diferentes barras de erro.

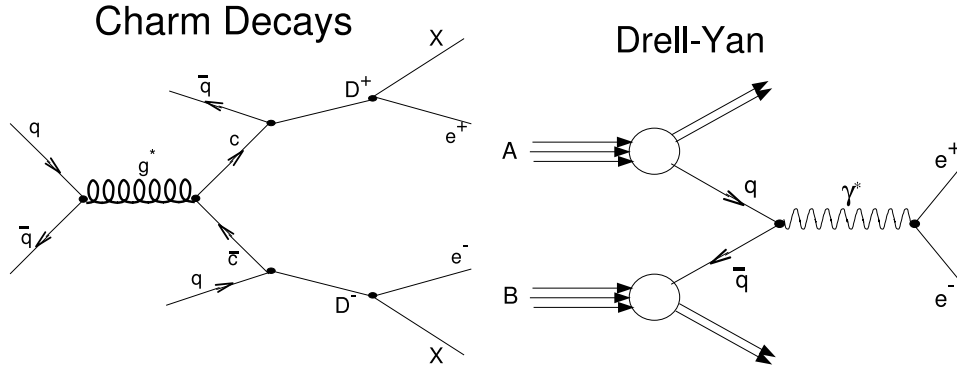


Figura 6.10: Contribuições físicas para a região de massa de J/ψ .

Tabela 6.1: Seção de choque da produção do contínuo para dois intervalos diferentes de massa obtidos pela simulação PYTHIA [163].

intervalo de massa	pares de charme	pares de <i>bottom</i>	Drell Yan
$2.6 \leq M_{e^+e^-} \leq 3.6$	$1.99 \pm 0.14 \text{ nb}$	$3.10 \pm 0.04 \text{ nb}$	0.45 nb
$2.8 \leq M_{e^+e^-} \leq 3.4$	$1.18 \pm 0.11 \text{ nb}$	$1.90 \pm 0.03 \text{ nb}$	0.27 nb

espectro não fotônico de e^\pm obtido em colisões $p+p$ em $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ no PHENIX [137]. Os resultados podem ser vistos na Tabela 6.1.

Pode-se notar que a contribuição Drell Yan é desprezível quando comparada à produção de charme não correlacionado. Em colisões Au + Au, considera-se que a produção de charme aberto cresce proporcionalmente com o número de colisões binárias. A produção de charme e *bottom* aberto é ponderada com o fator de modificação nuclear (R_{AA}) [43] para contemplar o efeito do meio.

A produção do contínuo em dados reais é estimada pela componente exponencial no resultado de ajuste para colisões Au + Au (6.24) e $p+p$ (6.25). A contribuição relativa é facilmente obtida através da integral desta componente exponencial nos intervalos de J/ψ e ψ' .

A produção e a contribuição relativa do espectro contínuo para vários regimes de centralidades e momento obtidas a partir do PYTHIA e dos dados reais estão listadas na Tabela 6.2. Considerando a estatística na Tabela 6.2, não se observam evidências

Tabela 6.2: Seção de choque e contribuição relativa da produção do contínuo para dois intervalos de massa e intervalos de momento obtidos pela simulação PYTHIA [163] e função ajustada (6.25). Todas as massas indicadas estão em GeV/c^2 .

Centralidade	p_T ($\frac{\text{GeV}}{c}$)	sim. $2.9 < M_{e^+e^-} < 3.3$		fração em dados reais (%)	
		charme+bottom	fração (%)	$2.9 < M_{e^+e^-} < 3.3$	$2.8 < M_{e^+e^-} < 3.4$
0-93%	0-10	18.7 ± 0.95 nb	9.6 ± 0.8	13.6 ± 0.8	18.7 ± 1.3
0-20%	0.5	0.66 ± 0.05 nb	14.7 ± 2.1	14.2 ± 4.1	20 ± 6
0-20%	1.5	0.71 ± 0.04 nb	9.8 ± 1.2	19 ± 4	20 ± 5
0-20%	2.5	0.25 ± 0.02 nb	6.4 ± 1.3	16 ± 5	20 ± 6
20-40%	0.5	0.91 ± 0.08 nb	15.3 ± 2.3	19.4 ± 3.3	26 ± 4
20-40%	1.5	0.99 ± 0.07 nb	9.4 ± 1.2	21 ± 7	20 ± 6
20-40%	2.5	0.37 ± 0.03 nb	5.3 ± 0.9	19 ± 7	25 ± 7
40-93%	0.5	1.27 ± 0.06 nb	13.2 ± 1.5	13.3 ± 3.0	19 ± 4
40-93%	1.5	1.26 ± 0.05 nb	12.5 ± 1.6	9.0 ± 1.9	12.2 ± 2.6
40-93%	2.5	0.47 ± 0.02 nb	7.7 ± 1.5	8.0 ± 3.9	28 ± 6
$p+p$	0.5	1.34 ± 0.09 nb	10.8 ± 0.8	7.3 ± 0.9	10.0 ± 1.2
$p+p$	1.5	1.56 ± 0.09 nb	8.5 ± 0.5	7.4 ± 1.0	10.1 ± 1.4
$p+p$	2.5	0.77 ± 0.05 nb	6.6 ± 0.5	6.0 ± 1.5	7.9 ± 2.1

de dependência da centralidade e do momento na contribuição do contínuo para o intervalo de massa de J/ψ , apesar da dependência com o momento observada na simulação. A contribuição média do contínuo em três intervalos diferentes de massa de J/ψ encontrada pela função ajustada às distribuições de massa real (6.25) esta listada na Tabela 6.3. O desvio padrão entre diferentes centralidades e momentos é adotado como erro sistemático.

Tabela 6.3: Média \pm erro estatístico \pm desvio padrão da contribuição do contínuo à produção do par de di-elétrons para três diferentes intervalos de massa na região de sinal de J/ψ . Resultados extraídos a partir de dados reais.

Massa	contribuição do contínuo (%)	
	Au + Au	$p+p$
$2.9 \leq M_{e^+e^-} \leq 3.3$	$13.6 \pm 1.2 \pm 4.0$	$7.1 \pm 0.6 \pm 0.6$
$2.8 \leq M_{e^+e^-} \leq 3.4$	$18.2 \pm 1.5 \pm 8.3$	$9.1 \pm 0.8 \pm 1.9$
$2.7 \leq M_{e^+e^-} \leq 3.5$	$23.5 \pm 1.5 \pm 8.5$	$12.3 \pm 1.0 \pm 3$

No intervalo de massa de ψ' , o contínuo apresenta uma contribuição relativa mais pronunciada. Ao contrário da contribuição no intervalo de J/ψ , no intervalo de massa $3.5 \leq \text{massa} \leq 3.9 \text{ GeV}/c^2$ a contribuição do contínuo é subtraída diretamente do sinal obtido. O erro estatístico neste caso é o resultado do erro estatístico na contagem e o erro do ajuste.

6.3 Contagem Direta do Sinal.

Durante a contagem de pequenos sinais, o ajuste da função (6.25) aos espectros de massa invariante não se mostrou estável. Além disso, os erros propagados dos muitos parâmetros da função à sua integral são maiores que nas contagens diretas, conforme a Figura 6.9.

A contagem realizada em um determinado intervalo de massa no espectro é resultado da soma de duas componentes: o sinal S e o fundo combinatorial B contados pelo detector. Após a normalização do sinal de fundo discutida na Seção 6.1, podemos considerar os resultados não tendenciosos e distribuídos conforme uma função de densidade de Poisson com sinal médio ν_s e sinal de fundo médio ν_b . A função de verosimilhança $L(\nu_s, \nu_b)$ para este conjunto é

$$L(\nu_s, \nu_b) = \frac{\nu_s^S e^{-\nu_s}}{S!} \times \frac{\nu_b^B e^{-\nu_b}}{B!} \quad (6.27)$$

As contagens S e B são os parâmetros desta função. O valor esperado para o sinal

líquido, ou seja, o número verdadeiro de partículas $\nu_n = \nu_s - \nu_b$ que se procura é

$$L(\nu_n) = \int_0^\infty \int_0^\infty L(\nu_s, \nu_b) \delta(\nu_n - \nu_s + \nu_b) d\nu_s d\nu_b$$

$$L(\nu_n) = \int_0^\infty \frac{\nu_s^{\mathcal{S}} e^{-\nu_s}}{\mathcal{S}!} \times \frac{(\nu_s - \nu_n)^{\mathcal{B}} e^{-(\nu_s - \nu_n)}}{\mathcal{B}!} d\nu_s \quad (6.28)$$

O resultado da contagem corresponde ao valor mais provável de $L(\nu_n)$ e as barras de erro cobrem o desvio padrão de $L(\nu_n)$ em torno de seu valor médio. Principalmente para baixos sinais, o valor mais provável não coincide com o valor médio, tornando os erros superior e inferior assimétricos.

6.4 Estudo do Intervalo de Massa.

Dado um intervalo de massa invariante $m1 < massa < m2$, a fração ϵ_{mass} de J/ψ ou ψ' contidos neste intervalo é calculada a partir da integral da função ajustada (6.25) removendo-se o termo contínuo ($B = 0$)

$$\epsilon_{mass}(m1, m2) = \frac{\int_{m1}^{m2} \frac{dN_{c\bar{c}}}{dm} dm}{\int_0^\infty \frac{dN_{c\bar{c}}}{dm} dm} \quad (6.29)$$

$$\frac{dN_{c\bar{c}}}{dm} = \frac{dN_{e^+e^-}}{dm} (m; B = 0).$$

A contaminação do espectro contínuo neste mesmo intervalo de massa corresponde a mesma integral, porém fixando $A_{J/\psi} = A_{\psi'} = 0$

$$\text{contaminação}(m1, m2) = \frac{\int_{m1}^{m2} \frac{dN_{cont}}{dm} dm}{\int_0^\infty \frac{dN_{cont}}{dm} dm} \quad (6.30)$$

$$\frac{dN_{cont}}{dm} = \frac{dN_{e^+e^-}}{dm} (m; A_{J/\psi} = A_{\psi'} = 0).$$

Os intervalos de massa invariante para J/ψ e ψ' devem ter um valor máximo ϵ_{mass} e um valor mínimo para a contribuição do contínuo.

$$\epsilon_{c\bar{c}}(m1, m2) = \epsilon_{mass} \times (1 - \text{contaminação}). \quad (6.31)$$

A Tabela 6.4 mostra a eficiência no intervalo de massa escolhido, a contribuição do contínuo e a eficiência relativa para vários intervalos de massa. Não é possível determinar o melhor intervalo de massa considerando os erros apresentados, mas os valores médios tendem a apontar o intervalo de $2.8 \text{ GeV}/c^2 \leq \text{massa} \leq 3.4 \text{ GeV}/c^2$ como a melhor escolha em colisões Au + Au e p+p. As dependências do intervalo de massa

Tabela 6.4: Estimativa da eficiência de J/ψ relativa à eficiência do intervalo de massa e à contribuição do contínuo para muitos intervalos de massa. Erros são inerentes ao ajuste da função (6.25).

	massa GeV/c^2	$\epsilon_{mass}(\%)$	contínuo(%)	$\epsilon_{c\bar{c}}(\%)$
Au + Au	3.0 - 3.2	70.1 ± 3.4	7.2 ± 2.4	65 ± 22
	2.9 - 3.3	83 ± 4	12 ± 4	73 ± 24
	2.8 - 3.4	88 ± 4	16 ± 5	74 ± 25
	2.7 - 3.5	91 ± 4	21 ± 6	72 ± 24
$p+p$	3.0 - 3.2	62.2 ± 3.4	4.6 ± 1.6	59 ± 21
	2.9 - 3.3	83.7 ± 3.5	7.1 ± 3.5	78 ± 27
	2.8 - 3.4	88.1 ± 3.6	9 ± 5	80 ± 28
	2.7 - 3.5	90.3 ± 3.3	12 ± 6	79 ± 28

adotado com o momento e com a centralidade aparecem na Figura 6.11. A eficiência padrão e o erro sistemático correspondente utilizados em todos os resultados finais são consistentes com todos os regimes de centralidade e de momento.

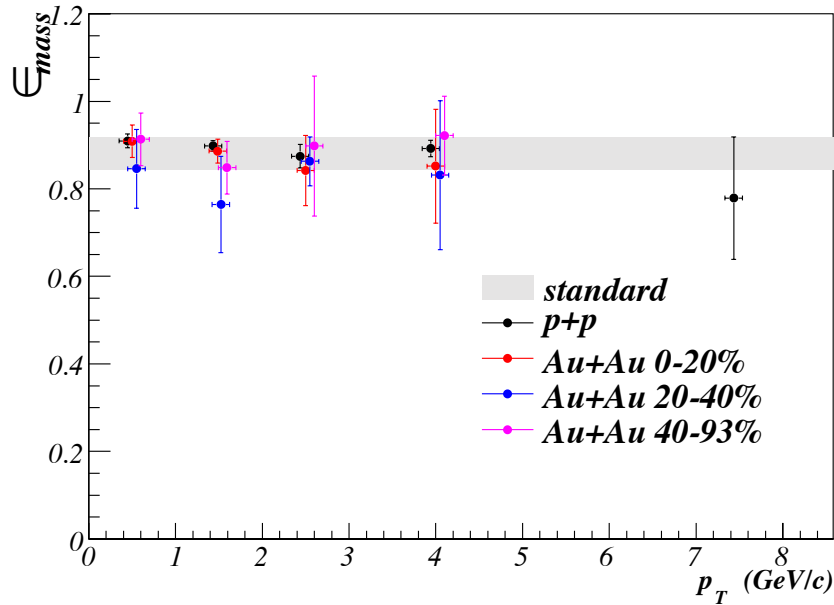


Figura 6.11: Eficiência do intervalo de massa ($2.8 \leq M_{e^+e^-} \leq 3.4 \text{ GeV}/c^2$) como função do momento transverso de J/ψ e da centralidade. A eficiência padrão é de $88\% \pm 4\%$.

Para o sinal de ψ' , o intervalo de massa mais significativo com uma distância segura das contribuições de J/ψ é $3.5 \leq M_{e^+e^-} \leq 3.9 \text{ GeV}/c^2$. A eficiência é determinada por (6.29), fixando o parâmetro $A = 0$ e os limites de integração no numerador com

o intervalo de massa de ψ' acima destacado. A eficiência resultante do intervalo de massa para o ψ' foi de $71\% \pm 28\%$.

6.5 Resultados da Contagem.

Os resultados de contagem direta, denominados contagens brutas no intervalo otimizado de massa de J/ψ estão na Figura 6.12. Os números para dados de Au + Au estão na Tabela 6.7. A Tabela 6.6 mostra a contagem em dados Au + Au com canais de centralidade mais refinados.

Tabela 6.5: Contagem direta do sinal acima do fundo combinatorial na região de massa de J/ψ otimizada ($2.8 \leq M_{e^+e^-} \leq 3.4 \text{ GeV}/c^2$) para dados de colisões $p+p$.

p_T (GeV/c)	contagem	p_T (GeV/c)	contagem
0 - 0.5	193^{+16}_{-12}	3.5 - 4.0	41^{+7}_{-6}
0.5 - 1.0	455^{+24}_{-18}	4.0 - 4.5	22^{+7}_{-4}
1.0 - 1.5	453^{+21}_{-23}	4.5 - 5.0	16^{+5}_{-4}
1.5 - 2.0	328^{+13}_{-25}	5.0 - 6.0	28^{+6}_{-5}
2.0 - 2.5	172^{+17}_{-11}	6.0 - 7.0	$4.4^{+3.5}_{-2.3}$
2.5 - 3.0	105^{+11}_{-10}	7.0 - 8.0	$4.3^{+3.5}_{-2.4}$
3.0 - 3.5	75^{+9}_{-10}	8.0 - 10.0	$1.5^{+2.7}_{-1.9}$

Tabela 6.6: Contagem integrada no intervalo de massa de J/ψ ($2.8 \leq M_{e^+e^-} \leq 3.4 \text{ GeV}/c^2$) em colisões Au + Au.

centralidade (%)	contagem	centralidade (%)	contagem
0 - 5	96 ± 32	30 - 35	90^{+15}_{-14}
5 - 10	128^{+32}_{-31}	35 - 40	78^{+13}_{-11}
10 - 15	170^{+27}_{-26}	40 - 50	155^{+20}_{-19}
15 - 20	100^{+23}_{-22}	50 - 60	116^{+13}_{-11}
20 - 25	123^{+20}_{-19}	60 - 70	46^{+9}_{-6}
25 - 30	145^{+17}_{-15}	70 - 80	19^{+5}_{-4}
		80 - 93	18^{+6}_{-4}

A contagem de ψ' e a contribuição de contínuo correspondente obtida pela integral da componente exponencial ajustada de (6.25) encontra-se na Tabela 6.8.

Tabela 6.7: Contagem direta do sinal acima do fundo combinatorial na região de massa de J/ψ otimizada ($2.8 \leq M_{e^+e^-} \leq 3.4 \text{ GeV}/c^2$) para dados de colisão Au + Au .

centralidade(%)	$p_T \left(\frac{\text{GeV}}{c} \right)$	contagem	centralidade(%)	$p_T \left(\frac{\text{GeV}}{c} \right)$	contagem
0 - 10	0.0 - 0.5	38^{+14}_{-13}	30 - 40	0.0 - 0.5	21^{+7}_{-5}
0 - 10	0.5 - 1.0	57 ± 21	30 - 40	0.5 - 1.0	44^{+10}_{-8}
0 - 10	1.0 - 1.5	88^{+22}_{-21}	30 - 40	1.0 - 1.5	48^{+10}_{-8}
0 - 10	1.5 - 2.0	31^{+18}_{-17}	30 - 40	1.5 - 2.0	36^{+8}_{-6}
0 - 10	2.0 - 3.0	76 ± 18	30 - 40	2.0 - 3.0	22^{+7}_{-6}
0 - 10	3.0 - 4.0	16 ± 11	30 - 40	3.0 - 4.0	18^{+6}_{-4}
0 - 10	4.0 - 5.0	11 ± 6	30 - 40	4.0 - 5.0	$3.4^{+3.3}_{-2.1}$
0 - 10	5.0 - 6.0	$7.2^{+4.2}_{-2.7}$	30 - 40	5.0 - 6.0	$4.4^{+3.5}_{-2.3}$
0 - 10	6.0 - 8.0	$6.3^{+3.9}_{-2.6}$	30 - 40	6.0 - 8.0	0
0 - 10	8.0 - 10.0	$1.5^{+2.7}_{-1.9}$	30 - 40	8.0 - 10.0	0
10 - 20	0.0 - 0.5	33^{+10}_{-9}	40 - 60	0.0 - 0.5	44^{+9}_{-7}
10 - 20	0.5 - 1.0	83^{+17}_{-16}	40 - 60	0.5 - 1.0	60^{+11}_{-9}
10 - 20	1.0 - 1.5	76^{+17}_{-16}	40 - 60	1.0 - 1.5	62^{+11}_{-10}
10 - 20	1.5 - 2.0	68^{+14}_{-13}	40 - 60	1.5 - 2.0	54^{+11}_{-9}
10 - 20	2.0 - 3.0	48^{+15}_{-14}	40 - 60	2.0 - 3.0	58^{+10}_{-8}
10 - 20	3.0 - 4.0	21^{+9}_{-8}	40 - 60	3.0 - 4.0	15^{+6}_{-5}
10 - 20	4.0 - 5.0	9^{+4}_{-3}	40 - 60	4.0 - 5.0	10^{+5}_{-3}
10 - 20	5.0 - 6.0	$6.3^{+3.9}_{-2.6}$	40 - 60	5.0 - 6.0	$3.4^{+3.4}_{-2.2}$
10 - 20	6.0 - 8.0	$4.4^{+3.5}_{-2.3}$	40 - 60	6.0 - 8.0	$1.5^{+2.7}_{-1.9}$
10 - 20	8.0 - 10.0	$1.5^{+2.7}_{-1.9}$	40 - 60	8.0 - 10.0	$2.5^{+3.0}_{-2.1}$
20 - 30	0.0 - 0.5	24^{+7}_{-6}	60 - 93	0.0 - 0.5	20^{+6}_{-4}
20 - 30	0.5 - 1.0	65^{+13}_{-11}	60 - 93	0.5 - 1.0	28^{+6}_{-5}
20 - 30	1.0 - 1.5	82^{+13}_{-12}	60 - 93	1.0 - 1.5	17^{+5}_{-4}
20 - 30	1.5 - 2.0	55^{+11}_{-9}	60 - 93	1.5 - 2.0	$7.2^{+4.2}_{-2.7}$
20 - 30	2.0 - 3.0	59^{+11}_{-10}	60 - 93	2.0 - 3.0	$8.2^{+4.4}_{-2.8}$
20 - 30	3.0 - 4.0	16^{+6}_{-5}	60 - 93	3.0 - 4.0	$3.7^{+2.6}_{-3.2}$
20 - 30	4.0 - 5.0	14^{+5}_{-4}	60 - 93	4.0 - 5.0	$1.7^{+1.0}_{-1.9}$
20 - 30	5.0 - 6.0	$4.4^{+3.5}_{-2.3}$	60 - 93	5.0 - 6.0	0
20 - 30	6.0 - 8.0	0	60 - 93	6.0 - 8.0	0
20 - 30	8.0 - 10.0	$0.7^{+2.1}_{-1.8}$	60 - 93	8.0 - 10.0	0

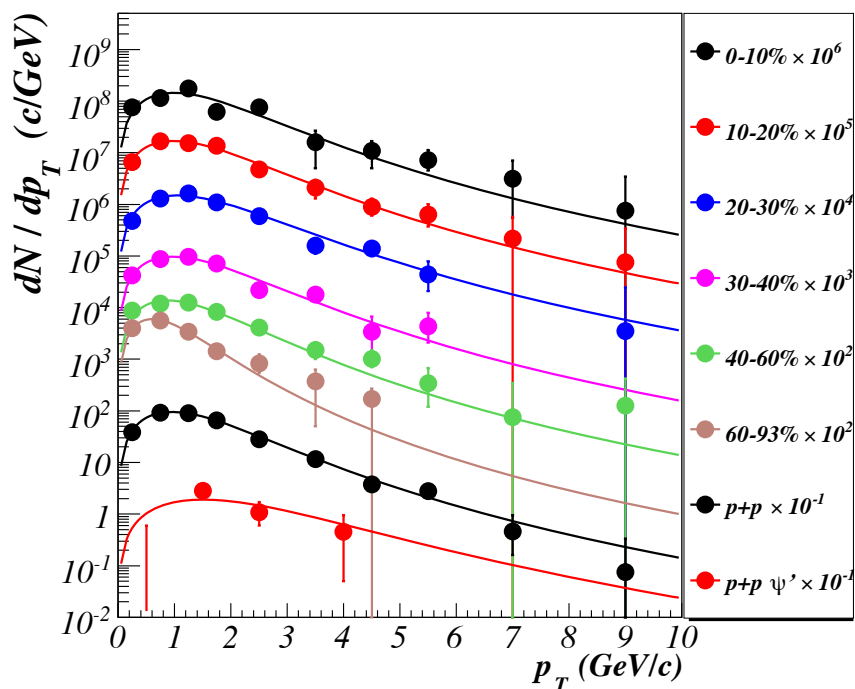


Figura 6.12: Momento transversal e dependência da contagem com a centralidade para intervalos de massa de J/ψ e de ψ' . Os erros são estatísticos. As curvas são funções (6.32) ajustadas aos pontos dos dados com parâmetro $n = 3$ fixo.

Tabela 6.8: Contagem direta de ψ' , contribuição do contínuo e sinal líquido em quatro intervalos de momento.

p_T (GeV/c)	cont. direta	contribuição contínuo	sinal líquido de ψ'
0.0 - 1.0	25^{+6}_{-4}	$25 \pm 5(\text{stat}) \pm 3(\text{fit})$	$0.0^{+6.3}_{-4.6} \pm 0$
1.0 - 2.0	41^{+8}_{-6}	$28 \pm 5(\text{stat}) \pm 3(\text{fit})$	$13^{+10}_{-8} \pm 4.0$
2.0 - 3.0	27^{+6}_{-5}	$11.1 \pm 3.3(\text{stat}) \pm 1.4(\text{fit})$	$16^{+7}_{-6} \pm 2.0$
3.0 - 5.0	14^{+5}_{-4}	$9.4 \pm 3.0(\text{stat}) \pm 1.3(\text{fit})$	$5^{+6}_{-5} \pm 0.7$

6.6 Correções Finais de Sinal.

6.6.1 Efeito da Limitada Resolução de Momento do Detector na Medida de p_T .

A limitada resolução do momento observada em J/ψ s simulados na Seção 5.4 tendenciam a distribuição de p_T reconstruída. Um modelo foi desenvolvido para verificar a conversão entre o p_T reconstruído pelo detector, o algoritmo de traço e a distribuição real de p_T de J/ψ . Um histograma (Fig. 6.13, painel superior) é preenchido com 10^8

números aleatórios seguindo a função de Kaplan,

$$\frac{dN}{dp_T} = \frac{Ap_T}{[1 + (p_T/B)^2]^n} \quad (6.32)$$

que descreve muito bem a dependência com o momento da produção de pares de díléptons pesados em experimentos precursores [164] quando $n=6$. Esta função também se ajusta aos dados brutos na Figura 6.12 com parâmetros $n = 3$ e $B \approx 2.2$. Apesar dos dados brutos ainda não representarem uma distribuição p_T original, podemos usá-los como aproximação.

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 na Figura 5.23. Este último histograma (pontos azuis no topo da Figura 6.13) representa como a distribuição original de p_T é visualizada pelo detector e o 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 charmônio como um fator de correção $\epsilon_{mom\ smear}(p_T)$ que é visualizado no painel inferior da Figura 6.13.

Para a obtenção do erro sistemático no método de correção no momento, os seguintes parâmetros da função (6.32) foram variados:

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

O polinômio ajustado à resolução de momento *versus* p_T foi também variado de um σ em torno dos parâmetros ajustados. Todas estas variações resultaram em até 2% de flutuação nos fatores de correção.

6.6.2 Correção na histogramação de momento transverso.

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,

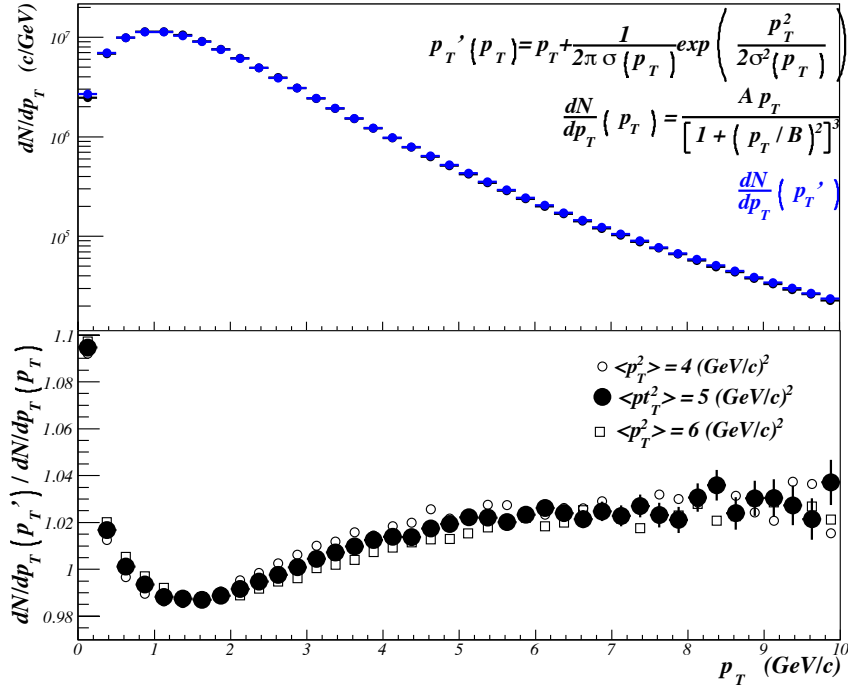


Figura 6.13: Parte superior: Função de distribuição de Kaplan [164] (em preto) e resultado do efeito da resolução de momento na mesma distribuição (em azul). Parte inferior: Razão entre as duas distribuições Kaplan com e sem o efeito da resolução de momento. Os erros são estatísticos.

mas barras de erro, por definição, devem apontar apenas as incertezas na medida, e não intervalos de medida.

Nesta etapa da análise avaliou-se a tendenciosidade no espectro, quando posicionamos os pontos do histograma no centro de cada canal. Um Monte Carlo simples foi usado para este propósito.

Um histograma foi preenchido com 10^8 de números aleatórios seguindo uma função de Kaplan (6.32) com $n = 3$ e $\langle p_T^2 \rangle = 5 \text{ GeV}^2/c^2$. Esta função, com estes parâmetros, descreve razoavelmente bem as contagens brutas de J/ψ conforme a Figura 6.12. Após a normalização da função de Kaplan e do histograma preenchido, a razão entre estes corresponderá à tendenciosidade na coordenada Y do histograma. As razões de cada canal são aplicadas ao resultado final.

A Figura 6.14 mostra a função, o histograma preenchido e a razão com larguras de canal de $1 \text{ GeV}/c$ e $0.5 \text{ GeV}/c$.

Um erro sistemático de 2% foi observado após variação de $4 \leq \langle p_T^2 \rangle \leq 6$ e $2 \leq n \leq 5$ na função de Kaplan.

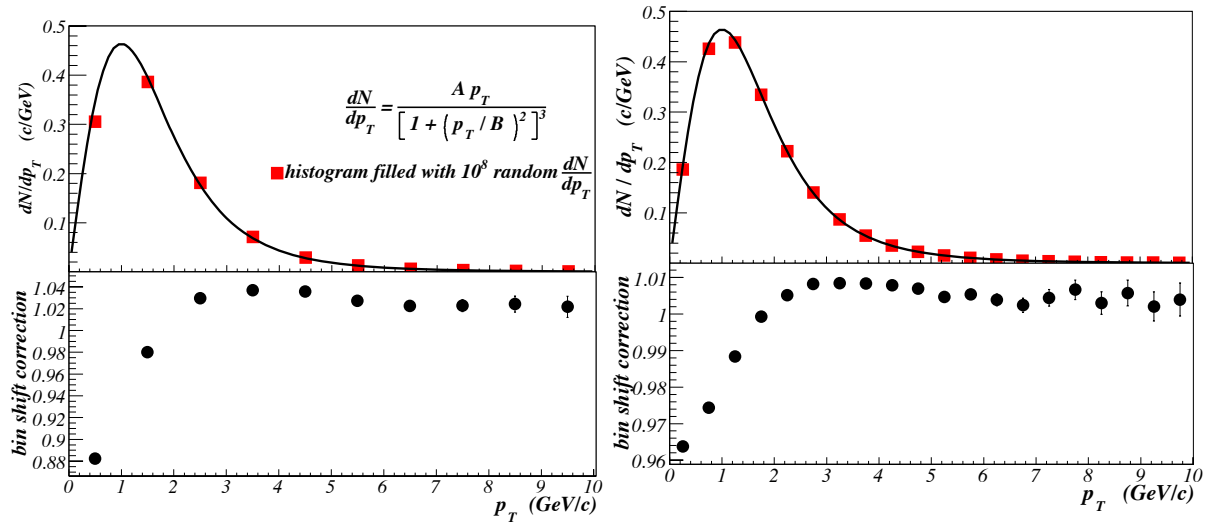


Figura 6.14: Comparação entre a função Kaplan e a histogramação da mesma função para larguras de canal de 1 GeV/c e 0.5 GeV/c . As barras de erro são estatísticas.

6.7 Erros Sistemáticos.

Primeiramente, três tipos de erros sistemáticos são definidos:

Tipo A - erros não correlacionados ponto a ponto: quando os pontos da distribuição se deslocam em diferentes direções pela mudança da fonte de erro;

Tipo B - erros correlacionados ponto a ponto: quando os pontos se deslocam na mesma direção mas com diferentes amplitudes pela mudança da fonte de erro;

Tipo C - erros de normalização absoluta: quando os pontos se deslocam na mesma direção e mesma amplitude pela mudança da fonte de erro.

A fonte de erro é a variação de um parâmetro ou de um critério de seleção.

A Tabela 6.9 enumera todos os erros sistemáticos, os tipos e a descrição de sua localização nesta tese.

A soma quadrática do erro sistemático do tipo B em resultados Au + Au foi 14.1% em colisões centrais e 13.0% em colisões periféricas. O único erro do tipo A corresponde a 2.6%. A soma quadrática dos erros tipo B em colisões $p+p$ resulta em 17.5% e do tipo A é novamente 2.6%.

Os pontos dos resultados finais são graficados com as barras de erros não correlacionados (soma quadrática do erro estatístico e do tipo A) e colchetes representando os erros correlacionados (tipo B). Os erros do tipo C estão numericamente explicitados nos gráficos com a denominação "global".

Tabela 6.9: Lista de todos os erros sistemáticos, classificação e localização da descrição utilizados em resultados de colisões Au + Au e $p+p$.

nome	valor	tipo	descrição
flutuação <i>run-por-run</i>	3%(Au + Au) 13%($p+p$)	B	Seção 4.3.4
vértex-rapidez no MC	2.6%	A	Seção 5.2.1
aceitação	6.4%	B	Seção 5.2.4
eficiência eID	3.8%(Au + Au) 5%($p+p$)	B	Seção 5.2.5
ocupância	6%(0-40%) 2%(40-93%)	B	Seção 5.5
eficiência de <i>trigger</i>	6%($p+p$)	B	Seção 5.6
contínuo	8.3%(Au + Au) 1.9%($p+p$)	B	Seção 6.2.2
eficiência do intervalo de massa	4%	B	Seção 6.4
desvio de momento	2%	B	Seção 6.6.1
histogramação	2%	B	Seção 6.6.2

Em cálculos R_{AA} há um erro adicional do tipo C proveniente do número de colisões binárias (Tabela 6.12). Por outro lado, erros de uma mesma fonte para Au + Au e $p+p$ possuem elevada correlação fazendo com que em suas propagações ao erro do R_{AA} eles se cancelem.

6.8 Obtenção dos Resultados Finais.

6.8.1 Distribuição de p_T Invariante.

A produção invariante em dados de Au + Au é calculada por

$$\begin{aligned}
 \left. \frac{B_{ee}}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} \right|_{y=0} &= \frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{\Delta y \Delta p_T} \\
 &\times \frac{N_{c\bar{c}}(p_T)}{\left(N_{evt}^{G3-G4} \epsilon^{G3-G4} + N_{evt}^{G5-G11} \epsilon^{G5-G11} \right) \epsilon_{mass} \epsilon_{binshift} \epsilon_{smear}} \\
 \epsilon^{G_i} &= \epsilon_{acc}^{G_i} \epsilon_{track}^{G_i} \epsilon_{eID}^{G_i} \epsilon_{cent}^{G_i} \epsilon_{run-by-run}^{G_i}
 \end{aligned} \tag{6.33}$$

e para colisões $p+p$

$$\left. \frac{B_{ee}}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} \right|_{y=0} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{\Delta y \Delta p_T} \frac{N_{c\bar{c}}(p_T)}{N_{evt}^{G2-G4} \epsilon^{G2-G4} \epsilon_{mass} \epsilon_{bin shift} \epsilon_{smear}} \tag{6.34}$$

onde

B_{ee} é a razão de ramificação, $B_{ee}^{J/\psi} = (5.94 \pm 0.06) \times 10^{-2}$ e $B_{ee}^{\psi'} = (7.35 \pm 0.18) \times 10^{-3}$ [4]

$N_{c\bar{c}}$ é a contagem direta de J/ψ ou ψ' descritas na Seção 6.5;

$\Delta y = 1.0$ é o intervalo de rapidez dos braços centrais considerado na simulação PISA para o cálculo da aceitância (Seção 5.2.1);

$N_{evt}^{G_i}$ é o número de colisões registradas no BBCLL1 considerando seu tempo morto para o intervalo de centralidade e o grupo na Tabela 4.2;

$\epsilon_{acc}^{G_i} \epsilon_{track} \epsilon_{eID}$ eficiências da aceitância, da reconstrução do traço e da identificação de elétron descritas na Seção 5.3 para o grupo G_i ;

$\epsilon_{cent}^{G_i}$ é a eficiência inerente à ocupância do detector (Seção 5.5) para o grupo G_i ;

$\epsilon_{trigger}^{G_i}$ é a eficiência de *trigger* (Seção 5.6) para o grupo G_i ;

$\epsilon_{run-by-run}^{G_i}$ é a eficiência *run-por-run* relativa ao grupo de *run* de referência (Seção 4.3.4) no grupo G_i ;

ϵ_{mass} é a eficiência do intervalo de massa (Seção 6.4);

$\epsilon_{bin\ shift}$ é a correção do desvio de canal (Seção 6.6.2);

ϵ_{smear} é a correção para compensar o efeito da limitada resolução de momento (Seção 6.6.1).

Os pontos da distribuição de p_T podem cobrir intervalos de 0.5 GeV/c, 1 GeV/c ou até mais. Dentro destes intervalos, a eficiência total pode variar significativamente. Portanto, a eficiência utilizada para cada intervalo é um valor médio $\langle \epsilon \rangle$ ponderado pela função de Kaplan dN/dp_T ajustada às contagens brutas (Fig. 6.12)

$$\begin{aligned} \langle \epsilon \rangle (p_{T_i}, p_{T_i} + \Delta p_T) &= \frac{\int_{p_{T_i}}^{p_{T_i} + \Delta p_T} \epsilon(p_T) \frac{dN}{dp_T} dp_T}{\int_{p_{T_i}}^{p_{T_i} + \Delta p_T} \frac{dN}{dp_T} dp_T} & (6.35) \\ \frac{dN}{dp_T} &= \frac{A p_T}{[1 + (p_T/B)^2]^n} \\ \epsilon(p_T) &= \epsilon_{acc}^{G_i}(p_T) \times \epsilon_{track}^{G_i}(p_T) \times \epsilon_{eID}^{G_i}(p_T) \times \epsilon_{smear}(p_T) \times \epsilon_{bin-shift}(p_T). \end{aligned}$$

Tabela 6.10: Produção invariante de $J/\psi \pm$ (erro estatístico+não correlacionado) \pm erro correlacionado em colisões Au + Au .

centralidade	p_T	$\frac{B}{2\pi p_T} \frac{d^2 N_{J/\psi}}{dy dp_T}$	centralidade	p_T	$\frac{B}{2\pi p_T} \frac{d^2 N_{J/\psi}}{dy dp_T}$
(%)	($\frac{GeV}{c}$)	$\times 10^{-7} \left(\frac{GeV}{c}\right)^{-2}$	(%)	($\frac{GeV}{c}$)	$\times 10^{-7} \left(\frac{GeV}{c}\right)^{-2}$
0-10	0.25	$252^{+86}_{-93} \pm 36$	30-40	0.25	$107^{+26}_{-36} \pm 15$
0-10	0.75	$186^{+69}_{-69} \pm 26$	30-40	0.75	$110^{+20}_{-25} \pm 16$
0-10	1.25	$199^{+48}_{-50} \pm 28$	30-40	1.25	$83^{+14}_{-17} \pm 12$
0-10	1.75	$58^{+32}_{-34} \pm 8$	30-40	1.75	$52^{+9}_{-12} \pm 7$
0-10	2.5	$62^{+15}_{-15} \pm 9$	30-40	2.5	$13.7^{+3.7}_{-4.4} \pm 1.9$
0-10	3.5	$11^{+7.6}_{-7.6} \pm 1.6$	30-40	3.5	$9.5^{+2.1}_{-3.2} \pm 1.3$
0-10	4.5	$5.5^{+3}_{-3} \pm 0.8$	30-40	4.5	$1.3^{+0.8}_{-1.3} \pm 0.2$
0-10	5.5	$2.29^{+0.86}_{-1.3} \pm 0.32$	30-40	5.5	$1.08^{+0.56}_{-0.86} \pm 0.15$
0-10	7	$0.59^{+0.25}_{-0.37} \pm 0.08$	30-40	7	$0^{+0}_{-0} \pm 0$
0-10	9	$0.07^{+0.09}_{-0.12} \pm 0.01$	30-40	9	$0^{+0}_{-0} \pm 0$
10-20	0.25	$184^{+50}_{-56} \pm 26$	40-60	0.25	$69^{+11}_{-14} \pm 9$
10-20	0.75	$227^{+44}_{-47} \pm 32$	40-60	0.75	$46^{+7}_{-9} \pm 6$
10-20	1.25	$144^{+31}_{-32} \pm 20$	40-60	1.25	$33^{+5}_{-6} \pm 4$
10-20	1.75	$107^{+21}_{-22} \pm 15$	40-60	1.75	$18.2^{+4}_{-4.9} \pm 2.4$
10-20	2.5	$32.6^{+9.6}_{-10} \pm 4.6$	40-60	2.5	$7.8^{+1.5}_{-1.9} \pm 1.0$
10-20	3.5	$12.1^{+4.6}_{-5.2} \pm 1.7$	40-60	3.5	$2.45^{+0.82}_{-0.98} \pm 0.32$
10-20	4.5	$3.8^{+1.3}_{-1.7} \pm 0.5$	40-60	4.5	$1.16^{+0.35}_{-0.58} \pm 0.15$
10-20	5.5	$1.68^{+0.7}_{-1} \pm 0.24$	40-60	5.5	$0.254^{+0.16}_{-0.25} \pm 0.033$
10-20	7	$0.347^{+0.18}_{-0.28} \pm 0.049$	40-60	7	$0.033^{+0.042}_{-0.06} \pm 0.004$
10-20	9	$0.057^{+0.073}_{-0.1} \pm 0.008$	40-60	9	$0.0107^{+0.009}_{-0.013} \pm 0.0014$
20-30	0.25	$127^{+32}_{-37} \pm 18$	60-93	0.25	$18.4^{+3.7}_{-5.5} \pm 2.4$
20-30	0.75	$169^{+29}_{-34} \pm 24$	60-93	0.75	$12.7^{+2.3}_{-2.7} \pm 1.7$
20-30	1.25	$148^{+22}_{-24} \pm 21$	60-93	1.25	$5.7^{+1.3}_{-1.6} \pm 0.7$
20-30	1.75	$82^{+14}_{-17} \pm 12$	60-93	1.75	$1.86^{+0.7}_{-1.1} \pm 0.24$
20-30	2.5	$38^{+6}_{-7} \pm 5$	60-93	2.5	$0.90^{+0.31}_{-0.48} \pm 0.12$
20-30	3.5	$8.8^{+2.8}_{-3.3} \pm 1.2$	60-93	3.5	$0.351^{+0.3}_{-0.25} \pm 0.046$
20-30	4.5	$5.6^{+1.6}_{-2} \pm 0.8$	60-93	4.5	$0.115^{+0.13}_{-0.07} \pm 0.015$
20-30	5.5	$1.12^{+0.58}_{-0.89} \pm 0.16$	60-93	5.5	$0^{+0}_{-0} \pm 0$
20-30	7	$0^{+0}_{-0} \pm 0$	60-93	7	$0^{+0}_{-0} \pm 0$
20-30	9	$0.025^{+0.065}_{-0.076} \pm 0.004$	60-93	9	$0^{+0}_{-0} \pm 0$

Os resultados de J/ψ s em colisões Au + Au estão listados na Tabela 6.10. A Tabela 6.11 apresenta as produções invariantes finais de J/ψ e ψ' tomadas em colisões $p+p$. A Figura 6.15 mostra a dependência da produção invariante com o momento para seis intervalos de centralidade e colisões $p+p$ de J/ψ e ψ' .

Tabela 6.11: Produções invariantes de J/ψ e de $\psi' \pm$ (erro estatístico+não correlacionado) \pm erro correlacionado em colisões $p+p$.

p_T ($\frac{\text{GeV}}{c}$)	$\frac{B}{2\pi p_T} \frac{d^2 N_{J/\psi}}{dy dp_T}$ $\times 10^{-7} (\text{GeV}/c)^{-2}$	p_T ($\frac{\text{GeV}}{c}$)	$\frac{B}{2\pi p_T} \frac{d^2 N_{\psi'}}{dy dp_T}$ $\times 10^{-7} (\text{GeV}/c)^{-2}$
0.0-0.5	$0.71^{+0.05}_{-0.06} \pm 0.12$	0.0 - 1.0	$0.000^{+0.006} \pm 0.000$
0.5-1.0	$0.84^{+0.04}_{-0.05} \pm 0.15$	1.0 - 2.0	$0.0129^{+0.0036}_{-0.005} \pm 0.0029$
1.0-1.5	$0.581^{+0.032}_{-0.029} \pm 0.1$	2.0 - 3.0	$0.0041^{+0.0024}_{-0.0029} \pm 0.0009$
1.5-2.0	$0.345^{+0.027}_{-0.015} \pm 0.06$	3.0 - 5.0	$0.0013^{+0.0008}_{-0.0010} \pm 0.0003$
2.0-3.0	$0.129^{+0.008}_{-0.009} \pm 0.023$		
3.0-4.0	$0.048^{+0.005}_{-0.004} \pm 0.008$		
4.0-5.0	$0.0108^{+0.0015}_{-0.0023} \pm 0.0019$		
5.0-6.0	$0.0047^{+0.0009}_{-0.001} \pm 0.0008$		
6.0-8.0	$0.00045^{+0.00015}_{-0.00025} \pm 8e-05$		
8.0-10.0	$3.7e-05^{+4e-05}_{-6e-05} \pm 6e-06$		

Nas figuras a seguir, os erros estão assim representados:

- barras verticais são todos os erros não correlacionados (erros estatísticos e erros sistemáticos do tipo A);
- colchetes são erros correlacionados (tipo B) mais incertezas N_{coll} relacionadas;
- erros globais (tipo C) são descritos na figura;
- barras de erro alcançando zero são representadas com uma seta para baixo.

6.8.2 Produção Integrada e Fator de Modificação Nuclear.

A produção integrada é calculada a partir da distribuição de p_T invariante

$$B \frac{dN}{dy} = \sum_{p_T} \frac{B}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} \times 2\pi p_T \Delta p_T. \quad (6.36)$$

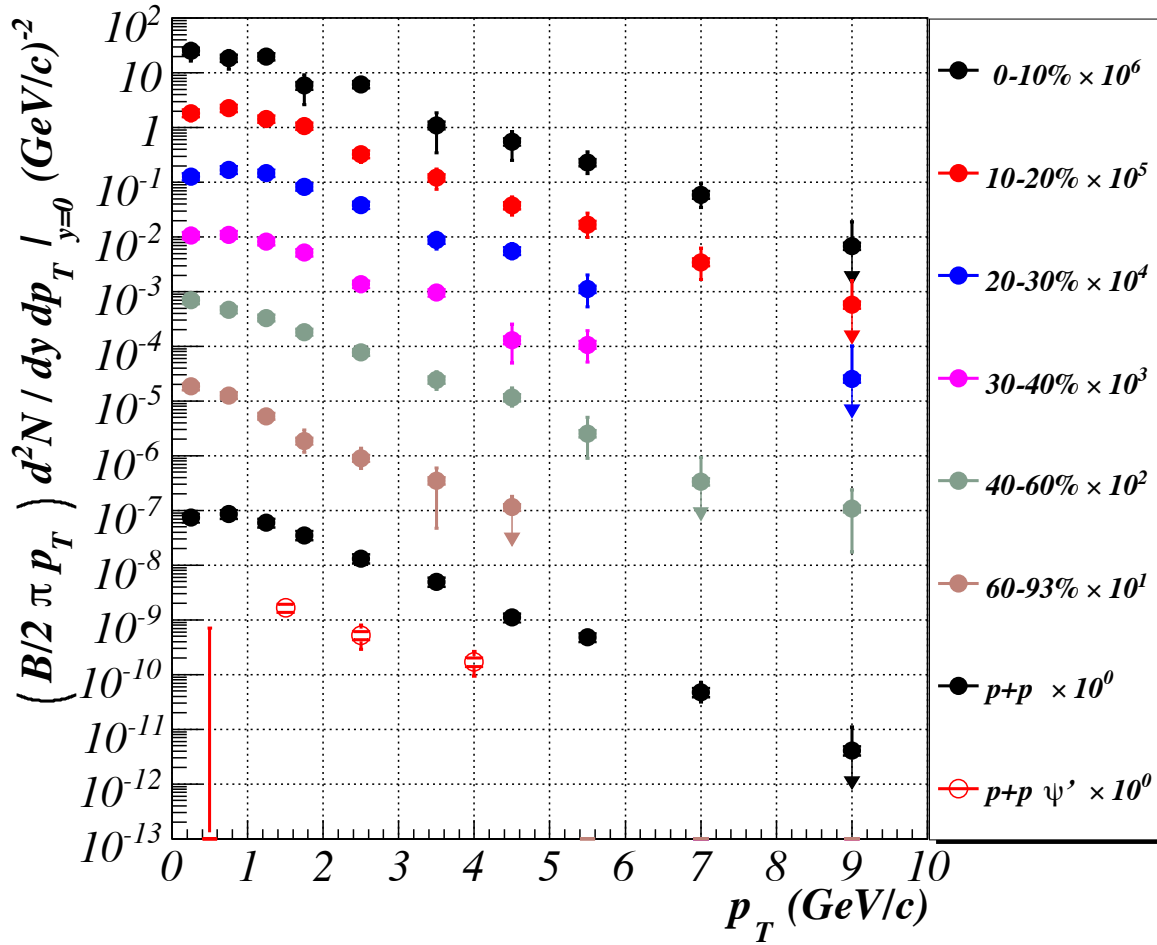


Figura 6.15: Produções invariantes de J/ψ e de ψ' versus momento transversal em colisões Au + Au e $p+p$. Erros estatísticos e erros não correlacionados estão representados com barras verticais. Erros sistemáticos correlacionados estão representados como barras horizontais. Setas apontando para baixo são valores que, considerando-se as barras de erro estatístico, podem ser zero.

O desvio com a escala binária é considerado pelo fator de modificação nuclear

$$R_{AA} = \frac{dN/dy}{N_{coll} (dN/dy)_{p+p}}. \quad (6.37)$$

A dependência de R_{AA} com o número de núcleons participantes (2.25) é mostrada na Figura 6.16. Os pontos obtidos a partir da distribuição de p_T invariante estão representados como círculos cheios.

Valores de R_{AA} para intervalos menores de centralidade podem ser obtidos a partir da contagem de momento integrado apresentado na Tabela 6.6. Neste cálculo, a eficiência média utiliza a função (6.35) no intervalo $0 \leq p_T \leq 10 \text{ GeV}/c$. O R_{AA} versus número de núcleons participantes obtido a partir da contagem de momento integrado é representado na Figura 6.16 como círculos abertos. Uma pequena diferença nos

pontos dos dados com centralidades maiores que 20% é observada entre ambos os métodos. Essa diferença pode vir do formato incorreto em dN/dp_T que é aplicada na função (6.35), lembrando que dN/dp_T foi obtida pelo ajuste da função de Kaplan em contagens brutas. Assim utiliza-se apenas os 4 intervalos mais centrais nos resultados finais. A Figura 6.17 mostra o resultado final.

A Tabela 6.12 mostra a produção integrada e o R_{AA} para todos os intervalos de centralidade considerados nos resultados finais. A Tabela 6.13 e a Figura 6.18 mostram a dependência do R_{AA} com o momento. A produção integrada de ψ' resulta em

$$B \frac{dN_{\psi'}}{dy} = (0.25_{-0.06}^{+0.12} \pm 0.05) \times 10^{-7} \quad (6.38)$$

Tabela 6.12: Número de colisões binárias, número de núcleons participantes, produção integrada de J/ψ e resultados $R_{AA} \pm$ erros não correlacionados (estatísticos + tipo A) \pm erros correlacionados, para dez classes de centralidade de colisão.

centralidade %	N_{coll}	N_{part}	$\frac{BdN}{dy}$ $\times 10^{-6}$	R_{AA}
0-10	955 ± 94	325.2 ± 3.3	$326_{-43}^{+44} \pm 46$	$0.32 \pm 0.04 \pm 0.047$
10-20	603 ± 59	235 ± 5	$283_{-27}^{+29} \pm 40$	$0.443_{-0.04}^{+0.05} \pm 0.06$
20-30	374 ± 40	167 ± 5	$253_{-18}^{+21} \pm 36$	$0.64 \pm 0.05 \pm 0.09$
30-40	220 ± 23	114 ± 4	$147_{-12}^{+16} \pm 21$	$0.63_{-0.05}^{+0.07} \pm 0.09$
40-60	91 ± 12	58.4 ± 3.5	$63_{-5}^{+6} \pm 8$	$0.65_{-0.05}^{+0.06} \pm 0.09$
60-93	14.5 ± 4	14.1 ± 2.5	$10.3_{-1.2}^{+1.5} \pm 1.3$	$0.67_{-0.08}^{+0.10} \pm 0.09$
0-5	1065 ± 105	351.4 ± 2.9	$282_{-80}^{+82} \pm 40$	$0.25 \pm 0.07 \pm 0.04$
5-10	845 ± 82	299.0 ± 3.8	$327 \pm 58 \pm 46$	$0.37 \pm 0.06 \pm 0.06$
10-15	672 ± 66	254 ± 4	$283_{-48}^{+49} \pm 40$	$0.40 \pm 0.07 \pm 0.07$
15-20	532 ± 52	215 ± 5	$256_{-40}^{+41} \pm 36$	$0.45 \pm 0.07 \pm 0.08$
$p+p$	1 ± 0	2 ± 0	$1.063_{-0.026}^{+0.025} \pm 0.19$	$1.000_{-0.025}^{+0.024} \pm 0.14$

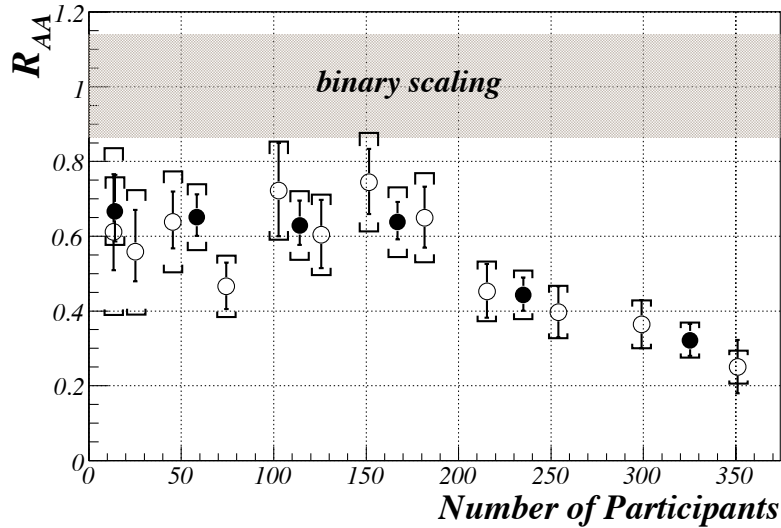


Figura 6.16: Fator de modificação nuclear R_{AA} versus o número de núcleons participantes na colisão. Círculos cheios são fatores R_{AA} obtidos a partir da distribuição de momento invariante (6.36). Círculos abertos são os mesmos calculados a partir da contagem integrada (Tab. 6.6) utilizando eficiências médias (6.35).

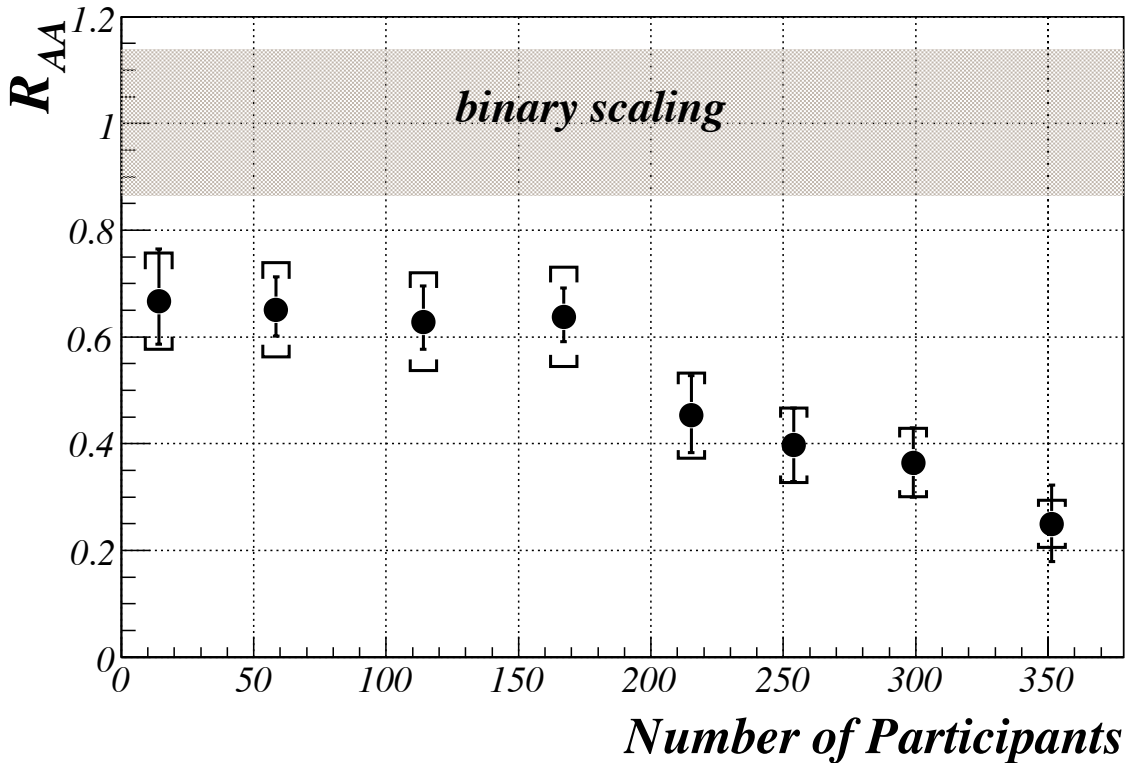


Figura 6.17: Fator de modificação nuclear R_{AA} final da produção de J/ψ em colisões Au + Au . A escala binária é a referência dos resultados de colisões $p+p$. Barras verticais são erros não correlacionados (estatístico + erro sistemático tipo A) e os colchetes são erros sistemáticos correlacionados.

Tabela 6.13: Fator de modificação nuclear R_{AA} de J/ψ para cada intervalo de p_T e de centralidade.

centralidade (%)	p_T ($\frac{GeV}{c}$)	R_{AA}	centralidade (%)	p_T ($\frac{GeV}{c}$)	R_{AA}
0-10	0.25	$0.36^{+0.12}_{-0.13} \pm 0.05$	30-40	0.25	$0.66^{+0.16}_{-0.22} \pm 0.09$
0-10	0.75	$0.227^{+0.084}_{-0.084} \pm 0.032$	30-40	0.75	$0.58^{+0.11}_{-0.13} \pm 0.08$
0-10	1.25	$0.35^{+0.08}_{-0.09} \pm 0.05$	30-40	1.25	$0.64^{+0.11}_{-0.13} \pm 0.09$
0-10	1.75	$0.173^{+0.095}_{-0.1} \pm 0.024$	30-40	1.75	$0.67^{+0.11}_{-0.15} \pm 0.09$
0-10	2.5	$0.49^{+0.12}_{-0.12} \pm 0.07$	30-40	2.5	$0.47^{+0.13}_{-0.15} \pm 0.06$
0-10	3.5	$0.233^{+0.16}_{-0.16} \pm 0.033$	30-40	3.5	$0.87^{+0.2}_{-0.29} \pm 0.12$
0-10	4.5	$0.52^{+0.29}_{-0.29} \pm 0.07$	30-40	4.5	$0.54^{+0.33}_{-0.52} \pm 0.08$
0-10	5.5	$0.50^{+0.19}_{-0.29} \pm 0.07$	30-40	5.5	$1.02^{+0.53}_{-0.81} \pm 0.14$
0-10	7	$1.32^{+0.54}_{-0.82} \pm 0.19$	30-40	7	$0^{+0}_{-0} \pm 0$
0-10	9	$1.75^{+2.2}_{-3.1} \pm 0.25$	30-40	9	$0^{+0}_{-0} \pm 0$
10-20	0.25	$0.41^{+0.11}_{-0.13} \pm 0.06$	40-60	0.25	$1.04^{+0.17}_{-0.21} \pm 0.14$
10-20	0.75	$0.44^{+0.08}_{-0.09} \pm 0.06$	40-60	0.75	$0.60^{+0.09}_{-0.11} \pm 0.08$
10-20	1.25	$0.40^{+0.08}_{-0.09} \pm 0.06$	40-60	1.25	$0.62^{+0.1}_{-0.11} \pm 0.08$
10-20	1.75	$0.50^{+0.10}_{-0.10} \pm 0.07$	40-60	1.75	$0.57^{+0.13}_{-0.15} \pm 0.07$
10-20	2.5	$0.41^{+0.12}_{-0.13} \pm 0.06$	40-60	2.5	$0.65^{+0.13}_{-0.16} \pm 0.08$
10-20	3.5	$0.41^{+0.16}_{-0.17} \pm 0.06$	40-60	3.5	$0.55^{+0.18}_{-0.22} \pm 0.07$
10-20	4.5	$0.57^{+0.19}_{-0.25} \pm 0.08$	40-60	4.5	$1.16^{+0.35}_{-0.58} \pm 0.15$
10-20	5.5	$0.58^{+0.24}_{-0.36} \pm 0.08$	40-60	5.5	$0.58^{+0.38}_{-0.58} \pm 0.08$
10-20	7	$1.22^{+0.64}_{-0.97} \pm 0.17$	40-60	7	$0.78^{+1.0}_{-1.4} \pm 0.1$
10-20	9	$2.32^{+2.9}_{-4.2} \pm 0.33$	40-60	9	$2.89^{+2.4}_{-3.5} \pm 0.38$
20-30	0.25	$0.46^{+0.12}_{-0.14} \pm 0.06$	60-93	0.25	$1.73^{+0.35}_{-0.52} \pm 0.23$
20-30	0.75	$0.53^{+0.09}_{-0.11} \pm 0.07$	60-93	0.75	$1.02^{+0.18}_{-0.22} \pm 0.13$
20-30	1.25	$0.66^{+0.10}_{-0.11} \pm 0.09$	60-93	1.25	$0.61^{+0.15}_{-0.18} \pm 0.08$
20-30	1.75	$0.62^{+0.10}_{-0.13} \pm 0.09$	60-93	1.75	$0.36^{+0.14}_{-0.21} \pm 0.05$
20-30	2.5	$0.77^{+0.13}_{-0.15} \pm 0.11$	60-93	2.5	$0.47^{+0.16}_{-0.25} \pm 0.06$
20-30	3.5	$0.47^{+0.15}_{-0.18} \pm 0.07$	60-93	3.5	$0.49^{+0.42}_{-0.34} \pm 0.06$
20-30	4.5	$1.35^{+0.39}_{-0.48} \pm 0.19$	60-93	4.5	$0.72^{+0.8}_{-0.42} \pm 0.09$
20-30	5.5	$0.62^{+0.33}_{-0.5} \pm 0.09$	60-93	5.5	$0^{+0}_{-0} \pm 0$
20-30	7	$0^{+0}_{-0} \pm 0$	60-93	7	$0^{+0}_{-0} \pm 0$
20-30	9	$1.66^{+4.3}_{-5} \pm 0.23$	60-93	9	$0^{+0}_{-0} \pm 0$

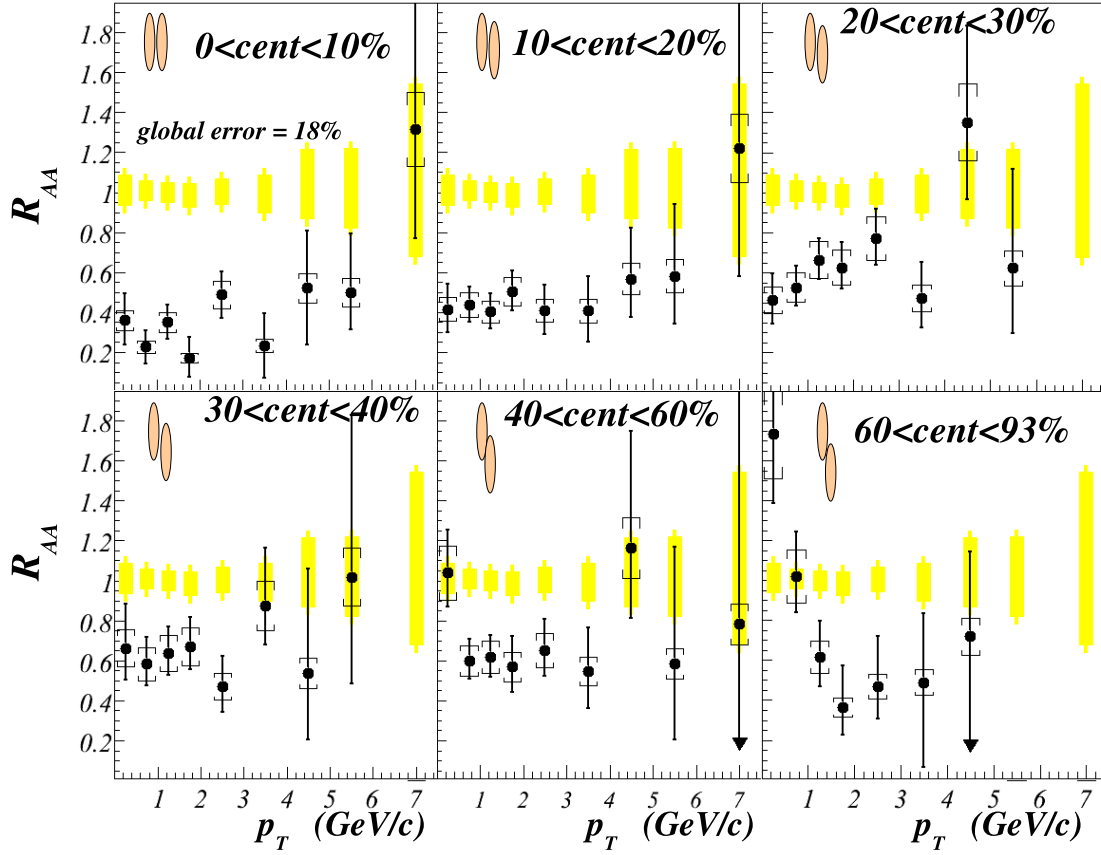


Figura 6.18: Dependência do fator de modificação nuclear R_{AA} de produção de J/ψ com o momento transverso em colisões Au + Au . As faixas amarelas são a referência $p+p \pm$ erros não correlacionados. As barras verticais são erros não correlacionados e os colchetes são erros sistemáticos correlacionados. O erro global de 18% provém do erro sistemático correlacionado de colisões $p+p$.

6.8.3 Razão $\sigma(\psi')/\sigma(J/\psi)$.

Um dos testes da produção de charmônio é a razão entre seus estados excitados e o J/ψ . A maior parte dos erros sistemáticos se cancelam já que a razão se faz com regimes cinmáticos muito próximos e com a mesma amostra de dados.

A razão da seção de choque é obtida diretamente do número de ψ' ($N_{\psi'}$) e J/ψ s ($N_{J/\psi}$) nos mesmos intervalos de p_T para que possíveis inconsistências de diferentes intervalos de momento sejam removidas.

$$\begin{aligned} \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} &= \frac{B_{e^+e^-}^{\psi'} \sigma(\psi')/\epsilon_{\psi'}}{B_{e^+e^-}^{J/\psi} \sigma(J/\psi)/\epsilon_{J/\psi}} \\ \frac{\sigma(\psi')}{\sigma(J/\psi)} &= \frac{N_{\psi'} B_{e^+e^-}^{J/\psi} \epsilon_{\psi'}}{N_{J/\psi} B_{e^+e^-}^{\psi'} \epsilon_{J/\psi}}. \end{aligned} \quad (6.39)$$

As taxas de decaimento para o canal de di-elétrons são $B_{e^+e^-}^{J/\psi} = (5.94 \pm 0.06) \%$ e $B_{e^+e^-}^{\psi'} = (0.735 \pm 0.018) \%$. A única diferença na eficiência entre J/ψ e ψ' está relacionada ao intervalo de massa, sendo $(88 \pm 4)\%$ para J/ψ e $(71 \pm 28)\%$ para ψ' . Os erros sistemáticos provenientes do processo de contagem se cancelam permanecendo apenas aqueles associados com a taxa de decaimento. A Tabela 6.14 apresenta todas as quantidades relevantes para o cálculo da razão $\sigma(\psi')/\sigma(J/\psi)$ e os resultados.

Tabela 6.14: Números relevantes para o cálculo da razão $\sigma(\psi')/\sigma(J/\psi)$ e resultados.

p_T (GeV/c)	$N_{\psi'}$	$N_{J/\psi}$	$\frac{\sigma(\psi')}{\sigma(J/\psi)}$
0-10	37_{-6}^{+8}	1635_{-112}^{+113}	$0.148_{-0.026}^{+0.033} \pm 0.004$
0 - 1	0^{+6}	536 ± 70	$0^{+0.073} \pm 0.002$
1 - 2	13_{-8}^{+10}	666_{-29}^{+32}	$0.13_{-0.08}^{+0.10} \pm 0.003$
2 - 3	16_{-6}^{+7}	230_{-17}^{+19}	$0.45_{-0.17}^{+0.20} \pm 0.012$
3 - 5	5_{-5}^{+6}	127_{-12}^{+14}	$0.26_{-0.26}^{+0.31} \pm 0.007$

Para testar este resultado, a razão entre a produção integrada de ψ' e J/ψ calculadas na Seção 6.8.2 foi verificada. Ele resultou em

$$\frac{dN_{\psi'}/dy}{dN_{J/\psi}/dy} = 0.19_{-0.05}^{+0.09}(\text{uncorr}) \pm 0.05(\text{corr}). \quad (6.40)$$

A razão calculada desta maneira é um pouco maior que a calculada diretamente, mas concorda dentro das barras de erro. A razão final adotada é então aquela determinada diretamente na Tabela 6.14 onde incertezas das várias eficiências e correções se cancelam no cálculo.

6.8.4 $\langle p_T^2 \rangle$.

A média do momento transversal quadrado é obtida diretamente a partir dos pontos da distribuição de p_T vistas na Figura 6.15 e listadas na Tabela 6.11,

$$\langle p_T^2 \rangle = \frac{\sum_i p_T^2 \frac{dN}{dy}}{\sum_i \frac{dN}{dy}} \quad (6.41)$$

$$\frac{dN}{dy} = \frac{d^2 N}{dy dp_T} \Delta p_T.$$

Para o cálculo de $\langle p_T^2 \rangle$ os erros não correlacionados são propagados assumindo-se a independência dos pontos dos dados, ou seja,

$$\sigma_{p_T^2}^2 = \sum_i \left[\frac{p_T^2 \sum_j \frac{dN_j}{dy} - \sum_j \left(p_T^2 \frac{dN_j}{dy} \right)}{\left(\sum_j \frac{dN_j}{dy} \right)^2} \sigma_i \right]^2. \quad (6.42)$$

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 cujos pontos todos deslocam-se na mesma direção quando a fonte do erro é modificada. Há várias fontes de erros correlacionados nos espectros de J/ψ e cada um deles indo para diferentes direções. A propagação leva em conta a máxima variação do formato da distribuição de p_T quando os pontos extremos se dirigem para direções opostas. Os pontos entre os extremos devem se deslocar coerentemente. Os pontos foram deslocados de duas maneiras:

- todos os pontos são deslocados de forma que o primeiro fique posicionado um σ_{corr} acima do valor original e o último ponto estático:

$$Y1_i = Y_i + \left(1 - \frac{p_{T_i} - p_{T_0}}{\Delta p_T} \right) \sigma_{corr_i}$$

$$\Delta p_T = p_{T_{i_{max}}} - p_{T_0}$$

- todos os pontos são deslocados de forma que o primeiro ponto fique estático e o último ponto fique deslocado um σ_{corr} abaixo do valor original

$$Y2_i = Y_i - \left(1 - \frac{p_{T_i} - p_{T_0}}{\Delta p_T} \right) \sigma_{corr_i}.$$

O valor $\langle p_T^2 \rangle$ é calculado para cada conjunto de pontos deslocados: $\langle p_T^2 \rangle_1$ e $\langle p_T^2 \rangle_2$. A diferença entre eles corresponde a 2σ do erro sistemático correlacionado propagado ponto-a-ponto

$$\sigma \langle p_T^2 \rangle_{corr} = \left| \langle p_T^2 \rangle_1 - \langle p_T^2 \rangle_2 \right| / 2 \quad (6.43)$$

Os resultados de $\langle p_T^2 \rangle$ estão listados na Tabela 6.15. A dependência com o número de colisões aparece na Figura 6.19.

Tabela 6.15: $\langle p_T^2 \rangle$ obtida a partir de 6 regimes de centralidade em colisões Au + Au e $p+p$ para J/ψ e ψ' .

	$\langle p_T^2 \rangle$
0 - 10%	$4.7^{+0.7}_{-0.7} \pm 0.16$
10% - 20%	$4.3^{+0.5}_{-0.4} \pm 0.16$
20% - 30%	$4.8^{+0.5}_{-0.4} \pm 0.18$
30% - 40%	$4.4^{+0.6}_{-0.4} \pm 0.16$
40% - 60%	$4.4^{+0.5}_{-0.4} \pm 0.17$
60% - 93%	$3.3^{+0.7}_{-0.6} \pm 0.14$
$p+p$	$4.19^{+0.14}_{-0.13} \pm 0.19$
$p+p \psi'$	$6.9^{+1.6}_{-1.2} \pm 0.3$

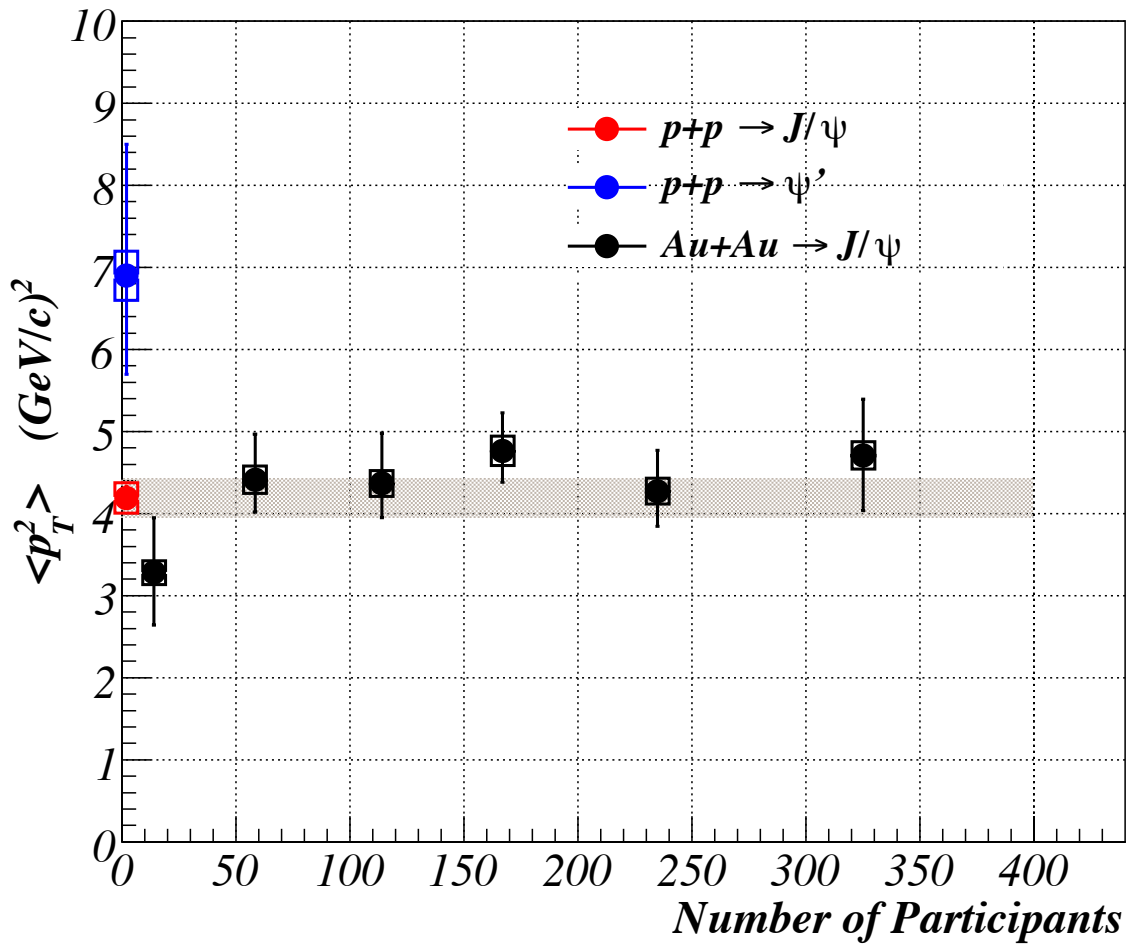


Figura 6.19: $\langle p_T^2 \rangle$ versus número de núcleons participantes para J/ψ e ψ' em colisões $p+p$ e Au + Au. As barras de erro são erros estatísticos+não correlacionados e os retângulos são erros correlacionados.

Capítulo 7

Interpretação dos Resultados

Neste capítulo, os resultados apresentados na Seção 6 são comparados com aqueles já publicados pela Colaboração PHENIX [165, 166], com os resultados obtidos em outros experimentos e com alguns modelos teóricos. A informação fornecida por estes resultados deve auxiliar na formulação de conclusões e suscitar algumas questões a serem respondidas pela comunidade teórica e medidas futuras de charmônio.

Os resultados de colisões Au + Au foram obtidos com os mesmos dados utilizados em [165], mas com pequenas diferenças na metodologia. Os resultados de colisões $p+p$ deste trabalho foram obtidos com luminosidade integrada maior do que na publicação [166], o que permitiu a observação de ψ' . Na Seção 7.1, os resultados aqui apresentados são comparados com aqueles publicados pelo PHENIX [165, 166]. Diferenças relativas a procedimentos de análise adotados são também revistas.

A interpretação dos resultados é dividida em colisões $p+p$ na Seção 7.2 e Au + Au na Seção 7.3. Os resultados na região de rapidez central aqui apresentados são comparados aos de rapidez dianteira obtida no mesmo aparato, além de resultados de outros experimentos.

Por último, algumas conclusões provenientes da observação direta dos resultados e comparações com outros dados e modelos estão listados na Seção 7.4. Além disso, sugestões para futuras medidas e estudos teóricos também serão propostos.

7.1 Verificação de Consistência.

Aqui, os resultados são confrontados com aqueles que foram publicados recentemente pelo PHENIX [165, 166]. O objetivo de tal comparação é verificar a consistência entre os dados aqui analisados e os resultados publicados.

A Figura 7.1 mostra as distribuições de p_T obtidas neste trabalho e os resultados publicados. Pode-se notar a similaridade entre o formato das distribuições dos dois resultados.

7.1.1 $p+p$.

Como se nota na Figura 7.1, existem menos pontos nos resultados de colisões $p+p$ aqui apresentados do que em [166]. O objetivo foi a redução das barras de erro estatístico, principalmente para p_T elevado. As amostras não são as mesmas, e portanto, a correlação entre os resultados não deve ser grande, porém também não se anula, já que os

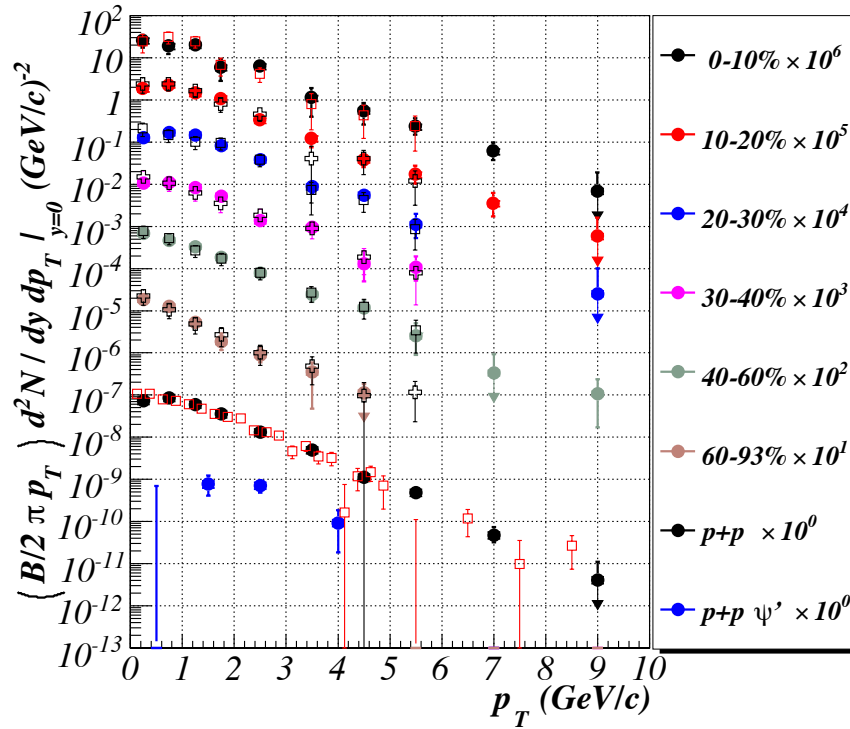


Figura 7.1: Distribuições de p_T de J/ψ e de ψ' para vários regimes de centralidade. Símbolos fechados são resultados apresentados na Seção 6.8.1. Símbolos abertos são resultados publicados em colisões Au + Au [165] e $p+p$ [166].

dados foram tomados com o mesmo aparato.

A seção de choque inclusiva ($p+p \rightarrow J/\psi$) obtida em [166] foi

$$B \left. \frac{d\sigma_{pp}^{J/\psi}}{dy} \right|_{y=0} = 44.3 \pm 1.4(\text{uncorr}) \pm 5.1(\text{corr}) \pm 4.5(\text{global})nb$$

no intervalo de rapidez central. O resultado na Tabela 6.12 é mostrado como BdN/dy . Assim como em [166], a seção de choque inelástica de $p+p$ foi tomada como sendo 42mb [4]. Assim, o resultado corresponde a

$$B \left. \frac{d\sigma}{dy} \right|_{y=0} = 44.6^{+1.0}_{-1.1}(\text{uncorr}) \pm 8(\text{corr})nb.$$

Três observações emergem destes números:

- os resultados concordam muito bem entre si;
- o erro não correlacionado aqui apresentado - dominado pela estatística - é menor;
- o erro correlacionado aqui apresentado é maior.

De fato, a luminosidade integrada utilizada neste trabalho é duas vezes maior do que aquela do resultado publicado. O erro sistemático correlacionado maior aqui apre-

sentado provém principalmente da instabilidade da eficiência "run-por-run" apresentada na Seção 4.3.4.

O formato de ambas as distribuições pode ser numericamente comparado através dos resultados de $\langle p_T^2 \rangle$. Enquanto que em [166] $p_T^2 = 4.14 \pm 0.18_{-0.20}^{+0.30} (GeV/c)^2$, o resultado apresentado na Seção 6.8.4 foi $4.19_{-0.13}^{+0.14} \pm 0.19 (GeV/c)^2$. Novamente, os resultados somente diferem estatisticamente entre si.

Neste trabalho é apresentada a primeira medida de ψ' no RHIC. Assim, não existe resultado anterior que sirva como base para comparação neste regime de energia.

7.1.2 Au + Au .

Os resultados de colisões Au + Au aqui obtidos estão em estreita correlação com os publicados pela Colaboração PHENIX [165], já que a mesma amostra de dados foi usada. Mas, a análise foi feita independentemente com algumas variações das técnicas, tais como:

- critério eID ($n_0 > 2$ foi utilizado nos resultados publicados [165]);
- intervalo de massa de J/ψ (nos resultados publicados [165] foi usado o intervalo $2.9 GeV/c^2 < \text{massa} < 3.2 GeV/c^2$);
- técnica de contagem de sinal (nos resultados publicados [165, 166] o método de verossimilhança descrito na Seção 6.3 não foi utilizado).

As pequenas diferenças são facilmente reconhecidas a partir da Figura 7.2. Os resultados na Referência [165] estão representados como círculos vermelhos abertos. Um pequeno incremento na estatística foi obtido com o uso de um critério eID menos restrito nos dados aqui analisados. Isto permitiu o uso de mais pontos de p_T nas distribuições de R_{AA} . Somente distribuições de p_T até $5 GeV/c$ foram publicados pelo PHENIX [165], para que fossem consistentes com os resultados de rapidez dianteira apresentados na mesma publicação.

Em termos de cálculo de $\langle p_T^2 \rangle$, os resultados aqui apresentados foram calculados com p_T estendido, enquanto que na publicação do PHENIX [165] o cálculo foi restrito a $p_T < 5 GeV/c$. Este procedimento pode explicar o estreitamento de p_T , refletido na observação da redução de $\langle p_T^2 \rangle$ para as colisões mais centrais na Figura 7.3 para os dados publicados em [165]. Portanto, em contraste com o comportamento uniforme verificado na Seção 6.8.4.

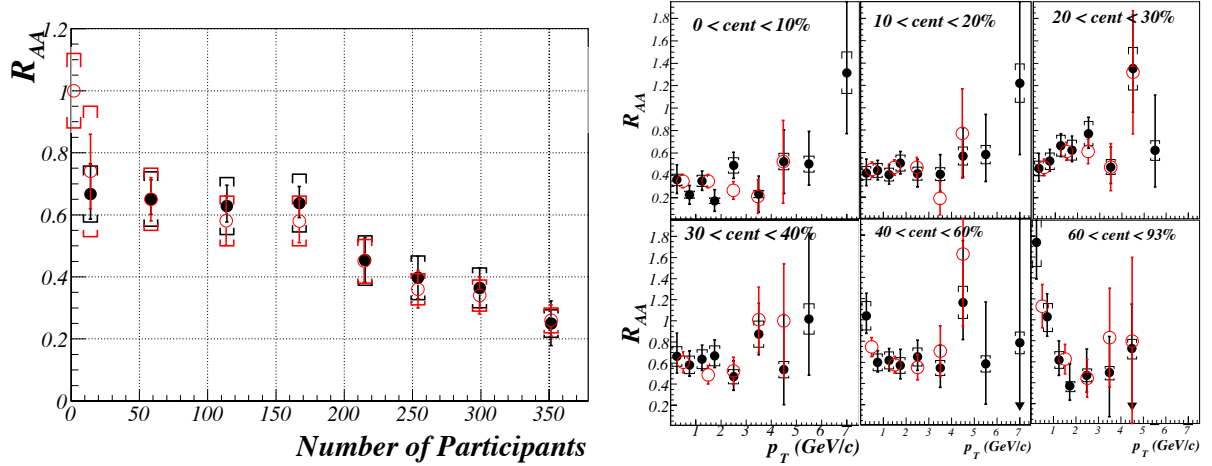


Figura 7.2: Fator de modificação nuclear observado na Seção 6.8.2 para colisões Au + Au . Símbolos vermelhos abertos são resultados publicados em [165].

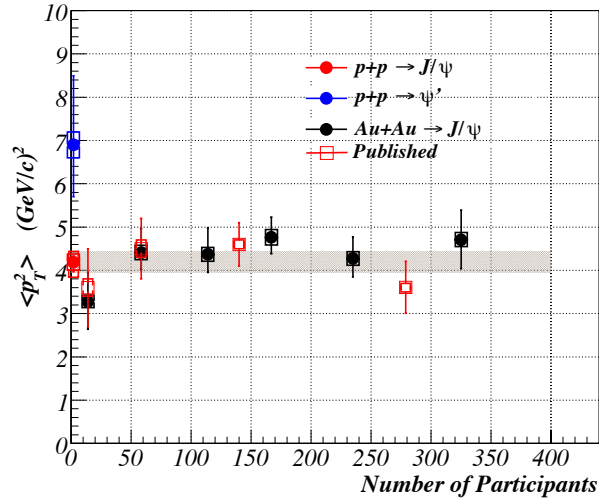


Figura 7.3: $\langle p_T^2 \rangle$ calculado nas publicações do PHENIX [165], [166] e na Seção 6.8.4.

7.2 Charmônio em Colisões $p+p$.

7.2.1 J/ψ .

A seção de choque integrada $\sigma(p + p \rightarrow J/\psi + X)$ é uma medida difícil de ser comparada com outros experimentos. Os detectores usualmente não apresentam total cobertura e o referencial de repouso ($y \sim 0$) é uma região difícil de ser explorada em experimentos com alvo fixo. Em todos estes casos, a seção de choque diferencial é extrapolada em espaços de fase não cobertos experimentalmente. A seção de choque diferencial é empiricamente fatorizada em funções de fração de momento de Feynman

x_F e de p_T [167]:

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} = f(x_F) g(p_T), \quad (7.1)$$

onde

$$f(x_F) \propto (1 - x_F)^c. \quad (7.2)$$

Em colisores, o termo espacial é usualmente descrito em função da rapidez. A função de p_T apresenta uma dependência exponencial de p_T ou de p_T^2 , mas em alguns experimentos, a função de Kaplan (6.32) é também utilizada para extrapolar espaços de momento não cobertos.

Na Tabela 7.1, várias medidas de seção de choque de J/ψ são listadas desde sua descoberta em 1974 [168, 169]. Várias destas medidas foram obtidas em colisões $p+A$. A seção de choque núcleon-núcleon é então estimada pela dependência com a massa atômica $\sigma_{pA} = \sigma_{pp} A^{0.9}$ [170]. De acordo com a Figura 2.17, esta aproximação é somente válida para $x_F < 0.3$. Esta é a razão pela qual somente alvos leves foram considerados nesta extrapolação. Todos os resultados utilizam a mesma razão de ramificação de léptons de acordo com a Referência [4].

Tabela 7.1: Medidas de $\sigma(p+p \rightarrow J/\psi + X)$ em rapidez central ($y \sim 0$). Resultados de colisões $p+A$ são obtidos a partir da parametrização $\sigma_{pA} = \sigma_{pp} A^{0.9}$ [170]. (a) erros são quadraticamente somados. (b) p_T^2 obtido pelo ajuste da distribuição de p_T com (6.32).

Alvo	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	$B_{ll} d\sigma/dy _{y=0}$ (nb)	$\sigma_{J/\psi}$ (nb)	$\langle p_T^2 \rangle$ (GeV/c) ²	Referência
p	6.7	0.055 ± 0.02	0.62 ± 0.18	0.62	PS[171]
Be	7.3	~ 0.1	$2_{-1.0}^{+2.0}$	~ 0.62	E598[168]
p	8.6	0.2 ± 0.1	2.4 ± 1.2	—	WA39[172]
Be	11.5	1.2 ± 0.4	22 ± 6	0.55 ± 0.09	IHEP[173]
Be	16.8	5.6 ± 1.5	138 ± 46	0.96 ± 0.12	FNAL[173]
p	16.8	7.2 ± 2.5	94 ± 20	—	FNAL[174]
p	19.4	4.1 ± 0.3	122 ± 22	1.25 ± 0.10	NA3[175]
C	20.5	14.3 ± 1.5	190 ± 26	0.98 ± 0.04	FNAL[176]
Li	23.8	—	162 ± 22	—	E705[65]
p	24.3	6.2 ± 1.1	144 ± 19	1.1 ± 0.2	UA6[177]
Be	27.4	8.9 ± 2.2	220 ± 54	0.91 ± 0.29	FNAL[178]
Be	31.5	8 ± 2	322 ± 70	1.55 ± 0.11	E672[179]
p	52	12 ± 5	700 ± 320	1.2 ± 0.3	ISR[180]
p	62.4	11.2 ± 0.7	652 ± 41	1.7 ± 0.2	ISR[181]
p	200	$44.6 \pm 9^{(a)}$	$(3.0 \pm 0.9) \times 10^3^{(a)}$	$4.19 \pm 0.24^{(a)}$	PHENIX[166]
\bar{p}	1960	$240 \pm 21^{(a)}$	—	$8 \pm 2^{(b)}$	CDFII[182]

A seção de choque diferencial como função da rapidez, observada no PHENIX e publicado na Referência [166], se encontra na Figura 7.4. Esta inclui medidas de rapidez dianteira e três pontos em rapidez central. Para comparação, o resultado obtido neste trabalho está indicado como um círculo preto no gráfico. Pode-se notar a boa concordância entre o que foi apresentado no capítulo anterior e o que foi publicado. Como explicado na Seção 7.1.1, o maior erro sistemático correlacionado é devido às grandes flutuações "run-por-run". A seção de choque integrada é obtida a partir de muitas curvas diferentes ajustadas aos pontos experimentais:

- Gaussiana dupla - $\chi^2/n.d.f. = 12.7/7$;
- Escala x_F (7.2) - $\chi^2/n.d.f. = 28.3/9$;
- Função de $A(1 - By^\lambda)$ - $\chi^2/n.d.f. = 18.6/8$;
- NRQCD - COM calculada por Sato [183] com densidades partônicas:
 - MRSTHO [184] - $\chi^2/n.d.f. = 73.5/10$;
 - CTEQ5m [185] - $\chi^2/n.d.f. = 186.5/10$.
- PYTHIA [162] com densidades partônicas:
 - GRV98LO [186] - $\chi^2/n.d.f. = 59.7/10$;
 - GRV94LO [187] - $\chi^2/n.d.f. = 34.6/10$.

A escala x_F (7.2)

$$\frac{d\sigma}{dx_F} = A(1 - x_F)^c \quad x_F \simeq \frac{\sqrt{M_{J/\psi}^2 + p_T^2}}{\sqrt{s_{NN}}} (e^y - e^{-y}), \quad (7.3)$$

usa $p_T^2 = 4.19 (\text{GeV}/c)^2$ obtido na Seção 6.8.4. O ajuste desta função aos pontos mostrados na Figura 7.4 retorna $c = (14.91 \pm 0.32)$, confirmando a tendência do aumento do parâmetro c com a energia de colisão observada em outros experimentos (veja Fig. 11 em [167]). As distribuições de rapidez são as mais sensíveis a variações dos PDFs. Como exemplo, as três PDFs usadas no modelo NRQCD retornam distribuições de forma muito diferentes, onde CTEQ6M [189] (Fig. 2.11) consegue reproduzir o formato da distribuição experimental, principalmente para rapidez dianteiras. Estimativas do PYTHIA e da escala x_F também parecem reproduzir a inclinação na rapidez dianteira. Por outro lado, o modelo de fusão de 3 glúons, descrito na Seção 2.6.3 com

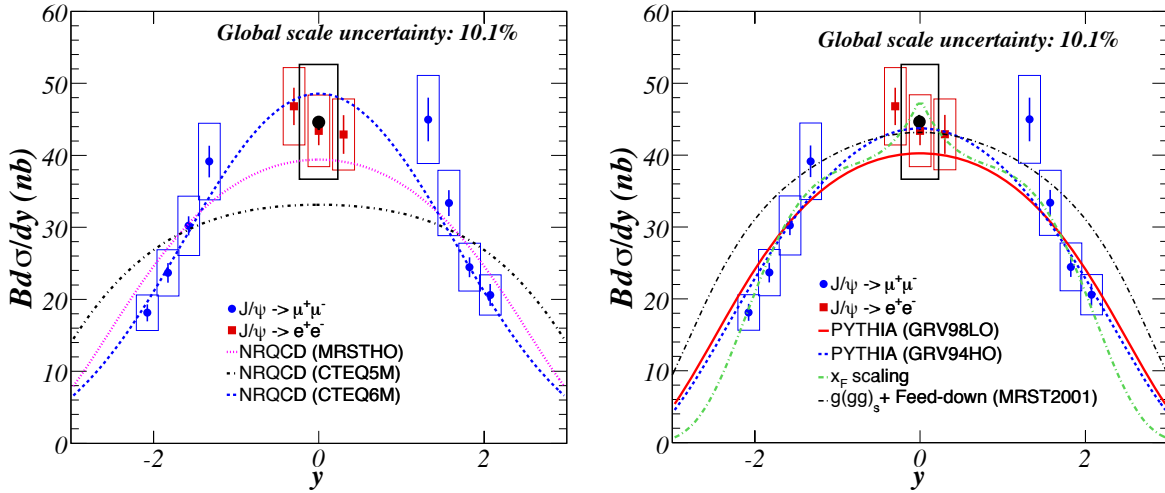


Figura 7.4: Dependência com a rapidez da seção de choque diferencial de $p+p \rightarrow J/\psi$ em colisões a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV medidas no PHENIX [166]. As curvas são estimativas teóricas mostradas no QM06 por Bickley [188]. O círculo preto é o resultado obtido na Seção 6.8.2.

PDF MRST2001[184], apresenta uma boa estimativa em rapidez central, mas falha ao reproduzir os pontos de rapidez dianteira.

A Figura 7.5 mostra a dependência da seção de choque integrada com a energia do referencial no centro de massa medida em experimentos de mais baixa energia¹, além das estimativas de NRQCD e de CEM discutidas nas seções 2.6.1 e 2.6.2 respectivamente. Ambos os modelos concordam com a tendência global observada em experimentos de mais baixa energia e no PHENIX, mesmo para resultados extrapolados de $p+A$. Mas o único que concorda dentro de um desvio padrão com a medida do PHENIX é o resultado NRQCD-CTEQ6M. Esta observação é consistente com a comparação feita para o intervalo de rapidez.

A distribuição invariante de p_T de J/ψ s calculada na Seção 6.8.1 é confrontada com o cálculo da NRQCD realizado em [63] para $p_T > 2$ GeV/ c . O modelo subestima a produção de J/ψ no intervalo de momento entre 3 e 6 GeV/ c . Deve-se destacar que o cálculo NRQCD publicado já inclui as contribuições de decaimentos de χ e de ψ' , mas não inclui a fragmentação do parton², que é uma condição para se descrever os resultados de mais alta energia de colisão do TEVATRON. A distribuição de p_T medida no PHENIX espera por uma comparação com as estimativas dos modelos CEM e fusão

¹A medida do experimento CDFII indicada na Tabela 7.1 não está indicada no gráfico por causa da limitada cobertura de rapidez $|y| < 0.6$

²Hadronização de um glúon criado com transferência de momento maior que a massa do charmônio.

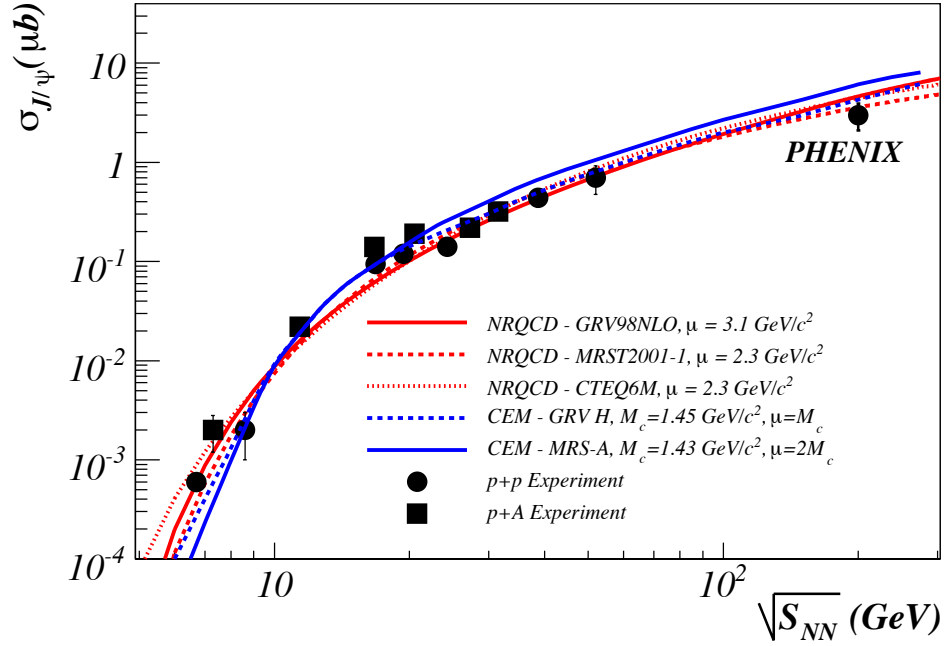


Figura 7.5: Seção de choque de J/ψ para vários experimentos nos intervalos de rapidez central como função da energia do referencial no centro de massa listada na Tabela 7.1. As curvas vermelhas são previsões de octeto de cor da NRQCD descritas em [183]. As curvas azuis são estimativas CEM deduzidas em [190].

de 3 glúons.

O momento transversal quadrado médio obtido no PHENIX apresenta um comportamento linear com $\ln(\sqrt{s_{NN}})$ como se observa na Figura 7.7.

7.2.2 ψ' .

A produção integrada de ψ' apresentada na Seção 6.38 é a primeira medida de um estado de charmônio excitado no RHIC. Esta corresponde a

$$B_{ee}^{\psi'} \left. \frac{d\sigma_{\psi'}}{dy} \right|_{y=0} = 1.1_{-3}^{+0.5} \pm 0.2nb.$$

Já que existe apenas uma medida de rapidez central no RHIC, a seção de choque total integrada sobre o espaço de fase completo só pode ser estimada a partir de modelos ajustados a J/ψ s. Se o ψ' possuir a mesma distribuição de rapidez que o J/ψ , as curvas seriam as mesmas encontradas na Figura 7.4, e a seção de choque total seria calculada pela média ponderada destas curvas, resultando em

$$\sigma_{\psi'} = 0.67_{-0.16}^{+0.31} \pm 0.1\mu b. \quad (7.4)$$

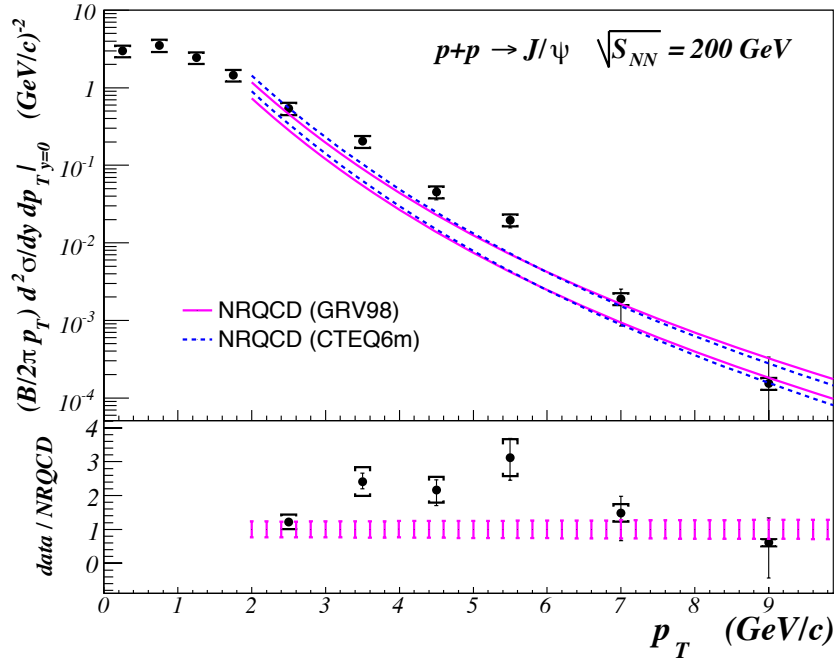


Figura 7.6: Produção invariante de J/ψ comparada com a estimativa de produção da NRQCD calculada em [63].

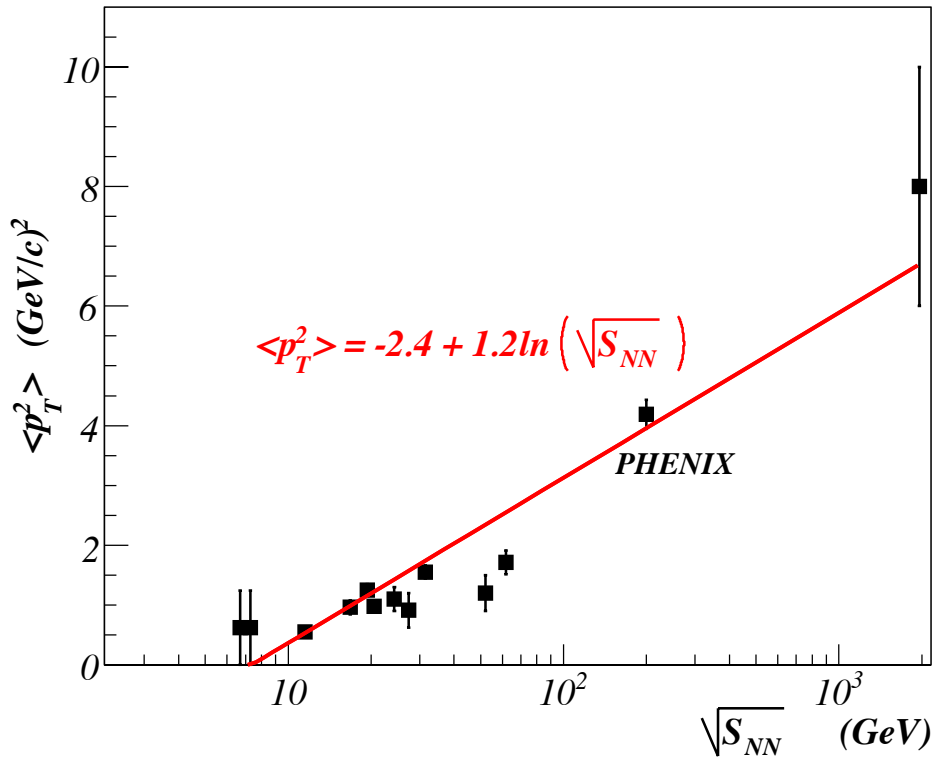


Figura 7.7: $\langle p_T^2 \rangle$ medido em reações $p+p \rightarrow J/\psi$ como função da energia no referencial do centro de massa. Valores e referências se encontram na Tabela 7.1. A reta representa um ajuste empírico aos dados experimentais.

Muitas das incertezas tanto teóricas quanto experimentais se cancelam pelo uso das razões entre as seções de choque. Observa-se a não dependência com a energia, quando se considera a razão entre as seções de choque integradas do ψ' e do J/ψ calculadas na Seção 6.8.3, confirmando o que é verificado na teoria [56] e em outros experimentos (Fig. 7.8).

De acordo com a Tabela 6.14, a razão $\sigma(\psi')/\sigma(J/\psi)$ varia com p_T , mas as barras de erro impedem qualquer conclusão neste sentido.

7.3 Charmônio em Colisões de Íons Pesados Relativísticos.

O resultado mais importante da produção de charmônio em colisões Au + Au é o fator de modificação nuclear R_{AA} calculado na Seção 6.8.2. Os resultados numéricos se encontram na Tabela 6.12.

A Figura 7.9 mostra R_{AA} versus o número de colisões (2.27) calculado no modelo de Glauber. Juntamente com os resultados de colisões Au + Au e $p+p$ obtidos aqui, outras medidas de J/ψ realizadas no PHENIX complementam o cenário de supressão visto em $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV até agora: os resultados de colisões $d + Au$ recalculados [193] e dados preliminares de colisões Cu+Cu [194].

Os resultados de colisões $d + Au$ foram publicados em [83]. Todavia, o R_{AA} apresentado no tempo de sua publicação foi baseado nos resultados de colisões $p+p$ de baixa estatística apresentados no mesmo artigo. Embora o R_{AA} recalculado ainda concorde com os resultados publicados, considerando as barras de erro, este sugere uma supressão de J/ψ mais acentuada, devido a efeitos nucleares em rapidez central. É observada uma concordância significativa com o regime de colisões Au + Au mais periféricas.

A análise de colisões Cu+Cu ainda está em curso. O fator de modificação nuclear não parece seguir o mesmo em colisões de Au + Au e $d + Au$. Porém, as barras de erro ainda permitem a interpretação de um suave aumento da supressão com a centralidade.

A observação mais esperada relativa à dependência de R_{AA} com a centralidade é a supressão pronunciada em relação aos regimes periféricos, quando o sistema de colisão alcança mais que aproximadamente 450 colisões binárias.

A supressão observada na rapidez dianteira é mais forte do que no intervalo de

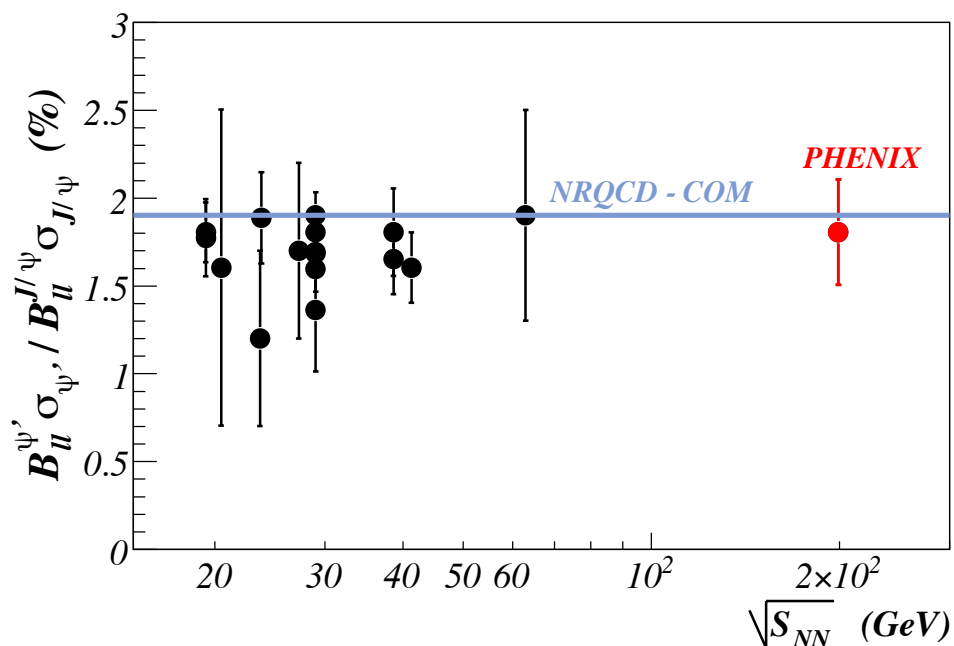


Figura 7.8: Razão $B_{II}^{\psi'} \sigma_{\psi'} / B_{II}^{J/\psi} \sigma_{J/\psi}$ em função da energia no referencial do centro de massa medida em vários experimentos. dados da Referência [191] e HERA-B [192], e medida no PHENIX. A linha é a previsão NRQCD[56].

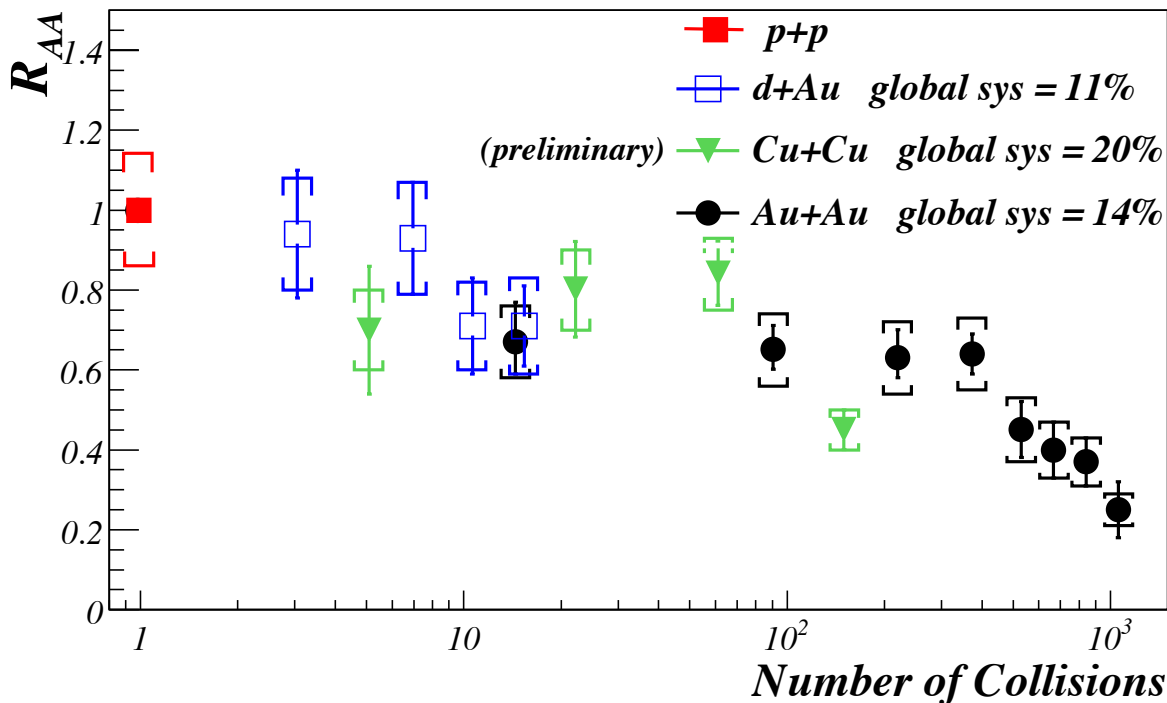


Figura 7.9: Fator de modificação nuclear R_{AA} em função do número de colisões para as espécies utilizadas em colisões no RHIC no intervalo de rapidez central medidos pelo PHENIX. Erros globais adicionais provêm dos erros nos resultados de colisões $p+p$ usados no cálculo de R_{AA} .

rapidez central por um fator constante de aproximadamente 50%, quando o número de núcleons participantes é maior do que ~ 150 , como mostra Figura 7.10. Efeitos da matéria nuclear fria (CNM) como modificações da distribuição partônica (Seção 2.7.2) e absorção nuclear (Seção 2.7.1) não consideram assimetrias na distribuição de rapidez. O espalhamento com hádrons de estado final (Seção 2.7.4) provocaria uma supressão mais forte na região de rapidez central, por causa da alta densidade de hádrons. A recombinação de $c\bar{c}$ (Seção 2.8.2) e os efeitos de *Color Glass Condensate* (CGC) apontados na Seção 2.7.1 concordam com o observado na Figura 7.10. Entretanto, apenas o modelo CGC prevê uma razão R_{AA} mais uniforme, enquanto que a coalescência $c\bar{c}$ deve ser mais pronunciada em rapidez central com o aumento da centralidade, como aquela observada na curva vermelha da Figura 7.11. A curva que representa o modelo baseado no CGC que aparece na Figura 7.10 foi extraída da Figura 2.19, e se refere à supressão de mésons charmosos em regiões de pseudo-rapidez diferentes. Medidas futuras com mais estatística em colisões $d + Au$, onde nenhuma recombinação é esperada, podem confirmar os efeitos de saturação inicial de glúons previstos pelo modelo CGC.

Na Figura 7.11 é mostrada a dependência com a rapidez da produção de $Au + Au \rightarrow J/\psi$ e seu R_{AA} . O modelo da formação cinética [142] é confrontado com os pontos experimentais. O resultado de rapidez central obtido neste trabalho está representado como um círculo preto. Pode-se notar uma razoável descrição da dependência de R_{AA} com a rapidez considerando o modelo de formação cinética, mas somente para regimes quase-centrais. Esta observação pode ser interpretada como uma indicação de não sobrevivência de J/ψ s produzidos diretamente ou no interior do meio no regime de colisões 20% mais centrais. A supressão menor vista no intervalo de rapidez central para o regime de centralidade de 40%-20% pode ser explicada pelos J/ψ s produzidos no meio, de acordo com os modelos de recombinação.

O fator R_{AA} para colisões $Au + Au$ é comparado com os mesmos obtidos em energias mais baixas na Figura 7.12. Os experimentos NA38, NA50 e NA60 [8, 9, 10] relataram a supressão de J/ψ como uma razão entre as taxas de produção de J/ψ e de Drell-Yan de maneira a se reduzir as incertezas sistemáticas. O cálculo de R_{AA} utiliza como referência os resultados em colisões $p+p$ do experimento NA51 [195]. Neste experimento, a energia do feixe foi de 480 GeV, enquanto que o feixe de Pb no experimento NA50 era de 158 GeV/A. Além disso, a seção de choque de Drell-Yan depende do iso-

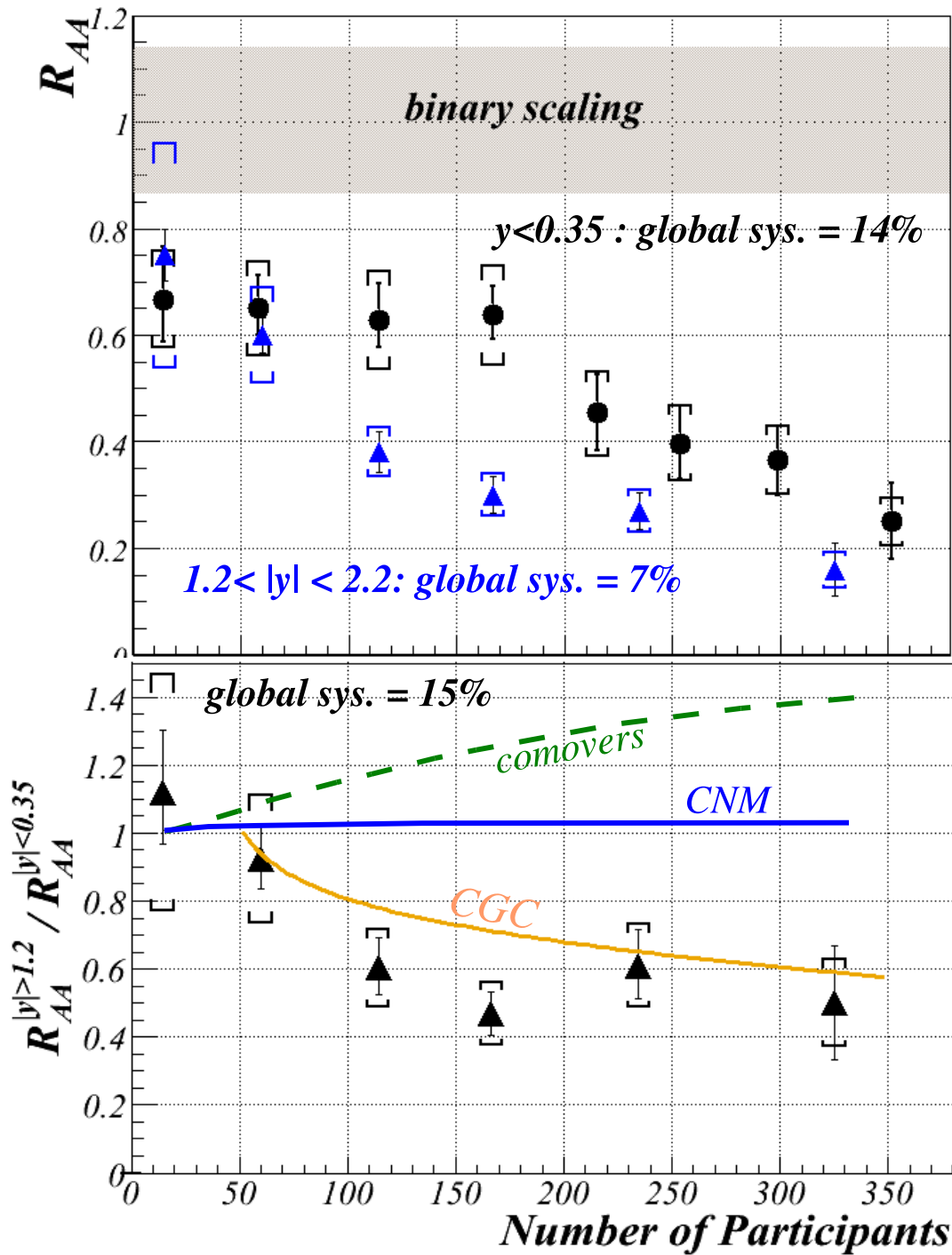


Figura 7.10: (Topo) Comparação entre o fator de modificação nuclear de J/ψ (R_{AA}) em rapidez central e dianteira medida no PHENIX. (Abaixo) Razão R_{AA} entre rapidez dianteira e central e expectativas da supressão por hádrons nos estágios finais (*comover*) [15], efeitos da matéria nuclear fria (CNM) [14] e *Color Glass Condensate* (CGC) [13].

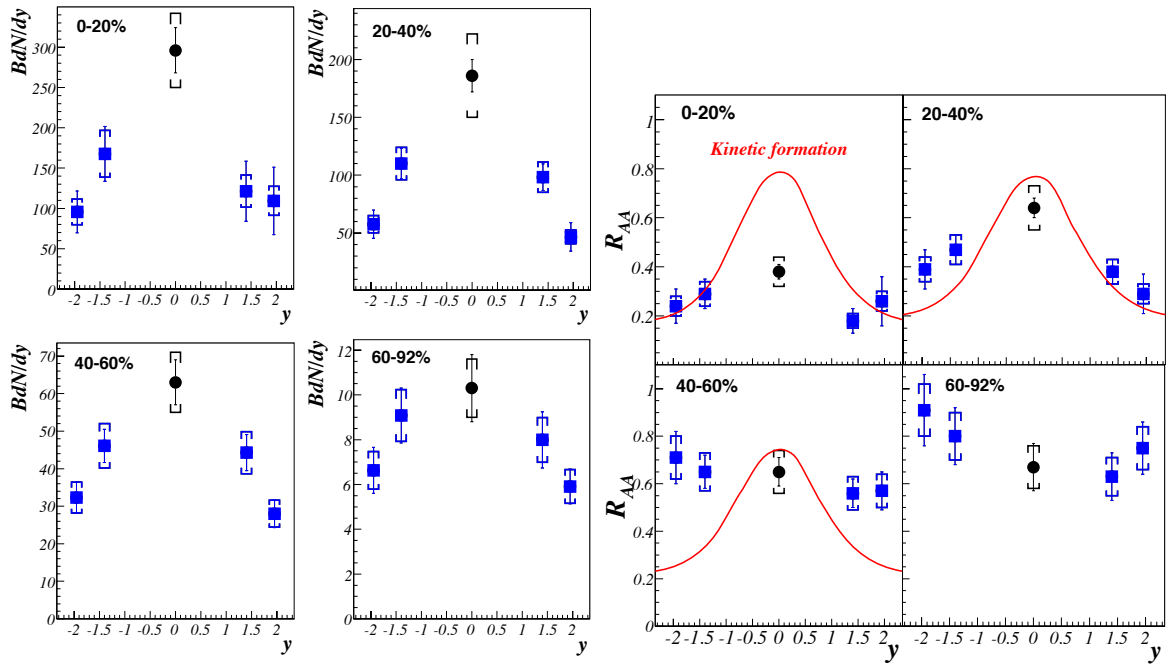


Figura 7.11: Dependência da produção e da supressão de J/ψ com a rapidez para vários regimes de centralidade. Curva vermelha representa a estimativa de formação cinética [142].

spin. Ou seja, a seção de choque em colisões $p+p$ é maior do que em colisões $n+p$, e este é maior que em $n+n$. A extrapolação da energia de colisões $p+p$ para a de colisões Pb+Pb, além da correção de iso-spin estão descritas por Kluberg [196]. Ele sugere como referência da colisão $p+p$ $B_{II}\sigma(J/\psi)/\sigma(DY) \sim 33$.

Surpreendentemente, o formato da dependência de R_{AA} com a centralidade para os dois experimentos são muito similares, dado o fato da diferença na rapidez e principalmente na energia 10 vezes superior do RHIC em relação ao SPS. Na Figura 7.13 observa-se o gráfico de R_{AA} versus a densidade de energia de Bjorken (2.31) calculada a partir de medidas da energia transversa e E_T e multiplicidade de partículas carregadas N_{ch} no PHENIX [197] com erro sistemático de 10%. A supressão anômala vista para densidades de energia acima de $2.5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ no experimento SPS também é vista no RHIC, mas para densidades de energia acima de $11-12 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Para registro, o cálculo da densidade de energia de Bjorken é inversamente proporcional ao tempo de formação. O tempo de cruzamento do núcleo no SPS é $2R_{Pb}/\gamma = 1.6 \text{ fm}/c$, portanto, maior do que o tempo de formação utilizado em seu cálculo ($1 \text{ fm}/c$) que pode conduzir a uma densidade de energia ainda menor no SPS.

Possíveis explicações para este padrão similar de supressão de J/ψ em diferen-

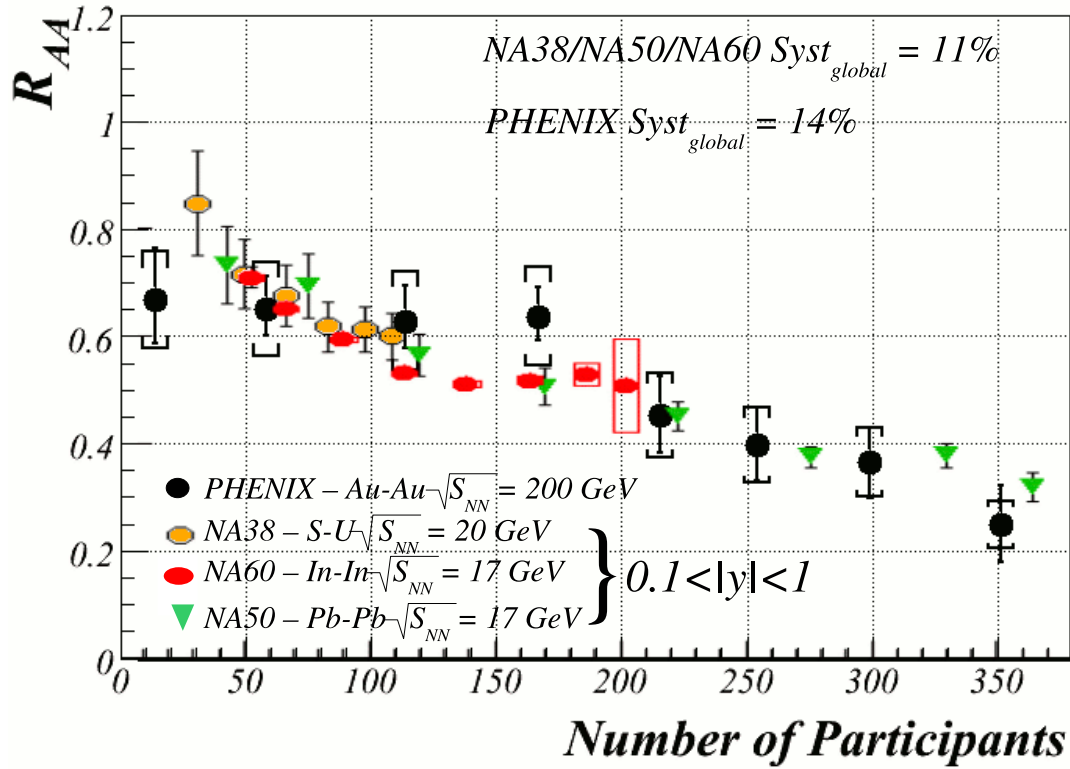


Figura 7.12: Comparação do fator de modificação nuclear de J/ψ entre diferentes energias de colisão. Os resultados dos experimentos SPS (NA38, NA50 e NA60) são obtidos de [10].

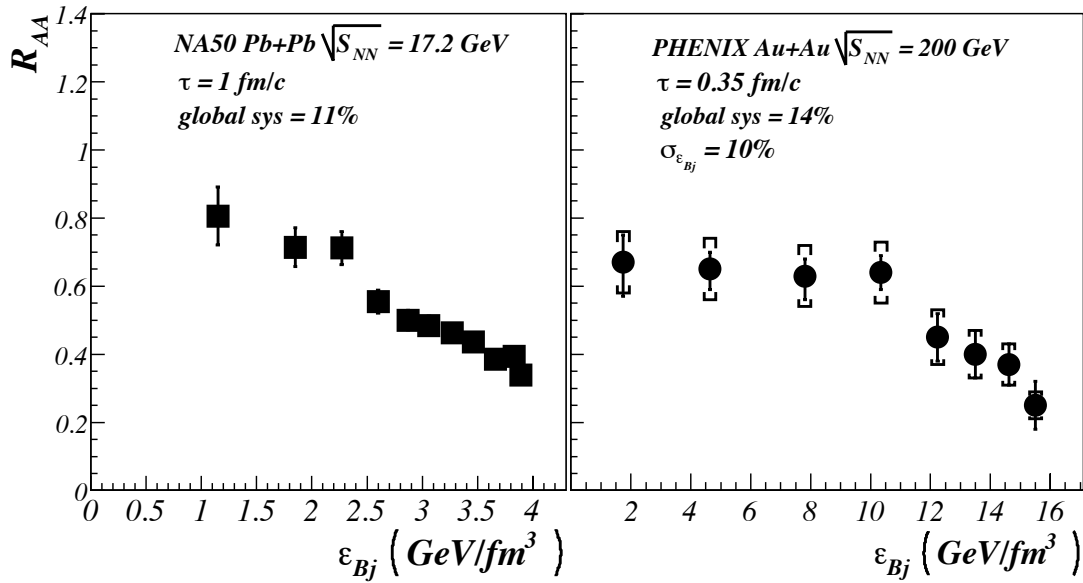


Figura 7.13: Dependência da densidade de energia de Bjorken (2.31) com o fator de modificação nuclear no experimento NA50 [9] e no PHENIX.

tes energias já existem. De acordo com Karsh, Kharzeev e Satz [198], a supressão de J/ψ mostra diferentes degraus para diferentes densidades de energia, correspondendo à dissociações de ψ' e χ_c que decaem em J/ψ . Esta teoria está baseada em resultados da QCD na rede que levam em conta a blindagem da carga de cor em diferentes temperaturas, para cada estado de charmônio (Seção 2.8.1). Um teste definitivo para esta teoria, é a medida direta de $R_{AA}^{\chi_c}$ e de $R_{AA}^{\psi'}$ em colisões Au + Au. Contribuições de decaimento de ψ' e χ_c esperadas para o sinal de J/ψ foram medidas em outros experimentos com energias de colisão inferiores e superiores àquelas usadas no RHIC, e foram calculadas pela QCD perturbativa (Tab. 2.2).

Explicações alternativas para o formato similar entre R_{AA} observado no RHIC e no SPS incluem modelos que não dependem da energia. Por exemplo, a dissociação pode ocorrer se o momento transferido ao par $c\bar{c}$ em espalhamentos múltiplos aumentar até que a ligação seja quebrada [199, 200]. Entretanto, este modelo não pode reproduzir o $\langle p_T^2 \rangle$ visto na Figura 7.17.

As previsões do R_{AA} para efeitos da matéria nuclear fria são mostrados na Figura 7.14. No estudo realizado por Vogt [14], a produção de J/ψ é baseada no CEM (2.47). No meio nuclear, além da produção anteriormente descrita, ocorrem modificações da distribuição partônica no formato EKS (Fig. 2.18) e absorção nos núcleons espectadores, representados na seção de choque diferencial (2.50). O fator R_{AA} que utiliza as duas seções de choque: produção no meio nuclear (2.50) e em colisões binárias núcleon-núcleon (2.47), é mostrado como linhas azuis na Figura 7.14 para seções de choque de absorção σ_{abs} nula e de 3mb, que é o intervalo que razoavelmente reproduz a supressão de J/ψ observada em colisões $d + Au$ [83].

Outra descrição dos efeitos nucleares na supressão de J/ψ é a propagação da modificação nuclear verificada em colisões $d + Au$, através da simulação realizada por Casagnac [84] usando a expressão (2.54). O resultado pode ser visto na Figura 7.14 como barras cinzas. As grandes incertezas verificadas não permitem a obtenção de uma distribuição informativa da sobrevivência de J/ψ s aos efeitos nucleares frios. Porém, o ponto de maior número de núcleons participantes certamente mostra uma supressão anômala, considerando-se as barras de erro.

A absorção por *comovers* (Seção 2.7.4) é um dos poucos modelos testados no SPS que não consideram a formação do QGP. No cálculo feito por Capella [201], a seção de choque de *comover* foi ajustada aos resultados de supressão dos experimentos do SPS,

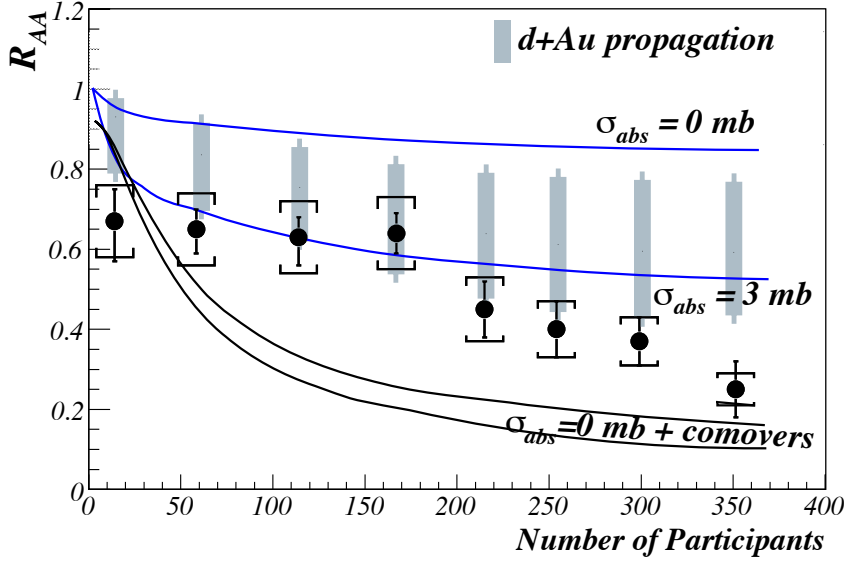


Figura 7.14: Efeitos do meio hadrônico no fator de modificação nuclear na produção de J/ψ : (linhas azuis) Modificação da distribuição de pártons + absorção [14], (linhas pretas) espalhamento por *comover* [201] e (barras cinzas) propagação do resultado $d + Au$ [84].

onde $\sigma(J/\psi + \pi \rightarrow D^+ + D^-) = 0.65 \text{ mb}$. Nas curvas pretas apresentadas na Figura 7.14, os efeitos hadrônicos iniciais incluem a modificação da distribuição partônica EKS e nenhuma absorção na matéria nuclear. Além da discrepância entre o modelo e a supressão mais forte observada em rapidez dianteira na Figura 7.10, o modelo de *comover* superestima a supressão de J/ψ observada, de acordo com a Figura 7.14.

Os modelos que descrevem a supressão de J/ψ em experimentos de mais baixa energia do SPS e que são recalculados para as energias do RHIC subestimam o R_{AA} medido no PHENIX. Na Figura 7.15, a supressão direta [115] e a percolação do párton [202] são exemplos desta superestimativa para a supressão de J/ψ . Ambos os modelos incluem a blindagem da carga de cor a e dissociação de glúons do par $c\bar{c}$ ligado como explicado na Seção 2.8. A percolação do párton inclui as contribuições de ψ' e de χ_c na produção medida.

Chaudhuri [203] introduziu uma supressão anômala

$$S_{anom}(\vec{b}, \vec{s}) = \Theta \left[n(\vec{b}, \vec{s}) - n_c \right] \quad (7.5)$$

na probabilidade de sobrevivência do J/ψ , onde $n(\vec{b}, \vec{s})$ é a densidade transversa local e n_c é a densidade crítica para dissociar o J/ψ . Supondo uma absorção nuclear de 3 mb, e deixando n_c como um parâmetro livre, as curvas de sobrevivência foram

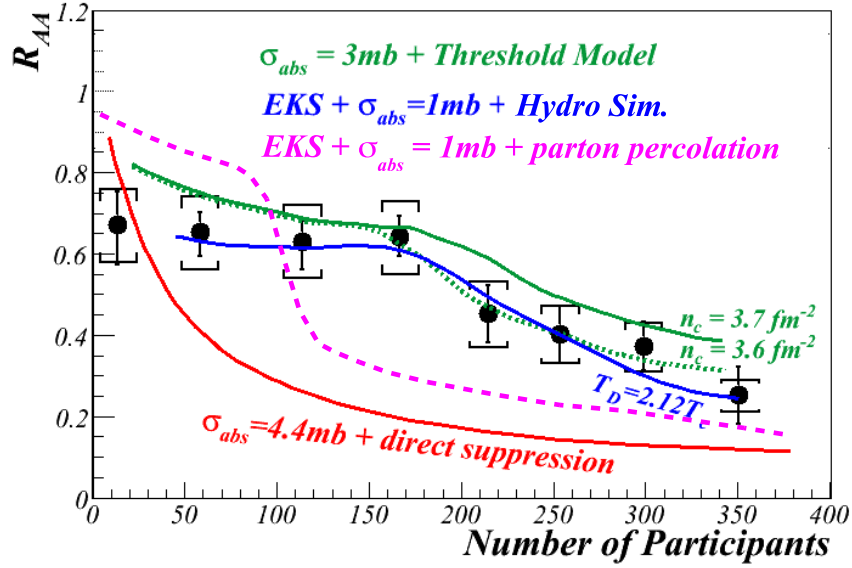


Figura 7.15: Estimativas para a supressão na matéria colorida testados no SPS (J/ψ diretos dissociados em glúons [115] e percolação partônica [202]) e ajustados aos pontos experimentais obtidos no PHENIX (dissociação a partir de um limiar [203] -*threshold model* - e modelo hidrodinâmico [204]).

ajustadas aos dados preliminares de R_{AA} (linhas verdes na Fig. 7.15). A curva que melhor descreve o comportamento da supressão de J/ψ sugere que $n_c = 3.6 \text{ fm}^{-2}$.

No trabalho apresentado por Gunji *et al.* [204], os estados de charmônio são introduzidos no plasma de quarks e glúons descrito descrito pela hidrodinâmica relativística de (3+1) dimensões. A função probabilidade de sobrevivência, obtida da evolução espaço-tempo do fluído da QGP, é ajustada à dependência com a centralidade da sobrevivência medida de J/ψ ao meio nuclear com três parâmetros: (i) temperatura de dissociação do χ_c (igual à do ψ'), (ii) J/ψ e (iii) contribuição de decaimento dos estados mais excitados do charmônio. A curva que melhor se ajusta aos dados é apresentada na Figura 7.15 como uma linha azul, correspondendo à temperatura de dissociação de $1.34 T_c$ para χ_c e $2.12 T_c$ para J/ψ com uma contribuição de 25% dos estados excitados.

Vários modelos de coalescência de charmônio são encontrados na literatura. Algumas das previsões de R_{AA} para estes modelos estão reproduzidas na Figura 7.16. Estes modelos são denominados:

Hadronização Estatística [114]: todos os charmônios produzidos nos estágios iniciais da colisão são dissolvidos no QGP, e os charmes aberto e fechado observados provêm do estágio de resfriamento;

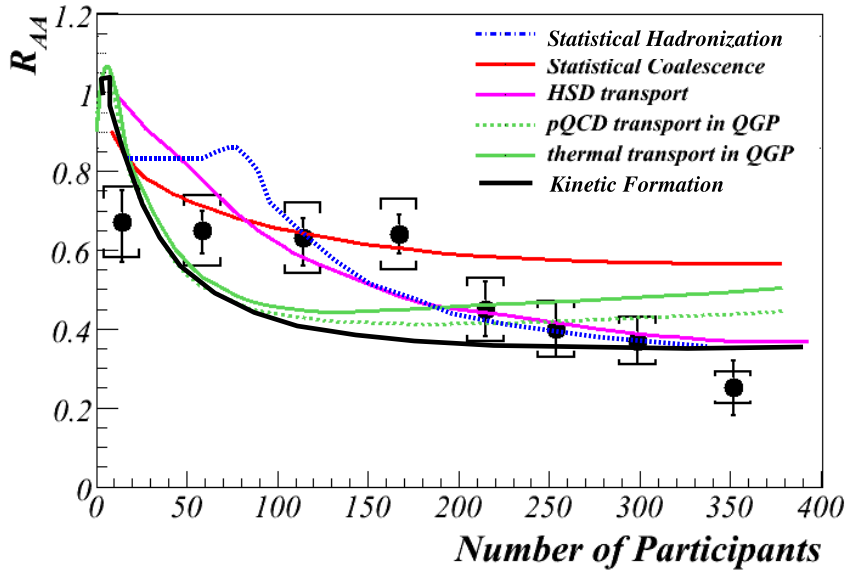


Figura 7.16: Estimativas R_{AA} para os modelos que incluem recombinação: hadronização estatística [114], coalescência estatística [205], *hadron-string-dynamics* (HSD) [141], transporte na QCD [206] e formação cinética [142].

Coalescência Estatística [205]: charmônio produzido perto do ponto de hadronização com taxa de charmes aberto e fechado determinada pela mecânica estatística no equilíbrio;

Transporte *Hadron-String-Dynamics*(HSD) [141]: equilíbrio de charmes abertos e fechados $J/\psi \leftrightarrow D^+D^-$ é determinado pelo valor do acoplamento efetivo $|M|^2$ na simulação HSD;

Transporte na QCD [206]: combinação de QGP (hidrodinâmica) e equações de transporte de J/ψ ;

Formação Cinética [142]: formação/dissociação contínua de J/ψ s no QGP;

Modelo de dois Componentes [115] : ao utilizar energias de ligação do meio para o J/ψ baseadas em resultados de *QCD na rede*, a dissociação/formação ocorre no QGP e no gás hadrônico determinado pelo modelo térmico da região quente (*fireball*);

Modelo de três Componentes [143]: J/ψ s são produzidos diretamente (fusão de párton na QCD primordial), termicamente (coalescência estatística na hadronização), e no QGP (fusão de párton no plasma).

7.3 Charmônio em Colisões de Íons Pesados Relativísticos. 173

Assinaturas da formação de J/ψ no meio incluem a supressão mais fraca ou aumento de J/ψ em rapidez central (Fig. 7.11 - painel direito), a observação do fluxo de J/ψ , como observado para charmes abertos em [43], e o não alargamento da distribuição de p_T (ou o não crescimento de $\langle p_T^2 \rangle$) com a centralidade.

A distribuição de p_T do charmônio produzido no estágio inicial, pela fusão de glúons ou aniquilamento de quarks, será alargada na medida que ocorrem espalhamentos múltiplos com o meio. Este efeito foi observado em experimentos do SPS, o $\langle p_T^2 \rangle$ aumenta com o comprimento do caminho atravessado pelos J/ψ s (Fig. 7.17 - painel direito). O alargamento da distribuição de p_T não é observado nas energias do RHIC, como mostra a Figura 7.17 - painel esquerdo. De acordo com os modelos de coalescência, este é um comportamento esperado para os J/ψ s formados no meio, já que não há muito espaço para espalhamentos múltiplos desses charmes fechados. Entretanto, a uniformidade observada para $\langle p_T^2 \rangle$ pode também ser explicada pelo modelo onde a dissociação ocorre a partir de um limiar de densidade [203] (*threshold model*).

Observa-se também na Figura 7.17 o "estreitamento" da distribuição de p_T em regimes de colisão envolvendo poucos núcleons. Para regimes com menos do que 20 colisões binárias, o $\langle p_T^2 \rangle$ é mais baixo em pelo menos um desvio padrão do que aquele medido em colisões $p+p$. A tendência é observada em três diferentes sistemas de colisão e ocorre provavelmente por causa da falta de informação de alto momento para estes canais periféricos, conforme se observa na Figura 6.15. Medidas com maiores estatísticas para p_T alto nestes regimes de colisão deverão confirmar ou não esta tendência.

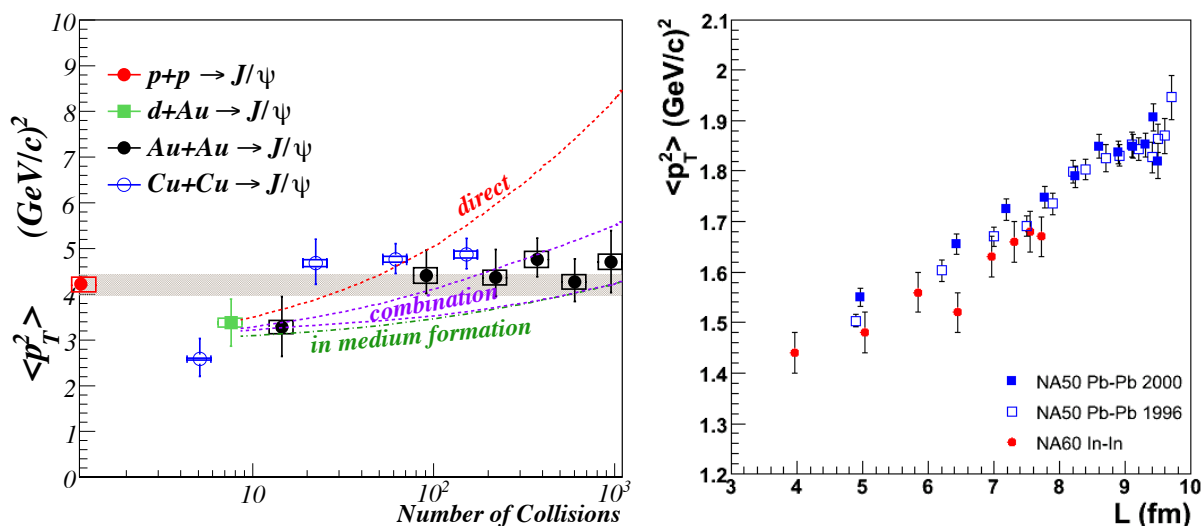


Figura 7.17: (Esquerda) $\langle p_T^2 \rangle$ como função do número de colisões para $p+p$, $Au + Au$, dados $Cu+Cu$ preliminares [194], e $d + Au$ [83] medidas no PHENIX. Todos os pontos foram calculados seguindo o método descrito na Seção 6.8.4. As curvas são estimativas apresentadas por Thews [207]. (Direita) $\langle p_T^2 \rangle$ como uma função do comprimento de caminho nuclear para os experimentos do SPS [10].

7.4 Conclusões Finais e Perspectivas.

Este trabalho apresenta um estudo sobre a formação de charmônio e sobre o seu comportamento em ambientes nucleares "normais" (Sessão 2.7) e "quentes" (Sessão 2.8) produzidos em colisões ultra-relativísticas entre prótons e entre íons pesados.

Os resultados apresentados em colisões $p+p$ não sugerem restrições aos três cálculos de QCD perturbativa utilizados para se inferir a formação de charmônio: NRQCD, CEM e fusão de 3 glúons (Sessão 2.6). O modelo NRQCD especialmente calculado para as energias do RHIC [63] com a densidade de párton CTEQ5M é o que mais se aproxima do comportamento observado no PHENIX nas medidas da seção de choque total e na dependência com a rapidez. Entretanto, este subestima a produção para momento transversal intermediário, sugerindo a inclusão da fragmentação de pártons nos cálculos futuros.

A medida de ψ' apresenta estatística insuficiente para fornecer distribuições de momento transversal que sejam úteis. A razão entre as seções de choque de ψ' e de J/ψ em rapidez central concorda plenamente com outras medidas realizadas em colisões de mais baixa energia e com previsões do modelo NRQCD (Fig. 7.8).

Medidas futuras devem focalizar na determinação das seções de choque direta e

indireta dos estados ψ' e χ , para se identificar a correta aplicação da QCD perturbativa na formação do charmônio. Medidas de polarização (2.46) de diferentes estados de charmônio também seriam úteis nesta tarefa. Distribuições de rapidez precisas ajudariam na escolha da distribuição de glúons.

O fator de 5 na supressão de J/ψ observado em colisões centrais é mais forte do que qualquer previsão que incluía apenas efeitos nucleares frios (Fig. 7.14). Modelos que descrevem a supressão anômala observada nos experimentos do SPS, sem a blindagem da carga de cor do estado ligado do $c\bar{c}$ no QGP (Sessão 2.7.4), falharam ao descrever o padrão apresentado neste trabalho.

A dependência do fator de modificação nuclear com a centralidade é surpreendentemente similar às mesmas medidas realizadas nos experimentos do SPS com energias de colisão 10 vezes mais baixa (Fig. 7.12). O padrão mostrando uma supressão maior para eventos centrais é visto em ambos os regimes de energia (Fig. 7.13). Uma das explicações inclui a blindagem seqüencial de diferentes estados de charmônio que decaem em J/ψ [198].

Ao se comparar os resultados apresentados com aqueles obtidos em rapidez dianteira, estes últimos parecem uniformemente suprimidos por um fator de 0.5 quando comparados aos primeiros (Fig. 7.10), o que sugere uma saturação de glúons nos estados iniciais das colisões explicada pelo CGC (Sessão 2.4.1 e Sessão 2.7.3) ou uma conseqüência da coalescência de J/ψ s na região de rapidez central (Sessão 2.8.2).

A observação do aumento do J/ψ em repouso (intervalo de rapidez central) para colisões quase centrais (Fig. 7.11), e o comportamento uniforme de $\langle p_T^2 \rangle$ para colisões centrais (Fig. 7.17) são indicações de formação de J/ψ s secundários a partir da coalescência de charmes, prevista por muitos modelos (Fig. 7.16). Se a medida de anisotropia azimutal de J/ψ a ser realizada em breve mostrar o fluxo de charmônio ligado, similar ao observado para charmes abertos, haverá uma forte evidência de sua formação secundária por coalescência [142].

Experimentos futuros terão como foco os efeitos da matéria nuclear fria (Sessão 2.7) em medidas de alta estatística em colisões $d + Au$. Esta absorção nuclear e as modificações de glúons tais como: *shadowing*, *anti-shadowing* e saturação de glúons são as principais fontes de incertezas na aplicação de diferentes modelos de supressão utilizados em colisões AA.

De acordo com o modelo da NRQCD (Sessão 2.6.1), χ_c é formado como um sin-

glete de cor e o J/ψ e o ψ' são formados como estados de octeto de cor [191]. Se uma medida da magnitude da absorção nuclear de χ_c for diferente daquela observada para estados de octetos de cor (ψ' e J/ψ direto), o modelo NRQCD-COM e a hipótese de neutralização da cor do par $c\bar{c}$ somente após a saída do núcleo (Seção 2.7.1) serão confirmados.

Finalmente, para se esclarecer a tendência similar na supressão J/ψ para diferentes energias, é mandatória a medida de fatores de modificação nuclear para o ψ' e para o χ_c em colisões Au + Au .

Bibliografia

- [1] **Quarkonium Working Group** Collaboration, N. Brambilla *et al.*, “Heavy quarkonium physics,” [hep-ph/0412158](#).
- [2] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane, and T.-M. Yan, “Charmonium: Comparison with Experiment,” *Phys. Rev.* **D21** (1980) 203.
- [3] D. Kharzeev and H. Satz, “Color confinement in hadron - nucleus collisions,” *Z. Phys.* **C60** (1993) 389–396.
- [4] W.-M. Yao *et al.*, “Review of Particle Physics,” *Journal of Physics G* **33** (2006) 1+.
- [5] H. Hahn *et al.*, “The RHIC design overview,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 245–263.
- [6] **PHENIX** Collaboration, K. Adcox *et al.*, “Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration,” *Nucl. Phys.* **A757** (2005) 184–283, [nucl-ex/0410003](#).
- [7] T. Matsui and H. Satz, “J/psi Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation,” *Phys. Lett.* **B178** (1986) 416.
- [8] **NA38** Collaboration, M. C. Abreu *et al.*, “J/psi, psi' and Drell-Yan production in S U interactions at 200-GeV per nucleon,” *Phys. Lett.* **B449** (1999) 128–136.
- [9] **NA50** Collaboration, B. Alessandro *et al.*, “A new measurement of J/psi suppression in Pb - Pb collisions at 158-GeV per nucleon,” *Eur. Phys. J.* **C39** (2005) 335–345, [hep-ex/0412036](#).
- [10] **NA60** Collaboration, E. Scomparin, “J/psi production in In In and p A collisions,” [nucl-ex/0703030](#).

- [11] NA50 Collaboration, M. C. Abreu *et al.*, "Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/psi suppression pattern measured in Pb Pb collisions at the CERN-SPS," *Phys. Lett.* **B477** (2000) 28–36.
- [12] K. J. Eskola, K. Kajantie, P. V. Ruuskanen, and K. Tuominen, "Scaling of transverse energies and multiplicities with atomic number and energy in ultrarelativistic nuclear collisions," *Nucl. Phys.* **B570** (2000) 379–389, [hep-ph/9909456](#).
- [13] K. Tuchin, "Heavy quark production from color glass condensate at RHIC," *J. Phys.* **G30** (2004) S1167–S1170, [hep-ph/0402298](#).
- [14] R. Vogt, "Baseline cold matter effects on J/psi production in A A collisions," *Acta Phys. Hung.* **A25** (2006) 97–103, [nucl-th/0507027](#).
- [15] A. Capella and E. G. Ferreira, "J/psi suppression at $s^{*1/2} = 200$ -GeV in the comovers interaction model," *Eur. Phys. J.* **C42** (2005) 419–424, [hep-ph/0505032](#).
- [16] R. L. Thews, M. Schroedter, and J. Rafelski, "Enhanced J/psi production in deconfined quark matter," *Phys. Rev.* **C63** (2001) 054905, [hep-ph/0007323](#).
- [17] *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, ch. 2. 1994.
- [18] K. Reygers, "Glauber Monte-Carlo Calculations for Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV," *Internal Analysis Notes* (2003).
- [19] S. Bethke, "Determination of the QCD coupling $\alpha(s)$," *J. Phys.* **G26** (2000) R27, [hep-ex/0004021](#).
- [20] H. D. Politzer, "RELIABLE PERTURBATIVE RESULTS FOR STRONG INTERACTIONS?," *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1346–1349.
- [21] D. J. Gross and F. Wilczek, "ULTRAVIOLET BEHAVIOR OF NON-ABELIAN GAUGE THEORIES," *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1343–1346.
- [22] K. G. Wilson, "CONFINEMENT OF QUARKS," *Phys. Rev.* **D10** (1974) 2445–2459.
- [23] W. E. Caswell and G. P. Lepage, "Effective Lagrangians for Bound State Problems in QED, QCD, and Other Field Theories," *Phys. Lett.* **B167** (1986) 437.

- [24] B. A. Thacker and G. P. Lepage, "Heavy quark bound states in lattice QCD," *Phys. Rev.* **D43** (1991) 196–208.
- [25] G. T. Bodwin, E. Braaten, and G. P. Lepage, "Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium," *Phys. Rev.* **D51** (1995) 1125–1171, [hep-ph/9407339](#).
- [26] R. J. Glauber, "Cross-sections in deuterium at high-energies," *Phys. Rev.* **100** (1955) 242–248.
- [27] D. Kharzeev and M. Nardi, "Hadron production in nuclear collisions at RHIC and high density QCD," *Phys. Lett.* **B507** (2001) 121–128, [nucl-th/0012025](#).
- [28] J. D. Bjorken, "Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions: The Central Rapidity Region," *Phys. Rev.* **D27** (1983) 140–151.
- [29] ZEUS Collaboration, J. Breitweg *et al.*, "ZEUS results on the measurement and phenomenology of F2 at low x and low Q**2," *Eur. Phys. J.* **C7** (1999) 609–630, [hep-ex/9809005](#).
- [30] L. V. Gribov, E. M. Levin, and M. G. Ryskin, "Semihard Processes in QCD," *Phys. Rept.* **100** (1983) 1–150.
- [31] E. Iancu, A. Leonidov, and L. McLerran, "The colour glass condensate: An introduction," [hep-ph/0202270](#).
- [32] M. Gyulassy and X.-N. Wang, "HIJING 1.0: A Monte Carlo program for parton and particle production in high-energy hadronic and nuclear collisions," *Comput. Phys. Commun.* **83** (1994) 307, [nucl-th/9502021](#).
- [33] D. Kharzeev and E. Levin, "Manifestations of high density QCD in the first RHIC data," *Phys. Lett.* **B523** (2001) 79–87, [nucl-th/0108006](#).
- [34] K. J. Eskola, P. V. Ruuskanen, S. S. Rasanen, and K. Tuominen, "Multiplicities and transverse energies in central A A collisions at RHIC and LHC from pQCD, saturation and hydrodynamics," *Nucl. Phys.* **A696** (2001) 715–728, [hep-ph/0104010](#).
- [35] E. V. Shuryak, "Quantum Chromodynamics and the Theory of Superdense Matter," *Phys. Rept.* **61** (1980) 71–158.

- [36] O. Kaczmarek, F. Karsch, E. Laermann, and M. Lutgemeier, "Heavy quark potentials in quenched QCD at high temperature," *Phys. Rev.* **D62** (2000) 034021, [hep-lat/9908010](#).
- [37] *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, ch. Supplement 9.2. 1994.
- [38] S. Datta, F. Karsch, P. Petreczky, and I. Wetzorke, "Behavior of charmonium systems after deconfinement," *Phys. Rev.* **D69** (2004) 094507, [hep-lat/0312037](#).
- [39] M. Asakawa and T. Hatsuda, "J/psi and eta/c in the deconfined plasma from lattice QCD," *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 012001, [hep-lat/0308034](#).
- [40] **STAR** Collaboration, J. Adams *et al.*, "Evidence from d + Au measurements for final-state suppression of high p(T) hadrons in Au + Au collisions at RHIC," *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 072304, [nucl-ex/0306024](#).
- [41] **PHENIX** Collaboration, S. S. Adler *et al.*, "High transverse momentum eta meson production in p + p, d + Au and Au + Au collisions at $s(\text{NN})^{1/2} = 200\text{-GeV}$," *Phys. Rev.* **C75** (2007) 024909, [nucl-ex/0611006](#).
- [42] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, "Scaling properties of azimuthal anisotropy in Au + Au and Cu + Cu collisions at $s(\text{NN})^{1/2} = 200\text{-GeV}$," [nucl-ex/0608033](#).
- [43] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, "Energy loss and flow of heavy quarks in Au + Au collisions at $s(\text{NN})^{1/2} = 200\text{-GeV}$," *Phys. Rev. Lett.* **98** (2006) 172301, [nucl-ex/0611018](#).
- [44] P. Huovinen, P. F. Kolb, U. W. Heinz, P. V. Ruuskanen, and S. A. Voloshin, "Radial and elliptic flow at RHIC: Further predictions," *Phys. Lett.* **B503** (2001) 58–64, [hep-ph/0101136](#).
- [45] T. Hirano and M. Gyulassy, "Perfect fluidity of the quark gluon plasma core as seen through its dissipative hadronic corona," *Nucl. Phys.* **A769** (2006) 71–94, [nucl-th/0506049](#).
- [46] E. Shuryak, "Why does the quark gluon plasma at RHIC behave as a nearly ideal fluid?," *Prog. Part. Nucl. Phys.* **53** (2004) 273–303, [hep-ph/0312227](#).

- [47] M. Gyulassy and L. McLerran, "New forms of QCD matter discovered at RHIC," *Nucl. Phys.* **A750** (2005) 30–63, [nucl-th/0405013](#).
- [48] P. F. Kolb and U. W. Heinz, "Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy-ion collisions," [nucl-th/0305084](#).
- [49] P. Kovtun, D. T. Son, and A. O. Starinets, "Viscosity in strongly interacting quantum field theories from black hole physics," *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 111601, [hep-th/0405231](#).
- [50] N. Armesto, M. Cacciari, A. Dainese, C. A. Salgado, and U. A. Wiedemann, "How sensitive are high-p(T) electron spectra at RHIC to heavy quark energy loss?," *Phys. Lett.* **B637** (2006) 362–366, [hep-ph/0511257](#).
- [51] PHENIX Collaboration, K. Adcox *et al.*, "Suppression of hadrons with large transverse momentum in central Au + Au collisions at $s^{1/2}(NN) = 130\text{-GeV}$," *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 022301, [nucl-ex/0109003](#).
- [52] PHENIX Collaboration, S. S. Adler *et al.*, "Suppressed π^0 production at large transverse momentum in central Au + Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 200\text{-GeV}$," *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 072301, [nucl-ex/0304022](#).
- [53] STAR Collaboration, J. Adams *et al.*, "Transverse momentum and collision energy dependence of high p(T) hadron suppression in Au + Au collisions at ultrarelativistic energies," *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 172302, [nucl-ex/0305015](#).
- [54] PHENIX Collaboration, S. S. Adler *et al.*, "Common suppression pattern of eta and π^0 mesons at high transverse momentum in Au + Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 200\text{-GeV}$," *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 202301, [nucl-ex/0601037](#).
- [55] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, and P. M. Zerwas, "Scaling Violations in Inclusive e^+e^- Annihilation Spectra," *Phys. Rev.* **D27** (1983) 105.
- [56] M. Beneke and I. Z. Rothstein, "Hadro-production of Quarkonia in Fixed Target Experiments," *Phys. Rev.* **D54** (1996) 2005–2016, [hep-ph/9603400](#).
- [57] E. L. Berger and D. L. Jones, "Inelastic Photoproduction of J/psi and Upsilon by Gluons," *Phys. Rev.* **D23** (1981) 1521–1530.

- [58] R. Baier and R. Ruckl, "Hadronic Production of J/ψ and Upsilon: Transverse Momentum Distributions," *Phys. Lett.* **B102** (1981) 364.
- [59] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, "Inclusive J/ψ , $\psi(2S)$ and b quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV," *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 3704–3708.
- [60] CDF Collaboration, D. Acosta *et al.*, "Cross section for forward J/ψ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV," *Phys. Rev.* **D66** (2002) 092001.
- [61] D0 Collaboration, S. Abachi *et al.*, " J/ψ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV," *Phys. Lett.* **B370** (1996) 239–248.
- [62] D0 Collaboration, B. Abbott *et al.*, "Small angle J/ψ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV," *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 35–40, [hep-ex/9807029](#).
- [63] F. Cooper, M. X. Liu, and G. C. Nayak, " J/ψ production in p p collisions at $s^{**}(1/2) = 200$ -GeV at RHIC," *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 171801, [hep-ph/0402219](#).
- [64] M. Whalley, "Parton Distribution Functions," tech. rep., Durham University.
- [65] E705 Collaboration, L. Antoniazzi *et al.*, "Production of J/ψ via ψ -prime and χ decay in 300- GeV/c proton and π^{\pm} - nucleon interactions," *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 383–386.
- [66] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, "Production of J/ψ mesons from χ_c meson decays in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV," *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 578–583.
- [67] CDF Collaboration, 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** (1997) 572–577.
- [68] M. Kramer, "Quarkonium production at high-energy colliders," *Prog. Part. Nucl. Phys.* **47** (2001) 141–201, [hep-ph/0106120](#).
- [69] CDF Collaboration, A. A. Affolder *et al.*, "Measurement of J/ψ and $\psi(2S)$ polarization in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV," *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 2886–2891, [hep-ex/0004027](#).
- [70] H. Fritzsche, "Producing Heavy Quark Flavors in Hadronic Collisions: A Test of Quantum Chromodynamics," *Phys. Lett.* **B67** (1977) 217.

- [71] F. Halzen, "CVC FOR GLUONS AND HADROPRODUCTION OF QUARK FLAVORS," *Phys. Lett.* **B69** (1977) 105.
- [72] M. Gluck, J. F. Owens, and E. Reya, "Gluon Contribution to Hadronic J/psi Production," *Phys. Rev.* **D17** (1978) 2324.
- [73] V. D. Barger, W. Y. Keung, and R. J. N. Phillips, "On psi and Upsilon Production via Gluons," *Phys. Lett.* **B91** (1980) 253.
- [74] R. Gavai *et al.*, "Quarkonium production in hadronic collisions," *Int. J. Mod. Phys.* **A10** (1995) 3043–3070, [hep-ph/9502270](#).
- [75] N. Kidonakis, E. Laenen, S. Moch, and R. Vogt, "Sudakov resummation and finite order expansions of heavy quark hadroproduction cross sections," *Phys. Rev.* **D64** (2001) 114001, [hep-ph/0105041](#).
- [76] V. A. Khoze, A. D. Martin, M. G. Ryskin, and W. J. Stirling, "Inelastic J/psi and Upsilon hadroproduction," *Eur. Phys. J.* **C39** (2005) 163–171, [hep-ph/0410020](#).
- [77] *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 1974.
- [78] D. Kharzeev and H. Satz, "Charmonium interaction in nuclear matter," *Phys. Lett.* **B356** (1995) 365–372, [hep-ph/9504397](#).
- [79] **FNAL E866/NuSea** Collaboration, M. J. Leitch *et al.*, "Measurement of J/psi and psi' suppression in p A collisions at 800-GeV/c," *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 3256–3260, [nucl-ex/9909007](#).
- [80] **E789** Collaboration, M. J. Leitch *et al.*, "Nuclear dependence of neutral D meson production by 800- GeV/c protons," *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 2542–2545.
- [81] S. J. Brodsky, P. Hoyer, A. H. Mueller, and W.-K. Tang, "New QCD production mechanisms for hard processes at large x," *Nucl. Phys.* **B369** (1992) 519–542.
- [82] D. Kharzeev and K. Tuchin, "Signatures of the color glass condensate in J/psi production off nuclear targets," *Nucl. Phys.* **A770** (2006) 40–56, [hep-ph/0510358](#).
- [83] **PHENIX** Collaboration, S. S. Adler *et al.*, "J/psi production and nuclear effects for d + Au and p + p collisions at $s(\text{NN})^{1/2} = 200\text{-GeV}$," *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 012304, [nucl-ex/0507032](#).

- [84] R. Granier de Cassagnac, "A d - Au data-driven prediction of cold nuclear matter effects on J/psi production in Au - Au collisions at RHIC," [hep-ph/0701222](#).
- [85] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen, and R. Vogt, "Obtaining the nuclear gluon distribution from heavy quark decays to lepton pairs in p A collisions," *Nucl. Phys.* **A696** (2001) 729–746, [hep-ph/0104124](#).
- [86] D. M. Alde *et al.*, "Nuclear dependence of dimuon production at 800-GeV. FNAL- 772 experiment," *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 2479–2482.
- [87] **New Muon** Collaboration, P. Amaudruz *et al.*, "A Reevaluation of the nuclear structure function ratios for D, He, Li-6, C and Ca," *Nucl. Phys.* **B441** (1995) 3–11, [hep-ph/9503291](#).
- [88] **FNAL E866** Collaboration, M. A. Vasilev *et al.*, "Parton energy loss limits and shadowing in Drell-Yan dimuon production," *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 2304–2307, [hep-ex/9906010](#).
- [89] N. N. Nikolaev and V. I. Zakharov, "Parton Model and Deep Inelastic Scattering on Nuclei," *Phys. Lett.* **B55** (1975) 397–399.
- [90] A. H. Mueller and J.-w. Qiu, "Gluon Recombination and Shadowing at Small Values of x," *Nucl. Phys.* **B268** (1986) 427.
- [91] M. Arneodo, "Nuclear effects in structure functions," *Phys. Rept.* **240** (1994) 301–393.
- [92] M. B. Johnson *et al.*, "Energy loss versus shadowing in the Drell-Yan reaction on nuclei," *Phys. Rev.* **C65** (2002) 025203, [hep-ph/0105195](#).
- [93] Y. L. Dokshitzer, "Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+ e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. (In Russian)," *Sov. Phys. JETP* **46** (1977) 641–653.
- [94] G. Altarelli and G. Parisi, "Asymptotic Freedom in Parton Language," *Nucl. Phys.* **B126** (1977) 298.
- [95] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, "Deep inelastic e p scattering in perturbation theory," *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 438–450.

- [96] A. L. Ayala Filho and V. P. Gonçalves, "The improved nuclear parton distributions," *Eur. Phys. J.* **C20** (2001) 343–348, [hep-ph/0101128](#).
- [97] F. Ayala, A. L., M. B. Gay Ducati, and E. M. Levin, "Unitarity boundary for deep inelastic structure functions," *Phys. Lett.* **B388** (1996) 188–196, [hep-ph/9607210](#).
- [98] A. Capella and D. Sousa, "J/psi suppression as a function of the energy of the zero degree calorimeter: Can it discriminate between deconfining and comovers interaction models?," [nucl-th/0110072](#).
- [99] A. Capella, E. G. Ferreira, and A. B. Kaidalov, "Non-saturation of the J/psi suppression at large transverse energy in the comovers approach," *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 2080–2083, [hep-ph/0002300](#).
- [100] N. Armesto, A. Capella, and E. G. Ferreira, "Charmonium suppression in lead lead collisions: Is there a break in the J/psi cross-section?," *Phys. Rev.* **C59** (1999) 395–404, [hep-ph/9807258](#).
- [101] M. E. Peskin, "Short Distance Analysis for Heavy Quark Systems. 1. Diagrammatics," *Nucl. Phys.* **B156** (1979) 365.
- [102] G. Bhanot and M. E. Peskin, "Short Distance Analysis for Heavy Quark Systems. 2. Applications," *Nucl. Phys.* **B156** (1979) 391.
- [103] D. Kharzeev and H. Satz, "Quarkonium interactions in hadronic matter," *Phys. Lett.* **B334** (1994) 155–162, [hep-ph/9405414](#).
- [104] C.-Y. Wong, E. S. Swanson, and T. Barnes, "Cross sections for pi and rho induced dissociation of J/psi and psi'," *Phys. Rev.* **C62** (2000) 045201, [hep-ph/9912431](#).
- [105] F. S. Navarra, M. Nielsen, R. S. Marques de Carvalho, and G. Krein, "Charmonium pion cross section from QCD sum rules," *Phys. Lett.* **B529** (2002) 87–92, [nucl-th/0105058](#).
- [106] F. O. Duraes, S. H. Lee, F. S. Navarra, and M. Nielsen, "J/psi dissociation by pions in QCD," *Phys. Lett.* **B564** (2003) 97–103, [nucl-th/0210075](#).

- [107] F. O. Duraes, H.-c. Kim, S. H. Lee, F. S. Navarra, and M. Nielsen, "Progress in the determination of the J/ψ π cross section," *Phys. Rev.* **C68** (2003) 035208, [nucl-th/0211092](#).
- [108] S. G. Matinyan and B. Muller, "A model of charmonium absorption by light mesons," *Phys. Rev.* **C58** (1998) 2994–2997, [nucl-th/9806027](#).
- [109] F. S. Navarra, M. Nielsen, M. E. Bracco, M. Chiapparini, and C. L. Schat, " D^* D π and B^* B π form factors from QCD sum rules," *Phys. Lett.* **B489** (2000) 319–328, [hep-ph/0005026](#).
- [110] F. S. Navarra, M. Nielsen, and M. E. Bracco, " D^* D π form factor revisited," *Phys. Rev.* **D65** (2002) 037502, [hep-ph/0109188](#).
- [111] R. D. Matheus, F. S. Navarra, M. Nielsen, and R. Rodrigues da Silva, "The J/ψ D D vertex in QCD sum rules," *Phys. Lett.* **B541** (2002) 265–272, [hep-ph/0206198](#).
- [112] M. E. Bracco, M. Chiapparini, A. Lozea, F. S. Navarra, and M. Nielsen, "D and ρ mesons: Who resolves who?," *Phys. Lett.* **B521** (2001) 1–6, [hep-ph/0108223](#).
- [113] H. Satz, "Colour deconfinement and quarkonium binding," *J. Phys.* **G32** (2006) R25, [hep-ph/0512217](#).
- [114] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel, "Statistical hadronization of charm in heavy-ion collisions at SPS, RHIC and LHC," *Phys. Lett.* **B571** (2003) 36–44, [nucl-th/0303036](#).
- [115] L. Grandchamp, R. Rapp, and G. E. Brown, "In-medium effects on charmonium production in heavy-ion collisions," *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 212301, [hep-ph/0306077](#).
- [116] V. Greco, C. M. Ko, and R. Rapp, "Quark coalescence for charmed mesons in ultrarelativistic heavy-ion collisions," *Phys. Lett.* **B595** (2004) 202–208, [nucl-th/0312100](#).
- [117] B. Zhang, C. M. Ko, B.-A. Li, Z.-W. Lin, and S. Pal, " J/ψ production in relativistic heavy ion collisions from a multi-phase transport model," *Phys. Rev.* **C65** (2002) 054909, [nucl-th/0201038](#).

- [118] E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, and H. Stoecker, "Open charm and charmonium production at RHIC," *Phys. Rev.* **C67** (2003) 054905, [nucl-th/0301083](#).
- [119] L. D. McLerran and B. Svetitsky, "Quark Liberation at High Temperature: A Monte Carlo Study of SU(2) Gauge Theory," *Phys. Rev.* **D24** (1981) 450.
- [120] O. Kaczmarek, F. Karsch, F. Zantow, and P. Petreczky, "Static quark anti-quark free energy and the running coupling at finite temperature," *Phys. Rev.* **D70** (2004) 074505, [hep-lat/0406036](#).
- [121] S. Digal, O. Kaczmarek, F. Karsch, and H. Satz, "Heavy quark interactions in finite temperature QCD," *Eur. Phys. J.* **C43** (2005) 71–75, [hep-ph/0505193](#).
- [122] E. V. Shuryak and I. Zahed, "Towards a theory of binary bound states in the quark gluon plasma," *Phys. Rev.* **D70** (2004) 054507, [hep-ph/0403127](#).
- [123] C.-Y. Wong, "Heavy quarkonia in quark gluon plasma," *Phys. Rev.* **C72** (2005) 034906, [hep-ph/0408020](#).
- [124] C.-Y. Wong and H. W. Crater, "Potential models and lattice gauge current-current correlators," *Phys. Rev.* **D75** (2007) 034505, [hep-ph/0610440](#).
- [125] W. M. Alberico, A. Beraudo, A. De Pace, and A. Molinari, "Heavy quark bound states above $T(c)$," *Phys. Rev.* **D72** (2005) 114011, [hep-ph/0507084](#).
- [126] D. Cabrera and R. Rapp, "Q anti-Q modes in the quark-gluon plasma," *Eur. Phys. J.* **A31** (2007) 858–861, [hep-ph/0610254](#).
- [127] W. M. Alberico, A. Beraudo, A. De Pace, and A. Molinari, "Quarkonia in the deconfined phase: Effective potentials and lattice correlators," *Phys. Rev.* **D75** (2007) 074009, [hep-ph/0612062](#).
- [128] T. Umeda, R. Katayama, O. Miyamura, and H. Matsufuru, "Study of charmonia near the deconfining transition on an anisotropic lattice with O(a) improved quark action," *Int. J. Mod. Phys.* **A16** (2001) 2215, [hep-lat/0011085](#).
- [129] T. Umeda, K. Nomura, and H. Matsufuru, "Charmonium at finite temperature in quenched lattice QCD," *Eur. Phys. J.* **C39S1** (2005) 9–26, [hep-lat/0211003](#).

- [130] H. Iida, T. Doi, N. Ishii, H. Suganuma, and K. Tsumura, "Charmonium properties in deconfinement phase in anisotropic lattice QCD," *Phys. Rev.* **D74** (2006) 074502, [hep-lat/0602008](#).
- [131] S. Datta, F. Karsch, S. Wissel, P. Petreczky, and I. Wetzorke, "Charmonia at finite momenta in a deconfined plasma," [hep-lat/0409147](#).
- [132] S. Datta, A. Jakovac, F. Karsch, and P. Petreczky, "Quarkonia in a deconfined gluonic plasma," *AIP Conf. Proc.* **842** (2006) 35–37, [hep-lat/0603002](#).
- [133] G. Aarts *et al.*, "Charmonium spectral functions in $N_f = 2$ QCD at high temperature," *PoS LAT2006* (2006) 126, [hep-lat/0610065](#).
- [134] G. Aarts, C. Allton, M. B. Oktay, M. Peardon, and J.-I. Skullerud, "Charmonium at high temperature in two-flavor QCD," [arXiv:0705.2198 \[hep-lat\]](#).
- [135] A. Jakovac, P. Petreczky, K. Petrov, and A. Velytsky, "Quarkonium correlators and spectral functions at zero and finite temperature," *Phys. Rev.* **D75** (2007) 014506, [hep-lat/0611017](#).
- [136] A. Mocsy and P. Petreczky, "Can quarkonia survive deconfinement?," [arXiv:0705.2559 \[hep-ph\]](#).
- [137] PHENIX Collaboration, A. Adare *et al.*, "Measurement of high-p(T) single electrons from heavy-flavor decays in p + p collisions at $\sqrt{s} = 200$ -GeV," *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 252002, [hep-ex/0609010](#).
- [138] M. Cacciari, P. Nason, and R. Vogt, "QCD predictions for charm and bottom production at RHIC," *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 122001, [hep-ph/0502203](#).
- [139] R. L. Thews, "Nonlinear behavior of quarkonium formation and deconfinement signals," *AIP Conf. Proc.* **631** (2002) 490–524, [hep-ph/0206179](#).
- [140] F. Carvalho, F. O. Duraes, F. S. Navarra, and M. Nielsen, "Hadronic form factors and the J/psi secondary production cross section: An update," *Phys. Rev.* **C72** (2005) 024902, [hep-ph/0508137](#).
- [141] E. L. Bratkovskaya, A. P. Kostyuk, W. Cassing, and H. Stoecker, "Charmonium chemistry in A + A collisions at relativistic energies," *Phys. Rev.* **C69** (2004) 054903, [nucl-th/0402042](#).

- [142] R. L. Thews, "Quarkonium formation in statistical and kinetic models," *Eur. Phys. J.* **C43** (2005) 97–102, [hep-ph/0504226](#).
- [143] F. O. Duraes, F. S. Navarra, and M. Nielsen, "On the $x(F)$ distribution of J/ψ 's produced in heavy ion collisions," *Phys. Rev.* **C68** (2003) 044904, [nucl-th/0210043](#).
- [144] PHENIX Collaboration, K. Adcox *et al.*, "PHENIX detector overview," *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 469–479.
- [145] PHENIX Collaboration, M. Allen *et al.*, "PHENIX inner detectors," *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 549–559.
- [146] C. Adler *et al.*, "The RHIC zero degree calorimeters," *Nucl. Instrum. Meth.* **A470** (2001) 488–499, [nucl-ex/0008005](#).
- [147] B. B. Back *et al.*, "The significance of the fragmentation region in ultrarelativistic heavy ion collisions," *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 052303, [nucl-ex/0210015](#).
- [148] T. Hachiya, K. Homma, T. Nakamura, and N. Sugita, "Study of the BBC trigger efficiency based on simulations for run-2 analysis," *Internal Analysis Notes* (2002).
- [149] PHENIX Collaboration, K. Adcox *et al.*, "PHENIX central arm tracking detectors," *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 489–507.
- [150] PHENIX Collaboration, J. T. Mitchell *et al.*, "Event reconstruction in the PHENIX central arm spectrometers," *Nucl. Instrum. Meth.* **A482** (2002) 491–512, [nucl-ex/0201013](#).
- [151] Y. Akiba *et al.*, "Ring imaging Cherenkov detector of PHENIX experiment at RHIC," *Nucl. Instrum. Meth.* **A433** (1999) 143–148.
- [152] PHENIX Collaboration, L. Aphecetche *et al.*, "PHENIX calorimeter," *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 521–536.
- [153] PHENIX Collaboration, S. S. Adler *et al.*, "PHENIX on-line systems," *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 560–592.
- [154] T. Gunji, "RICH mirror alignment calibration," tech. rep., PHENIX Collaboration., 2005.

- [155] *GEANT User's Guide*, 3.15. CERN Program Library.
- [156] A. Bazilevsky, "Relative measurements of BBC trigger efficiency in pp Runs 2, 3 and 4," *Internal Analysis Notes* (2002).
- [157] X. Wei, Y. Akiba, T. Gunji, A. Lebedev, M. Rozati, and C. Silva, " $J/\psi \rightarrow e^+ + e^-$ Measurement in PHENIX Run5 $p+p$ Collisions.," *Presentation in Heav/Light Workgroup* (2006).
- [158] Y. Akiba, "Poisson distribution, Negative Binomial distribution and event mixing," *Presentation in Heavy/Light Workgroup* (2005).
- [159] Y. Akiba *Private talk* (2007).
- [160] A. Spiridonov, "Bremsstrahlung in leptonic onia decays: Effects on mass spectra," [hep-ex/0510076](#).
- [161] S. D. Drell and T.-M. Yan, "Massive Lepton Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High-Energies," *Phys. Rev. Lett.* **25** (1970) 316–320.
- [162] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, "PYTHIA 6.4 physics and manual," *JHEP* **05** (2006) 026, [hep-ph/0603175](#).
- [163] T. Gunji, A. Lebedev, C. Silva, M. Rozati, K. Ozawa, F. Kajihara, Y. Akiba, H. Hamagaki, T. Frawley, X. Wei, E. Tujuba, and R. Cassagnac, " $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ in Run4 Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV/ c . Analysis after QM2005 and the final results.," *tech. rep.*, 2006.
- [164] D. M. Kaplan *et al.*, "Study of the high mass dimuon continuum in 400-GeV proton - nucleus collisions," *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 435.
- [165] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, "J/psi production vs centrality, transverse momentum, and rapidity in Au + Au collisions at $s(NN)^{(1/2)} = 200$ -GeV," *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 232301, [nucl-ex/0611020](#).
- [166] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, "J/psi production vs transverse momentum and rapidity in p + p collisions at $s^{(1/2)} = 200$ -GeV," *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 232002, [hep-ex/0611020](#).

- [167] **E672** Collaboration, A. Gribushin *et al.*, "Production of J/psi mesons in p Be collisions at 530-GeV/c and 800-GeV/c," *Phys. Rev.* **D62** (2000) 012001, [hep-ex/9910005](#).
- [168] **E598** Collaboration, J. J. Aubert *et al.*, "Experimental Observation of a Heavy Particle J," *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1404–1406.
- [169] **SLAC-SP-017** Collaboration, J. E. Augustin *et al.*, "Discovery of a Narrow Resonance in e+ e- Annihilation," *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1406–1408.
- [170] G. A. Schuler, "Quarkonium production and decays," [hep-ph/9403387](#).
- [171] **Annecy(LAPP)-Brussels-Freiburg** Collaboration, A. Bamberger *et al.*, "J / PSI PRODUCTION BY 24-GeV/c PROTONS," *Nucl. Phys.* **B134** (1978) 1.
- [172] Y. M. Antipov *et al.*, "J/psi Particle Production by 70-GeV/c Protons," *Phys. Lett.* **B60** (1976) 309.
- [173] K. J. Anderson *et al.*, "Production of Muon Pairs by 150-GeV/c pi+ and Protons," *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976) 237.
- [174] K. J. Anderson *et al.*, "Inclusive mu - Pair Production at 150-GeV by pi+ Mesons and Protons," *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 799.
- [175] **NA3** Collaboration, J. Badier *et al.*, "Experimental J/psi Hadronic Production from 150-GeV/c to 280-GeV/c," *Z. Phys.* **C20** (1983) 101.
- [176] J. G. Branson *et al.*, "Production of the J/psi and psi-prime (3.7) by 225-GeV/c pi+- and Proton Beams on C and SN Targets," *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 1331–1334.
- [177] **UA6** Collaboration, C. Morel *et al.*, "Measurement of the inclusive J / psi production cross- sections in anti-p p and p p collisions at $s^{**}(1/2) = 24.3$ - GeV," *Phys. Lett.* **B252** (1990) 505–510.
- [178] H. D. Snyder *et al.*, "Production of psi (3100) and psi-prime (3700) in p Be Collisions at 400-GeV," *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976) 1415.
- [179] **E672** Collaboration, V. Abramov *et al.* *FERMILAB-PUB-91/62-E (Unpublished)* (1991).

- [180] E. Nagy *et al.*, "OBSERVATION OF HIGH MASS $\mu^+ \mu^-$ PAIRS AT THE ISR," *Phys. Lett.* **B60** (1975) 96.
- [181] A. G. Clark *et al.*, "ELECTRON PAIR PRODUCTION AT THE CERN ISR," *Nucl. Phys.* **B142** (1978) 29.
- [182] CDF Collaboration, D. Acosta *et al.*, "Measurement of the J/ψ meson and b -hadron production cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1960$ GeV," *Phys. Rev.* **D71** (2005) 032001, [hep-ex/0412071](#).
- [183] H. Sato, " J/ψ production in $p + p$ collisions at $s^{*1/2} = 200$ - GeV," *Mem. Fac. Sci. Kyoto (Ser. A Phys. Astrophys. Geophys. Chem.)* **44** (2003) 89–193, [hep-ph/0305239](#).
- [184] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, and R. S. Thorne, "MRST2001: Partons and $\alpha(s)$ from precise deep inelastic scattering and Tevatron jet data," *Eur. Phys. J.* **C23** (2002) 73–87, [hep-ph/0110215](#).
- [185] CTEQ Collaboration, H. L. Lai *et al.*, "Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions," *Eur. Phys. J.* **C12** (2000) 375–392, [hep-ph/9903282](#).
- [186] M. Gluck, E. Reya, and A. Vogt, "Dynamical parton distributions revisited," *Eur. Phys. J.* **C5** (1998) 461–470, [hep-ph/9806404](#).
- [187] M. Gluck, E. Reya, and A. Vogt, "Dynamical parton distributions of the proton and small x physics," *Z. Phys.* **C67** (1995) 433–448.
- [188] PHENIX Collaboration, A. Bickley, "Heavy quarkonia production in $p + p$ collisions from the PHENIX experiment," [nucl-ex/0701037](#).
- [189] J. Pumplin *et al.*, "New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis," *JHEP* **07** (2002) 012, [hep-ph/0201195](#).
- [190] J. F. Amundson, O. J. P. Eboli, E. M. Gregores, and F. Halzen, "Quantitative tests of color evaporation: Charmonium production," *Phys. Lett.* **B390** (1997) 323–328, [hep-ph/9605295](#).
- [191] R. Vogt, " J/ψ production and suppression," *Phys. Rept.* **310** (1999) 197–260.

- [192] HERA-B Collaboration, J. Spengler, "Quarkonia production with the HERA-B experiment," *J. Phys.* **G30** (2004) S871–S878, [hep-ex/0403043](#).
- [193] X. "Wei, ""Run3 d+Au J/Psi re-analysis""." "Internal analysis note."
- [194] PHENIX Collaboration, T. Gunji, "Centrality dependence of J/psi production in Au + Au and Cu + Cu collisions by the PHENIX experiment at RHIC," [nucl-ex/0703004](#).
- [195] NA51 Collaboration, M. C. Abreu *et al.*, "J/psi, psi' and Drell-Yan production in p p and p d interactions at 450-GeV/c," *Phys. Lett.* **B438** (1998) 35–40.
- [196] L. Kluberg, "20 years of J/psi suppression at the CERN SPS: Results from experiments NA38, NA51 and NA50," *Eur. Phys. J.* **C43** (2005) 145–156.
- [197] PHENIX Collaboration, S. S. Adler *et al.*, "Systematic studies of the centrality and $s(\text{NN})^{1/2}$ dependence of $dE(T)/d\mu$ and $dN(\text{ch})/d\mu$ in heavy ion collisions at mid-rapidity," *Phys. Rev.* **C71** (2005) 034908, [nucl-ex/0409015](#).
- [198] F. Karsch, D. Kharzeev, and H. Satz, "Sequential charmonium dissociation," *Phys. Lett.* **B637** (2006) 75–80, [hep-ph/0512239](#).
- [199] J.-w. Qiu, J. P. Vary, and X.-f. Zhang, "J/psi suppression in nucleus nucleus collisions," *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 232301, [hep-ph/9809442](#).
- [200] A. M. Glenn, D. Molnar, and J. L. Nagle, "Effects of multiple scattering in cold nuclear matter on J/psi suppression and in heavy ion collisions," *Phys. Lett.* **B644** (2007) 119–125, [nucl-th/0602068](#).
- [201] A. Capella and E. G. Ferreira, "Why does the J/psi nuclear absorption decrease with increasing energy?," [hep-ph/0610313](#).
- [202] S. Digal, S. Fortunato, and H. Satz, "Predictions for J/psi suppression by parton percolation," *Eur. Phys. J.* **C32** (2004) 547–553, [hep-ph/0310354](#).
- [203] A. K. Chaudhuri, "J/psi production in Au + Au / Cu + Cu collisions at $s(\text{NN})^{1/2} = 200\text{-GeV}$ and the threshold model," *Phys. Rev.* **C75** (2007) 044902, [nucl-th/0610031](#).
- [204] T. Gunji, H. Hamagaki, T. Hatsuda, and T. Hirano, "Onset of J/psi melting in quark-gluon fluid at RHIC," [hep-ph/0703061](#).

- [205] A. P. Kostyuk, M. I. Gorenstein, H. Stoecker, and W. Greiner, "Charm coalescence at RHIC," *Phys. Rev.* **C68** (2003) 041902, [hep-ph/0305277](#).
- [206] L. Yan, P. Zhuang, and N. Xu, "Competition between J/psi suppression and regeneration in quark-gluon plasma," *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 232301, [nucl-th/0608010](#).
- [207] R. L. Thews, "Quarkonium production via recombination," *Nucl. Phys.* **A783** (2007) 301–308, [hep-ph/0609121](#).