

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
INSTITUTO DE FÍSICA

# Supressão de $J/\Psi$ em Processos Próton-Núcleo e Núcleo-Núcleo Devido aos Efeitos de Alta Densidade. \*

Luiz Fernando Mackedanz

Dissertação realizada sob orientação da Professora Dra. Maria Beatriz Gay Ducati (IF-UFRGS) e co-orientação do Professor Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves (IFM-UFPEL) e apresentado ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento parcial dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física.

Porto Alegre  
Maio de 2003.

---

\* Trabalho financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

Este trabalho é dedicado

aos meus pais, Hélio e Marlê,  
à minha irmã Lia, seu marido Marcos  
e meu sobrinho Diego,  
pelo total apoio e incentivo.

”... Possuo um livro, muito mais curto que Aristóteles e Ovídio, no qual estão contidas todas as ciências, e com muito pouco estudo pode-se retirar dele um sistema perfeito ao extremo, e esse livrinho é o alfabeto.”

Galileu

# Agradecimentos

★ A minha orientadora Profa. Maria Beatriz Gay Ducati, pelo estímulo constante e pelas inúmeras questões levantadas, sem as quais este trabalho não teria se desenvolvido desta forma;

★ Ao meu coorientador Prof. Victor Paulo Barros Gonçalves, pelo incentivo ao longo do trabalho, bem como pelas aulas e discussões, onde muito da parte teórica deste trabalho foi esclarecida. Sua colaboração e presteza foram fundamentais, principalmente na parte final deste trabalho;

★ Aos meus amigos do Grupo de Fenomenologia de Partículas de Altas Energias: Magno, Marcos André, Cristiano e Werner, pelas discussões e pela ajuda durante estes dois anos;

★ Aos amigos em Pelotas, que "abandonei" quando parti para Porto Alegre, e agradeço especialmente a Sheila, pela constante alegria, pelo companheirismo e pelo apoio e força, principalmente nestes últimos meses;

★ Aos colegas do apartamento 408: Leonardo, Mauro, Maurício e Mário, pela convivência, nem sempre amigável, destes dois anos. *Sit vis nobiscum*;

★ Ao pessoal da internet: Aline, Mônia, Camila, Letíssia, Simone, Bianca, e outras pessoas que alegraram diversos fins de semana;

★ Aos colegas e amigos do Departamento de Física do IFM-UFPel, especialmente aos amigos que se formaram comigo, em 2000;

★ Aos amigos da sala M204 e arredores, que contribuíram para a formação de um ambiente de agradável convivência e trabalho no IF;

★ Aos professores e funcionários do Departamento de Física da UFPel, pelo incentivo, e do IF-UFRGS, pela contribuição de uma ou outra forma para este trabalho;

★ E, acima de tudo, a Deus.

# Resumo

A supressão da produção do méson  $J/\Psi$  em colisões de íons pesados tem sido apontada como um sinal da formação de um estado desconfinado da matéria - o Plasma de Quarks e Glúons. Este sinal, porém, não é inequívoco e muitos modelos, que não assumem a formação do plasma, podem descrever igualmente bem os resultados da colaboração NA50, no CERN, que apontou uma supressão anômala, não explicada pela absorção nuclear, nas colisões mais centrais entre íons de chumbo. De modo geral, estes modelos, considerando ou não a formação do plasma, procuram explicar os resultados experimentais através de mecanismos que causam a supressão no estado final da colisão, isto é, mecanismos que agem sobre as partículas produzidas na colisão. Por outro lado, para núcleos pesados e em processos envolvendo altas energias, as distribuições partônicas nucleares são alteradas em relação às distribuições para nucleons livres. Estas alterações ocorrem devido ao fato das dimensões do nucleon serem um limite geométrico para o crescimento das distribuições - seu vínculo de unitariedade - pois o meio nuclear, em altas energias, apresenta uma alta densidade partônica. A existência deste vínculo de unitariedade requer modificações das distribuições partônicas, o que deve ser considerado nos cálculos das seções de choque nucleares. Tais modificações afetam a produção de hádrons no estado final, diminuindo sua taxa de produção.

Nesse trabalho, investigamos a inclusão dos efeitos de alta densidade nas distribuições partônicas para o tratamento da supressão de  $J/\Psi$  em colisões envolvendo alvos nucleares. Estes efeitos são decorrentes do aumento da distribuição de glúons na região de pequeno  $x$  (altas energias). A evolução DGLAP, que considera apenas a emissão de pártons, prevê um crescimento ilimitado da distribuição de glúons nesta região, quebrando assim o vínculo da unitariedade. Por isso, o mecanismo de recombinação partônica passa a contribuir para restaurar a unitariedade. Estes efeitos de recombinação, basicamente, são tratados como os efeitos de alta densidade referidos nesse trabalho, alterando as distribuições partônicas nucleares. Utilizamos processos próton-núcleo para estimar a magnitude destes efeitos, uma vez que estes processos não apresentam um meio nuclear tão denso quanto o proporcionado por colisões núcleo-núcleo. Esta premissa torna os processos próton-núcleo testes mais confiáveis para a investigação dos efeitos de alta densidade. Analisamos em especial a razão entre as taxas de produção do méson  $J/\Psi$  e do par de léptons, via processo Drell-Yan, uma vez que este observável é utilizado para apontar a supressão na produção de  $J/\Psi$ .

Estendemos esta análise para processos núcleo-núcleo, onde novos mecanismos de supressão, entre eles a formação do Plasma de Quarks e Glúons são esperados. Os resultados aqui apresentados mostram que a inclusão dos efeitos de alta densidade introduz uma supressão adicional na produção de  $J/\Psi$ , que se torna mais significativa com o aumento da energia do processo. Nossa conclusão é, portanto, que estes efeitos devem ser incorporados na análise deste sinal em experimentos realizados em RHIC e LHC.

# Abstract

$J/\Psi$  suppression in heavy ion collisions has been appointed as a signature of the onset of a deconfined matter state - the Quark Gluon Plasma. However, this signature is not unambiguous since there are other models, without the plasma formation assumption, which can describe equally well the CERN NA50 Collaboration experimental data. These models, in general, try to explain NA50 experimental data, not explained by nuclear absorption, with mechanisms associated to the final state interactions, i.e., these mechanisms act in the particles produced in the collision. On the other hand, for heavy nuclei and for high energy processes, the nuclear partonic distributions are modified with respect to the free nucleon one. These modifications are due to the fact that the nucleon dimensions are a geometric bound for the distributions growth - unitarity constraint - since the nuclear medium presents a high partonic density in high energies. This constraint implies modifications into partonic distributions, which could be considered for nuclear cross sections calculations. These changes modify the final state hadron production, suppressing its production rate.

In this work, we investigate the inclusion of these high density effects, required by the unitarity constraint, in the treatment of  $J/\Psi$  suppression in collisions with nuclear targets. These effects are due to the growth of gluon distribution in the small- $x$  region. The DGLAP evolution, which considers only parton emission, predicts an unlimited growth for gluon distribution in this region, violating the unitarity constraint. Hence, the mechanism of partonic recombination begins to contribute for unitarity restoration. Basically, the high density effects referred in this work are given by these recombination effects, which modify the nuclear partonic distribution. We study proton-nucleus processes to estimate the magnitude of these effects, since these processes do not present a nuclear medium as dense as that formed in nucleus-nucleus processes. This assumption makes the proton-nucleus processes a more reliable test for the inclusion of the high density effects. We analyze the ratio between  $J/\Psi$  production rate and dilepton production, via Drell-Yan process, once this observable is adequate to sign the  $J/\Psi$  suppression. We extend this analysis for nucleus-nucleus processes, where new suppression mechanisms, among them the Quark Gluon Plasma, can take place. The results presented here show that the inclusion of these effects introduces an additional suppression in the  $J/\Psi$  production, which becomes more significant with the increasing of the center of mass energy. Our conclusion is that these effects must be included already in the analysis of this signature of Quark Gluon Plasma formation in the RHIC and LHC kinematic region.

# Índice

<b>Introdução</b> . . . . .	1
<b>1. A Cromodinâmica Quântica</b> . . . . .	6
1.1 A QCD como Teoria de Campos . . . . .	6
1.2 O Espalhamento Profundamente Inelástico e o Modelo de Pártons . . . . .	8
1.3 Violação do escalamento e as equações de evolução DGLAP . . . . .	15
1.4 O processo Drell-Yan . . . . .	22
1.5 Parametrizações . . . . .	25
1.5.1 Análise Global . . . . .	26
1.5.2 Parametrizações MRST . . . . .	27
1.5.3 Parametrizações GRV . . . . .	28
1.6 Conclusão . . . . .	32
<b>2. A produção de quarkônio em processos hadrônicos</b> . . . . .	34
2.1 O Quarkônio e Sua Espectroscopia . . . . .	35
2.2 Hadroprodução de quarks pesados . . . . .	36
2.3 Modelos de Produção . . . . .	40
2.3.1 Modelo Singleto de Cor (CSM) . . . . .	41
2.3.2 Modelo Octeto de Cor (COM) . . . . .	43
2.3.3 Modelo de Evaporação de Cor (CEM) . . . . .	44
2.4 Predições do CEM para processos $pp$ . . . . .	46
2.5 Conclusão . . . . .	49
<b>3. Efeitos nucleares e dinâmicos no DIS nuclear</b> . . . . .	50
3.1 Descrição dos processos nucleares . . . . .	50
3.1.1 O DIS para sistemas nucleares . . . . .	51
3.2 Parametrizações dos efeitos nucleares . . . . .	54
3.2.1 A parametrização EKS . . . . .	55
3.2.2 A parametrização HKM . . . . .	56



3.2.3	A parametrização HIJING . . . . .	58
3.2.4	Comparações e discussão . . . . .	59
3.3	Estudo dos efeitos de alta densidade . . . . .	61
3.3.1	Efeitos de alta densidade no DIS - o Formalismo Glauber-Mueller . . . . .	67
3.3.2	Descrição generalizada dos efeitos nucleares . . . . .	69
3.4	Conclusão . . . . .	72
<b>4.</b>	<b>A produção de quarkônio em processos próton-núcleo . . . . .</b>	<b>73</b>
4.1	O quarkônio em colisões $pA$ . . . . .	73
4.2	Efeitos de alta densidade na produção de $J/\Psi$ . . . . .	76
4.3	Supressão de $J/\Psi$ devido aos efeitos de alta densidade . . . . .	79
4.4	Conclusão . . . . .	84
<b>5.</b>	<b>Supressão de <math>J/\Psi</math> como um sinal do Plasma de Quarks e Glúons . . . . .</b>	<b>85</b>
5.1	O Plasma de Quarks e Glúons . . . . .	86
5.1.1	A transição de fase na QCD . . . . .	86
5.2	Supressão de $J/\Psi$ no QGP . . . . .	88
5.3	Motivação experimental e resultados . . . . .	91
5.3.1	O modelo de Glauber para colisões nucleares . . . . .	92
5.3.2	Resultados experimentais . . . . .	96
5.4	Os modelos para descrever a supressão de quarkônio . . . . .	98
5.4.1	Supressão por mecanismos convencionais . . . . .	98
5.4.2	Supressão pela formação do QGP . . . . .	101
5.4.3	Outras abordagens . . . . .	102
5.5	Conclusão . . . . .	104
<b>6.</b>	<b>A produção de quarkônio em processos núcleo-núcleo . . . . .</b>	<b>106</b>
6.1	Efeitos de alta densidade em colisões $AA$ . . . . .	107
6.2	Modelo de absorção nuclear não convencional . . . . .	111
6.3	Efeitos de alta densidade na supressão de $J/\Psi$ . . . . .	115
6.4	Conclusões e comentários . . . . .	119
	<b>Conclusão e Perspectivas . . . . .</b>	<b>120</b>
	<b>Referências . . . . .</b>	<b>124</b>

# Acrônimos

- QCD - Quantum Chromodynamics
- QED - Quantum Electrodynamics
- pQCD - perturbative Quantum Chromodynamics
- DIS - Deep Inelastic Process
- DY - Drell-Yan
- DGLAP - Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli e Parisi
- BFKL - Balitsky, Fadin, Kuraev e Lipatov
- GLR - Gribov, Levin e Ryskin
- AGL - Ayala, Gay Ducati e Levin
- BK - Balitsky e Kovchegov
- MV-JKLW - McLerran e Venugopalan - Jalilian-Marian, Kovner, Leonidov e Weigert
- GM - Glauber-Mueller

- AG - Ayala e Gonçalves
- DLA - Double Logarithmic Approximation
- LO - Leading Order
- NLO - Next-to Leading Order
- GRV - Gluck, Reya e Vogt
- MRS - Martin, Roberts e Stirling
- MRST - Martin, Roberts, Stirling e Thorne
- CTEQ - Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD
- EKS - Eskola, Kolhinen e Salgado
- HKM - Hirai, Kumano e Miyama
- HIJING - Heavy Ion Jet INteraction Generator
- $\overline{MS}$  - Massive Scheme
- HERA - Hadron-Electron Ring Accelerator
- HERA-A - Hadron-Electron Ring Accelerator (alvos nucleares)
- DESY - Deutsches Elektronen-Synchrotron

- 
- CERN - European Organization for Nuclear Research
  - FERMILAB, FNAL - Fermi National Accelerator Laboratory
  - CDF - The Detector Collider at Fermilab
  - EMC - European Muon Collaboration
  - NMC - New Muon Collaboration
  - SLAC - Stanford Linear Accelerator Center
  - RHIC - Relativistic Heavy Ion Collider
  - eRHIC - Relativistic Heavy Ion Collider (feixe de elétrons)
  - SPS - Super Proton Synchrotron
  - LHC - Large Hadron Collider
  - CSM - Color Singlet Model
  - COM - Color Octet Model
  - CEM - Color Evaporation Model
  - NRQCD - Non-Relativistic Quantum Chromodynamics
  - QGP - Quark Gluon Plasma

- QVZ - Qiu, Vary e Zhang

# Introdução

Na Natureza observamos bárions e mésons, que são partículas de cor neutra formadas de quarks e glúons (coletivamente denominados pártons). Em um bárion, a combinação de três quarks constituintes, cada um com uma cor diferente, forma um estado de cor neutra. Em um méson, o estado de cor neutra é constituído por um quark colorido e antiquark com a respectiva anticor. Além desses estados singlete de cor, a Cromodinâmica Quântica (QCD) prediz a formação de um plasma de quark-glúons (QGP) para condições de temperatura e pressão elevadas. Uma das características básicas da teoria das interações fortes é o decréscimo da constante de acoplamento para altas energias. Portanto, para um meio com uma densidade de energia elevada, os quarks e glúons deverão formar um gás partônico, que podemos identificar como sendo o plasma. Os cálculos realizados utilizando a QCD na rede predizem que tal fase da matéria desconfinada de quarks e glúons deverá ser obtida a partir da matéria hadrônica ordinária para temperaturas da ordem de  $200 \text{ MeV}$  e densidades de energia de aproximadamente  $3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ .

O QGP é um sistema denso de quarks e glúons desconfinados, o qual pode estar presente no núcleo das estrelas de nêutrons e pode ter existido no Universo primordial, assim como pode ser formado em colisões de íons pesados. Entretanto, diferentemente das fontes cosmológicas da matéria de quark-glúon, as quais somente fornecem informações indiretas e limitadas, as colisões de íons pesados podem fornecer evidências da formação de um QGP, como os resultados da colaboração NA50, no CERN, apesar destes ainda não fornecerem uma prova inequívoca. Recentemente, os primeiros resultados da multiplicidade de partículas carregadas no colisionador RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) foram publicados pelas colaborações PHOBOS, STAR, PHENIX e BRAHMS. Estes resultados deram início a era dos colisionadores nos experimentos com íons pesados relativísticos, assim como a era dos estudos das propriedades do QGP. A descrição usual da evolução espaço-tempo destas colisões é a seguinte: A máxima sobreposição dos núcleos colidindo, que estão altamente contraídos (contração de Lorentz), define o tempo próprio  $\tau = 0$  no sistema de referência considerado. Através dos múltiplos espalhamentos entre os pártons iniciais (estágio de pré-equilíbrio), o sistema deverá estabelecer o equilíbrio térmico no instante  $\tau_0$ . Para as energias envolvidas nos futuros colisionadores, a temperatura inicial  $T_0$  deverá ser suficientemente elevada, permitindo a formação do plasma. Posteriormente, o sistema expande e resfria. No instante  $\tau_c^q$ , a temperatura de transição  $T_c$  ocorre, dando início à transição de fase. As-

sumindo uma transição de fase de primeira ordem, uma fase mista (MP) com temperatura constante  $T_c$  ocorre, com os quarks e glúons confinando-se em hádrons. O sistema resfria além, com toda a matéria quarkônica transformando-se em matéria hadrônica. Este estágio completa-se no instante  $\tau_c^h$ . Os hádrons produzidos ainda interagem entre si, formando um gás hadrônico quente (HHG). Quando este sistema resfria à temperatura  $T_f$ , os hádrons passam a comportar-se como estando livres e deixam a zona de colisão.

Teoricamente, o estágio inicial da evolução destas colisões nucleares é governado pelos glúons que dominam a função de onda dos núcleos e possuem grande probabilidade de interação. Neste cenário, o grande número de partículas produzidas cria um plasma caracterizado por uma alta temperatura e densidade formado predominantemente por glúons e um considerável número de quarks. Tal condição extrema é esperada para influenciar significativamente os sinais do plasma de quarks e glúons. Portanto, a correta descrição desta fase da evolução é fundamental para a caracterização da posterior evolução hidrodinâmica, e para o cálculo dos observáveis que irão comprovar a formação do plasma: os sinais. Um sinal ideal é aquele fenômeno físico observável que pode somente ser descrito assumindo a produção da fase QGP. Este sinal não deverá ser passível de descrição em qualquer modelo que não assuma a transição de fase a uma fase desconfiada. Assim, sinais potenciais deverão ser analisados tanto nos cenários que assumem uma transição de fase como naqueles em que esta não se faz presente. Além disso, estes resultados podem ser complementados por medidas experimentais das multiplicidades hadrônicas finais e outros observáveis globais, que dependem de todas as fases da evolução.

Entre estes sinais, o méson  $J/\Psi$  tem um papel especial. Devido a sua grande energia de ligação e pequeno tamanho, espera-se que este estado seja fracamente afetado por interações em um meio hadrônico. Por outro lado, como foi proposto por Matsui e Satz, em 1986, se ocorre a formação de um plasma, o méson  $J/\Psi$  terá sua formação inibida devido à blindagem da carga de cor por quarks e glúons movendo-se livremente. Em princípio, portanto, a observação de uma supressão na produção dos mésons  $J/\Psi$  para uma dada colisão nuclear a uma dada energia seria um forte sinal da presença de um plasma. Porém, espera-se que, em altas energias, como as disponíveis para RHIC e LHC (*Large Hadron Collider*), efeitos dinâmicos, devido às altas densidades partônicas envolvidas na colisão, modifiquem a taxa de produção dos pares charm-anticharm, necessários para a formação do estado ligado  $J/\Psi$ . Estes efeitos têm lugar na região cinemática de pequeno  $x$ . Baseando-se no formalismo desenvolvido por Ayala, Gay Ducati e Levin (AGL), em seu limite Glauber-Mueller, uma parametrização que considera os efeitos de alta densidade nas distribuições partônicas foi proposta por Ayala e Gonçalves (AG), modificando a parametrização proposta por Eskola, Kolhinen e Salgado (EKS), que realiza um ajuste global aos resultados de processos de espalhamento profundamente inelástico nuclear, considerando portanto os efeitos de som-

breamento nuclear. Esta parametrização ajusta os resultados experimentais na região de pequeno  $x$ , uma vez que usa a evolução proposta por Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli e Parisi (DGLAP), que não considera o vínculo da unitariedade das distribuições partônicas. A parametrização AG leva em conta também os efeitos de alta densidade.

Neste trabalho, consideramos a produção e supressão do méson  $J/\Psi$  em colisões nucleares, investigando o comportamento frente a inclusão destes efeitos, decorrentes da exigência de unitariedade das distribuições partônicas, no regime de altas densidades (pequeno  $x$ ). Visto que para energias de RHIC e LHC a região de pequeno  $x$  é alcançada e nesta região a dinâmica de evolução DGLAP prevê um crescimento indefinido da distribuição de glúons, o que viola a unitariedade, a evolução DGLAP deve dar lugar à dinâmica para sistemas densos, o que torna esta investigação relevante no presente contexto da Física de Altas Energias.

No Capítulo 1 deste trabalho, apresentamos uma breve revisão da teoria usada para descrever as interações fortes, a Cromodinâmica Quântica (QCD). Revisamos o espalhamento profundamente inelástico (DIS), onde são definidas as variáveis cinemáticas e o modelo de pártons, e definimos o escalamento das funções de estrutura. A violação deste escalamento, através das equações de evolução DGLAP é apresentada, assim como um estudo da solução destas equações na região de pequeno  $x$ . Apresentamos também o processo Drell-Yan (DY), importante para o desenvolvimento deste trabalho, uma vez que é usado experimentalmente como normalização para a taxa de produção do méson  $J/\Psi$ . Sua cinemática e características são brevemente discutidas. Finalizamos o capítulo apresentando algumas parametrizações das distribuições partônicas presentes na literatura.

No Capítulo 2 enfatizamos a produção dos estados ligados quark-antiquark, genericamente denotados quarkônios. Apresentamos a fatorização do processo, compreendendo uma parte de produção, calculável perturbativamente, e a evolução para o estado ligado, que envolve aspectos de física não-perturbativa. Apresentamos nossos cálculos perturbativos para a produção dos pares  $c\bar{c}$  num processo próton-próton ( $pp$ ) e descrevemos os modelos que parametrizam a posterior transição para o estado de quarkônio. A partir do modelo de evaporação de cor (CEM), apresentamos as previsões para a produção de quarkônio, em especial do méson  $J/\Psi$ , em função da energia do centro de massa do processo e da fração de momentum longitudinal portada pelo méson.

No Capítulo 3 descrevemos os efeitos esperados em colisões envolvendo núcleos. Discutimos o DIS para sistemas nucleares, descrevendo o comportamento das funções de estrutura nas diferentes regiões cinemáticas. Apresentamos as parametrizações mais comuns na literatura que consideraram estas modificações nas distribuições partônicas. Discutimos a necessidade de uma dinâmica além-DGLAP para a região de pequeno  $x$  e apresentamos algumas abordagens para o tratamento das distribuições nesta região, dando ênfase especial



à abordagem de Glauber-Mueller, que é o limite comum dos diferentes formalismos. Apresentamos também a parametrização AG, disponível na literatura, que considera tanto os efeitos nucleares como os efeitos de alta densidade.

No Capítulo 4 calculamos a produção de quarkônio em processos próton-núcleo ( $pA$ ) e comparamos as previsões das parametrizações que consideram ou não os efeitos nucleares e de alta densidade. Apresentamos nossos resultados para o expoente efetivo  $\alpha$  (que parametriza a modificação na seção de choque nuclear, quando comparada a de um nucleon, num mesmo processo), que mostra a diminuição da seção de choque de uma colisão próton-nucleon quando este nucleon está ligado em um núcleo, comparando com o mesmo evento quando o nucleon está livre. Além disso, calculamos a razão entre a taxa de produção do méson  $J/\Psi$  e a produção de léptons via processo Drell-Yan, introduzindo os efeitos de alta densidade nos dois processos. A partir da análise da razão  $\sigma_{J/\Psi}/\sigma_{D\bar{D}}$ , demonstramos que esta razão é mais adequada para a análise de outros efeitos de meio, além dos efeitos dinâmicos de alta densidade. Nossos resultados demonstram que, para processos  $pA$ , esta razão não é sensivelmente afetada pela inclusão dos efeitos devido à alta densidade, ocasionando apenas uma diferença de normalização quando comparada à previsão que não considera tais efeitos.

No Capítulo 5 discutimos a supressão de  $J/\Psi$  em colisões núcleo-núcleo ( $AA$ ). Dispensamos uma atenção maior a possibilidade de formação do Plasma de Quarks e Glúons (QGP) numa colisão nuclear e a investigação da supressão de  $J/\Psi$  como sinal desta formação. O mecanismo de blindagem de cor é discutido, bem como os cálculos que mostram como o méson é dissolvido no meio nuclear desconfinado. Apresentamos os resultados experimentais da colaboração NA50, bem como os pressupostos utilizados na análise destes resultados. Discutimos o modelo de Glauber para colisões nucleares, para definir a geometria destes sistemas. Alguns modelos presentes na literatura para explicar a supressão de  $J/\Psi$  apontada pelos dados são apresentados e brevemente discutidos.

No Capítulo 6, apresentamos nossos cálculos para processos  $AA$ , considerando os efeitos de alta densidade. Inicialmente, apresentamos os resultados para o expoente efetivo  $\beta$  (que parametriza a modificação na seção de choque nuclear, quando comparada a de um nucleon, num mesmo processo), assim como uma breve discussão sobre os resultados das razões já referidas no Cap. 4. A fim de introduzir os efeitos de estado final e assim comparar com os resultados experimentais, apresentamos um modelo simples, fenomenológico, baseado na absorção nuclear não-convencional. Nossos resultados são comparados às previsões deste modelo, mostrando a significância dos efeitos de meio para o CERN-SPS e dos efeitos de alta densidade para o RHIC e LHC. Finalmente, após este capítulo, apresentamos as conclusões gerais de nosso trabalho, assim como as perspectivas para a sua seqüência.

## Capítulo 1

# A Cromodinâmica Quântica

A Cromodinâmica Quântica (QCD) é a teoria da interação forte, uma das quatro forças fundamentais na Natureza. Ela descreve as interações entre quarks e glúons e, em particular, como estes componentes ligam-se para formar a ordem de partículas denominadas hádrons, das quais o próton e o nêutron são exemplos familiares [1]. A carga desta interação é identificada como o número quântico *cor*, proposto para resolver o problema estatístico da partícula  $\Delta^{++}$  [2, 3]. Os bósons vetoriais mediadores da interação são identificados como os glúons.

Neste capítulo, discutimos os aspectos da QCD relevantes para o estudo das colisões em altas energias. Inicialmente, a teoria é formalizada como uma teoria quântica de campos, enfatizando a propriedade da liberdade assintótica, uma das características presentes na QCD. Posteriormente abordamos o processo de Espalhamento Profundamente Inelástico (DIS), onde definimos variáveis úteis para descrever os processos na QCD, bem como definimos as distribuições dos componentes dos hádrons e sua evolução. Parametrizações dessas funções de distribuição também são apresentadas. Ainda discutiremos outro processo importante na definição das variáveis cinemáticas, o processo Drell-Yan (DY).

### 1.1 A QCD como Teoria de Campos

A QCD é uma teoria de calibre não-Abeliana, invariante sob transformações do grupo  $SU(3)$  para os espinores de Dirac. Uma de suas principais características é a liberdade assintótica, caracterizada pela redução da constante de acoplamento entre quarks e glúons para grandes momenta transferidos, ou seja, curtas distâncias. Esta propriedade permite o uso de métodos perturbativos para obter as predições da seção de choque para os processos dominados por grandes transferências de momentum. O cálculo perturbativo é realizado com o uso das regras de Feynman para a QCD, derivadas da densidade Lagrangeana  $\mathcal{L}_{QCD}$ , que especifica

a teoria, dada por [2]

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}F_{\alpha\beta}^A F_A^{\alpha\beta} + \sum_{\text{sabores}} \bar{q}_a(\hat{D} - m)_{ab}q_b + \mathcal{L}_{fix.cal.} + \mathcal{L}_{fantasma} \quad (1.1)$$

onde  $\mathcal{L}_{fix.cal.}$  é o termo que fixa o calibre necessário para que a teoria de perturbação possa ser desenvolvida (por exemplo, a definição do propagador gluônico) e  $\mathcal{L}_{fantasma}$  é o termo que dá conta dos graus de liberdade fantasmas, que surgem no processo de quantização. A derivada covariante é dada por  $\hat{D} = \gamma^\mu(\partial_\mu + ig\bar{A}_\mu)$ , onde  $g$  é a constante de acoplamento da teoria.

A densidade Lagrangeana descreve a interação dos quarks de spin 1/2 e massa  $m$  (denotados pelos campos  $q, \bar{q}$ ) e glúons de spin 1 sem massa;  $F_{\alpha\beta}^A$  é o tensor de campo associado ao campo gluônico  $\mathcal{A}_\beta^A$

$$F_{\alpha\beta}^A = \partial_\alpha \mathcal{A}_\beta^A - \partial_\beta \mathcal{A}_\alpha^A - gf^{ABC} \mathcal{A}_\alpha^B \mathcal{A}_\beta^C \quad (1.2)$$

onde os índices A, B e C correspondem aos oito graus de liberdade de cor do campo gluônico e  $f^{ABC}$  são as constantes de estrutura do grupo SU(3) de cor [2, 3]. O terceiro termo desta expressão é que distingue a QCD como uma teoria não-Abeliana, onde a carga de cor interage consigo mesma, dando origem a vértices de três ou quatro glúons.

O sucesso da QCD em descrever as interações fortes pode ser resumido em dois termos: *liberdade assintótica* e *confinamento* [4]. Para entender a importância destas duas características, devemos recordar alguns fatos sobre as interações fortes. O espectro hadrônico é muito bem descrito pelo modelo de quarks, mas os quarks, em si, nunca foram observados isoladamente. Qualquer esforço para produzir quarks isolados em experimentos de espalhamento leva apenas à produção dos familiares mésons e bárions. Por outro lado, alguns processos em altas energias tem suas seções de choque bem descritas por um modelo onde os quarks não interagem (o *modelo de pártons*, a ser descrito na próxima seção). A *liberdade assintótica* refere-se ao enfraquecimento da interação em distâncias curtas (ou altas energias), enquanto o *confinamento* dos quarks segue do fortalecimento desta interação em longas distâncias. Para demonstrar a propriedade da liberdade assintótica, devemos lembrar que a constante de acoplamento  $\alpha_S$  da QCD ( onde  $\alpha_S = \frac{g^2}{4\pi}$  é a solução da equação para o grupo de renormalização [2]

$$\frac{d\alpha_s(Q^2)}{dt} = \beta(\alpha_s(Q^2)), \quad (1.3)$$

onde define-se

$$t = \log \frac{Q^2}{\mu^2}, \quad (1.4)$$

$$\beta(\alpha_s) = \mu^2 \frac{d\alpha_s}{d\mu^2}, \quad (1.5)$$

com  $\mu$  sendo a escala de renormalização da teoria. A função  $\beta$  tem uma expansão perturbativa em QCD, na forma

$$\beta(\alpha_s) = -b\alpha_s^2[1 + b'\alpha_s + \mathcal{O}(\alpha_s^2)] \quad (1.6)$$

e os coeficientes são dados por

$$b = \frac{(33 - 2n_f)}{2\pi} \quad e \quad b' = \frac{(153 - 19n_f)}{2\pi(33 - 2n_f)}. \quad (1.7)$$

Na última expressão,  $n_f$  é o número de sabores ativos. Substituindo (1.6) em (1.3), obtém-se uma equação diferencial, que pode ser resolvida truncando o desenvolvimento da série (1.6). Desprezando o termo com coeficiente  $b'$  e termos de ordem mais elevada em  $\alpha_s$ , a solução é dada por

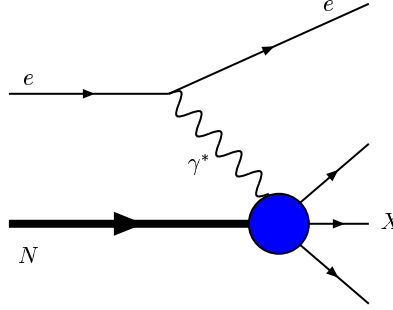
$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu)}{1 + \alpha_s(\mu)bt}. \quad (1.8)$$

Consequentemente, tem-se que para  $t$  muito grande, a constante de acoplamento  $\alpha_s$  tende a zero, com uma potência inversa de  $\log Q^2$ . Este é o significado da liberdade assintótica. Ao mesmo tempo, para  $t$  pequeno,  $\alpha_s$  tende a crescer, com a mesma dependência. Portanto, a descrição perturbativa é válida para altas energias e distâncias curtas. Já no outro extremo, que mostra o confinamento, esta descrição não é aplicável.

Desta forma, a redução da constante de acoplamento justifica a utilização de métodos perturbativos para computar as seções de choque necessárias para descrever os processos em alta energia. Esta descrição exige variáveis cinemáticas invariantes. Na próxima seção, introduzimos as variáveis relevantes através do espalhamento lépton-nucleon.

## 1.2 O Espalhamento Profundamente Inelástico e o Modelo de Pártons

Para investigar a estrutura hadrônica, nossa principal referência experimental é o espalhamento profundamente inelástico (DIS) lépton-nucleon [5, 6, 7]. Neste processo, o nucleon interage com um lépton carregado através da troca de bósons de calibre ( $\gamma^*$ ,  $Z^0$ ). No estado final são detectados o lépton espalhado e um estado hadrônico final  $X$ . O processo está representado na Fig. 1.1, em mais baixa ordem da constante de acoplamento da QED  $\alpha_{em}$ . Sendo  $k$  e  $k'$  os momenta inicial e final do lépton, e  $p$  o momentum inicial do nucleon (com massa  $M$ ), podemos definir os invariantes cinemáticos:



**Fig. 1.1:** *Espalhamento Profundamente Inelástico*

- virtualidade ou momentum transferido:

$$-Q^2 \equiv q^2 = (k - k')^2 < 0; \quad (1.9)$$

- energia transferida:

$$\nu \equiv \frac{p \cdot q}{M} \equiv E - E'; \quad (1.10)$$

- inelasticidade:

$$y \equiv \frac{p \cdot q}{p \cdot k}. \quad (1.11)$$

A variável  $q$  representa o momento portado pelo fóton virtual, ou seja, a troca de momentum no processo. Na descrição da QCD, a variável  $Q^2 \equiv -q^2$  define a escala com que a estrutura hadrônica está sendo testada. A variável inelasticidade mede a razão entre a energia do bóson trocado e a energia do lépton incidente, no referencial de repouso do nucleon. O estado hadrônico final  $X$  tem massa invariante  $W^2$ , definida como

$$W^2 = (p + q)^2. \quad (1.12)$$

Para descrever o DIS, ainda é introduzida a variável adimensional de Bjorken

$$x \equiv \frac{Q^2}{2p \cdot q}. \quad (1.13)$$

Como  $p^2 = M^2$ , podemos escrever (1.12) na forma  $W^2 = M^2 + 2p \cdot q(1 - x)$ , onde fazemos uso da Eq. (1.13). Logo, como  $W^2 > Q^2$ , a variável  $x$  deve estar no intervalo  $0 \leq x \leq 1$ .

A seção de choque diferencial inclusiva para o processo é dada por [7, 8]

$$d\sigma = \frac{2\alpha_{em}^2}{Q^4} \frac{m^2}{k_0 k'_0} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} d^3k' \quad (1.14)$$

onde o tensor associado ao vértice leptônico tem a forma

$$L^{\mu\nu} = \frac{1}{m^2} [k'^{\mu} k^{\nu} + k'^{\nu} k^{\mu} - (k \cdot k') g^{\mu\nu}] \quad (1.15)$$

calculado diretamente das regras de Feynman da QED. Já no vértice hadrônico, o tensor tem a forma

$$W_{\mu\nu} = \frac{4\pi^2 E_N}{M} \int d^4x e^{ip \cdot x} \langle N | J(x)_{\mu}^{em} J(0)_{\nu}^{em} | N \rangle, \quad (1.16)$$

onde  $E_N$  é a energia do nucleon e  $J_{\mu}^{em}$  é o operador densidade de corrente, que nos fornece a probabilidade de transição do estado inicial para o estado final. O tensor hadrônico contém todas as informações sobre a interação do fóton virtual com o alvo. Logo, ele parametriza todo o nosso desconhecimento em relação a estrutura interna do nucleon.

Apesar do tensor  $W_{\mu\nu}$  ser desconhecido, é possível parametrizá-lo em termos dos quadrimomenta presentes no vértice hadrônico. A forma mais geral desta parametrização é:

$$W_{\mu\nu} = -W_1 g_{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2} p_{\mu} p_{\nu} + \frac{W_4}{M^2} q_{\mu} q_{\nu} + \frac{W_5}{M^2} (p_{\mu} p_{\nu} + q_{\mu} q_{\nu}). \quad (1.17)$$

As contribuições anti-simétricas são omitidas em função da estrutura simétrica do tensor leptônico. Impondo a conservação de corrente no vértice hadrônico,  $q^{\mu} W_{\mu\nu} = 0$ , o tensor pode ser reescrito somente em termos de duas componentes, na forma

$$W_{\mu\nu} = (-g_{\mu\nu} + \frac{q_{\mu} q_{\nu}}{q^2}) W_1 + (p_{\mu} - \frac{p \cdot q}{q^2} q_{\mu}) (p_{\nu} - \frac{p \cdot q}{q^2} q_{\nu}) \frac{1}{M^2} W_2. \quad (1.18)$$

As funções  $W_i$  não possuem nenhuma forma analítica definida, devendo então ser determinadas experimentalmente.

Contraindo os tensores em (1.14), a seção de choque para o DIS, em mais baixa ordem em QED, no sistema de laboratório, é dada por [7]

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{4\alpha_{em}^2}{Q^4} E'^2 [2 \sin^2 \frac{\theta}{2} W_1(\nu, Q^2) + \cos^2 \frac{\theta}{2} W_2(\nu, Q^2)], \quad (1.19)$$

onde  $E'$  representa a energia do lépton no estado final e  $\Omega$  é o ângulo sólido de espalhamento desse lépton. Como estamos interessados no regime de altas energias, negligenciamos a massa do lépton nestas expressões.

Considerando as variáveis de Mandelstam

$$s \equiv (p + k)^2 = E_{cm}^2 = W^2 \quad (1.20)$$

$$t \equiv (k - k')^2 = -Q^2 \quad (1.21)$$

$$u \equiv (k - p_X)^2 \quad (1.22)$$

que são invariantes de Lorentz, satisfazendo a relação,

$$s + t + u = m^2 + m'^2 + M^2 + W^2, \quad (1.23)$$

podemos então escrever a seção de choque para o DIS na forma

$$\frac{d\sigma}{dtdu} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{s^2t^2} \frac{1}{(s+t)} [-(s+u)tMW_1(\nu, Q^2) - us\nu W_2(\nu, Q^2)] \quad (1.24)$$

Em princípio, poderíamos esperar que  $W_1$  e  $W_2$  fossem funções complicadas de  $\nu$  e  $Q^2$ , refletindo a complexidade dos processos de espalhamento inelástico. Entretanto, verificou-se experimentalmente, no final da década de 60, que no limite de altas energias, ou limite de Bjorken [9], definido por

$$\nu \rightarrow \infty, Q^2 \rightarrow \infty \text{ com } x \equiv \frac{Q^2}{2M\nu} \text{ fixo} \quad (1.25)$$

as funções de estrutura do DIS são independentes de  $Q^2$  e  $\nu$  individualmente, passando a depender unicamente da variável adimensional  $x$ , isto é,

$$\lim_{Q^2, \nu \rightarrow \infty} MW_1(\nu, Q^2) \rightarrow F_1(x), \quad (1.26)$$

$$\lim_{Q^2, \nu \rightarrow \infty} \nu W_2(\nu, Q^2) \rightarrow F_2(x). \quad (1.27)$$

Este comportamento, chamado de escalamento das funções de estrutura, foi predito inicialmente por Bjorken [9], utilizando a álgebra de correntes. Em princípio, a seção de choque do espalhamento inelástico  $ep$  é fortemente dependente de  $Q^2$ , pois a estrutura interna pode ser excitada de forma diferente para diferentes valores de  $Q^2$ . Porém, o limite de Bjorken implica na dependência desta seção de choque na variável adimensional  $x$ , no limite de altas energias. Portanto, quando a energia do processo é levada para valores suficientemente altos, e este torna-se profundamente inelástico, ocorre o desaparecimento da dependência em  $Q^2$ , sugerindo que a interação esteja ocorrendo com partículas puntiformes, internas ao próton, denominadas pártons.

Na QCD, consideramos o próton como sendo constituído por três quarks de valência, acompanhados de glúons e dos quarks do mar, gerados a partir de flutuações dos glúons em pares quark-antiquark. No referencial de repouso do próton, o tempo típico entre interações é da ordem da escala de confinamento,  $1/\Lambda_{QCD}$ . No referencial de momentum infinito, esta escala é dilatada temporalmente, de forma que  $\frac{p}{m} \frac{1}{\Lambda_{QCD}}$  torna-se a escala para as flutuações iniciais. O tempo de vida do fóton virtual, o tempo entre sua emissão pelo lépton e sua absorção pelo quark, é dado por  $1/Q \ll \frac{p}{m} \frac{1}{\Lambda_{QCD}}$  no referencial de momentum infinito. Portanto, neste referencial podemos interpretar o fóton como sendo absorvido instantaneamente por algum quark no próton. Supondo que o quark que absorve o fóton

possui momentum longitudinal  $k$ , então a absorção do fóton pelo quark espalhado torna-o altamente virtual e com um tempo de vida da ordem de  $k/Q^2$ . Este tempo é mais curto que o tempo de interação normal (isto é, da ordem de  $1/\Lambda_{QCD}$ ) entre os quarks no próton. Consequentemente, o quark espalhado deve reemitir o fóton antes da interação com outros quarks e glúons do próton ocorrer. Finalmente, visto que o momentum transversal do fóton é  $|\mathbf{q}_T| = Q$ , o fóton deve ser absorvido e emitido sobre uma região do espaço transversal dada por  $\Delta x \approx 1/Q$ . Assim temos que o quark espalhado é puntiforme nesta escala de tamanho transversal. Esta é a base do modelo de pártons [7, 9], que é o termo de mais baixa ordem da QCD. Neste modelo, o espalhamento lépton-nucleon é descrito pela emissão do fóton pelo lépton e a interação do fóton virtual com um único quark dentro do próton.

A idéia básica do modelo de pártons é representar o espalhamento inelástico a partir do espalhamento quase-livre de constituintes puntiformes no interior do próton, quando observado em um referencial onde o próton move-se rapidamente. O fóton virtual então interage com uma das partículas constituintes do próton - os pártons, enquanto os demais permanecem não-perturbados durante a interação. A interação com o párton ocorre como se ele fosse uma partícula livre, sem estrutura. As hipóteses do modelo são [7]:

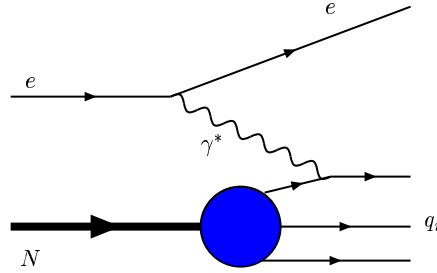
1. No sistema em que o hádron possui momentum  $P \rightarrow \infty$ , ele se comporta como um conjunto de partículas puntiformes, carregadas e quase-livres - os pártons. Cada uma dessas partículas carrega uma fração  $x$  do momentum total, deslocando-se quase que paralelamente ao hádron, tal que  $\sum_i x_i P = P$ .
2. A seção de choque inelástica lépton-hádron é dada pela soma incoerente (soma das probabilidades) da seção de choque elástica lépton-párton, sendo os pártons tratados como livres.

Usando este modelo para tratar o DIS, podemos tratar o espalhamento  $ep$  como a interação partônica representada na Fig. 1.2. As hipóteses justificam-se num sistema de referência onde possamos desprezar massas e momentum transversal  $P_T$ , em relação ao momentum do hádron, isto é,  $|P| \gg M, m, P_T$ .

O modelo de pártons permite fatorizar o DIS como um processo que ocorre em duas etapas:

1. O espalhamento do lépton por um dos pártons do nucleon, que porta uma fração de momentum  $x'$  do momentum inicial do nucleon. Esta etapa ocorre a curtas distâncias ( $\approx 10^{-2} fm$ ), caracterizadas pela escala dura  $Q$ , da ordem de  $\approx 10 GeV$ .
2. A recombinação dos pártons, formando hádrons secundários, que podem ser detectados. Esta etapa ocorre a longas distâncias, caracterizadas pela hadronização e tipicamente da ordem de  $1 fm$ .





**Fig. 1.2:** *Espalhamento Profundamente Inelástico segundo o modelo de pártons.*

Seguindo as hipóteses do modelo, definimos  $q_i(x_i)$  como a probabilidade de encontrarmos no interior de um hádron um párton do tipo  $i$ , com fração de momentum  $x_i = \frac{P_i}{P}$ , onde  $P_i$  é o momentum portado pelo quark  $q_i$ . Portanto, o número de pártons  $i$  no hádron pode ser expresso como

$$N_i = \int_0^1 q_i(x_i) dx_i, \quad (1.28)$$

com a conservação de momentum implicando que

$$\sum_i \int_0^1 x_i q_i(x_i) dx_i = 1, \quad (1.29)$$

onde a soma se dá sobre todos os pártons constituintes, carregados ou não, do hádron. Apesar de não mencionados até aqui, os pártons sem carga elétrica surgem como uma necessidade para obedecer o vínculo fornecido pela Eq. (1.29). Retornaremos a eles mais adiante nesta seção.

A fatorização colinear e o modelo de pártons nos permitem escrever a seção de choque diferencial do processo lépton-hádron em termos da seção de choque diferencial de espalhamento lépton-párton, ou seja,

$$d\sigma^{\text{lépton-hádron}} = \sum_i \int_0^1 dx q_i(x) d\sigma^{\text{lépton-párton}}, \quad (1.30)$$

onde soma-se sobre todos os pártons carregados (ou seja, os quarks). A partir das regras de Feynman para a QED, podemos calcular a seção de choque para o processo lépton-párton. Esta seção de choque, em termos das variáveis de Mandelstam para o processo hadrônico,  $\hat{s}$ ,  $\hat{t}$  e  $\hat{u}$ , é dada por [7]

$$\frac{d\sigma^{\text{lépton-párton}}}{dt du} = x_i \frac{d\sigma}{\hat{t} \hat{d} \hat{u}} = \frac{2\pi\alpha^2 e_i^2}{t^2} x_i \left( \frac{s^2 + u^2}{s^2} \right) \delta[t + x_i(s + u)], \quad (1.31)$$

onde assume-se que no limite de Bjorken:

$$s = 2k \cdot P, \quad (1.32)$$

$$t = -2k \cdot k', \quad (1.33)$$

$$u = -2k' \cdot P, \quad (1.34)$$

para o processo  $kp \rightarrow k'X$ , e que

$$\hat{s} = 2k \cdot P_i = x_i s, \quad (1.35)$$

$$\hat{t} = -2k \cdot k' = t, \quad (1.36)$$

$$\hat{u} = -2k' \cdot P_i = x_i u, \quad (1.37)$$

para o subprocesso  $\ell + q_i \rightarrow \ell + q_i$ .

Substituindo (1.31) em (1.30), e comparando o resultado com a expressão (1.24), obtém-se que no limite de Bjorken:

$$F_2(x) = 2xF_1(x) = \sum_i x_i \epsilon_i^2 q_i(x_i), \quad (1.38)$$

onde  $\epsilon_i$  é a fração de carga do nucleon portada pelo párton e

$$x_i = \frac{-t}{s+u} = \frac{Q^2}{2M\nu} = x. \quad (1.39)$$

A igualdade (1.38) denomina-se relação de Callan-Gross [3]. Esta advém diretamente da hipótese dos pártons possuírem spin- $\frac{1}{2}$  [2]. A expressão (1.39) mostra a equivalência entre a fração de momentum portada pelo párton com a variável de Bjorken.

Os resultados expostos acima permitem identificar os pártons com os quarks. Os quarks podem se apresentar em seis sabores, que diferem em carga e massa. Levando em conta o fato de cada quark apresentar uma antipartícula, o antiquark, com carga de mesmo módulo e sinal contrário, devemos ter doze distribuições partônicas. Considerando a denominação  $u(x) = q_u(x)$ ,  $d(x) = q_d(x)$ , ..., podemos descrever o nucleon em termos das distribuições para os quarks  $u$ ,  $d$  e  $s$ , levando em conta o fato das distribuições de quarks pesados  $c$ ,  $b$  e  $t$  serem desprezíveis se comparadas às distribuições de quarks leves. Para o próton, a função de estrutura  $F_2^p(x)$  tem a seguinte forma

$$F_2^p(x) = x \left[ \left(\frac{2}{3}\right)^2 [u(x) + \bar{u}(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [d(x) + \bar{d}(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [s(x) + \bar{s}(x)] \right]. \quad (1.40)$$

A função de estrutura do nêutron  $F_2^n$  pode ser obtida a partir de  $F_2^p$  pela substituição  $u \Leftrightarrow d$ ,  $\bar{u} \Leftrightarrow \bar{d}$ , uma vez que próton e nêutron formam um duplete de isospin.

Os quarks constituintes de um determinado hádron são identificados pelo seu número quântico de sabor e são divididos em dois tipos: os quarks de valência e os quarks do mar,

com  $q \equiv q_v + q_s$ . Os quarks de valência são os quarks utilizados na descrição espectroscópica, e portam os números quânticos do hádron. Os quarks do mar são pares virtuais quark-antiquark, originados por flutuações dos propagadores da interação forte. Estas partículas carregam os números quânticos do vácuo.

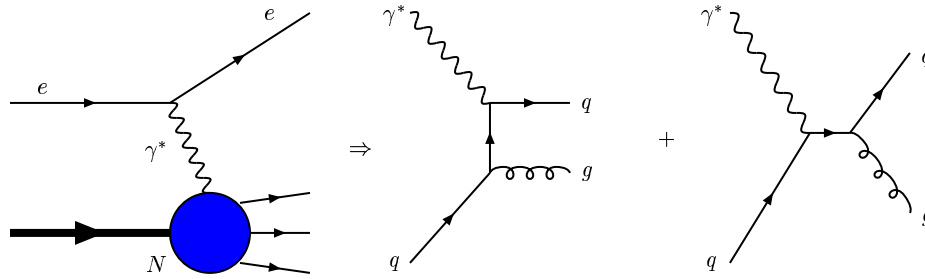
Usando o vínculo da soma de momentum (1.29) com as distribuições partônicas obtidas a partir de dados das combinações das funções de estrutura, nota-se a falta de aproximadamente 50% do momentum total dos nucleons. Esta parte do momentum do nucleon é portada por pártons sem carga elétrica. A presença desses pártons no interior do nucleon pode ser justificada pela dinâmica da interação entre quarks, identificando estes pártons com os glúons, partículas de troca da interação forte.

### 1.3 Violação do escalamento e as equações de evolução DGLAP

A presença de glúons como portadores da carga da interação forte possui implicações observáveis experimentalmente, as quais não são consideradas pelo modelo de pártons ao desprezar o fato que os quarks podem emitir glúons (Fig. 1.3) e que glúons podem contribuir no estado inicial (Fig. 1.4). A principal implicação da presença de glúons é que passam a ocorrer violações no escalamento das funções de estrutura:  $q_i(x) \rightarrow q_i(x, Q^2)$ , onde  $q_i(x, Q^2)$  representa a densidade de pártons de sabor  $i$  com momentum  $xP$ , quando a escala do processo usado para resolver a estrutura do hádron é  $Q^2$ . Além disso, a direção do jato de hádrons produzido no processo de espalhamento não será colinear, necessariamente, com o fóton virtual.

Usando o modelo de pártons, o próton é descrito como composto por três quarks (de valência). Para a QCD, cada um destes quarks está envolvido por uma nuvem de glúons virtuais e pares quark-antiquark. Portanto, ao modificarmos a resolução com a qual observamos o próton ( $\approx Q^2$ ), mais profundamente penetramos nesta nuvem de partículas virtuais, e observamos um maior número de pártons, cada um deles portando uma parcela do momentum total do próton. Então, a QCD prediz que a densidade de pártons observados nos processos de espalhamento depende do momentum transferido no processo,  $Q^2$ , prevendo, logo, a quebra do escalamento das distribuições partônicas. Portanto, levando em conta o vínculo (1.29), podemos dizer que um aumento de escala de resolução  $Q^2$  aumenta a probabilidade de encontrarmos pártons com menor fração de momentum do próton (pequeno  $x$ ).

Se os quarks fossem partículas livres, nenhuma estrutura além dos quarks puntiformes de valência seria “observada” com o aumento de  $Q^2$ . Entretanto, a QCD prediz que, ao



**Fig. 1.3:** Contribuição de quarks na interação em ordem  $(\alpha\alpha_S)$

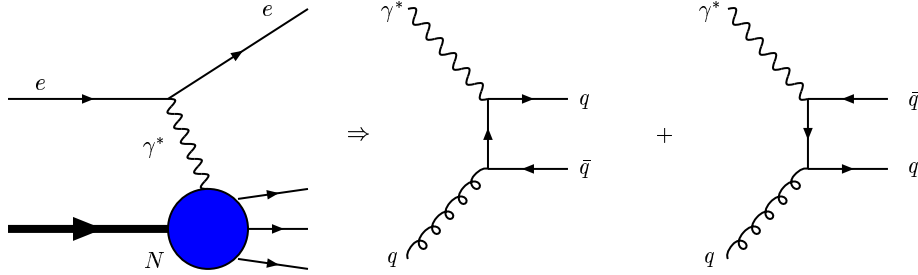
aumentar a resolução  $Q^2$ , iremos observar que os quarks estão envoltos por uma nuvem de pártons. Podemos concluir que o aumento de  $Q^2$  faz crescer a probabilidade de encontrarmos um quark com pequena parcela de momentum do próton (pequeno  $x$ ), assim como faz diminuir a probabilidade de encontrarmos um quark com uma grande parcela do momentum do próton.

A quebra de escalamento predita pela QCD é da forma logarítmica. Para tratar desta quebra no escalamento, vamos utilizar a abordagem DGLAP neste trabalho, que descreve a evolução dinâmica das funções de estrutura usando uma linguagem partônica, muito mais intuitiva. Nesta abordagem, proposta de maneira independente por Altarelli e Parisi [10], Gribov e Lipatov [11] e Dokshitzer [12], as violações de escalamento são descritas a partir da evolução das distribuições partônicas.

A abordagem DGLAP baseia-se na extensão para a QCD da aproximação do fóton equivalente [13], proposta inicialmente para descrever processos eletrodinâmicos de espalhamento de elétrons de alta energia em pequenos ângulos. As seções de choque são então descritas a partir da convolução da probabilidade do elétron irradiar um fóton com a seção de choque do fóton com o alvo. Na QCD, a evolução dinâmica das funções de estrutura passa a ser expressa, por exemplo, como a convolução entre a probabilidade de encontrarmos um quark dentro do hádron e a probabilidade deste quark emitir um glúon, modificando seu momentum. Nesta abordagem, todos os estágios de cálculo referem-se à descrição perturbativa em termos da emissão de glúons pelos quarks protagonistas do modelo de pártons.

Para obter as equações DGLAP pelo método intuitivo, seguiremos o trabalho de Altarelli e Parisi [10]. Consideremos a variável

$$t \equiv \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}, \quad (1.41)$$



**Fig. 1.4:** Contribuição de glúon no estado inicial - ordem  $(\alpha_S)$

onde  $Q_0^2$  é um valor inferior para a virtualidade, no qual a QCD ainda é aplicável. A dependência em  $t$  de  $q_i(x, t)$  surge devido à possibilidade de um quark com fração de momentum  $x$  para um dado  $t_1$  poder apresentar-se como um quark com fração de momentum  $x' < x$ , acompanhado por um glúon para um valor de virtualidade  $t_2 > t_1$ . Consideremos que um quark com fração de momentum  $x$  possa irradiar um glúon e reter uma fração  $z < 1$  de seu momentum original. Se não existisse nenhuma interação gluônica, a densidade de probabilidade de encontrar um quark com uma fração  $z < 1$  do momentum  $x$  iria ser zero, independente do poder de resolução  $t$ . Então a densidade de probabilidade de observarmos um quark com uma fração de momentum  $z$  seria dada por

$$\mathcal{P}_{qq}^{(0)} = \delta(z - 1), \quad (1.42)$$

pois, no modelo de pártons, a fração de momentum portada pelo quark não se modificaria pela interação do quark com o fóton virtual.

Na QCD, porém, existe uma densidade de probabilidade no espaço de momentum de observarmos um quark com fração de momentum  $z < 1$ , com amplitude de probabilidade proporcional à constante de acoplamento da QCD,  $\alpha_S(t)$ . Esta contribuição adiciona-se à densidade (1.42) quando provado por uma corrente com poder de resolução  $t + \Delta t$ , ou seja, a densidade de probabilidade de encontrarmos um quark com fração de momentum  $z$  para a resolução  $t + \Delta t$  será dada por

$$\mathcal{P}_{qq}^{(0)} + d\mathcal{P}_{qq}^{(0)} = \delta(z - 1) + \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} P_{qq}^{(0)} dt, \quad (1.43)$$

onde acrescentamos a variação da probabilidade de encontrar um quark com fração  $z$  dentro do quark original, quando provado para a resolução  $t$ , por unidade de  $t$ . Conseqüentemente, a troca de densidade de quarks do tipo  $i$  será dada por

$$\frac{dq_i(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) q_i(y, t). \quad (1.44)$$

Semelhante análise pode ser feita, em mais baixa ordem em  $\alpha_S$ , para um quark de sabor  $i$  e para um glúon, considerando-se os vértices básicos da QCD (Figs. 1.3 e 1.4).

Um quark de sabor  $i$  pode ser obtido da emissão de um glúon por um quark  $j$  e fração de momentum  $y$  ou pela criação de um par  $q^i\bar{q}^j$  a partir de um glúon  $g$  de fração de momentum  $y$ . Considerando que as probabilidades desses processos de desdobramento, quando a resolução do processo modifica-se de  $t$  para  $t + \Delta t$ , sejam dadas respectivamente por

$$\frac{\alpha_S}{2\pi} \sum_i P_{q^i q^j} dt, \quad \frac{\alpha_S}{2\pi} P_{q^i g} dt$$

e que existe a independência de sabor nos processos de radiação, ou seja,

$$P_{q^i q^j} = \delta_{ij} P_{qq}, \quad (1.45)$$

$$P_{gq^i} = P_{gq},$$

$$P_{q^i g} = P_{qg}, \quad (1.46)$$

obtemos que a equação de evolução para a distribuição de quarks é dada por

$$\frac{dq^i(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) q^i(y, t) + P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) g(y, t) \right]. \quad (1.47)$$

Um glúon de fração de momentum  $x$  pode ter origem a partir de um quark do tipo  $i$  e fração de momentum  $y$  que emite um glúon de fração de momentum  $x$ , ou a partir de um glúon de fração de momentum  $y$  que emite um glúon de fração de momentum  $x$  através do vértice de três glúons, característico da QCD. Considerando que as probabilidades de desdobramento desses processos sejam dadas respectivamente por

$$\frac{\alpha_S}{2\pi} \sum_i P_{gq^i} dt, \quad \frac{\alpha_S}{2\pi} P_{gg} dt,$$

e usando as relações (1.45), teremos que a equação de evolução para a distribuição de glúons é dada por

$$\frac{dg(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ \sum_i P_{gq^i}\left(\frac{x}{y}\right) q^i(y, t) + P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) g(y, t) \right]. \quad (1.48)$$

As equações (1.44), (1.47) e (1.48) são chamadas no conjunto de equações DGLAP. As funções de desdobramento  $P_{ij}$  podem ser computadas em QCD perturbativa como uma expansão em  $\alpha_S$

$$P_{ij}(x, \alpha_S) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha_S}{2\pi}\right)^{n-1} P_{ij}^{n-1}(x). \quad (1.49)$$

Estas funções descrevem os processos radiativos presentes na evolução em  $Q^2$ , sendo calculadas diretamente a partir dos vértices básicos da teoria. Em mais baixa ordem, essas funções foram obtidas em [10], na forma

$$\begin{aligned}
 P_{qq}(z) &= \frac{4}{3} \left[ \frac{(1+z^2)}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right], \\
 P_{qg}(z) &= \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2], \\
 P_{gq}(z) &= \frac{4}{3} \left[ \frac{1+(1-z)^2}{z} \right], \\
 P_{gg}(z) &= 6 \left[ \frac{(1-z)}{z} + \frac{z}{(1-z)_+} + z(1-z) + \left( \frac{11}{12} - \frac{n_f}{18} \right) \delta(1-z) \right],
 \end{aligned} \tag{1.50}$$

e a prescrição "+", usada na regularização da divergência para  $z = 1$ , tem a forma

$$\int_0^1 dz \frac{f(z)}{(1-z)_+} = \int_0^1 dz \frac{f(z) - f(1)}{1-z}. \tag{1.51}$$

Através das equações DGLAP, podemos computar a evolução das distribuições partônicas. Uma característica da evolução DGLAP é que as distribuições de quarks de valência anulam-se para  $x = 0$  e  $x = 1$  [7], enquanto que os quarks do mar tendem a popular a região de pequeno  $x$ . Portanto, a QCD prediz a quebra de escalamento e permite-nos computar explicitamente a dependência das funções de estrutura em  $Q^2$ . Dada a distribuição de quarks para algum ponto de referência  $q(x, Q_0^2)$ , podemos computá-la para qualquer valor de  $Q^2$  usando as equações DGLAP.

Na QCD, o modelo de pártons passa a ser considerado como o termo de ordem zero na expansão perturbativa da função de estrutura do próton  $F_2^p(x, Q^2)$ . A inclusão da possibilidade de emissão de glúons pelos quarks faz com que esta função de estrutura passe a depender também da distribuição gluônica. Para pequeno  $x$ , esta distribuição torna-se significativa, resultando num aumento na função de estrutura.

A partir da análise das Eqs. (1.50), verifica-se que as funções associadas ao setor de glúons  $P_{gq}(z)$  e  $P_{gg}(z)$  são singulares quando  $z \rightarrow 0$ . As demais funções de desdobramento, associadas ao setor de quarks, são regulares neste limite. Portanto, o comportamento das distribuições partônicas para pequeno  $x$  é determinado pela dinâmica de glúons. Logo, nas expressões (1.44), (1.47) e (1.48), apenas serão importantes as expressões onde aparecem funções de desdobramento de glúon em outro párton, e aproximamos este conjunto pelas expressões

$$\begin{aligned}
 \frac{dq(x, Q^2)}{d \ln Q^2} &\simeq \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) g(x, Q^2), \\
 \frac{dg(x, Q^2)}{d \ln Q^2} &\simeq \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) g(x, Q^2).
 \end{aligned} \tag{1.52}$$

Definindo a transformada de Mellin

$$\bar{h}(\omega, Q^2) \equiv \int_0^1 \frac{dx}{x} x^\omega h(x, Q^2), \quad (1.53)$$

podemos escrever as aproximações às equações DGLAP [1.52]

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{q}(\omega, Q^2)}{d \ln Q^2} &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \gamma_{qg}(\omega) \bar{g}(\omega, Q^2), \\ \frac{d\bar{g}(\omega, Q^2)}{d \ln Q^2} &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \gamma_{gg}(\omega) \bar{g}(\omega, Q^2), \end{aligned} \quad (1.54)$$

onde foram introduzidas as dimensões anômalas  $\gamma_{ij}$ , correspondentes às transformadas de Mellin para as funções de desdobramento  $P_{ij}$ .

As equações DGLAP transformadas (1.54) dependem de  $\bar{g}(\omega, Q^2)$ . Para obter esta distribuição gluônica, podemos resolver diretamente a segunda equação acima, obtendo

$$\bar{g}(\omega, Q^2) = \bar{g}(\omega, Q_0^2) \exp \left\{ \int_{Q_0^2}^{Q^2} \frac{dq^2}{q^2} \gamma_{gg}(\omega) \right\}. \quad (1.55)$$

Levando este resultado na primeira Eq. (1.54), podemos ver que a análise do comportamento das distribuições em pequeno  $x$  se resume à análise do comportamento da dimensão anômala nesta região. Estas dimensões anômalas correspondem ao momento associado à função de desdobramento

$$\gamma_{ij}(\omega, Q^2) = \int_0^1 dz z^\omega P_{ij}(z, \alpha_S(Q^2)). \quad (1.56)$$

As funções usadas nas Eqs. (1.54),  $\gamma_{gg}$  e  $\gamma_{qg}$ , possuem singularidades no ponto  $\omega = 1$  do plano complexo, que caracteriza o comportamento da distribuição gluônica em pequeno  $x$ . Para a ordem dominante

$$\begin{aligned} \int_{Q_0^2}^{Q^2} \frac{dq^2}{q^2} \gamma_{gg}(\omega, \alpha_S(q^2)) &= \gamma_{gg}^{(0)}(\omega) \int_{Q_0^2}^{Q^2} \frac{dq^2}{q^2} \frac{\alpha_S(q^2)}{2\pi} \\ &= \gamma_{gg}^{(0)}(\omega) \epsilon(Q^2, Q_0^2). \end{aligned} \quad (1.57)$$

Portanto, a distribuição de glúons no espaço  $\omega$  será dada, nesta aproximação, por

$$\bar{g}(\omega, Q^2) = \bar{g}(\omega, Q_0^2) \exp[\gamma_{gg}^{(0)}(\omega) \epsilon(Q^2, Q_0^2)], \quad (1.58)$$

ou ainda, considerando apenas o termo singular em  $\gamma_{gg}^{(0)}$

$$\bar{g}(\omega, Q^2) \approx \bar{g}(\omega, Q_0^2) \exp \left[ \frac{6}{\omega - 1} \epsilon(Q^2, Q_0^2) \right]. \quad (1.59)$$

Para obtermos a distribuição de glúons no espaço  $x$ , devemos tomar a transformada inversa de Mellin, que nos fornece

$$xg(x, Q^2) \approx \frac{1}{2\pi i} \int d\omega \bar{g}(\omega, Q_0^2) \exp \left[ (\omega - 1) \ln \frac{1}{x} + \frac{6}{\omega - 1} \epsilon(Q^2, Q_0^2) \right]. \quad (1.60)$$



Como podemos ver na Eq. (1.58), as singularidades podem ocorrer nas dimensões anômalas ou na distribuição de glúons de entrada, que é não-perturbativa. O comportamento da distribuição gluônica para pequeno  $x$  é controlado pela singularidade dominante. A distribuição de quarks do mar também é controlada, indiretamente, por esta singularidade.

O comportamento previsto pela QCD para a distribuição gluônica depende da singularidade dominante. Se esta for a singularidade da dimensão anômala, pode-se obter a solução para a expressão (1.60) através do método do ponto de sela. O ponto de sela dessa expressão ocorre para

$$\frac{\partial H}{\partial \omega} = 0, \quad (1.61)$$

onde  $H$  é o argumento da exponencial na expressão (1.60). Consequentemente o ponto de sela ocorre em

$$(\omega_s - 1) = \left( \frac{6\epsilon(Q^2, Q_0^2)}{\ln \frac{1}{x}} \right)^{1/2}. \quad (1.62)$$

Para grandes valores de  $\ln \frac{1}{x}$  e  $\epsilon(Q^2, Q_0^2)$  pode-se estimar a integral na expressão (1.60) pela expansão sobre o ponto de sela  $\omega_s$  de  $H$  calculado acima, isto é

$$H \approx H(\omega_s) + k(\omega - \omega_s)^2. \quad (1.63)$$

Assumindo  $(\omega - \omega_s) = \nu$ , teremos  $H \approx H(\omega_s) - k\nu^2$ . Levando este resultado na Eq. (1.60), devemos resolver uma integral gaussiana em  $\nu$ , obtendo, para  $\alpha_S$  constante

$$xg(x, Q^2) \approx \left[ \frac{\ln \frac{1}{x}}{\frac{\alpha_S}{2\pi} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}} \right]^{\frac{3}{4}} \exp \left[ 2\sqrt{3\frac{\alpha_S}{\pi} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \ln \frac{1}{x}} \right]. \quad (1.64)$$

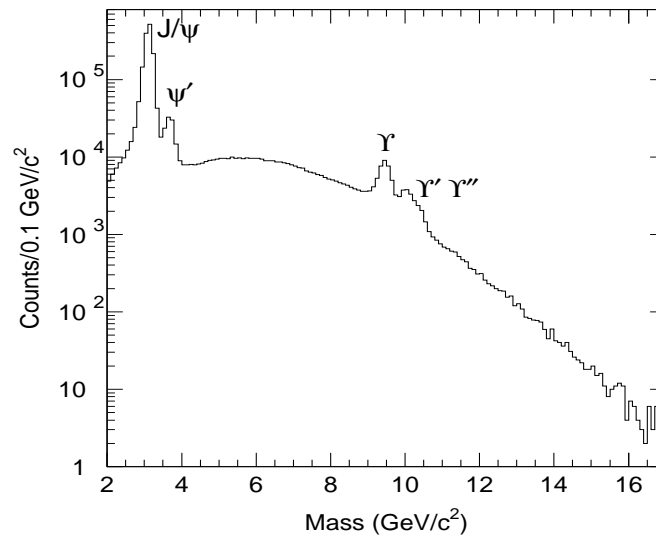
Portanto, a evolução DGLAP prediz que a distribuição gluônica cresce mais rapidamente que qualquer potência de  $\ln(1/x)$ , mas mais lentamente que uma potência de  $(1/x)$ , com o crescimento da distribuição de glúons dependente do comprimento da evolução de  $Q_0^2$  a  $Q^2$  através da expressão  $\epsilon(Q^2, Q_0^2)$ . Este comportamento é denominado Aproximação de Duplo Logaritmo (DLA). Se a singularidade dominante ocorrer na função momento da distribuição de glúons de entrada não-perturbativa  $\bar{g}(\omega, Q_0^2)$ , teremos uma estabilidade deste comportamento durante a evolução em  $Q^2$ .

Como podemos perceber, na região de pequeno  $x$ , as equações DGLAP predizem um forte crescimento na distribuição de glúons e, conseqüentemente, também nos quarks de mar. Este comportamento não pode persistir indefinidamente, o que implica que nesta região, devemos levar em conta também diagramas de recombinação de pártons [14], que não são levados em conta na evolução DGLAP. Estes efeitos serão melhor discutidos no Cap. 3.

## 1.4 O processo Drell-Yan

Outro processo relevante para estudar a distribuição de quarks no interior de hádrons é o processo Drell-Yan. Vamos agora discutir suas características, uma vez que este processo será importante para os estudos desenvolvidos neste trabalho com a produção e supressão de estados ligados de quarks pesados (ou quarkônios).

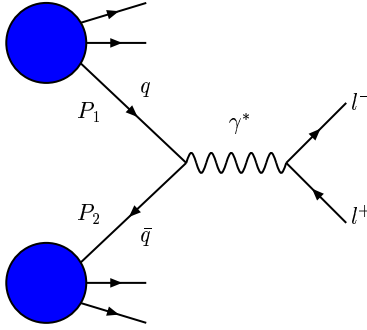
A produção de pares de léptons com grande massa invariante ( $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ , etc.)<sup>1</sup> em colisões hadrônicas, fornece informações sobre a estrutura dos hádrons. A detecção experimental de léptons com grande massa invariante em colisões hadrônicas determinou alguns fatos importantes na física de partículas. Em particular, a detecção dos estados de quarkônio ocorreu através de seu decaimento em pares de léptons. Este decaimento aparece superposto a um *continuum* de produção de pares de léptons, o qual foi teoricamente antecipado em 1970 [15], conhecido como processo Drell-Yan (Fig. 1.5). O processo DY nos fornece uma conexão com as distribuições de antiquarks dos hádrons.



**Fig. 1.5:** Espectro de massa de pares de léptons combinado de E866 [16]: colisões  $p + p$  e  $p + d$  a  $800 \text{ GeV}/c$  de energia do feixe. Os picos no continuum referem-se ao par de léptons medido do decaimento das ressonâncias.

Os conceitos do modelo partônico, originalmente introduzidos no DIS, podem ser aplicados a outros processos em colisões hadrônicas. O processo Drell-Yan é um destes. Num espalhamento hádron-hádron, o processo Drell-Yan, no sistema de momentum infinito,

<sup>1</sup> No nosso contexto, grande massa invariante significa  $M_{l+l-} \geq M_{J/\psi}$  onde  $J/\psi \rightarrow$  estado ligado de quarks pesados  $c\bar{c}$  por exemplo



**Fig. 1.6:** *Processo Drell-Yan em mais baixa ordem em QED.*

consiste numa aniquilação de um quark oriundo de um hádron e um antiquark de outro hádron dando origem a um bóson vetorial, o qual decai em um par de léptons, como pode ser analisado na Fig. 1.6. Nesse trabalho, consideraremos somente a região de pequena massa de par de léptons ( $M_{l+l^-} \leq M_{Z_0}$ ), onde a contribuição do fóton como bóson de troca é dominante. Posteriormente este fóton decai em um par de léptons que é detectado.

No DIS, a escala do processo é definida pelo momentum transferido  $Q^2$ . No processo DY o momentum transferido é a massa invariante do par de léptons no estado final e define a escala do processo. Temos então o fóton tipo-tempo com

$$M^2 = q^2 > 0, \quad (1.65)$$

onde  $q^\mu$  é o quadrimomentum do fóton virtual. Neste processo, o quadrado da energia do centro de massa dos hádrons presentes na colisão é dado por

$$s = (P_1 + P_2)^2, \quad (1.66)$$

onde  $P_1$  e  $P_2$  são os quadrimomenta do hádron 1 e do hádron 2, respectivamente. Em processos Drell-Yan com o alvo fixo é útil trabalhar com a fração de momentum longitudinal total, conhecida como  $x$  de Feynman, que é definida por

$$x_F = \frac{2p_L}{\sqrt{s}} \approx x_1 - x_2, \quad (1.67)$$

onde  $p_L$  é o momentum longitudinal do par de léptons, no referencial do centro de massa do processo hádron-hádron. As variáveis  $x_1$  e  $x_2$  são as frações de momentum total dos hádrons que cada párton porta e são dadas por

$$x_1 = \frac{2P_2 \cdot q}{s} \quad \text{e} \quad x_2 = \frac{2P_1 \cdot q}{s}. \quad (1.68)$$

O quark  $q$  na Fig. 1.6 tem momentum  $x_1 P_1$  e o antiquark tem momentum  $x_2 P_2$ . Porém, podemos verificar que existe uma simetria entre feixe e alvo neste referencial. Além disso,  $x_1$  e  $x_2$  relacionam-se através da variável de escalamento da seguinte forma:

$$\tau \equiv x_1 x_2 = \frac{M^2}{s}, \quad (1.69)$$

onde desprezamos, de acordo com o modelo partônico, o momentum transversal do fóton virtual.

As frações de momentum carregadas pelos pártons que contribuem para a seção de choque em ordem dominante (LO), podem ser expressas em termos da variável rapidez  $y$  do par (generalização da velocidade relativística)

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (1.70)$$

e na variável de escalamento  $\tau$ , da seguinte maneira,

$$x_1 = \sqrt{\tau} e^y, \quad x_2 = \sqrt{\tau} e^{-y}. \quad (1.71)$$

A seção de choque partônica  $q + \bar{q} \rightarrow l^+ + l^-$  em mais baixa ordem para o processo Drell-Yan é calculada através das usuais regras de Feynman da QED. De acordo com o sub-processo partônico de aniquilação de quarks da Fig. 1.6 temos

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dM^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2 \varepsilon_i^2}{9M^2} \delta(x_1 x_2 s - M^2). \quad (1.72)$$

Partindo desta expressão a nível partônico, podemos escrever a seção de choque hadrônica para o processo Drell-Yan, com auxílio da fatorização colinear, na seguinte forma,

$$\frac{d\sigma}{dM^2} = \int_0^1 dx_1 dx_2 \sum_i \{q_i(x_1, M^2) \bar{q}_i(x_2, M^2) + x_1 \leftrightarrow x_2\} \frac{d\hat{\sigma}}{dM^2}, \quad (1.73)$$

onde as funções  $q(x, M^2)$  e  $\bar{q}(x, M^2)$  são as funções de distribuições partônicas definidas no DIS e descrevem a probabilidade de encontrar um quark ou antiquark portanto uma fração  $x$  do hádron de origem. Como falamos anteriormente, no processo Drell-Yan, o quadrado da massa do par de léptons determina a escala do processo, logo, as funções de distribuição partônicas passam a depender de  $M^2$ . A função  $\delta$  na Eq.(1.72) permite escrever a seção de choque na forma,

$$M^2 \frac{d\sigma}{d\tau} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{3N_c} \int_0^1 dx_1 \sum_i i\varepsilon_i^2 \{q_i(x_1, M^2) \bar{q}_i(x_1/\tau, M^2) + x_1 \leftrightarrow x_2\}, \quad (1.74)$$

que explicita o escalamento da seção de choque em termos de  $\tau$  ( $N_c = 3$ ).

Portanto, no processo Drell-Yan, um par de léptons é produzido no estado final. Como a interação dos léptons é predominantemente eletromagnética, não interagindo fortemente,

podemos usá-lo para normalizar a produção de quarks pesados em processos próton-próton ( $pp$ ), próton-núcleo ( $pA$ ) e núcleo-núcleo ( $AA$ ). Uma discussão mais detalhada deste método de análise é feita nos capítulos 4 e 6, onde apresentamos nossos resultados. Agora, vamos discutir e apresentar algumas parametrizações utilizadas para descrever as funções de distribuição partônicas.

## 1.5 Parametrizações

A QCD perturbativa nos permite calcular processos de espalhamento duros em altas energias a partir de dois ingredientes: as seções de choque dos subprocessos partônicos, que envolvem os quarks, léptons e bósons de calibre, calculadas perturbativamente; e as distribuições partônicas dentro dos hádrons. Logo, as predições para processos de espalhamento duro, envolvendo hádrons, requerem um conhecimento das distribuições partônicas.

Estas distribuições, porém, não são previstas pela QCD; somente suas evoluções podem ser obtidas através das equações DGLAP (1.44, 1.47, 1.48). Portanto, a determinação das mesmas, em alguma escala inicial  $Q^2 = Q_0^2$ , deve ser feita a partir dos dados. O procedimento básico é parametrizar a dependência em  $x$  das funções de distribuição  $f_i(x, Q_0^2)$  para algum valor de  $Q_0^2$ , grande o suficiente para garantir a aplicabilidade de métodos perturbativos, e evoluir estas distribuições para um valor escolhido de  $Q^2$  utilizando as equações DGLAP. Durante esta evolução, os parâmetros são determinados pelo ajuste aos dados do DIS e de processos relacionados disponíveis, como espalhamento de neutrinos, produção direta (*prompt*) de fótons, assimetria na produção de pares de léptons Drell-Yan em colisões  $pp$  e  $pn$ , produção Drell-Yan, entre outras. Dessa forma, as densidades partônicas são determinadas para uma certa região de  $x$  e  $Q^2$ , onde existam dados, podendo assim serem usadas para caracterizar as funções de estrutura e para o cálculo da seção de choque de outros processos a altas energias.

Essas distribuições são determinadas, tradicionalmente, a partir de análises globais dos dados de processos profundamente inelásticos e de processos relacionados, como a produção de pares de léptons, de sabores pesados, de jatos com grande momentum transversal, etc. Nessas análises globais, o maior número possível de observáveis é incluído, a fim de relacionar as várias distribuições partônicas, já que diferentes processos fornecem informações sobre diferentes distribuições em regiões cinemáticas distintas. Por exemplo, os dados do DIS relacionam principalmente a função de estrutura  $F_2$  e, na região de pequeno  $x$ , a distribuição de glúons, enquanto que processos com produção de pares de lépton relacionam as distribuições de antiquarks. Estas distribuições estão sujeitas a muitas fontes de incerteza, tais como os erros experimentais dos dados utilizados no processo de análise global, a escolha dos pontos de corte (em  $x$  e  $Q^2$ ) para os dados, isto é, os valores abaixo dos quais os

dados são excluídos do ajuste global, o truncamento da expansão perturbativa da evolução DGLAP, e outras premissas teóricas utilizadas no processo de análise como a invariância de isospin, a escolha do tipo de parametrização, etc.

A cada novo conjunto de medidas, o maior número de dados, bem como a maior precisão destes, exige um novo refinamento das distribuições partônicas. Diversos grupos tem se dedicado a esta tarefa, com propostas diferentes: Glück, Reya e Vogt (GRV) [17], Martin, Roberts, Stirling e Thorne (MRST) [18] e a colaboração CTEQ [21], diferindo nos valores da escala inicial  $Q_0^2$ . Esta seção dedica-se ao estudo destas parametrizações, mas antes vamos caracterizar a análise global em que se baseiam as parametrizações.

### 1.5.1 Análise Global

A análise global das distribuições partônicas caracteriza-se por fazer uso dos dados de muitos processos físicos conjuntamente com as equações de evolução partônicas, a fim de extrair um conjunto de distribuições universais que melhor se ajustam aos dados existentes. Estas podem então ser usadas na predição de todos os observáveis físicos restantes, mesmo para escalas de energia bem além da disponível nos atuais aceleradores.

Um típico procedimento para a análise global envolve os seguintes passos:

- Desenvolver um programa para resolver as equações de evolução numericamente, as quais são um conjunto de equações íntegro-diferenciais acopladas, como por exemplo as equações DGLAP;
- Escolher um conjunto de dados que melhor forneça restrições às distribuições partônicas;
- Selecionar o esquema de fatorização <sup>2</sup> - DIS ou  $\overline{MS}$  [4]- e optar por um consistente conjunto de escalas de fatorização para todos os processos. Distribuições partônicas definidas em diferentes esquemas de fatorização são diferentes. Além disso, o truncamento da série perturbativa invariavelmente leva a uma dependência na escala de renormalização e fatorização para as predições da QCD. Portanto, as distribuições partônicas obtidas da análise global irão depender das escalas escolhidas;
- Escolher a forma paramétrica para as distribuições de entrada para a escala  $Q_0^2$ , e então evoluí-las para outros valores de  $Q^2$ . Existe considerável liberdade na opção da forma paramétrica das distribuições de entrada na escala  $Q_0^2$ . Esta deve ser geral o suficiente para levar em consideração todas as possíveis dependências em  $x$  e de sabor,

---

<sup>2</sup> Um esquema de fatorização representa uma estrutura teórica para separar a física perturbativa (grande transferências de momentum) e a física não-perturbativa (baixa transferência de momentum) nos processos de espalhamento [4]

mas não deve conter muitos parâmetros a serem ajustados. Em geral, usa-se como forma funcional para as distribuições de entrada

$$f_i(x, Q^2) = A_0 x^{A_1} (1-x)^{A_2} P(x) \quad (1.75)$$

onde  $P(x)$  é uma função regular. Nesta expressão,  $x^{A_1}$  determina o comportamento para pequeno  $x$  e  $(1-x)^{A_2}$  o comportamento para grande  $x$ ;

- Usar as distribuições evoluídas para calcular o  $\chi^2$  - um procedimento de ajuste de curvas por mínimos quadrados - entre a teoria e os dados, optando por um algoritmo para minimizar o  $\chi^2$ , ajustando as parametrizações das distribuições de entrada;
- Parametrizar as distribuições finais para valores discretos de  $x$  e  $Q^2$  por algumas funções analíticas.

A seguir, discutiremos algumas das parametrizações disponíveis, com seus pressupostos e sua evolução.

## 1.5.2 Parametrizações MRST

As parametrizações propostas por A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling e R. S. Thorne (MRST) [18], bem como em trabalhos anteriores do grupo [19], determinam as distribuições partônicas a partir de um ajuste global aos dados disponíveis de espalhamento profundamente inelástico e processos relacionados.

As distribuições partônicas iniciais são parametrizadas em  $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$ , onde o número de sabores ativos é  $n_f = 3$ . Estas são definidas num esquema  $\overline{MS}$  de renormalização e fatorização e têm a forma

$$\begin{aligned} x u_v &= A_u x^{\eta_u} (1-x)^{\eta_2} (1 + \epsilon_u \sqrt{x} + \gamma_u x) \\ x d_v &= A_d x^{\eta_d} (1-x)^{\eta_4} (1 + \epsilon_d \sqrt{x} + \gamma_d x) \\ x S &= A_S x^{-\lambda_S} (1-x)^{\eta_S} (1 + \epsilon_S \sqrt{x} + \gamma_S x) \\ x G &= A_g x^{-\lambda_g} (1-x)^{\eta_g} (1 + \epsilon_g \sqrt{x} + \gamma_g x) \end{aligned} \quad (1.76)$$

onde  $u_v \equiv u - \bar{u}$  e  $d_v \equiv d - \bar{d}$  são as distribuições de valência, e  $S \equiv 2(\bar{u} + \bar{d} + \bar{s} + \bar{c})$  é a distribuição total do mar. Nem todos os parâmetros estão livres, já que, por exemplo, três dos quatro coeficientes  $A_i$  são determinados por regras de soma de momentum, dada pela Eq. 1.29, e de soma de sabor, aplicando a Eq. 1.28 de acordo com o número de pártons presentes no hádron.. A estrutura de sabor do mar de quarks leves é assumida em  $Q_0^2$  como

$$\begin{aligned} 2\bar{u} &= 0.4S - \Delta \\ 2\bar{d} &= 0.4S + \Delta \\ 2\bar{s} &= 0.2S \end{aligned} \quad (1.77)$$

com a diferença entre  $\bar{u}$  e  $\bar{d}$ ,  $\Delta$ , dada por

$$x\Delta \equiv x(\bar{d} - \bar{u}) = A_{\Delta}x^{\eta_{\Delta}}(1-x)^{\eta_{\Delta}+2}(1 + \epsilon_{\Delta}x + \gamma_{\Delta}x^2) \quad (1.78)$$

onde o fator 2 no expoente do termo  $(1-x)$  serve para suprimir o valor de  $\Delta$  para valores grandes de  $x$ , e assim assegurar que as densidades individuais ( $\bar{d}$  e  $\bar{u}$ ) sejam positivas para todos os valores de  $x$ . Daí, portanto, vemos que estas parametrizações assumem a quebra de simetria de sabor no mar.

As densidades de quarks pesados são determinadas a partir das outras distribuições partônicas, não necessitando de parâmetros extras, além da própria massa dos quarks pesados. Estas densidades são nulas para  $Q^2 < m^2$ , onde  $m$  é a massa do quark pesado, só sendo determinadas para mais altos valores de  $Q^2$ . Devido às incertezas associadas a estas massas, uma variação nas mesmas é necessária para descrever os dados para as funções de estrutura. Para o caso do *charm*, a descrição de  $F_2^c$  é satisfatória com uma massa  $m = 1.43 \pm 0.15$  GeV [23].

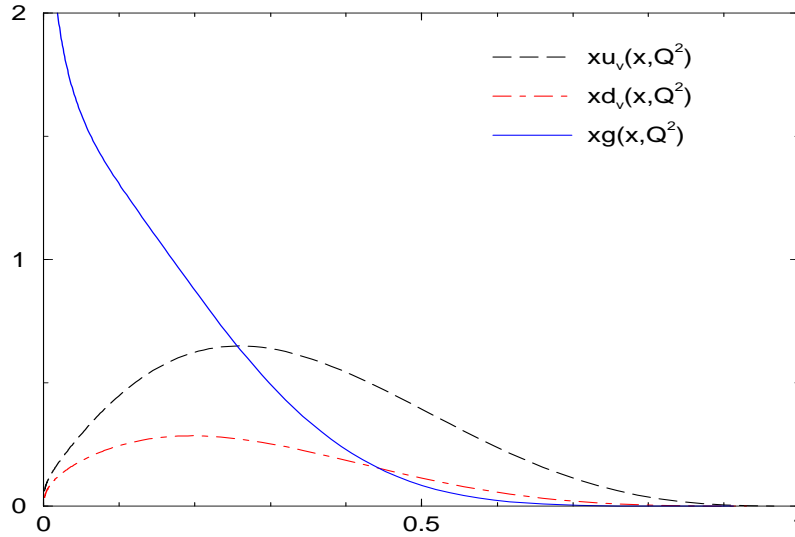
Novos dados disponíveis nos últimos anos motivaram novas análises, [23, 24] que melhoraram os ajustes, principalmente em pequeno  $x$ . Como os vínculos de soma de momentum (1.29) são respeitados no ajuste aos dados, um melhor conhecimento da distribuição de glúons na região de pequeno  $x$  faz com que exista uma incerteza nesta distribuição para a região de  $x > 0.3$ . Porém estas incertezas são levadas em conta nas análises, gerando um conjunto de parametrizações.

Na Fig. 1.7, mostramos o comportamento das distribuições partônicas com o uso da parametrização MRST. O valor de escala usado é  $Q^2 = 1.5 \text{ GeV}^2$ . Podemos notar que esta parametrização considera uma maior distribuição de glúons para pequeno  $x$ . Como esta parametrização baseia-se no ajuste global de dados na região de pequeno  $x$ , tem uma boa descrição para os dados mais recentes do DIS [25]. Esta concordância pode ser vista na Fig. 1.8, onde mostramos  $F_2(x, Q^2)$  em função de  $x$ . As curvas apresentam os dados na região de pequenos valores de  $x$  (na figura,  $5.3 \cdot 10^{-5} < x < 3.2 \cdot 10^{-4}$ ), com evolução em  $Q^2$ . As duas curvas apresentadas na figura comparam as previsões de dois conjuntos da parametrização MRST: com a linha cheia, mostramos a previsão do conjunto 2001, e com a linha tracejada, mostramos a previsão do conjunto 99. Os dados acumulam informações de diferentes experimentos do colisionador HERA, localizado no DESY, na Alemanha e da colaboração NMC, no CERN.

### 1.5.3 Parametrizações GRV

As parametrizações propostas por M. Glück, E. Reya e A. Vogt (GRV) [17, 22] distinguem-se da parametrização MRST [18] por basearem-se em condições iniciais tipo valência (que anulam-se para  $x \rightarrow 0$ ), tomadas em um pequeno valor de virtualidade inicial  $Q_0^2$ . As





**Fig. 1.7:** Distribuições partônicas usando a parametrização MRST [24], para  $Q^2 = 1.5 \text{ GeV}^2$ .

distribuições de entrada são vinculadas basicamente a partir da regra de soma de momentum e de soma de sabor. As previsões para qualquer outra escala de momentum são geradas através das equações DGLAP.

Originalmente, as distribuições do grupo GRV foram obtidas assumindo que, para uma pequena escala de momentum  $\mu$ , somente distribuições de quarks de valência seriam não-nulas [28]. Desta forma

$$G(x, \mu) = \bar{u}(x, \mu) = \bar{d}(x, \mu) = \bar{s}(x, \mu) = s(x, \mu) = 0, \quad (1.79)$$

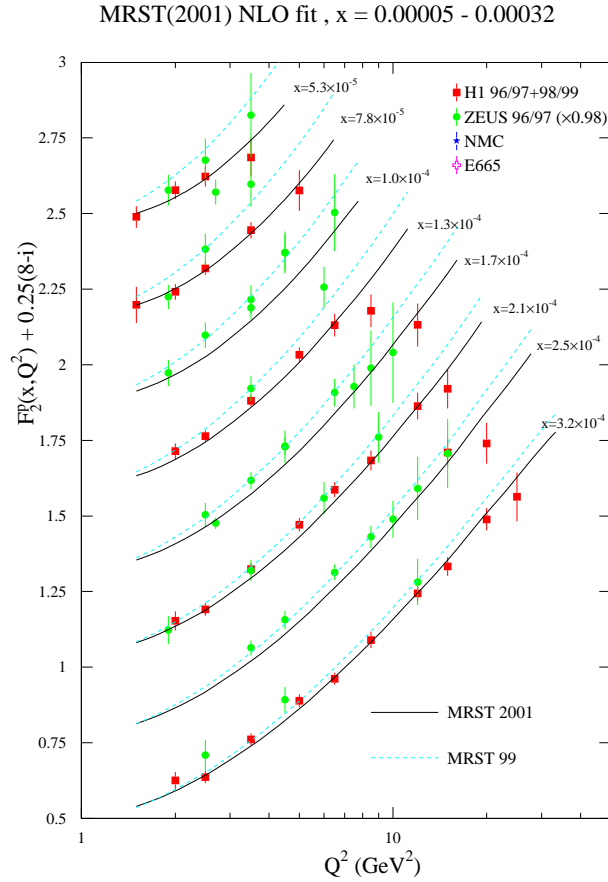
com os quarks pesados sendo produzidos pelo mecanismo de fusão bóson-glúon. As distribuições de quarks para a escala inicial  $\mu$  são obtidas através da evolução DGLAP de  $Q^2 \rightarrow \mu^2$  a partir da função de estrutura  $F_2^{eN}(x, Q^2)$ , medida para um valor de virtualidade  $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$ . Essas distribuições devem satisfazer a regra de soma do número de quarks,

$$\int_0^1 dx [u(x, \mu) + d(x, \mu)] = 3. \quad (1.80)$$

A escala  $\mu$  foi fixada impondo a regra de soma de momentum, ou seja, impondo a conservação de momentum com

$$\int_0^1 dx x \{u(x, \mu) + d(x, \mu)\} = 1. \quad (1.81)$$

Devido aos dados de produção direta de fóton foi necessário introduzir uma distribuição gluônica  $G(x, \mu)$  tipo-valência. Além disso, a inclusão de um mar não-estranho tipo-valência



**Fig. 1.8:** Comparação entre as predições dos conjuntos MRST2001 e MRS99 para  $F_2(x, Q^2)$  com dados para DIS [25]. Figura da Ref. [24].

( $u_s$  e  $d_s$ ) é considerada [17]. Desta forma a regra de soma de momentum passou a ser dada por

$$\int_0^1 dx x \{u_v(x, \mu) + d_v(x, \mu) + 2\bar{u}(x, \mu) + 2\bar{d}(x, \mu) + G(x, \mu)\} = 1, \quad (1.82)$$

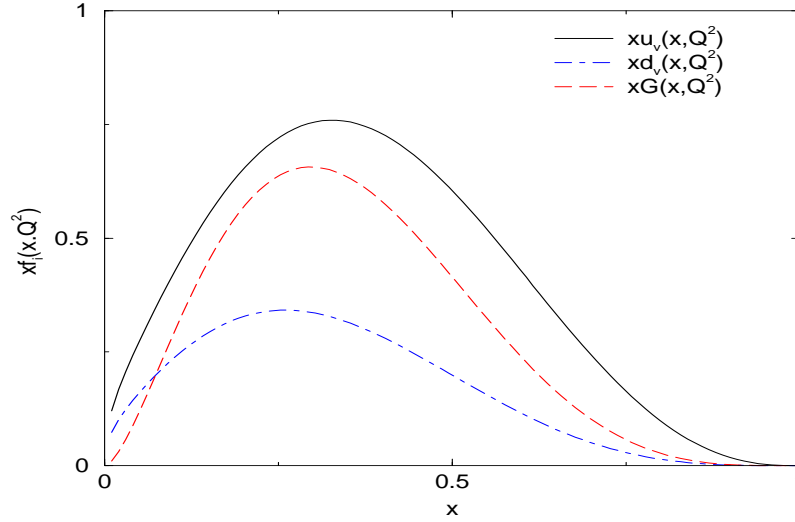
onde  $q_v = q - \bar{q}$ . Ao inserir os dados mais recentes [22], o grupo GRV não modificou a forma das distribuições de entrada, somente ajustou os parâmetros da evolução de tal forma que, em LO, as parametrizações das distribuições de entrada passaram a serem dadas por

$$\mu^2 = 0.29 \text{ GeV}^2 \quad (1.83)$$

$$xu_v(x, \mu^2) = 1.239x^{0.48}(1-x)^{2.72}(1-1.8\sqrt{x}+9.5x) \quad (1.84)$$

$$xd_v(x, \mu^2) = 0.614(1-x)^{0.9}xu_v(x, \mu^2) \quad (1.85)$$

$$x(\bar{d} - \bar{u})(x, \mu^2) = 0.23x^{0.48}(1-x)^{11.3}(1-12\sqrt{x}+50.9x) \quad (1.86)$$



**Fig. 1.9:** Distribuições de entrada da GRV [17], com  $Q^2 = 0.29 \text{ GeV}^2$ .

$$x(\bar{d} + \bar{u})(x, \mu^2) = 1.52x^{0.15}(1-x)^{9.1}(1 - 3.6\sqrt{x} + 7.8x) \quad (1.87)$$

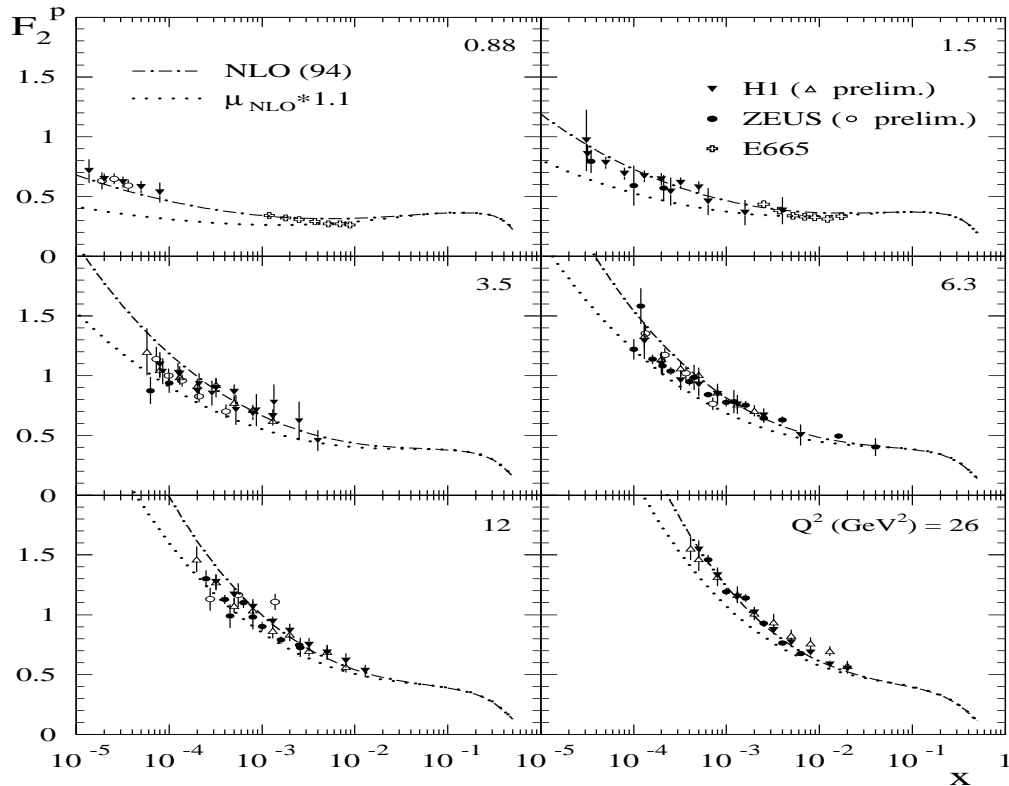
$$xG(x, \mu^2) = 17.47x^{1.6}(1-x)^{3.8} \quad (1.88)$$

$$xs(x, \mu^2) = x\bar{s}(x, \mu^2) = 0. \quad (1.89)$$

O comportamento das distribuições de entrada  $xG$ ,  $xu_v$  e  $xd_v$  da parametrização GRV é mostrado na Fig. 1.9, para  $Q^2 = \mu^2$ . As previsões desta parametrização concordam com os dados mais recentes, mesmo para valores pequenos de virtualidade  $Q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$ . Apesar disso, esta abordagem baseia-se na evolução da distribuição de entrada a partir de uma escala muito baixa, onde a validade do tratamento perturbativo da QCD é questionável.

Já na Fig. 1.10, apresentamos a previsão da parametrização GRV94 para os resultados experimentais de HERA (H1 e ZEUS) e FERMILAB (E665) para pequeno  $x$ . Nesta figura, a dependência em  $x$  é mostrada. Cada um dos seis painéis mostra um valor fixo de  $Q^2$ . A curva ponto-tracejada apresenta a previsão da parametrização, no seu conjunto que considera a próxima ordem dominante (NLO) em sua análise. A curva pontilhada mostra a incerteza do modelo, uma vez que nela apenas é mudada a escala inicial das distribuições. A mudança de escala é de 10 %. Nota-se que os dados podem ser descritos razoavelmente apenas com esta mudança.

Como vemos, as parametrizações disponíveis descrevem razoavelmente bem os dados para o DIS e outros processos associados. No próximo capítulo, ao analisarmos colisões  $pp$ , podemos usar uma destas parametrizações para o cálculo da seção de choque.



**Fig. 1.10:** Comparação entre as previsões para pequeno  $x$  do conjunto GRV94 NLO (linha ponto-tracejada) para  $F_2(x, Q^2)$  com dados recentes de HERA [25]. Alguns dados preliminares mais recentes também são mostrados. A curva pontilhada mostra a incerteza das previsões desta parametrização. Nesta curva, as densidades partônicas de entrada foram mantidas fixas, apenas acrescentando 10% à escala inicial  $\mu_{NLO}$ . Figura da Ref. [22].

## 1.6 Conclusão

Neste capítulo, apresentamos a introdução à teoria da QCD, juntamente com suas propriedades fundamentais, e a evolução das distribuições partônicas, assim como uma discussão resumida das parametrizações mais utilizadas. Como vimos, a evolução DGLAP prevê um crescimento sem controle da distribuição de glúons e, indiretamente, também das distribuições de quarks do mar na região de pequeno  $x$ . Assim, uma nova dinâmica é necessária para levar em conta os efeitos associados a alta densidade partônica presente nesta região cinemática. Uma discussão mais abrangente destes aspectos será feita no capítulo 3 deste trabalho. Além disso, apresentamos o processo Drell-Yan (DY), que servirá como processo base em nossa análise da produção de quarkônio.

No próximo capítulo, trataremos dos estados ligados entre quarks pesados, os estados de quarkônio. Devido a sua grande massa ( $m_Q > 1 \text{ GeV}$ ) constituem um sistema adequado pois uma descrição perturbativa pode ser utilizada para descrever a produção dos quarks pesados ( $c, b$ ). O estudo dos estados de quarkônio representam um desafio teórico, uma vez que a dinâmica que rege a formação do estado envolve efeitos não descritos pela QCD perturbativa, mas fogem do âmbito deste trabalho. Apresentaremos uma descrição dos processos de produção, bem como alguns resultados para colisões  $pp$ , comparados aos dados disponíveis.

## Capítulo 2

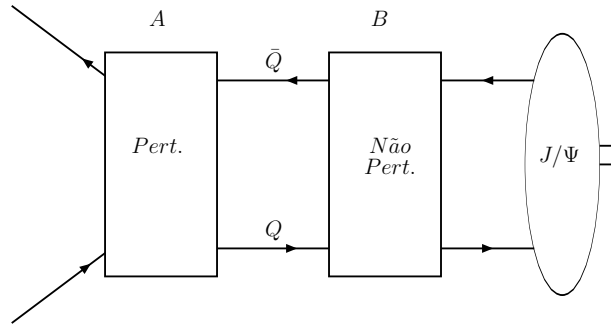
# A produção de quarkônio em processos hadrônicos

A produção de um estado ligado de quarks pesados ( $Q\bar{Q}$ ), que denominaremos *quarkônio*, representa um problema teórico desafiador, uma vez que exige a compreensão da dinâmica não-perturbativa responsável pela formação do estado ligado. Como  $m_Q > 1 \text{ GeV}$ , existe a expectativa de que a escala seja suficientemente grande para tornar  $\alpha_s(Q^2)$  pequeno o bastante para aplicarmos a QCD perturbativa para descrever a produção do par  $Q\bar{Q}$  no nível partônico. Esta massa fornece uma escala adicional, que deve ser levada em conta na renormalização da teoria. A posterior transição do par para o estado ligado envolve fenômenos não perturbativos, onde novos efeitos significativos tomam parte.

Estas duas etapas são consideradas na fatorização do processo de produção de quarkônio [29]. A seção de choque total para hadroprodução de um estado ligado de quarkônio é dada pela convolução entre as seções de choque partônicas e as distribuições partônicas

$$\sigma_{onium} = \sum_{a,b} \phi_{a/A} \otimes \phi_{b/B} \otimes \hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}} \otimes F_{Q\bar{Q} \rightarrow onium} \quad (2.1)$$

onde  $\phi_{i/I}$  é a distribuição do parton  $i$  no hádron  $I$ ,  $\sigma_{ab \rightarrow Q\bar{Q}}$  a seção de choque em nível partônico, e  $F_{Q\bar{Q} \rightarrow onium}$  caracteriza a probabilidade de transição do par  $Q\bar{Q}$  para o estado de quarkônio. Uma representação esquemática do processo é mostrada na Fig. 2.1. Nesta figura, representamos as incertezas do processo através de dois blocos A e B. O primeiro, onde entram dois partons, equivale ao processo, descrito perturbativamente, de produção do par  $Q\bar{Q}$ , enquanto o segundo equivale ao processo de formação do estado ligado, a qual envolve processos não-perturbativos, que emerge deste último bloco. Neste capítulo, estamos interessados em discutir mecanismos que possam explicar a produção do quarkônio. Os modelos distinguem-se pelo tratamento das componentes perturbativa e não-perturbativa. Antes, porém, começaremos apresentando a espectroscopia dos estados de quarkônio, dando especial atenção à família do *charm*.



**Fig. 2.1:** Fatorização do processo de produção de um estado de quarkônio.

## 2.1 O Quarkônio e Sua Espectroscopia

O quarkônio é um estado ligado envolvendo dois quarks pesados ( $Q\bar{Q}$ ), em analogia com o positrônio ( $e^+e^-$ ) da QED. Este par, formado em processos de colisão, pode carregar diferentes números quânticos. Usaremos a familiar notação espectroscópica  $n^{2S+1}L_J$  para caracterizar os diferentes estados formados, onde  $n$  é o número quântico principal,  $L = S, P, D, \dots$ , o momentum angular orbital,  $S$ , o spin total e  $J$ , o momentum angular total. Esta caracterização é originada no modelo de potencial usado para descrever o quarkônio [30, 31]. O par é considerado como ligado por um potencial central, que dá origem aos vários autoestados ao resolvermos a equação de Schrödinger para este potencial. Além disso, os estados de quarkônio são também caracterizados pelos números quânticos  $J^{PC}$ , onde  $P = (-1)^{L+1}$  é a paridade do estado, e  $C = (-1)^{L+S}$  é o número quântico de conjugação de carga, no caso de um estado singlete de cor (isto é, sem cor). Esses números quânticos são assumidos como conservados, podendo ser usados para descrever as diferentes partículas.

Nosso foco nesse trabalho está nos estados de charmônio ( $c\bar{c}$ ), principalmente no méson  $J/\Psi$ . Em notação espectroscópica, equivale ao estado  $1^3S_1$ , e carrega os números quânticos  $1^{--}$ . Na Fig. 2.2, mostramos a espectroscopia dos estados de charmônio [32]. Também estão indicados os decaimentos conhecidos entre esses estados. Observando estas linhas de decaimento, notamos que o  $J/\Psi$  é um dos estados mais estáveis do charmônio.

Além de formar estados de quarkônio, o (anti)quark pesado pode também se ligar a um (quark)antiquark leve, formando mésons abertos de sabor. Para a formação de um estado aberto de sabor, é suficiente a produção de apenas um (anti)quark pesado nos processos de espalhamento duro. Para o caso do charme, os estados abertos formados são os mésons  $D$  [ $c(\bar{c})$  combinado com  $\bar{u}(u)$  ou  $d(\bar{d})$ ], ou mésons  $D_s$  [ $c(\bar{c})$  combinado com  $\bar{s}(s)$ ].

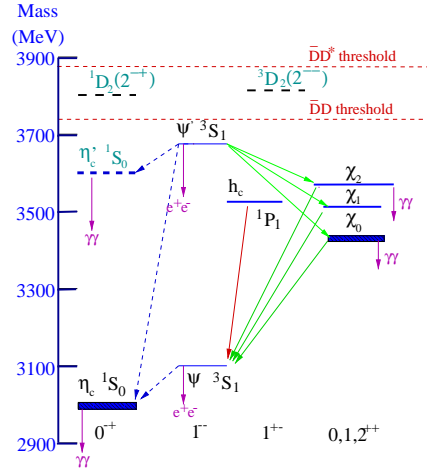


Fig. 2.2: Espectro do charmônio [32].

Basicamente, o que difere entre a produção do estado ligado e a produção de um estado aberto, dentro do limiar de massa para o estado ligado, é a dinâmica compreendida pelo segundo bloco da Fig. 2.1. Logo, a produção de mésons abertos também pode ser descrita através da fatorização (Eq. 2.1), com o fator  $F$  adequado. Como apenas a parte relativa à transição para o estado hadrônico final difere para os dois tipos de estados, iniciaremos nossa discussão tratando da parte perturbativa da expressão fatorizada, a qual pode ser calculada pela QCD perturbativa devido ao valor de  $m_Q$ .

## 2.2 Hadroprodução de quarks pesados

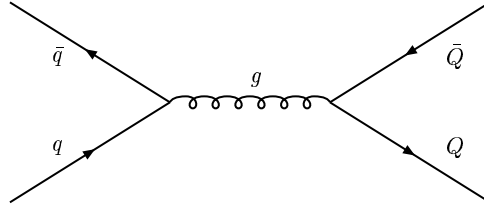
A seção de choque total para hadroprodução de um par de quarks pesados é dada pela convolução - integral no espaço de momentum - nas frações de momentum portadas por cada parton entre as seções de choque partônicas e as distribuições partônicas

$$\sigma_{Q\bar{Q}} = \sum_{a,b} \phi_{a/A} \otimes \phi_{b/B} \otimes \sigma_{ab \rightarrow Q\bar{Q}}. \quad (2.2)$$

Para o cálculo desta expressão devemos calcular a seção de choque a nível partônico. Os diagramas que contribuem para este processo, em ordem dominante (LO), são mostrados nas Figs. 2.3 e 2.4. A partir das regras de Feynman para a QCD, vamos calcular a seção de choque para o subprocesso  $q(p_1)\bar{q}(p_2) \rightarrow Q(p_3)\bar{Q}(p_4)$ , mostrado na Fig. 2.3. A amplitude de espalhamento é dada por

$$\mathcal{M} = \bar{u}^j(p_4)(-ig\gamma^\nu T_{j\ell}^a)v^\ell(p_3) \frac{-ig_{\mu\nu}\delta_{ab}}{(p_1 + p_2)^2} \bar{v}^k(p_2)(-ig\gamma^\mu T_{ik}^b)u^i(p_1). \quad (2.3)$$





**Fig. 2.3:** Contribuição em LO da fusão de quarks leves para a produção de quarks pesados ( $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ ).

Para o cálculo da seção de choque total [33], devemos tomar o módulo quadrado da amplitude de espalhamento (Eq. 2.3). Como desejamos obter esta seção de choque sem cor e sem polarização, tomamos a média sobre os estados iniciais e somamos sobre todos os estados finais. Assim, precisamos calcular

$$\overline{|\sum_{cor,spin} \mathcal{M}|^2} = \frac{1}{36} \sum_{cor,spin} |\mathcal{M}|^2 \quad (2.4)$$

$$= \frac{1}{36} \sum_{cor,spin} \left\{ \frac{g^4}{s^2} (T_{\ell j}^b)^* (T_{ik}^b)^* (T_{\ell j}^a) (T_{ik}^a) (\bar{v}^k \gamma_\mu u^i)^\dagger (\bar{u}^j \gamma_\nu v^\ell)^\dagger \bar{u}^j \gamma_\nu v^\ell \bar{v}^k \gamma_\mu u^i \right\} \quad (2.5)$$

O fator  $1/36$  surge do quadrado da média sobre a cor (3 possibilidades) e polarização (2 possibilidades) dos estados iniciais. Vamos desenvolver esta expressão usando apenas os elementos de matriz. Com o auxílio das regras para soma sobre o spin [3]

$$\sum_{spin} u_a^i(p) \bar{u}_b^i(p) = (\not{p} + m)_{ab} \quad (2.6)$$

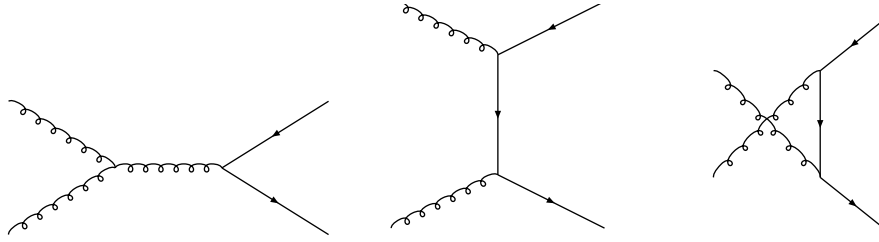
$$\sum_{spin} v_a^j(p) \bar{v}_b^j(p) = (\not{p} - m)_{ab}, \quad (2.7)$$

podemos reduzir a expressão ao produto de traços de matriz. Nesta aproximação, a massa dos quarks leves é considerada como desprezível, isto é,  $m_q \approx 0$ . Mantendo explícita a massa dos quarks pesados  $m_Q$ , temos a expressão

$$\overline{|\sum_{cor,spin} \mathcal{M}|^2} = \frac{g^4}{36s^2} \sum_{cor} \{ \text{Tr}[T^a T^b] \}^2 \text{Tr}[\gamma_\mu \not{p}_2 \gamma_\nu \not{p}_1] \text{Tr}[\gamma^\nu (\not{p}_4 + m_Q) \gamma^\mu (\not{p}_3 - m_Q)]. \quad (2.8)$$

Calculando cada um destes traços, reobtemos [33]

$$\overline{|\sum_{cor,spin} \mathcal{M}|^2} = \frac{4g^4}{9s^2} [(2p_1 p_3)(2p_2 p_4) + (2p_2 p_3)(2p_1 p_4) + 2m_Q^2(2p_1 p_2)]. \quad (2.9)$$



**Fig. 2.4:** Contribuições de fusão de glúons em LO para produção de quarks pesados.

As variáveis de Mandelstam para o subprocesso são:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 = 2m_Q^2 + 2p_3p_4 \quad (2.10)$$

$$t = (p_1 - p_4)^2 = (p_3 - p_2)^2 \cong m_Q^2 - 2p_2p_3 \quad (2.11)$$

$$u = (p_1 - p_3)^2 = (p_4 - p_2)^2 \cong m_Q^2 - 2p_2p_4 \quad (2.12)$$

onde é empregada a conservação de momentum no processo. Seguindo a Ref. [33], a massa dos quarks leves foi negligenciada. Introduzindo as variáveis de Mandelstam em (2.9), obtemos

$$\left| \sum_{\text{cor,spin}} \bar{\mathcal{M}} \right|^2 = \frac{64\pi^2\alpha_S^2}{9s^2} [(m_Q^2 - u)^2 + (m_Q^2 - t)^2 + 2m_Q^2s], \quad (2.13)$$

onde introduzimos a constante de acoplamento  $\alpha_S = \frac{g^2}{4\pi}$ . Com este resultado, podemos agora calcular a seção de choque diferencial, a partir da expressão

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi} \frac{1}{s^2} \sum_{\text{cor,spin}} |\bar{\mathcal{M}}|^2 \quad (2.14)$$

onde novamente negligenciamos a massa dos quarks leves ( $m_1 = m_2 = 0$ ). Substituindo (2.13) em (2.14), obtemos

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi\alpha_S^2}{9s^4} [(m_Q^2 - u)^2 + (m_Q^2 - t)^2 + 2m_Q^2s]. \quad (2.15)$$

Por meio de integração de (2.15) chegamos à seção de choque total para o subprocesso  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ . Os limites para esta integração são definidos no referencial de centro de massa como:

$$t_{\min(\max)} = m_Q^2 - \frac{s}{2}(1 \pm \gamma) \quad (2.16)$$

onde  $\gamma = \frac{4m_Q^2}{s}$ . Logo, a seção de choque partônica correspondente ao subprocesso  $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$  é dada por [34, 35]

$$\sigma_{q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}}(Q^2) = \frac{8\pi\alpha_S^2(Q^2)}{27s} \left(1 + \frac{\gamma}{2}\right) (1 - \gamma)^{1/2}. \quad (2.17)$$

O cálculo para o subprocesso  $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ , mostrado na Fig. 2.4, pode também ser realizado de forma semelhante, perturbativamente, reobtendo o resultado [34, 35]

$$\sigma_{gg \rightarrow Q\bar{Q}}(Q^2) = \frac{\pi\alpha_S^2(Q^2)}{3Q^2} \left[ -\left(7 + \frac{31}{4}\gamma\right) \frac{1}{4}X + \left(1 + \gamma + \frac{1}{16}\gamma^2\right) \ln\left(\frac{1+X}{1-X}\right) \right] \quad (2.18)$$

onde  $X = (1 - \gamma)^{1/2}$  e  $Q^2$  é o quadrado da massa invariante do par  $Q\bar{Q}$ , que se relaciona com a energia do processo por  $Q^2 = x_1x_2s$ ,  $x_{1(2)}$  é a fração de momentum total do hádron portada pelos pártons correspondentes e  $s$  é a variável de Mandelstam usual que denota o quadrado da energia do centro de momentum.

A seção de choque para a produção dos quarks pesados pode agora ser calculada realizando as convoluções entre as distribuições partônicas e a seção de choque para cada subprocesso. Isto é mostrado na Eq. (2.2). Para realizar a integração é conveniente a transformação de variáveis

$$(x_1, x_2) \rightarrow (x_F, Q^2) \quad (2.19)$$

onde  $x_F \equiv x_1 - x_2$  é a fração de momentum longitudinal portada pelo par  $Q\bar{Q}$  produzido. Em termos destas novas variáveis, as antigas podem ser reescritas como

$$x_{1,2} = \frac{1}{2} \left[ \pm x_F + \left(x_F + 4\frac{Q^2}{s}\right)^{1/2} \right] \quad (2.20)$$

e o Jacobiano desta transformação é dado por

$$J = \frac{\partial(x_1, x_2)}{\partial(x_F, Q^2)} = \frac{1}{Q^2} \frac{x_1x_2}{x_1 + x_2} = \frac{1}{s\left(x_F + 4\frac{Q^2}{s}\right)^{1/2}} \quad (2.21)$$

Escrevendo explicitamente a expressão para a seção de choque temos [34]

$$\sigma_{Q\bar{Q}} = \int_{4m_Q^2}^s dQ^2 \int_0^{1-\tau} dx_F \frac{1}{s\left(x_F^2 + 4\frac{Q^2}{s}\right)^{1/2}} \sum_{a,b} \hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}} \phi_a(x_F, Q^2) \phi_b(x_F, Q^2) \quad (2.22)$$

O limite inferior de massa invariante  $4m_Q^2$  é a massa invariante mínima para formação do par  $Q\bar{Q}$ ; o limite superior corresponde a situação onde ambos os pártons carregam a máxima fração de momentum dos hádrons do estado inicial, ou seja,  $x_1 = x_2 = 1$ . A massa invariante funciona como uma escala dura, de forma que as distribuições partônicas evoluem nesta variável. Isso não seria possível para quarks leves, pois nesse caso estaríamos na região não-perturbativa, onde  $\alpha_S(m_q)$  é muito grande. Na integração em  $x_F$ , consideramos apenas a região frontal ( $x_F > 0$ ), com o vínculo cinemático no limite superior dado por  $\tau = \frac{Q^2}{s}$ . Se considerarmos a região com  $x_F < 0$ , o cálculo é simétrico e o resultado da Eq. (2.22) deve ser multiplicado por 2.

O cálculo discutido acima foi feito em ordem dominante (LO) da QCD perturbativa (pQCD) a nível partônico. É usual na literatura estimar as contribuições de ordens mais altas (NLO), introduzindo um fator fenomenológico  $K$ , dado por

$$K = \frac{\sigma^{NLO}}{\sigma^{LO}}, \quad (2.23)$$

o qual assume valores típicos  $K \simeq 1 - 2.5$ . O cálculo completo, considerando estas contribuições NLO, pode ser encontrado nas Refs. [36, 37]

O cálculo considerado nesta seção não leva em conta a transição do par  $Q\bar{Q}$  para um estado específico de quarkônio. Esta transição envolve efeitos não perturbativos e deve ser considerada a partir de modelos de produção para o quarkônio, que discutiremos na próxima seção.

## 2.3 Modelos de Produção

Como descrevemos acima, o processo de produção pode ser mais facilmente entendido se assumimos a existência de um teorema de fatorização, que permita a separação da dinâmica de produção do par de quarks pesados de sua evolução num estado ligado. A razão porque esta premissa simplifica o trabalho é que podemos, na presença da fatorização, parametrizar a parte não perturbativa de uma forma universal em termos de um conjunto limitado de parâmetros: tendo determinado um deles (por exemplo, ajustando-os a algum conjunto de dados), estes podem então ser usados para realizar previsões [29]. Uma das principais incertezas na produção do quarkônio está relacionada à transição do par  $Q\bar{Q}$  para o méson sem cor no estado final. Inicialmente, o par geralmente encontra-se no estado octeto de cor. Ele neutraliza sua cor e liga-se numa ressonância física. A neutralização de cor ocorre por algum tipo de interação com o campo de cor, induzido pela colisão, que cerca o par.

Esta premissa é razoável, uma vez que as escalas de tempo associadas aos dois fenômenos são significativamente diferentes: na produção do par  $Q\bar{Q}$ , a escala de tempo relevante é  $\frac{1}{m_Q}$ , ou  $\frac{1}{p_T}$ , no caso de produção em alto  $p_T$ . Na formação do estado ligado, a escala de tempo importante é da ordem do inverso da energia de ligação do quarkônio, i.e., algo da ordem de  $1/\Lambda_{QCD}$ . Portanto, no instante em que o estado ligado começa a se formar, toda informação sobre a origem da fonte do par de quarks pesados foi perdida. Contudo, o estado de quarkônio tem números quânticos bem definidos, e podemos suspeitar que apenas os pares  $Q\bar{Q}$  preparados pelo processo duro (perturbativo) em estados específicos tem uma chance de eventualmente evoluir para um dado estado ligado. Regras de seleção deste tipo podem evitar a perda da informação sobre a origem do sistema, mas prejudicam a fatorização.

A determinação de até que ponto, e de que forma precisa, a fatorização é válida, é portanto um desafio inicial que nos defrontamos quando formulamos um modelo de produção.

### 2.3.1 Modelo Singleto de Cor (CSM)

O CSM [38, 39] é um modelo simples para as amplitudes de probabilidade de um par  $Q\bar{Q}$  formar um certo estado de quarkônio. Usando a notação espectroscópica e denotando os estados de cor possíveis como  $\mathbf{1}$  (singleto) e  $\mathbf{8}$  (octeto), temos a representação

$$|Q\bar{Q}(\mathbf{1}, {}^{2S+1}L_J)\rangle \quad (2.24)$$

para o estado de Fock dominante, na produção de um estado de quarkônio com spin total  $S$ , momentum angular orbital  $L$  e momentum angular total  $J$ . Como exemplos, temos:

$$J/\Psi : |c\bar{c}(\mathbf{1}, {}^3S_1)\rangle$$

e

$$\chi_{cJ} : |c\bar{c}(\mathbf{1}, {}^3P_J)\rangle.$$

Dado um méson cujo estado de Fock dominante é

$$|Q\bar{Q}(\mathbf{1}, {}^{2S+1}L_J)\rangle \quad (2.25)$$

o CSM assume a amplitude como nula, exceto se o par puntiforme já tiver os números quânticos corretos e esteja num estado singleto de cor. Outra premissa é a formação do méson por um par  $Q\bar{Q}$  não relativístico, descrita por um potencial fenomenológico que liga o par. Este potencial apresenta as características da QCD: confinamento a grandes distâncias e liberdade assintótica a curtas distâncias. Resolvendo a equação de Schrödinger para este potencial, obtemos a função de onda radial do quarkônio  $R_{n\ell}$  [40] e, conseqüentemente, a amplitude será dada por

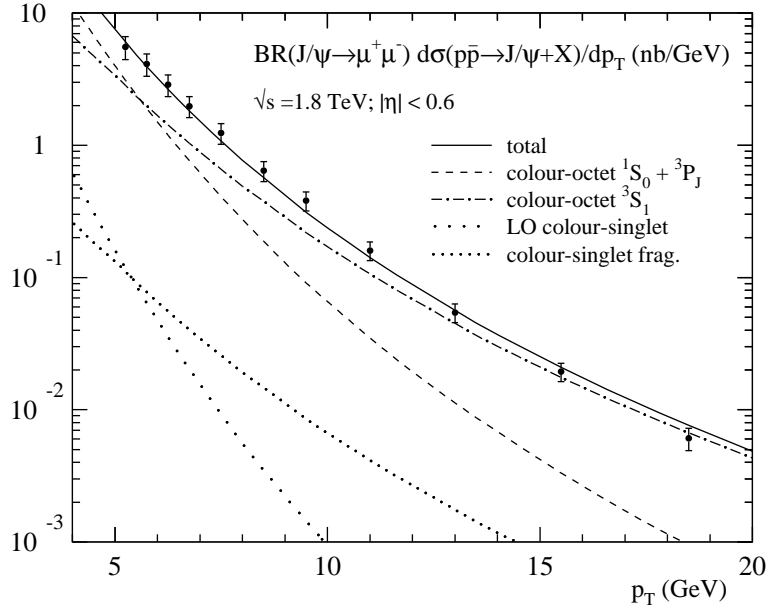
$$\mathcal{A}({}^{2S+1}L_J + X) = \hat{\mathcal{A}}(Q\bar{Q}(\mathbf{1}, {}^{2S+1}L_J) + X) \left| \frac{d^\ell}{dr^\ell} R_{n\ell}(0) \right|, \quad (2.26)$$

onde  $\hat{\mathcal{A}}$  são as amplitudes calculadas perturbativamente em curta distância. A parte de longa distância se traduz na  $\ell$ -ésima derivada da função de onda radial na origem, que absorve todos os efeitos não perturbativos. A ordem  $\ell$  da derivada está associada ao número quântico  $L$ .

Na prática, o valor do parâmetro não perturbativo relevante pode ser determinado através do decaimento dos estados de quarkônio, com a ajuda da expressão não relativística

$$\Gamma(\Psi \rightarrow e^+e^-) = \frac{16\pi\alpha^2 e_c^2}{M_\Psi^2} |R_\Psi(0)|^2. \quad (2.27)$$

Embora este modelo tenha obtido razoável sucesso na descrição dos resultados experimentais advindos de colisões com alvo fixo, o CSM começa a apresentar problemas quando



**Fig. 2.5:** Contribuições singlete de cor e octeto de cor para produção de  $J/\Psi$  em colisões  $pp$  no Tevatron ( $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ ) comparado aos dados do CDF [41]. A linha pontilhada mais espaçada mostra a predição LO do CSM, e a linha pontilhada com pontos mais próximos mostra o cálculo com as contribuições de mais alta ordem. As demais curvas mostram as predições do COM, com a curva tracejada mostrando as contribuições de estados com números quânticos diferentes,  $\chi_c$  e  $\eta_c$ , e a curva ponto-tracejada mostra a produção direta do  $J/\Psi$ . A curva cheia mostra a produção total, considerando contribuições de todos os estados de charmônio. Gráfico da ref. [42].

comparamos suas predições para hadroprodução com os resultados do Tevatron [41]. Mesmo com a inclusão de contribuições de ordens mais altas, a predição subestima os dados por um fator de 50 para a produção de  $J/\Psi$  (Fig. 2.5) e  $\Psi'$  (Fig. 2.6). Nas duas figuras, as predições para o  $J/\Psi$  são mostradas pelas linhas pontilhadas. A linha com pontos mais espaçados mostra a predição em ordem dominante, e com pontos mais próximos mostra a predição considerando mais altas ordens. As demais linhas mostram as predições do modelo octeto de cor (COM), que será discutido no próximo item. O CSM apresenta, entretanto, uma excelente concordância com os dados de fotoprodução em HERA, quando consideramos a contribuição de ordens mais altas em nosso cálculo [42].

### 2.3.2 Modelo Octeto de Cor (COM)

Com os dados de hadroprodução no Tevatron, ficou claro que a contribuição do mecanismo octeto de cor é importante na produção de quarkônio [42]. Diferentemente da premissa básica do CSM, um par  $Q\bar{Q}$  produzido num estado octeto de cor pode se ligar para formar um quarkônio. Apesar da exigência do estado singlete de cor para o par que forma o estado ligado, a parte de curta distância, perturbativa, pode envolver a produção do par  $Q\bar{Q}$  em octeto de cor.

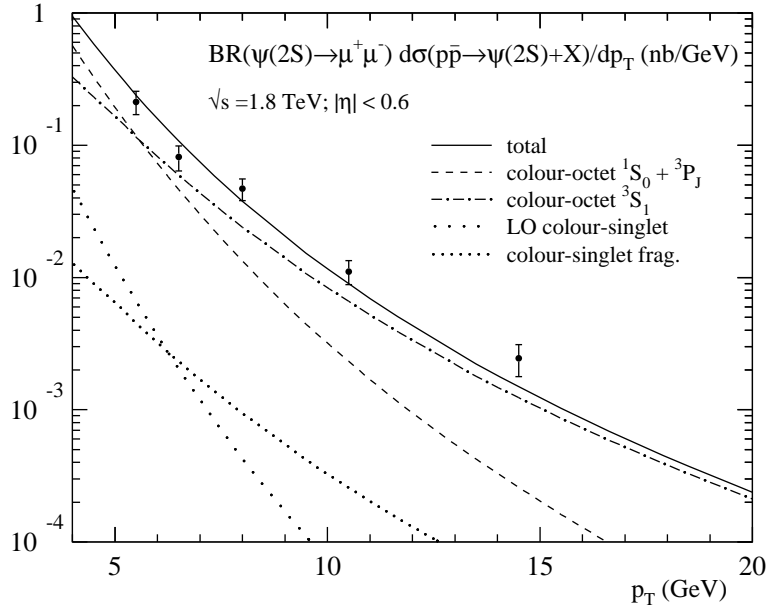
Neste modelo, baseada na QCD não relativística (NRQCD) [43], a função de onda do quarkônio é dada pela soma de todas as contribuições no espaço de Fock para o estado em questão. Considerando os estados de onda tipo S, isto é,  $J/\Psi$  e  $\Psi(2S)$ , devemos considerar que todos os elementos de matriz octeto de cor são suprimidos em relação à contribuição singlete de cor, por potências da velocidade relativa entre os componentes do par  $Q\bar{Q}$ , no sistema de repouso do par. Isso ocorre porque no modelo a expansão perturbativa é feita nos parâmetros  $\alpha_S$  e  $v$ . Como, para os estados de quarkônio,  $\alpha_S$  é numericamente da mesma ordem de  $v^2$  [1], os dois canais podem ser competitivos. Fazendo uma expansão do estado  $^3S_1$ , temos

$$\begin{aligned}
 |\Psi\rangle &= \mathcal{O}(1)|Q\bar{Q}[1,^3S_1]\rangle + \mathcal{O}(v)|Q\bar{Q}[8,^3P_J]g\rangle \\
 &+ \mathcal{O}(v^2)(|Q\bar{Q}[1,^3S_1]gg\rangle + |Q\bar{Q}[8,^3S_1]gg\rangle \\
 &+ |Q\bar{Q}[8,^1S_0]g\rangle + |Q\bar{Q}[1,^3D_J]gg\rangle + |Q\bar{Q}[8,^3D_J]gg\rangle) + \dots
 \end{aligned}
 \tag{2.28}$$

Nesta expressão, o primeiro termo da expansão em potências da velocidade  $v$  correspondente à contribuição singlete de cor para o estado  $J/\Psi$ , e os termos de mais alta ordem correspondem às componentes com glúons adicionais.

Para resolver a anomalia no CDF para o  $\Psi'$  [42], podemos considerar a produção dos estados octeto de cor na função de fragmentação do glúon para o  $\Psi'$ . Considerando esta produção, os dados para hadroprodução são descritos perfeitamente pelo modelo, como podemos ver na Fig. 2.6. A predição do COM é mostrada pela linha cheia. A linha pontilhada e a linha tracejada mostram as predições do COM para a produção direta de diferentes estados de charmônio.

Por sua vez, apesar da boa descrição dos dados para hadroprodução [42], o COM falha para descrever os dados de fotoprodução, principalmente na região de  $z \sim 1$ . A razão para este insucesso pode estar na incerteza nos elementos de matriz, que podem ser negativos, ou sujeitos à renormalização, ou então numa possível quebra da fatorização da NRQCD na região elástica [42].



**Fig. 2.6:** Contribuições singleto de cor e octeto de cor para produção de  $\Psi'$  em colisões  $pp$  no Tevatron ( $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ ) comparado aos dados da CDF. As curvas são as mesmas da Fig. 2.5. Gráfico da ref. [42].

### 2.3.3 Modelo de Evaporação de Cor (CEM)

Processos envolvendo estados octeto de cor também são levados em conta no Modelo de Evaporação de Cor (CEM) [44, 45, 46, 47]. Neste caso, a cor é ignorada no tratamento perturbativo, de forma que ao sistema não é exigido estar no estado singleto de cor na produção. Neste modelo, a cor do par  $Q\bar{Q}$  é neutralizada por interação com o campo de cor induzido pela colisão. Durante esta neutralização, além da probabilidade de que os quarks pesados formem um quarkônio existe a probabilidade de que um dos quarks do par pode ligar-se a quarks leves ( $u$ ,  $d$  e  $s$ ), formando mésons abertos, ao invés de ligarem-se entre si formando o estado de quarkônio.

No CEM, a fatorização da produção do quarkônio, considerando a produção perturbativa do par  $Q\bar{Q}$ , em curta distância e a formação do estado de quarkônio, por mecanismo não perturbativo, é assumida como válida. Desta forma, podemos calcular perturbativamente a seção de choque de produção do par de quarks pesados, tratando sua evolução para o estado de quarkônio como um fenômeno estatístico, atribuindo pesos aos diferentes estados finais, sejam ligados ou mésons abertos.



De acordo com o modelo [46, 48]:

$$\sigma_{onium} = \frac{1}{9} \int_{2m_Q}^{2m_D} dm \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dm}, \quad (2.29)$$

$$\sigma_{open} = \frac{8}{9} \int_{2m_Q}^{2m_D} dm \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dm} + \int_{2m_D}^{\sqrt{s}} \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dm}, \quad (2.30)$$

onde  $\sigma_{onium}$  é a seção de choque para a produção do estado ligado, e  $\sigma_{open}$ , a seção de choque de produção de mésons abertos. A integração ocorre na massa invariante do par  $Q\bar{Q}$ . Neste caso, como tratamos apenas de estados que envolvem o quark *charm*, os limites de integração são a massa do par  $c\bar{c}$  e a massa do limiar de produção de mésons abertos. Os pré-fatores  $\frac{1}{9}$  e  $\frac{8}{9}$  consideram a probabilidade do estado ser produzido em estado singlete, ou octeto de cor, respectivamente.

Podemos notar nessas expressões que mais da metade da seção de choque de produção do par  $Q\bar{Q}$  abaixo do limiar de méson aberto contribui efetivamente para a produção de mésons abertos. A energia adicional para produzi-los é obtida a partir do campo de cor na região de interação.

Convém notar que toda a dependência em energia destas seções de choque está presente na parte perturbativa. Como podemos ver, não há distinção entre as dinâmicas de produção para o quarkônio e os mésons abertos. Devido a estes dois fatores, a razão entre seções de choque para diferentes estados de quarkônio (obviamente, de quarks de mesmo sabor) é independente da energia [44], sendo esta uma assinatura do modelo.

Considerando apenas a parte de produção de quarkônio, podemos chegar ao resultado para cada tipo de quarkônio por simples contagem estatística. Para um dado estado  $X$  de quarkônio

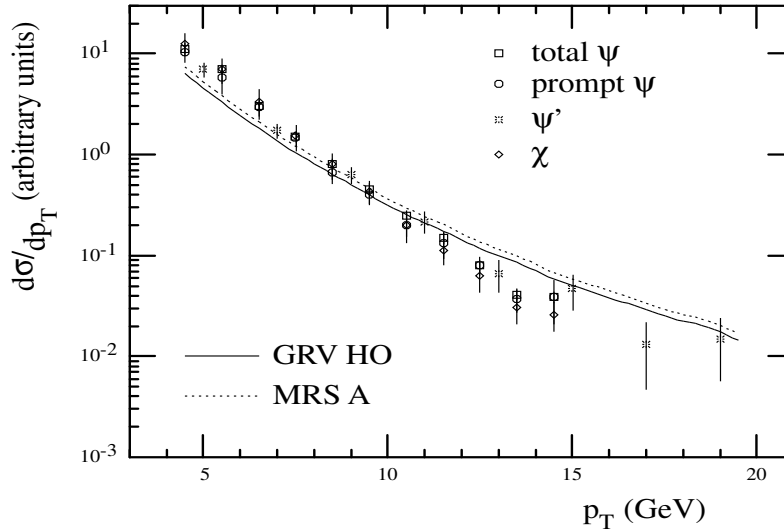
$$\sigma_X = \rho_X \sigma_{onium}, \quad (2.31)$$

onde

$$\rho_X = \frac{2J_X + 1}{\sum_i (2J_i + 1)} \quad (2.32)$$

com  $J_X$  sendo o spin do estado ligado  $X$  e a soma no denominador se dá sobre todos os estados ligados. Esta premissa de contagem estatística é suportada por dados em baixas energias [46] e através de cálculos utilizando interações macias de cor em geradores de eventos Monte Carlo [47].

Para hadroprodução, o CEM é suportado muito bem [50] pelos dados do Tevatron [41] a grande  $p_T$  (Fig. 2.7). Nesta figura, são comparadas as previsões do CEM considerando dois tipos de parametrizações partônicas. As curvas são comparadas com os dados da colaboração CDF, no Tevatron. Para fotoprodução em HERA, o CEM também apresenta boa descrição dos resultados experimentais, desde que sejam consideradas correções de mais alta ordem, principalmente na região onde  $z \rightarrow 1$  [52].



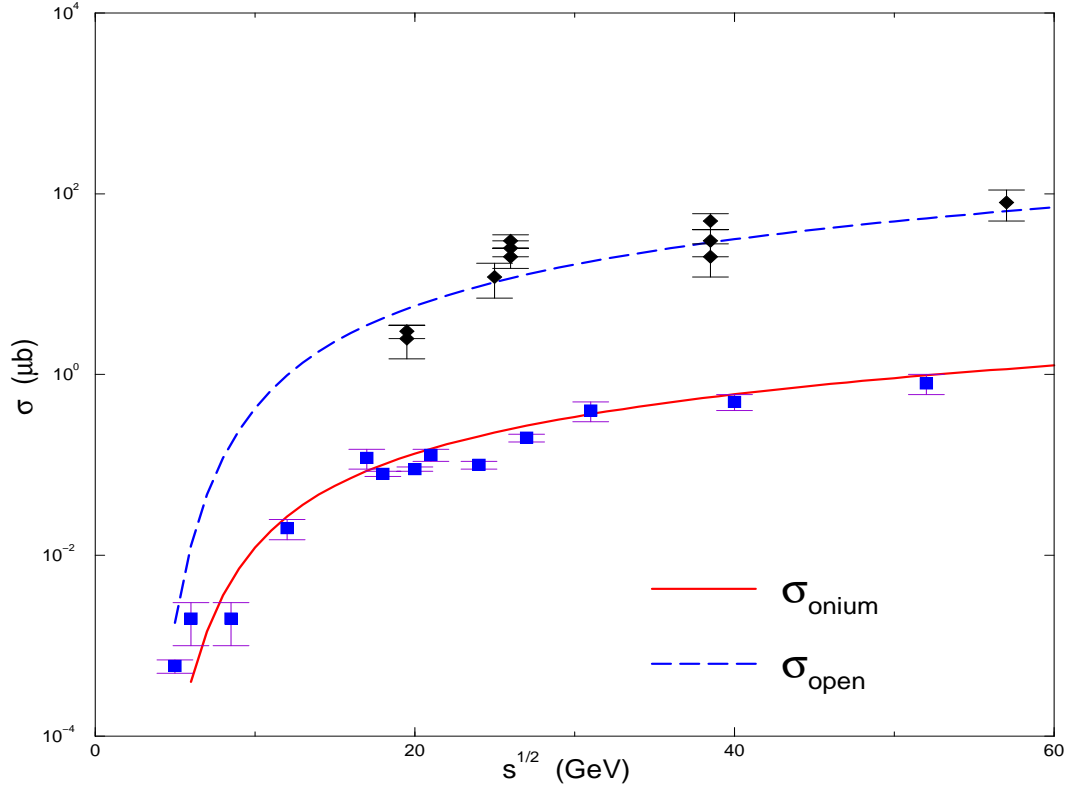
**Fig. 2.7:** *Predições em LO do CEM, mostradas com normalização arbitrária, com um fator  $K = 2.2$ , comparadas com dados do CDF, também com normalização arbitrária. Gráfico da ref. [46].*

## 2.4 Predições do CEM para processos $pp$

Por questão de concordância com os dados disponíveis até o momento, por sua consistência teórica e simplicidade, podemos considerar o modelo de Evaporação de Cor (CEM) como o mais efetivo na descrição dos processos de fotoprodução, hadroprodução na região de fusão e fragmentação [34]. Neste trabalho, nos utilizaremos deste modelo para analisar a produção de quarkônio em processos nucleares. Antes, porém, a fim de testarmos nosso procedimento de cálculo, iremos comparar nossas predições para a produção de quarkônio em processos hadrônicos, cujos dados estão disponíveis na literatura [53].

Como vimos na seção anterior, o CEM apresenta uma excelente concordância com os dados em função do momentum transversal  $p_T$  (Fig. 2.7). Apresentamos agora o predição do modelo em relação à energia do centro de momentum  $\sqrt{s}$ . Na Fig. 2.8, comparamos nossa predição obtida usando o CEM com os dados disponíveis para baixas energias em colisões *próton-próton* ( $pp$ ) e *próton-nucleon* ( $pN$ ). Apresentamos comparações tanto para a produção de charmônio como para a produção de mésons abertos. Nosso cálculo foi feito levando em conta apenas contribuições LO [cf. Eqs. (2.17) e (2.18)]. O valor de  $K = 2.0$  é usado para considerar contribuições de ordem mais alta. Um fator extra de 2 também foi multiplicado, uma vez que o cálculo considera apenas a região frontal ( $x_F > 0$ ).

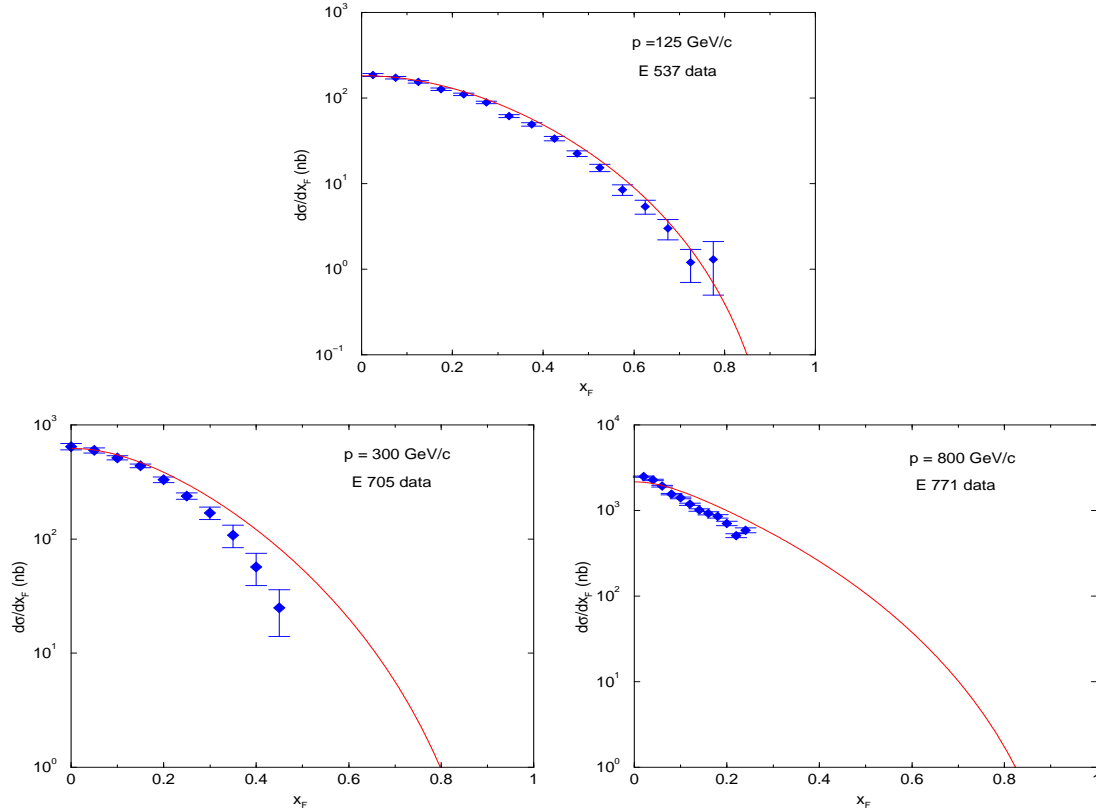
Na Fig. 2.9, a predição do CEM para a distribuição em relação ao momentum portado pela partícula produzida  $x_F$  é mostrada. Apenas a região frontal ( $x_F > 0$ ) é considerada.



**Fig. 2.8:** *Predição em LO do CEM para a dependência em energia da seção de choque de produção de estados ligados e estados de charme aberto, em comparação com os dados [53]. Um fator  $K = 2.0$  é utilizado para descrever os dados. Neste cálculo, usamos  $m_c = 1.2 \text{ GeV}$  e  $m_{D\bar{D}} = 3.74 \text{ GeV}$ . A curva cheia mostra a predição para os mésons abertos de charme e a curva tracejada mostra a predição para produção de  $J/\Psi$ .*

Comparamos nossa predição usando o CEM com os dados para colisões  $pp$ , com valores do momentum do feixe ( $p_{LAB}$ ), medido no referencial de laboratório. Para  $p_{LAB} = 125 \text{ GeV}/c$ , onde a faixa de  $x_F$  medido é grande, podemos ver uma excelente concordância entre a nossa predição e os dados. Já para  $p_{LAB} = 300 \text{ GeV}/c$ , nossa predição concorda com os dados para  $x_F < 0.2$ , ficando acima dos dados na região restante. Ainda assim, a concordância mostrada é razoavelmente boa, levando em conta as premissas simples do modelo utilizado. Para  $p_{LAB} = 800 \text{ GeV}/c$ , os dados concentram-se todos na região  $x_F < 0.2$ , onde já vimos que o modelo tem excelente concordância com os resultados experimentais. Como nosso cálculo foi feito em ordem dominante (LO), usamos, para descrever os dados nas três figuras, um fator  $K = 1.4$ , para considerar as contribuições das ordens mais altas.

Para a realização destes cálculos, seguimos os parâmetros usados para foto- e hadro-



**Fig. 2.9:** *Predição do CEM em ordem dominante para a distribuição da seção de choque em relação ao momentum longitudinal portado pelo  $J/\Psi$ . O fator  $K$  utilizado é 1.4. Dados tomados da ref. [53]*

produção por Brenner Mariotto [34, 48], com a liberdade de usar uma massa  $m_c$  menor, mas ainda dentro do limite da incerteza teórica desta massa. Nesse caso, usamos  $m_c = 1.2 \text{ GeV}$ ,  $\rho_{J/\Psi} = 0.5$  como parâmetro não-perturbativo, e a escala de fatorização  $\mu_F = 2 m_c$ . O baixo valor de  $m_c$  não afeta os cálculos, modificando basicamente o valor do fator  $K$  utilizado para ajustar a curva obtida aos dados. Para evoluir as densidades partônicas, utilizamos a distribuição GRV [17] para o próton, obtendo uma boa descrição para a dependência em energia (Fig. 2.8) e no momentum longitudinal do charmônio (Fig. 2.9) da seção de choque para produção. Considerando a simplicidade das premissas assumidas pelo CEM, a concordância das predições com os dados é boa, principalmente por termos simplificado ainda mais o cálculo, considerando apenas a contribuição de ordem dominante.

## 2.5 Conclusão

Neste capítulo, descrevemos a produção de quarkônio em processos próton-próton ( $pp$ ). Devido às escalas de tempo e massa presentes nesse processo, podemos fatorizar sua seção de choque, conforme vemos na Eq. (2.1). A produção do par de quarks pesados pode ser calculada por métodos perturbativos, uma vez que a massa  $m_Q$  fornece uma escala de evolução para o cálculo. A formação do estado ligado ocorre devido a efeitos não-perturbativos, sendo ainda objeto de estudo [54]. Alguns modelos que buscam descrever esta transição foram apresentados e também apresentamos comparações entre as previsões do Modelo de Evaporação de Cor (CEM) com os dados para hadroprodução em processos  $pp$ , e mostramos a boa concordância entre os mesmos. Desta forma, o CEM nos fornece uma ferramenta poderosa de previsão para distribuições como as calculadas na Sec. 2.4.

Nos próximos capítulos, trataremos da hadroprodução de charmônio em processos próton-núcleo ( $pA$ ). Como veremos, os resultados para estes processos não podem ser simplesmente extrapolados a partir dos resultados para processos  $pp$ , exigindo um tratamento mais profundo do meio nuclear formado na colisão. A investigação destes efeitos, bem como a generalização das distribuições partônicas para os nucleons ligados em um núcleo serão o tema central do próximo capítulo.

## Capítulo 3

# Efeitos nucleares e dinâmicos no DIS nuclear

Nosso objetivo nessa dissertação é considerar a produção de quarkônio em processos nucleares. Para processos próton-núcleo ( $pA$ ), a seção de choque será dada por

$$\sigma_{pA} = \sum_{a,b} \phi_a^p \otimes \phi_b^A \otimes \sigma_{ab \rightarrow Q\bar{Q}} \otimes F_{Q\bar{Q} \rightarrow onium}, \quad (3.1)$$

onde  $\phi_b^A$  é a função de distribuição partônica do parton  $b$  no núcleo  $A$ . Até aqui, tratamos apenas de distribuições partônicas em nucleons livres. Para estudarmos processos  $pA$ , precisamos de informações sobre as distribuições partônicas em núcleos.

No capítulo anterior, estudamos a produção de quarkônio em colisões hadrônicas. Com esta base, começaremos neste capítulo a generalização para processos envolvendo núcleos. Devido a estrutura hadrônica do núcleo, efeitos associados à presença do meio nuclear [55] modificam o comportamento das distribuições.

Para iniciar nosso estudo desses efeitos, analisaremos colisões *elétron-núcleo* ( $eA$ ), onde tais efeitos já podem ser observados. Embora a estrutura nuclear, presente num dos vértices, não esteja completamente compreendida, estes processos servem para verificar a presença e determinar a magnitude desses efeitos de meio nuclear. Além disso, é esperado que, em colisões nucleares em altas energias, também efeitos dinâmicos além DGLAP devam ser levados em conta. Uma análise dos dois efeitos também é apresentada neste capítulo, mostrando suas implicações nas distribuições partônicas.

### 3.1 Descrição dos processos nucleares

Núcleos representam sistemas com uma escala de comprimento intrínseca. A densidade bariônica típica no centro de um núcleo pesado é  $\rho_0 \approx 0.15 \text{ fm}^{-3}$ . A distância média entre dois nucleons, nesta densidade, é  $d \approx 1.9 \text{ fm}$ . Considerando um fóton virtual de alta energia, espalhado por este sistema, podemos visualizar dois tipos de efeitos nucleares genuínos:

- O fóton é espalhado incoerentemente por  $A$  nucleons, cujas funções de estrutura estão modificadas na presença do meio nuclear. Estas modificações podem ser originadas, por exemplo, pelo campo médio que um nucleon experimenta na presença de outros nucleons, ou ainda pelo movimento fermiônico dentro do núcleo.
- O fóton é espalhado coerentemente por mais de um nucleon. Estes efeitos podem ocorrer quando excitações hadrônicas produzidas pelo fóton virtual propagam-se por distâncias (no sistema de laboratório) que são comparáveis ou maiores que a escala característica de comprimento  $d \approx 2 fm$ . Este efeito é genericamente chamado de sombreamento.

Estes efeitos manifestam-se de diferentes formas, segundo a região cinemática. Para determinar o tipo e a magnitude do efeito em cada uma das regiões, é feita uma análise dos dados de DIS com alvos nucleares.

### 3.1.1 O DIS para sistemas nucleares

Experimentos em DIS nuclear são revisados nas ref. [56, 57]. Para uma análise dos dados é conveniente usar funções de estrutura que dependem da variável de escalamento de Bjorken para nucleons livres,  $x$ , no lugar da mesma para o núcleo-alvo como um todo,  $x_A$ . Isto implica uma extensão do intervalo de valores possíveis para  $0 \leq x \leq A$ . Em processos de espalhamento de léptons carregados por alvos nucleares não polarizados, as funções de estrutura nucleares  $F_{1(2)}^A(x, Q^2)$  são definidas através da seção de choque diferencial por nucleon

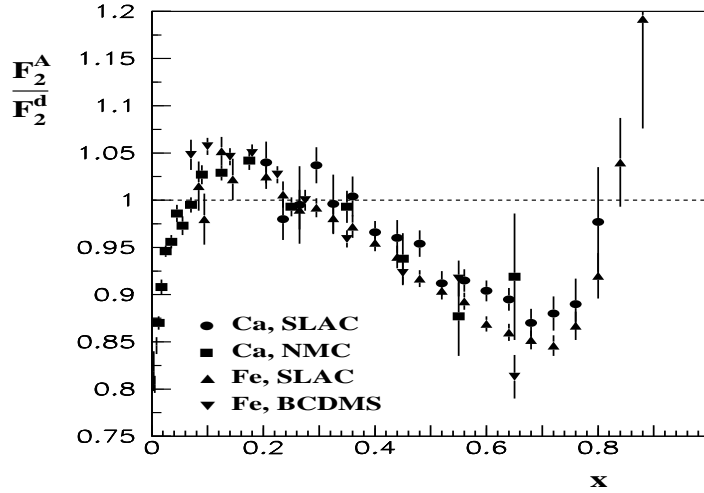
$$\frac{d^2\sigma^A}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[ \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) \frac{F_2^A(x, Q^2)}{x} + y^2 F_1^A(x, Q^2) \right]. \quad (3.2)$$

No início da década de 80, a colaboração EMC verificou que a função de estrutura  $F_2^A$  para o Ferro (Fe) diferia substancialmente da mesma função de estrutura para o Deutério (D) [58]. Desde então, outros experimentos dedicaram-se ao estudo dos efeitos nucleares no DIS não polarizado no CERN [59], SLAC [60] e FNAL [61]. Uma compilação dos dados para a razão  $F_2^A/F_2^D$  na faixa  $0 \leq x \leq 1$  é apresentada na Fig. 3.1. Aqui  $F_2^A$  é a função de estrutura por nucleon de um núcleo com massa atômica  $A$ , e  $F_2^D$  refere-se ao deutério. Na ausência de efeitos nucleares, a razão  $F_2^A/F_2^D$  seria normalizada à unidade. Se desconsiderarmos pequenos efeitos nucleares no deutério,  $F_2^D$  pode ser aproximada como uma média sobre o isospin entre as funções de estrutura do nucleon, portanto

$$F_2^D = \frac{1}{2}[F_2^p + F_2^n]. \quad (3.3)$$

Analisando a Fig. 3.1, verificamos regiões cinemáticas onde a razão apresenta comportamentos diferentes. Para  $x < 0.1$ , observamos uma sistemática redução na razão, efeito

denominado sombreamento. O anti-sombreamento caracteriza-se por um pequeno aumento na razão, que supera a unidade, na região  $0.1 < x < 0.2$ . A redução apresentada na região  $0.3 < x < 0.8$  é normalmente referida como o tradicional efeito "EMC". Para  $x > 0.8$ , a razão volta a exceder a unidade, e este efeito é associado ao movimento fermiônico nuclear. Uma sucinta descrição desses efeitos nucleares é apresentada a seguir.



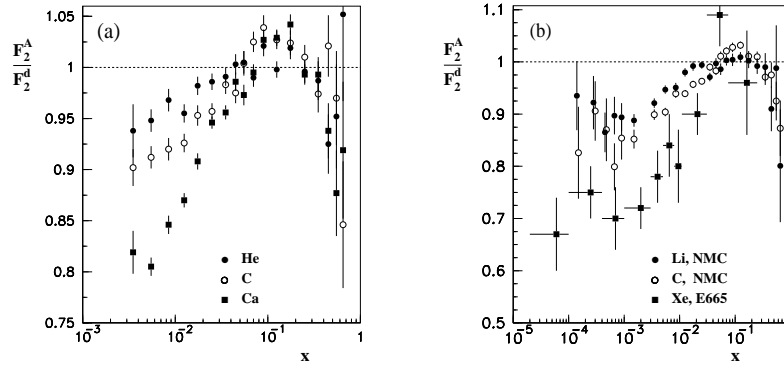
**Fig. 3.1:** Razão para a função de estrutura nuclear para  $^{40}\text{Ca}$  e  $^{56}\text{Fe}$ . Dados experimentais tomados pelo NMC [59], SLAC [60] e BCDMS [61].

- *Região de Sombreamento*

Medidas realizadas pela colaboração E665, no FERMILAB [62, 63, 64] e pela colaboração NMC, no CERN [65, 66, 67] forneceram informações detalhadas e sistemáticas a respeito da dependência em  $x$  e  $A$  da razão  $F_2^A/F_2^D$ . Alvos nucleares entre He e Pb foram usados. Uma amostra de alguns dados pode ser encontrada na Fig. 3.2, onde apresentamos a razão  $F_2^A/F_2^D$  para núcleos de cálcio e ferro. Enquanto muitos experimentos cobrem uma região de  $x > 10^{-4}$ , a colaboração E665 nos fornece dados para  $F_2^{Xe}/F_2^D$  numa região  $x \approx 2 \cdot 10^{-5}$ . Devido ao vínculo cinemático  $x \approx Q^2/s$ , os dados para região de muito pequeno  $x$  tem sido explorados somente para pequenos valores de  $Q^2$ . Por exemplo, para  $x \approx 5 \cdot 10^{-3}$  o momentum transferido típico é  $Q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$  [65], no limiar da região perturbativa. Para um valor extremo,  $x \approx 6 \cdot 10^{-5}$ , temos  $Q^2 \approx 0.03 \text{ GeV}^2$  [62], isto é, valores muito pequenos de  $x$  encontram-se na região não-perturbativa.

Da observação dos resultados experimentais, podemos verificar o seguinte comportamento geral para os efeitos de sombreamento [68, 69]. O sombreamento aumenta





**Fig. 3.2:** Esquerda: Dados NMC [59] para a razão  $F_2^A/F_2^D$  para  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  e  ${}^{40}\text{Ca}$ . Direita: A mesma razão para  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  [65] e  ${}^{131}\text{Xe}$  [62].

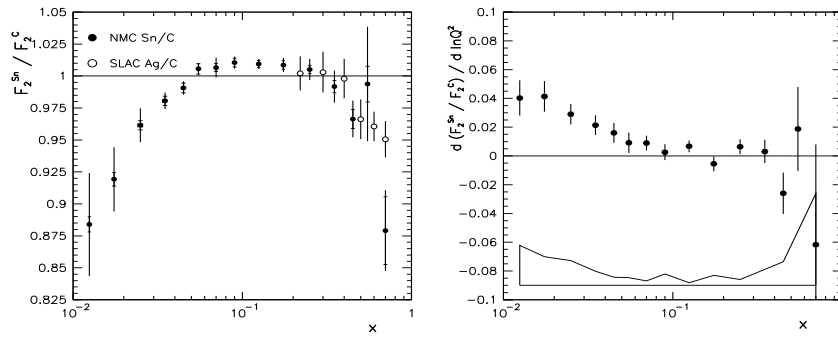
sistematicamente com o número de massa nuclear  $A$ , mas depende fracamente do momentum transferido  $Q^2$ . Uma investigação mais detalhada desta dependência foi desenvolvida para a razão entre as funções de estrutura do estanho e carbono e é mostrada na Fig. 3.3 [70]. Este estudo revela que o sombreamento decresce linearmente com  $\ln Q^2$  para  $x < 0.1$ . A taxa de decréscimo torna-se menor a medida que  $x$  cresce. Para  $x > 0.1$ , a dependência em  $Q^2$  da razão  $F_2^{Sn}/F_2^C$  não é significativa.

- *Região de anti-sombreamento*

Os dados de NMC estabelecem um pequeno, porém estatisticamente significativo, aumento da razão da função de estrutura para  $0.1 < x < 0.2$ . Para o carbono e o cálcio, este aumento é da ordem de 2% [67]. A medida mais precisa deste aumento foi obtida para  $F_2^{Sn}/F_2^C$  e é mostrada na Fig. 3.3. Dentro da precisão dos dados a dependência em  $Q^2$  deste efeito não é evidente.

- *Região de efeito EMC*

A região de  $x$  intermediário ( $0.2 < x < 0.8$ ) foi explorada extensivamente pelos aceleradores CERN [59] e SLAC [60] na região  $2 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 15 \text{ GeV}^2$ . Os dados foram obtidos pela colaboração E139 [60] para um grande número de alvos nucleares entre deutério e ouro. Observa-se que a razão da função de estrutura decresce com o aumento de  $x$  e tem um mínimo em  $x \approx 0.7$ . A magnitude desta redução aumenta logarithmicamente com o número de massa  $A$ . O efeito medido para a região de  $Q^2 \approx 2 \text{ GeV}^2$  é similar aos dados obtidos para a região de grande  $Q^2$ , ou seja,  $Q^2 \approx 15 \text{ GeV}^2$ . Isto implica que uma forte dependência em  $Q^2$  da razão das funções de estrutura nesta região de  $x$  está excluída. O efeito EMC pode ser descrito conside-



**Fig. 3.3:** *Esquerda:* Dados [67] para a razão  $F_2^{Sn}/F_2^C$  em função de  $x$  com  $Q^2$  médio fixo. *Direita:* Resultado para a derivada  $d(F_2^{Sn}/F_2^C)/d \ln Q^2$ , obtido em [67]. A curva na parte inferior do gráfico indica a magnitude do erro.

rando um reescalamto na variável  $x$  ou na variável  $Q^2$  [73]. Tais reescalamentos são fenomenológicos, e buscam alterar as funções de estrutura com mudanças nas escalas características dos hádrons.

- *Região de movimento fermiônico*

Para  $x > 0.8$ , a razão para a função de estrutura aumenta além da unidade, porém as informações experimentais são escassas. A função de estrutura para um nucleon livre,  $F_2^N$ , decresce como  $(1-x)^3$  quando  $x$  aproxima-se de 1. Claramente, qualquer pequeno efeito nuclear aparece artificialmente aumentado nesta região quando apresentado na forma de razão  $F_2^A/F_2^N$ .

## 3.2 Parametrizações dos efeitos nucleares

Os efeitos discutidos acima também devem modificar as distribuições partônicas no núcleo. Logo, as distribuições nucleares não podem mais ser consideradas como uma simples extrapolação de uma das parametrizações discutidas no Cap. 1. Existem, na literatura, diversos modelos que tratam dos efeitos nucleares nas funções de estrutura e nas distribuições. Nesta seção, discutiremos algumas destas parametrizações nucleares, que seguem o método de análise global, já discutido no Cap. 1, utilizando a evolução DGLAP a partir de uma escala inicial.

### 3.2.1 A parametrização EKS

A parametrização EKS [76, 77], proposta por K. J. Eskola, V. J. Kolhinen e C. A. Salgado, realiza um ajuste global aos dados de experimentos com alvo fixo, utilizando a evolução DGLAP. As condições iniciais são ajustadas para descrever os dados de processos DIS em colisões lépton-núcleo ( $\ell A$ ) e processos DY em colisões  $pA$ . Para determinar os efeitos nucleares nas distribuições partônicas, realiza-se o seguinte procedimento: em primeiro lugar, determina-se uma certa escala inicial  $Q_0^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ , onde as distribuições partônicas nucleares iniciais são determinadas, a partir dos dados. Uma vez que as equações DGLAP evoluem na variável  $Q^2$ , a escolha da distribuição de entrada, com o valor de  $x$  fixo, é que determina, em princípio, o efeito nuclear. Os resultados experimentais utilizados pela parametrização EKS para a região de pequeno  $x$  ( $x < 10^{-2}$ ) estão numa região não-perturbativa, de pequeno  $Q^2$ .

Após fixar a escala inicial, podemos esquematizar o restante do procedimento realizado pelo grupo EKS:

1. Baseado nos resultados experimentais para o processo DIS, determina-se um valor para a razão  $R_{F_2^A}(x, Q_0^2) = F_2^A/F_2^N$ .
2. A razão  $R_{F_2^A}(x, Q_0^2)$  é decomposta em parte de valência  $R_V^A(x, Q_0^2)$  e mar  $R_S^A(x, Q_0^2)$ , limitando a razão  $R_V^A(x, Q_0^2)$  com a conservação do número bariônico, da forma

$$\int_0^1 dx [u_V(x, Q_0^2) + d_V(x, Q_0^2)] R_V^A(x, Q_0^2) = \int_0^1 dx [u_V(x, Q_0^2) + d_V(x, Q_0^2)] = 3. \quad (3.4)$$

3. A razão para a distribuição de glúons  $R_g^A(x, Q_0^2)$  é limitada pela conservação de momentum. Definindo

$$R_g^A(x, Q^2) = g_A(x, Q^2)/g_N(x, Q^2) \quad (3.5)$$

tem-se que

$$1 = \int_0^1 dx x \left\{ g_N(x, Q_0^2) R_g^A(x, Q_0^2) + [u_V(x, Q_0^2) + d_V(x, Q_0^2)] R_V^A(x, Q_0^2) \right. \\ \left. + 2[\bar{u}(x, Q_0^2) + \bar{d}(x, Q_0^2) + s(x, Q_0^2)] R_S^A(x, Q_0^2) \right\}. \quad (3.6)$$

Contudo, somente a conservação de momentum não determina a razão  $R_g^A$ . Devido ao desconhecimento de  $xg(x, Q^2)$  na região de pequeno  $x$ , os autores limitam o comportamento de  $R_G$  nesta região, usando a aproximação  $R_g^A(x, Q_0^2) \approx R_{F_2^A}^A(x, Q_0^2)$ . Esta aproximação pode ser considerada para todos os valores de  $x$ , verificando-se, porém, que para grandes núcleos ( $A = 208$ ), alguma quantidade de momentum é perdida. Portanto, a conservação de momentum exige um grande efeito de anti-sombreamento nas distribuições de glúons. A parametrização EKS prediz que efeitos similares às distribuições de quarks ocorram na distribuição de glúons para grande  $x$ .

4. A dependência na variável  $x$  e no número de nucleons no núcleo está parametrizada de acordo com a região analisada. Logo, em cada região tem-se uma função, com parâmetros diferentes, de acordo com o tipo de efeito nuclear presente.
5. A partir dos resultados experimentais para o processo DY, as razões  $R_S^A(x, Q_0^2)$  e  $R_V^A(x, Q_0^2)$  são determinadas para uma região distinta do plano  $x - Q^2$ .
6. A evolução DGLAP das distribuições partônicas é efetuada levando em conta as regras de conservação de momentum e número bariônico.

Com este procedimento, a parametrização EKS obtém uma razão para as distribuições partônicas, que depende do número de nucleons  $A$ , de  $Q^2$  e  $x$ .

### 3.2.2 A parametrização HKM

A parametrização HKM [75] determina as distribuições partônicas nucleares a partir de um ajuste global aos dados existentes para a função de estrutura nuclear  $F_2^A$ . Para este ajuste, é assumida uma dependência no número de massa proporcional à  $1/A^{1/3}$ , isto é, uma dependência no tamanho do núcleo atômico. As distribuições nucleares iniciais são dadas por

$$f_i^A(x, Q_0^2) = \omega_i(x, A, Z) f_i(x, Q_0^2) \quad (3.7)$$

para o parton do tipo  $i$ , onde o índice  $A$  denota distribuição nuclear. A função  $w_i(x, A, Z)$  é uma função peso, que leva em conta a modificação devido ao meio nuclear. A dependência em  $x$  dos efeitos da presença do meio nuclear é parametrizada por esta função peso. Para analisar esta dependência, considera-se:

- A modificação devido ao meio nuclear é proporcional à  $(1 - 1/A^{1/3})$ . Logo podemos escrever a função peso na forma

$$\omega_i(x, A, Z) = 1 + (1 - \frac{1}{A^{1/3}})D(x, A, Z) \quad (3.8)$$

onde  $D(x, A, Z)$  é uma função desconhecida destas três variáveis.

- Assume-se que a função peso satura com  $x \rightarrow 0$ . Esta premissa é baseada nos dados para a razão  $F_2^A/F_2^D$ , que apresenta saturação do sombreamento em pequeno  $x$ . Com esta saturação, a função peso passa a não depender mais de  $x$ , quando  $x \rightarrow 0$ . Portanto,

$$\omega_i(x \rightarrow 0, A, Z) = 1 + (1 - \frac{1}{A^{1/3}})a_i(A, Z), \quad (3.9)$$

onde  $a_i$  é o parâmetro que controla a magnitude do sombreamento (ou anti-sombreamento).

- Como as distribuições nucleares têm valores finitos mesmo em  $x = 1$ , é esperado que a função peso tenha um comportamento  $\omega_i(x \rightarrow 1, A, Z) \rightarrow \infty$ . Para reproduzir esta característica, a parte dependente de  $x$  em (3.8) deve ter a forma

$$D(x, A, Z) \propto \frac{1}{(1-x)^{\beta_i}}, \quad (3.10)$$

onde  $\beta_i > 0$ .

Desta discussão, podemos chegar a uma forma para a função peso, dada por

$$\omega_i(x, A, Z) = 1 + \left(1 - \frac{1}{A^{1/3}}\right) \frac{a_i(A, Z) + H_i(x)}{(1-x)^{\beta_i}} \quad (3.11)$$

onde a parte dependente de  $x$  pode ser escrito na forma polinomial  $H_i(x) = b_i x + c_i x^2 + \dots$ . Os autores propõe duas formas polinomiais: uma quadrática e uma cúbica. A diferença entre estas formas polinomiais está na forma da distribuição de valência em pequeno  $x$ . Usando uma função peso quadrática, a distribuição de valência exibe um anti-sombreamento para pequeno  $x$ , enquanto que usando uma função cúbica, os comportamentos de sombreamento e anti-sombreamento podem ser descritos de forma mais adequada. A incerteza no comportamento da distribuição de valência para pequeno  $x$  não permite uma escolha definitiva.

Para a evolução das distribuições, a HKM usa a evolução DGLAP, o que limita seu valor inicial de escala  $Q_0^2$  dentro da região perturbativa, isto é,  $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$ . As condições iniciais das distribuições partônicas nucleares, para um núcleo com  $Z$  prótons e  $N$  neutrons, são dadas por:

$$u_v^A(x, Q_0^2) = w_{u_v}(x, A, Z) \frac{Z u_v(x, Q_0^2) + N d_v(x, Q_0^2)}{A}, \quad (3.12)$$

$$d_v^A(x, Q_0^2) = w_{d_v}(x, A, Z) \frac{Z d_v(x, Q_0^2) + N u_v(x, Q_0^2)}{A}, \quad (3.13)$$

$$\bar{q}^A(x, Q_0^2) = w_{\bar{q}}(x, A, Z) \bar{q}(x, Q_0^2), \quad (3.14)$$

$$g^A(x, Q_0^2) = w_g(x, A, Z) g(x, Q_0^2). \quad (3.15)$$

Para calcular as distribuições nucleônicas, os autores usam a parametrização MRST [18] em sua análise. Esta escolha é motivada pelo fato da MRST também ser definida no mesmo valor de escala inicial,  $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$ . Para efetuar o ajuste global, os vínculos fornecidos pela carga nuclear, o número bariônico e a soma de momentum devem ser considerados.

Considerando esta discussão, o ajuste global da HKM leva às seguintes conclusões:

1. As distribuições de quarks de valência são relativamente bem determinadas, exceto para a região de pequeno  $x$ , devido ao fato de depender da forma funcional assumida para a dependência em  $x$ .

2. As distribuições de antiquarks são razoavelmente bem determinadas em pequeno  $x$ , porém seu comportamento para grande  $x$  não pode ser inferido a partir dos dados de  $F_2^A$ .
3. As distribuições para glúons apresentam sombreamento para pequeno  $x$ , como indicado pelas análises do ajuste global, não podendo, porém, ser bem determinadas a partir dos dados atuais de  $F_2^A$ , especialmente na região de grande  $x$ .

### 3.2.3 A parametrização HIJING

Em colisões nucleares, freqüentemente a análise das partículas produzidas é dificultada pela presença de um ruído formado pelos múltiplos processos inelásticos nucleon-nucleon. Para subtraí-lo, são utilizados geradores de eventos Monte Carlo, que reproduzem em simulações computacionais estes múltiplos espalhamentos. Desta forma, tal tipo de gerador de eventos produz uma saída que pode ser comparada com os observáveis. Na linha destes geradores de eventos, o HIJING [78, 79] pode ser usado para uma grande variedade de cálculos fenomenológicos envolvendo colisões nucleares.

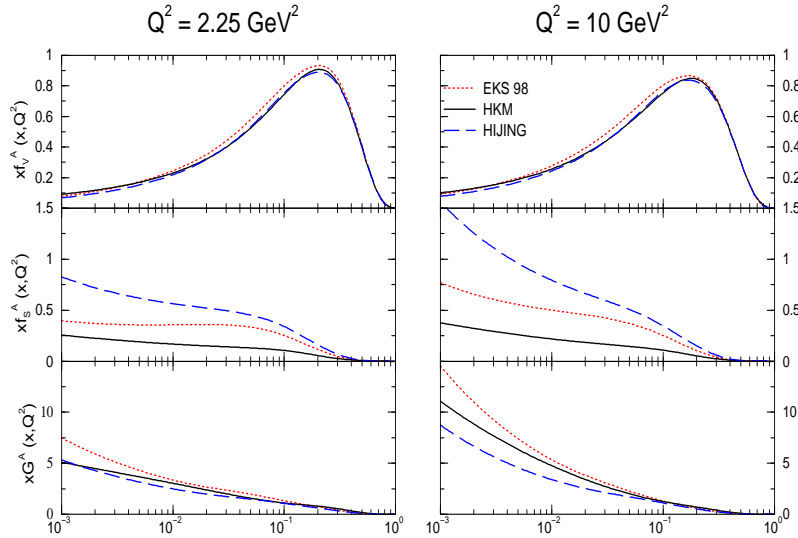
Nesta seção, estamos interessados apenas no tratamento dado por este gerador Monte Carlo aos efeitos nucleares. No HIJING, uma função de estrutura partônica dependente do parâmetro de impacto de uma colisão é introduzida para estudar a sensibilidade dos observáveis ao sombreamento nuclear, especialmente das funções de estrutura dos glúons.

No HIJING, uma parametrização simples de sombreamento em glúons é incluída para testar a sensibilidade das distribuições finais a este aspecto da dinâmica nuclear. Enquanto que, teoricamente, existem diferenças entre o sombreamento para quarks e glúons [80], o HIJING, por simplicidade, assume que o sombreamento é igual para quarks e glúons. Uma possível evolução em  $Q^2$  do sombreamento nuclear é desprezada. A dependência no número de massa segue a Ref. [81] e a parametrização para a razão nuclear é:

$$\begin{aligned}
 R_q^A(x) &= R_{\bar{q}}^A(x) = R_{F_2}^A(x) & (3.16) \\
 &= 1.0 + 1.19 \ln^{1/6} A (x^3 - 1.2x^2 + 0.21x) \\
 &\quad - s_q (A^{1/3} - 1)^{0.6} (1 - 3.5\sqrt{x}) e^{-x^2/0.01}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 R_g^A(x) &= 1.0 + 1.9 \ln^{1/6} A (x^3 - 1.2x^2 + 0.21x) & (3.17) \\
 &\quad - s_g (A^{1/3} - 1)^{0.6} (1 - 1.5x^{0.35}) e^{-x^2/0.004}
 \end{aligned}$$

onde  $s_q = 0.1$  e  $s_g = 0.24$ . Esta parametrização reproduz o efeito nuclear total medido na função de estrutura do quark nas regiões de pequeno e médio  $x$ , quando comparados aos dados da colaboração EMC [60].



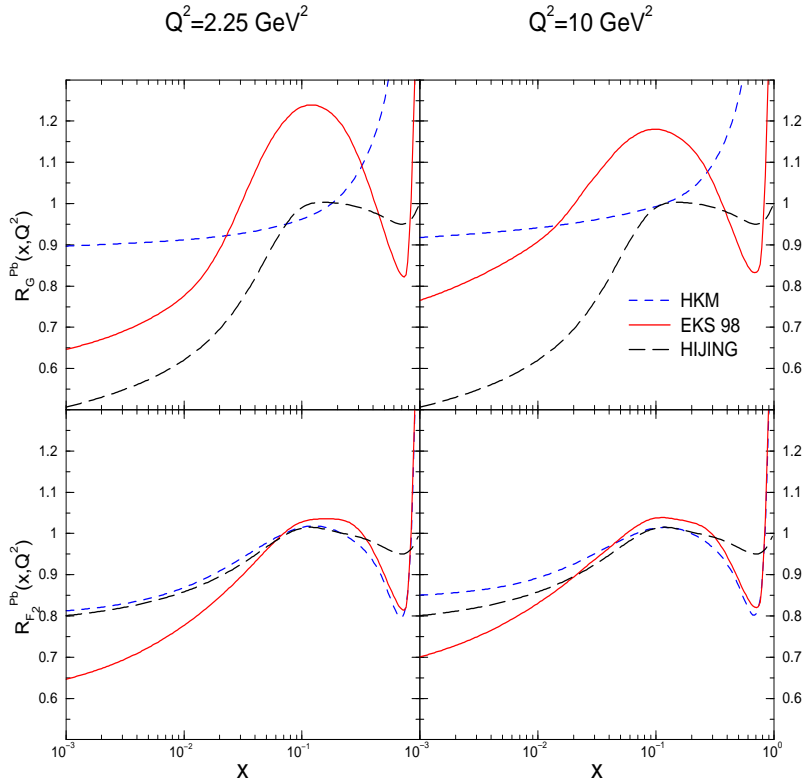
**Fig. 3.4:** Funções de distribuição nucleares para quarks de valência (parte superior), mar (central) e glúons (inferior).

### 3.2.4 Comparações e discussão

Até aqui discutimos apenas algumas parametrizações disponíveis, sem apresentar o formato das distribuições nucleares. Em nossas análises dos efeitos, usaremos  $^{208}\text{Pb}$ . Como podemos ver na Fig. 3.4, as três parametrizações citadas têm um comportamento similar para a distribuição de quarks de valência, diferindo significativamente no comportamento das distribuições do mar e de glúons na região de pequeno  $x$ . As escalas apontadas na figura dizem respeito ao valor onde a HIJING, que não apresenta evolução em  $Q^2$ , é definida,  $Q_0^2 = 2.25 \text{ GeV}^2$  e após a evolução DGLAP,  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ . Para a evolução da HIJING, usamos as parametrizações MRST, com a inclusão dos efeitos nucleares dados pela Eq. (3.16), com escala inicial  $Q_0^2 = 2.25 \text{ GeV}^2$ .

Para entender esta diferença de comportamento, na Fig. 3.5, comparamos as razões nucleares para a distribuição de glúons e para a função de estrutura  $F_2^A$ . A maior discriminação entre as parametrizações usadas é dada pela razão para os glúons: podemos notar que a EKS apresenta forte anti-sombreamento, originado pelo vínculo de conservação de momentum, combinado com a dependência medida em  $Q^2$  da razão  $F_2^{Sn}/F_2^C$ . Por sua vez, a HKM apresenta menor sombreamento em pequeno  $x$ , porém o efeito EMC não aparece em  $x$  médio. Dos três casos estudados aqui, a HIJING é que apresenta mais forte sombreamento para glúons. Como não aparece anti-sombreamento, a HIJING subestima a soma de momentum na escala inicial  $Q_0^2$  em aproximadamente 10% [82].

Em relação à  $R_{F_2}^A$ , todas as parametrizações são similares na região de  $x > 0.02$ , uma



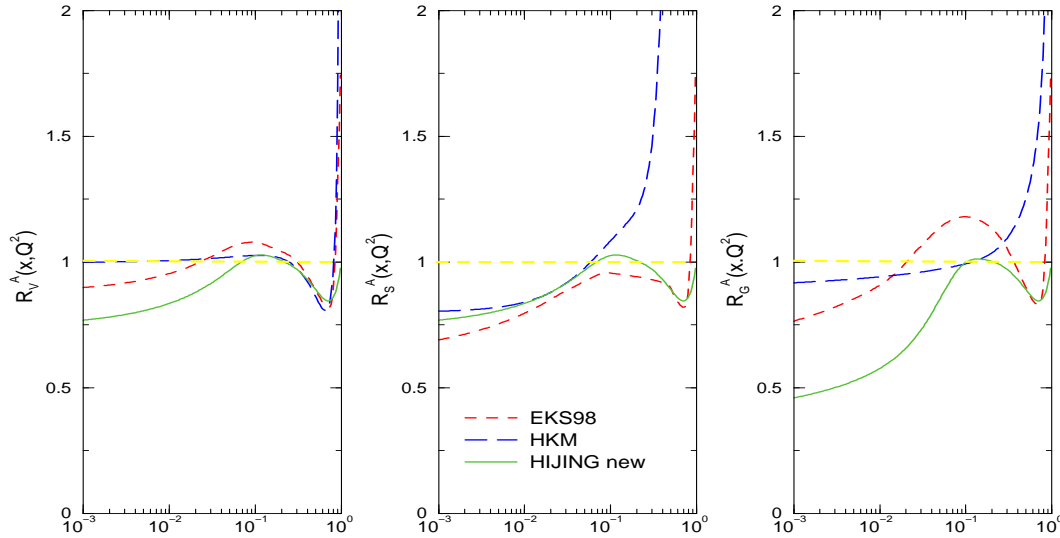
**Fig. 3.5:** Comparação das parametrizações nucleares da razão para glúons (parte superior) e para a função de estrutura  $F_2^A$  (parte inferior).

vez que todas realizam ajuste global aos dados do DIS. Porém, para a região de menor  $x$ , a escassez de dados do DIS na região perturbativa faz com que algumas diferenças apareçam, como podemos verificar na parte inferior da Fig. 3.5. A EKS apresenta um maior sombreamento na região de pequeno  $x$ , devido ao maior anti-sombreamento, pela regra de soma de momentum. Podemos notar na Fig. 3.6 que as razões não diferem muito para quarks de valência, sendo mais pronunciadas para o mar e glúons.

Devido ao vínculo cinemático  $x \approx Q^2/s$ , a região de pequeno  $x$  alcançada pelos experimentos de DIS nuclear encontra-se numa região de  $Q^2$  também muito pequeno, ou seja, na região não perturbativa, para as energias onde temos dados disponíveis. O advento de novos colisionadores, como o HERA-A e eRHIC, com energia de centro de massa  $\sqrt{s} = 60 - 100 \text{ GeV}$ , possibilita o estudo mais aprofundado da região de pequeno  $x$ , desta vez na região perturbativa. Neste regime, podemos buscar entender o comportamento da distribuição de glúons, em função de  $x$  e  $Q^2$ , bem como seu sombreamento. Como esta distribuição ainda não é bem compreendida, estas informações são importantes para sua determinação precisa. Esta precisão é importante, principalmente para comparar com dis-



tribuições de glúons medidas em colisões hadrônicas: próton-núcleo ( $pA$ ) e núcleo-núcleo ( $AA$ ). Como veremos a seguir, a distribuição nuclear de glúons torna-se importante quando analisamos a região perturbativa de pequeno  $x$  [69].



**Fig. 3.6:** Razões nucleares para quarks de valência (esquerda), mar (centro) e glúons (direita). O valor da escala é  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ .

Uma das características das parametrizações nucleares até aqui discutidas é o uso da evolução DGLAP, onde apenas são considerados diagramas de emissão de pártons. Em pequeno  $x$ , porém, a densidade de glúons cresce de tal maneira que diagramas de fusão de pártons passam a ser também importantes. Para uma melhor descrição das razões  $R_{F_2}^A$  e  $R_g^A$ , estes efeitos devem ser também levados em conta. Genericamente, estes efeitos são chamados de *efeitos de alta densidade*. Na próxima seção, discutiremos estes efeitos.

### 3.3 Estudo dos efeitos de alta densidade

O rápido crescimento nas distribuições partônicas, predito pela evolução DGLAP, com o decréscimo de  $x$ , implica um forte crescimento na seção de choque. Este comportamento não pode persistir indefinidamente para grandes valores de energia, visto que este comportamento viola a unitariedade da seção de choque, a qual implica que a seção de choque não pode crescer com a energia  $\sqrt{s}$  mais rápido que  $\ln^2 s$  (limite de Froissart [83]). Aplicado ao DIS, este teorema implica que, para pequeno  $x$ , a seção de choque total não pode crescer mais rapidamente que  $\ln^2(1/x)$ . Logo, termos além DGLAP devem ser considerados na evolução.

A violação do limite de Froissart e sua possível restauração podem ser entendidas considerando uma simples representação geométrica. A fim de obter esta representação é importante notar que a quantidade  $xg(x, Q^2)$  é igual ao número de glúons  $n_G$  no nucleon por unidade de rapidez definida como  $Y = (\ln 1/x)$ , com um tamanho transversal  $\approx 1/Q$ . Isto segue do fato que a função  $g(x, Q^2)$  é, por definição, a densidade de glúons em um nucleon, isto é,

$$g(x, Q^2) = \frac{dn_G}{dx} \Rightarrow xg(x, Q^2) = x \frac{dn_G}{dx} = \frac{dn_G}{dY}. \quad (3.18)$$

Diferentemente do caso da distribuição de quarks, que pode ser analisada no DIS pelos bósons virtuais  $\gamma^*$  ou  $W/Z$ , não temos nenhuma prova virtual direta para glúons. A interação hádron-núcleo, análoga ao DIS, porém envolvendo a interação forte, onde um glúon altamente virtual de um hádron prova a estrutura do nucleon, pode ser usada para obter a representação geométrica. Então, temos a interação de um glúon virtual externo  $G^*$ , de virtualidade  $Q^2$ , com um nucleon. A seção de choque para este processo é [80]

$$\sigma_{G^*N}(x, Q^2) = \sigma_0 xg(x, Q^2), \quad (3.19)$$

onde

$$\sigma_0 = \sigma_{G^*g \rightarrow X} = cte \frac{\alpha_S(Q^2)}{Q^2}. \quad (3.20)$$

Portanto, o crescimento da distribuição de glúons de acordo com a DGLAP ( $xG \propto x^{-\lambda}$ ) implica na violação do limite de Froissart para a seção de choque  $\sigma_{G^*N}$ , assim como das demais seções de choque hadrônicas.

Podemos agora demonstrar que o limite de Froissart pode ser interpretado em termos geométricos simples. Vamos assumir que a seção de choque  $\sigma_0$  é igual à área transversal do hádron testado. Visto que  $xg(x, Q^2)$  denota o número de glúons com pequena fração de momentum  $x$ , o lado direito da expressão (3.19) é igual à área ocupada pelos glúons em um nucleon. Como o número de glúons dado pela equação de evolução pode crescer indefinidamente para  $x \rightarrow 0$ , a área transversal total ocupada pelos glúons pode tornar-se comparável ou maior que a área transversal do nucleon,  $\pi R^2$ , para valores suficientemente pequenos de  $x$  e/ou  $Q^2$ . Quando isto acontece (e mesmo antes), os glúons iniciam a se sobrepor espacialmente na direção transversal e a interagir. Isso significa que esses não podem mais ser considerados como pártons livres, um pressuposto básico do modelo de pártons. Portanto, ao computar a seção de choque do processo, devemos modificá-la para considerar estas interações partônicas que devem diminuir (e mesmo parar) o crescimento indefinido das distribuições partônicas no limite de pequeno  $x$ , de forma que a seção de choque total não ultrapasse o limite geométrico.

Para estimar a região onde são esperadas modificações nas usuais equações de evolução, podemos introduzir o parâmetro  $\kappa$  definido por [14]

$$\kappa = \sigma_0 \frac{xg(x, Q^2)}{\pi R^2}. \quad (3.21)$$

Na região de  $x$  e  $Q^2$  onde  $\kappa \ll 1$  estamos no regime onde a DGLAP, descrita por cascatas partônicas individuais, é válida e as interações dos pártons de diferentes cascatas podem ser negligenciadas. Quando  $\kappa \approx \alpha_S(Q^2)$ , então os pártons de diferentes cascatas iniciam a se sobrepor espacialmente e a interagir. Este regime foi analisado inicialmente por Gribov, Levin e Ryskin (GLR) [14]. Estes autores demonstraram que a interação dos pártons implica em correções não-lineares às equações de evolução. Já o tratamento do regime no qual  $\kappa \rightarrow 1$  tem evoluído somente recentemente utilizando distintas abordagens. Neste regime, alcançamos o regime dinâmico da QCD para altas densidades partônicas onde, embora a constante de acoplamento da QCD seja pequena, o sistema é extremamente denso, de maneira que os métodos usuais da QCD perturbativa não podem ser aplicados. A física que descreve o regime é não-perturbativa, embora de natureza diferente daquela associada com as grandes distâncias. Esta última corresponde à região de confinamento, e é usualmente analisada usando QCD na rede ou regras de soma da QCD. Em contraste, no regime de altas densidades, encontramos uma situação onde novos métodos devem ser desenvolvidos para analisar tal sistema denso de pártons relativísticos em um estado de não-equilíbrio.

A seguir, faremos um breve resumo das distintas abordagens [84, 85].

### a) A abordagem GLR

A primeira abordagem da QCD perturbativa ao regime de altas densidades partônicas foi proposta por Gribov, Levin e Ryskin (GLR) [14]. Estes autores consideraram que o processo físico de recombinação de pártons torna-se importante na cascata partônica para um grande valor de densidade partônica, e que estas correções de unitariedade poderiam ser expressas em uma nova equação de evolução: a equação GLR. Esta equação considera as contribuições dominantes não escada na aproximação de duplo logaritmo dominante: os diagramas multi-escada. Apresentaremos, a seguir, as principais características desta equação, dando ênfase especial à representação física no regime de altas densidades.

Para compreender a derivação da equação GLR, consideremos a descrição das equações de evolução lineares no plano transversal. A evolução QCD padrão pode ser interpretada como uma cascata de processos de decaimentos partônicos dentro do nucleon: o fóton interage com um quark com fração de momentum  $x$  e virtualidade  $Q^2$ , que é aproximadamente o quadrado do momentum transversal transferido, ou ainda, o inverso do quadrado do raio transversal deste quark. Tal quark representa o estado final de uma cadeia de processos subsequentes de decaimento, na qual os pártons tornam-se mais lentos e, ao mesmo tempo,

ganham uma maior virtualidade. A virtualidade inicial é caracterizada pela escala  $Q_0^2$ , que representa o limite inferior de aplicabilidade da QCD perturbativa. Já a escala final é dada pela virtualidade do fóton. Esta é a descrição espaço-tempo para os diagramas escada da QCD. No plano transversal a situação é a seguinte: pártons com uma pequena escala de momentum (na parte inferior da escada) tem um grande tamanho transversal. Pártons mais próximos da parte superior da escada tem maior virtualidade e são, portanto, menores. O número (ou densidade) de pártons é determinado pela equação de evolução: de acordo com as equações DGLAP, que representam a evolução QCD na virtualidade  $Q^2$ , o número de pártons com pequeno  $x$  cresce muito rapidamente. Então, no plano transversal, temos que, enquanto para valores médios de  $x$  um sistema diluído de pártons ocorre, na região de pequeno  $x$  a densidade torna-se alta, sendo provável que os pártons irão interagir a partir de um dado valor da fração de momentum  $x = x_{cr}$ . Mesmo se considerarmos a equação BFKL [86], que caracteriza a evolução na fração de momentum longitudinal  $x$ , esta expectativa segue válida. A única distinção é que, no caso da BFKL, a evolução ocorre para uma escala transversal fixa.

Na equação DGLAP, somente os processos de emissão são considerados, implicando no crescimento da densidade. Logo, devemos esperar que outros processos de interação, como por exemplo processos de aniquilação, deverão ser importantes na região de pequeno  $x$ , balanceando o crescimento das distribuições partônicas. Um simples argumento pode ilustrar como tais processos de aniquilação irão modificar as equações de evolução QCD. No cenário padrão, uma modificação das densidades partônicas é obtida pelo desdobramento do párton incidente em dois emergentes. Tal modificação é proporcional à probabilidade de encontrar o párton inicial, ou seja, temos uma equação linear. Os processos de recombinação, por outro lado, são proporcionais à probabilidade de encontrar os dois pártons incidentes. Numa primeira aproximação, podemos assumi-la como sendo proporcional ao quadrado da probabilidade de encontrar um párton, obtendo assim uma equação não-linear. Em termos da densidade de glúons no plano transversal  $\rho = \frac{xg(x, Q^2)}{\pi R^2}$ , podemos resumir este parágrafo como:

- desdobramento ( $1 \rightarrow 2$ ) : probabilidade  $\propto \alpha_S \rho$ ,
- aniquilação ( $2 \rightarrow 1$ ) : probabilidade  $\propto \alpha_S^2 d^2 \rho^2 \propto \alpha_S^2 \frac{1}{Q^2} \rho^2$ ,

onde  $d$  é o tamanho do párton produzido no processo de aniquilação. No caso do DIS,  $d^2 \approx \frac{1}{Q^2}$ . Quando  $x$  não é muito pequeno, somente o desdobramento é importante, pois  $\rho$  é pequeno. Entretanto, para  $x \rightarrow 0$ , a aniquilação torna-se importante, uma vez que  $\rho$  cresce. Esta simples representação permite-nos escrever uma equação para as modificações

na densidade partônica em uma célula do espaço de fase de volume  $\Delta \ln(1/x)\Delta \ln Q^2$ :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial \ln(1/x) \partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_S N_c}{\pi} \rho - \frac{\alpha_S^2 \gamma \pi}{Q^2} \rho^2 \quad (3.22)$$

onde  $\gamma$  representa o valor do acoplamento no processo de aniquilação. Em termos da distribuição de glúons a equação acima pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial^2 xg(x, Q^2)}{\partial \ln(1/x) \partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_S N_c}{\pi} xg(x, Q^2) - \frac{\alpha_S^2 \gamma}{Q^2 R^2} [xg(x, Q^2)]^2 \quad (3.23)$$

Esta equação é denotada equação GLR. O valor de  $\gamma = \frac{81}{16} (N_c = 3)$  foi determinado por Mueller e Qiu [90].

O regime assintótico da equação GLR, ou seja, para energias muito elevadas, é caracterizado pelo regime onde o lado esquerdo da Eq. (3.23) anula-se, ou seja, onde

$$xg(x, Q^2)|_{sat}^{GLR} = \frac{16}{27\pi\alpha_S} Q^2 R^2. \quad (3.24)$$

Verificamos assim que a GLR prediz saturação, isto é, a distribuição de glúons é independente da energia, no regime assintótico. Entretanto, é necessário que sejamos cautelosos com esta afirmativa, pois o regime de validade da equação GLR termina antes que a saturação, como dado pela Eq. (3.24), seja alcançada. Isto deve-se ao fato que a equação GLR é um truncamento no primeiro termo não-linear do desenvolvimento em série de potências da densidade. Portanto, antes que o comportamento (3.24) esteja presente, os termos de mais alta ordem na densidade serão importantes e não podem ser desconsiderados. Consequentemente, a equação GLR não é válida no regime de elevadas densidades (valores muito pequenos de  $x$ ).

## b) A QCD para sistemas densos

Para estender a aplicabilidade da QCD perturbativa para o regime de altas densidades, diversas abordagens foram propostas, buscando formular uma teoria das interações fortes para sistemas densos. Apresentaremos as principais características de três destas abordagens, procurando mostrar o seu limite comum [80, 84].

- A abordagem AGL [91, 92], proposta por Ayala, Gay Ducati e Levin, considera a múltipla troca de escadas partônicas na aproximação de duplo logaritmo (DLA) e assume como graus de liberdade básicos os usuais quarks e glúons. Esta abordagem soma as correções de unitariedade associadas à alta densidade partônica a partir do limite DLA das equações DGLAP, que representa o primeiro termo (sem os efeitos de meio). O ponto de partida desta abordagem foi a demonstração da fórmula de Glauber

em QCD perturbativa, que considera somente a interação dos pártons mais rápidos das cascatas partônicas com o núcleo. Na referência [91], uma equação generalizada que considera a interação de todos os pártons das cascatas com o núcleo foi proposta e sua solução numérica obtida, verificando que as correções de unitariedade implicam um comportamento mais suave para a distribuição de glúons.

- A abordagem Balitsky-Kovchegov (BK) [93] -[98] soma a múltipla troca de pomerons BFKL na aproximação de logaritmo dominante [ $LL(1/x)$ ], usando a representação de dipolos, onde os graus de liberdade básicos são dipolos  $q\bar{q}$ . Esta descrição soma as correções de unitariedade à equação BFKL, que é a mais baixa ordem da equação proposta na Ref. [98]. Esta equação considera os múltiplos espalhamentos dos dipolos com o núcleo, unitarizando o pomeron BFKL.
- A abordagem MV-JKLW [99, 100] baseia-se no formalismo do Lagrangeano efetivo para pequeno  $x$  e no grupo de renormalização de Wilson. O grau de liberdade básico desta abordagem é o campo de glúons produzido pelos quarks de valência e glúons duros. De maneira distinta das abordagens AGL e BK, a existência de um sistema extremamente denso é um pré-requisito para a aplicabilidade desta abordagem. Uma equação de evolução unitarizada foi proposta nas Refs. [99, 100]. No caso geral, esta equação é bastante complexa, não permitindo a obtenção de soluções analíticas. Entretanto, no limite de baixas densidades, esta equação reduz-se à BFKL, e no limite de pequeno  $x$ , à DGLAP. Além disso, uma generalização para a GLR no limite de duplo logaritmo foi proposta [102], mostrando a universalidade da dependência em  $x$  e  $Q^2$  da distribuição de glúons no regime assintótico da QCD para sistemas densos.

Em geral, estas abordagens apresentam equações de evolução que ressoam potências da função  $\kappa$ , dada pela Eq. (3.21), que representa a probabilidade de interação glúon-glúon dentro da cascata partônica. Além disso, estas equações englobam:

1. o limite DLA da evolução DGLAP no limite de densidades partônicas baixas ( $\kappa \rightarrow 0$ );
2. a equação GLR e a fórmula de Glauber-Mueller [103, 104, 105] como primeiros termos dos efeitos de alta densidade.

As principais diferenças entre estas abordagens estão presentes no limite de densidades muito grandes, onde todas as potências de  $\kappa$  devem ser ressoadas. Uma demonstração completa da equivalência entre estes formalismos na região de grande  $\kappa$  ainda é uma questão em aberto. Para a região de interesse, num regime de transição entre os limites de alta e baixa densidade, espera-se [91, 106] que as predições da abordagem Glauber-Mueller (GM) possam ser tomadas como uma boa aproximação para descrever os efeitos de alta densidade.

A seguir, vamos apresentar a fórmula de Glauber-Mueller [91]. Como esta fórmula é o limite comum às distintas abordagens, espera-se que esta descrição seja independente de modelo.

### 3.3.1 Efeitos de alta densidade no DIS - o Formalismo Glauber-Mueller

O espalhamento profundamente inelástico de um núcleo é interpretado, usualmente, num referencial onde o núcleo se move muito rápido. Neste caso, o sombreamento nuclear é o resultado de uma sobreposição, na direção longitudinal, de nuvens de pártons originadas por diferentes nucleons ligados [14]. Logo, pártons de diferentes nucleons, com pequeno  $x$ , se sobrepõem espacialmente criando densidades partônicas muito maiores do que as de um nucleon livre. Isto leva a uma amplificação dos efeitos não-lineares esperados, em pequeno  $x$ , pela QCD.

No referencial de repouso do alvo, porém, o espalhamento elétron-núcleo pode ser visualizado em termos da propagação de um pequeno par  $q\bar{q}$  em campos de alta densidade gluônica, por distâncias maiores que as possíveis para nucleons livres. Em termos de estados de Fock, podemos descrever o espalhamento  $eA$  com a seguinte ordem:

- O elétron emite um fóton ( $|e \rightarrow |e\gamma \rangle$ ) com energia  $E_\gamma = \nu$  e momentum transversal  $p_{t\gamma}^2 \approx Q^2$ ;
- O fóton se divide num par  $q\bar{q}$  ( $|e\gamma \rightarrow |eq\bar{q} \rangle$ ) e percorre uma distância  $\ell_c \approx 1/m_N x$ , chamada de *comprimento de coerência*, antes de interagir com o núcleo.

Para pequeno  $x$ , ou grande  $s$ , onde  $\sqrt{s}$  é a energia do centro de massa do sistema  $\gamma^*A$ , o fóton se converte num par  $q\bar{q}$  numa grande distância antes de interagir com o alvo. Consequentemente, a representação espaço-temporal do DIS no referencial de repouso do alvo pode ser vista como o decaimento de um fóton virtual de alta energia (pequeno  $x$ ) num par  $q\bar{q}$ , que interage com o alvo posteriormente. Na região de pequeno  $x$ , onde  $x \ll \frac{1}{2mR}$ , o par  $q\bar{q}$  cruza o alvo com uma separação transversal  $r_\perp$  entre os quarks. Podemos então escrever uma relação de dupla dispersão para a amplitude  $\mathcal{A}$  do espalhamento  $\gamma^*A$  elástico frontal. A seção de choque relaciona-se com a amplitude  $\mathcal{A}$  pelo teorema óptico ( $\sigma(s, Q^2) = \frac{1}{s} \text{Im}\mathcal{A}$ ). Para  $s$  fixo, obtém-se

$$\sigma(s, Q^2) = \sum_q \int \frac{dM^2}{M^2 + Q^2} \frac{dM'^2}{M'^2 + Q^2} \rho(s, M^2, M'^2) \frac{1}{s} \text{Im}\mathcal{A}_{q\bar{q}+A}(s, M^2, M'^2), \quad (3.25)$$

onde  $M$  e  $M'$  são as massas invariantes, respectivamente, do par  $q\bar{q}$  inicial e final. Assumindo que o espalhamento frontal não altera o momentum dos quarks, podemos assumir que

$\mathcal{A}_{q\bar{q}+A}(s, M^2, M'^2) \propto \delta(M^2 - M'^2)$ , o que faz com que a expressão acima seja escrita como

$$\sigma(s, Q^2) = \sum_q \int \frac{dM^2}{M^2 + Q^2} \rho(s, M^2, M'^2) \sigma_{q\bar{q}+A}(s, M^2) \quad (3.26)$$

onde a função espectral  $\rho(s, M^2, M'^2)$  é a densidade de estados  $q\bar{q}$ .

Para realizar a integração sobre a massa  $M$  dos pares  $q\bar{q}$ , vamos escrevê-la em termos das componentes do momentum dos quarks. Considerando a componente transversal  $k_\perp$  e a componente longitudinal  $z$ , para um quark de massa  $m_q$ , podemos escrever a massa como  $M^2 = (k_\perp^2 + m_q^2)/[z(1-z)]$ . Assim, passamos a ter duas integrações; sobre  $z$  e  $k_\perp$ . No lugar de utilizar o momentum transversal  $k_\perp$  como variável de integração, é mais útil trabalhar com a coordenada de separação transversa  $r_\perp$ , que é a variável conjugada de Fourier à  $k_\perp$ . Podemos então escrever a função de estrutura nuclear  $F_2^A$ , usando (3.26), como

$$\begin{aligned} F_2^A(x, Q^2) &= \frac{Q^2}{4\pi\alpha_{em}} \sigma(s, Q^2) \\ &= \frac{Q^2}{4\pi\alpha_{em}} \int dz \int \frac{d^2 r_\perp}{\pi} |\Psi(z, r_\perp)|^2 \sigma_{q\bar{q}+A}(z, r_\perp), \end{aligned} \quad (3.27)$$

onde a função de onda do fóton

$$|\Psi(z, r_\perp)|^2 = \frac{6\alpha_{em}}{(2\pi)^2} \sum_f^{n_f} e_f^2 \{ [z^2 + (1-z)^2] \epsilon^2 K_1(\epsilon r_\perp)^2 + m_i^2 K_0(\epsilon r_\perp)^2 \} \quad (3.28)$$

é simplesmente a transformada de Fourier do elemento de matriz para a transição  $\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ . Na expressão acima,  $\alpha_{em}$  é a constante de acoplamento eletromagnético,  $\epsilon^2 = z(1-z)Q^2 + m_i^2$ ,  $m_i$  é a massa do quark,  $n_f$  o número de sabores ativos,  $e_f^2$  o quadrado da carga do pártion, em unidades da carga do elétron. As funções  $K_{0,1}$  são as funções modificadas de Bessel e  $z$  é a fração de momentum do fóton, no referencial do cone de luz, portada por um dos quarks do par.

Para estimar os efeitos de alta densidade, considera-se a teoria de múltiplos espalhamentos de Glauber [105], que analisa uma colisão nuclear como uma sequência de colisões independentes entre a partícula de prova e os nucleons individuais do núcleo, o que implica em [91]

$$F_2^A(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi\alpha_{em}} \int dz \int \frac{d^2 \mathbf{r}_\perp}{\pi} |\Psi(z, \mathbf{r}_\perp)|^2 \int \frac{d^2 \mathbf{b}_\perp}{\pi} 2[1 - e^{-\sigma^{q\bar{q}+N}(z, \mathbf{r}_\perp)S(\mathbf{b}_\perp)}], \quad (3.29)$$

onde  $\mathbf{b}_\perp$  é o parâmetro de impacto,  $S(\mathbf{b}_\perp)$  a função perfil, e  $\sigma^{q\bar{q}+N}$  a seção de choque de dipolo com um nucleon ligado no núcleo, que é proporcional à separação do par  $r_t^2$  e a distribuição de glúons no nucleon  $xg(x, 1/r_\perp^2)$ . Este resultado segue a Ref. [91]. Usando uma função perfil parametrizada como uma Gaussiana, ou seja,

$$S(b_\perp) = \frac{A}{\pi R_A^2} e^{-b^2/R_A^2}, \quad (3.30)$$



onde  $R_A$  é o raio médio do núcleo, a função de estrutura nuclear pode ser escrita como [91]

$$F_2^A[GM](x, Q^2) = \frac{R_A^2}{2\pi^2} \sum_1^{N_f} \epsilon_f^2 \int_{\frac{1}{Q^2}}^{\frac{1}{Q_0^2}} \frac{dr_\perp^2}{r_\perp^4} \{C + \ln(\kappa_q(x', r_\perp^2)) + E_1(\kappa_q(x', r_\perp^2))\}, \quad (3.31)$$

onde  $\kappa_q = (2\alpha A/3R^2)\pi r_\perp^2 x G_N(x, 1/r_\perp^2)$ ,  $C$  é a constante de Euler,  $E_1$ , a função exponencial integral e  $A$ , o número de nucleons no núcleo. A Eq. (3.31) nos permite estimar as correções, devidas à alta densidade, na função de estrutura nuclear, no limite DLA. Para pequeno  $\kappa_q$ , o termo de Born (primeiro termo) da expansão de (3.31) corresponde à usual equação DGLAP na região de pequeno  $x$ .

A distribuição de glúons também pode ter sua correção estimada pela fórmula de Glauber-Mueller [91, 92]. A obtenção desta expressão é análoga à discutida acima e leva à

$$xg_A^{GM}(x, Q^2) = \frac{2R_A^2}{\pi} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \int_{\frac{1}{Q^2}}^{\frac{1}{Q_0^2}} \frac{dr_\perp^2}{r_\perp^4} \{C + \ln(\kappa_g(x', r_\perp^2)) + E_1(\kappa_g(x', r_\perp^2))\} \quad (3.32)$$

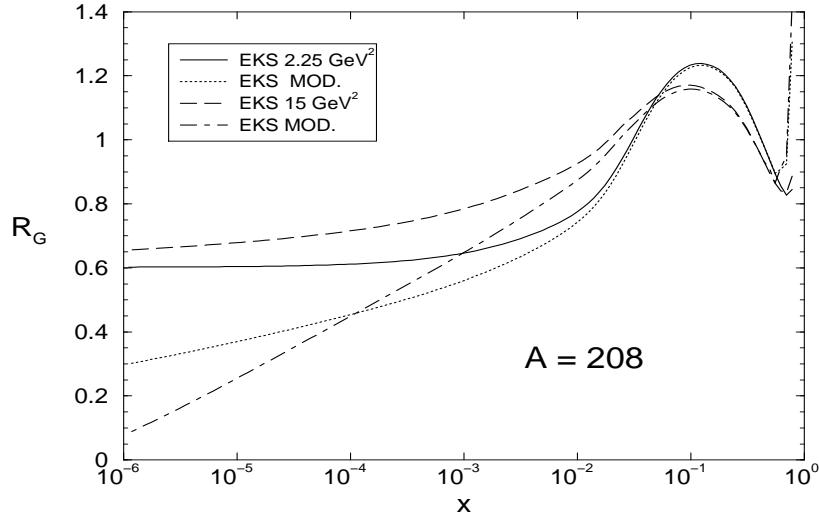
com  $\kappa_g = \frac{9}{4}\kappa_q$ . Visto que estas correções são importantes, estas devem ser incluídas em um tratamento completo das distribuições partônicas nucleares. A seguir discutiremos uma proposta [106, 107] para generalização das distribuições partônicas nucleares, considerando os efeitos de alta densidade.

### 3.3.2 Descrição generalizada dos efeitos nucleares

A parametrização EKS descreve os dados para alvo nuclear fixo através da evolução DGLAP a partir de distribuições partônicas iniciais ajustadas para um determinado valor  $Q_0^2$ . Os resultados experimentais para a região de pequeno  $x$  estão numa região não-perturbativa, sendo esperado, portanto, que nesta região os efeitos perturbativos de alta densidade partônica não estejam sendo considerados pelo ajuste nas condições iniciais da parametrização EKS. Por outro lado, efeitos de alta densidade são importantes para a região cinemática  $x < 10^{-2}$  e  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  [103, 104, 105], descrevendo portanto efeitos perturbativos. Então, a parametrização EKS não está incluindo efeitos perturbativos de alta densidade, pelo menos dentro dos limites propostos no formalismo de Glauber-Mueller.

Na tentativa de obter uma parametrização que leve em conta os efeitos nucleares não-perturbativos, estimados pela parametrização EKS, e ainda incluir efeitos perturbativos de alta densidade partônica, Ayala e Gonçalves (AG) [106, 107] propuseram uma modificação da distribuição de glúons, dada pela fórmula de Glauber-Mueller, da seguinte forma:

$$\begin{aligned} xg_A(x, Q^2) &= (1/A)xg_A^{GM}(x, Q^2) + xg_A^{EKS}(x, Q^2) \\ &- \frac{\alpha_s N_c}{\pi} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \int_{Q_0^2}^{Q^2} \frac{dQ'^2}{Q'^2} x' g^{DGLAP}(x', Q'^2) \end{aligned} \quad (3.33)$$

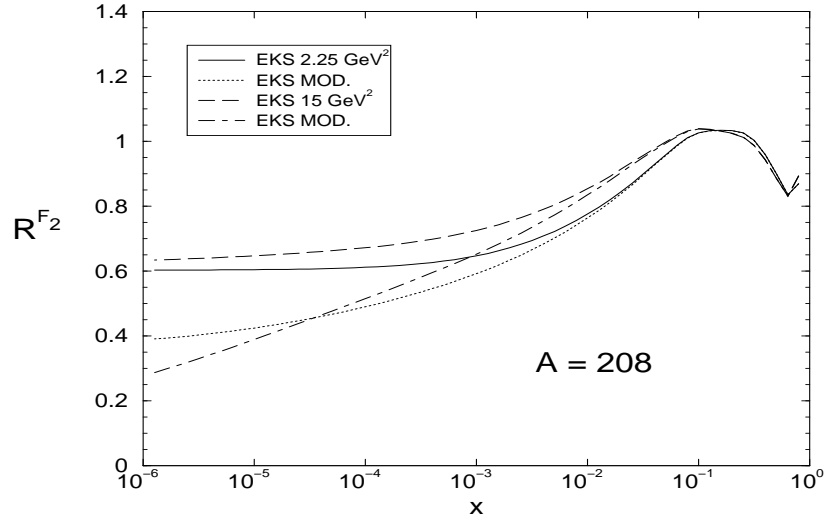


**Fig. 3.7:** Comparação entre as previsões da EKS original e da AG (denotada no gráfico por EKS MOD) para a razão  $R_G(x, Q^2) = xG_A/xG_N$  em função de  $x$  para diferentes valores de  $Q^2$ . Gráfico da ref. [106]

onde  $xg_A^{GM}(x, Q^2)$  é dado pela Eq. (3.32) e  $xg_A^{EKS}(x, Q^2) = R_g^A \times xg_N(x, Q^2)$ . Para o raio nuclear, utilizou-se a parametrização  $R_A^2 = \frac{2}{5}(6.6A^{1/3})^2$ . Este procedimento equivale à substituição do *kernel* da evolução DGLAP no limite DLA pelo *kernel* completo desta evolução. Ao incluir a parametrização EKS no termo de Born, os dados experimentais com alvo fixo são descritos (cf. Sec. 3.2.1). Entretanto, como a separação entre as regiões perturbativa e não-perturbativa não é definida com precisão, podemos estar considerando em algum ponto desta generalização uma superposição de efeitos descritos tanto pela EKS, como pela AG. Apenas com dados para alvos nucleares na região de pequeno  $x$  poderemos ter uma idéia da magnitude desta superposição de efeitos.

Este procedimento levou a obtenção de uma distribuição de glúons com efeitos nucleares, que inclui também os efeitos de alta densidade calculados via QCD perturbativa. O comportamento da razão nuclear para os glúons,  $R_g^A$ , definido anteriormente na descrição da EKS (Sec. 3.2.1), para as duas parametrizações é mostrado na Fig. 3.7. Como podemos ver, a razão é mostrada para dois valores de virtualidade ( $Q^2 = 2.25 \text{ GeV}^2$  e  $15 \text{ GeV}^2$ ). Podemos verificar que para as regiões de médio e grande  $x$  ( $x \geq 10^{-2}$ ), não existe diferença significativa entre os dois resultados, enquanto que para valores menores de  $x$  a diferença torna-se mais significativa. Isto ocorre devido à inclusão dos efeitos de alta densidade pela parametrização AG. O crescimento da supressão na razão é decorrência da utilização do formalismo de Glauber- Mueller. O ponto principal da AG é utilizar a descrição dos dados

e os efeitos não-perturbativos incluídos pela EKS [76] juntamente com os efeitos de alta densidade calculados pela QCD perturbativa [103, 104].



**Fig. 3.8:** Comparação entre as previsões da EKS original e da AG (denotada no gráfico por EKS MOD) para a razão  $R_{F_2}(x, Q^2) = F_2^A/F_2^D$  em função de  $x$  para diferentes valores de  $Q^2$ . Gráfico da Ref. [106].

Para obter a função de estrutura nuclear para o processo DIS, podemos seguir um procedimento similar, levando à [106]:

$$F_2^A(x, Q^2) = (1/A)F_2^A[GM](x, Q^2) + F_2^A[EKS](x, Q^2) - F_2^A[Born](x, Q^2) \quad (3.34)$$

onde  $F_2^A[GM](x, Q^2)$  é dado pela Eq. (3.31) e o termo de Born para  $F_2^A$  é

$$F_2^{Born}(x, Q^2) = \frac{1}{2\pi} \sum_1^{N_f} \alpha_s \epsilon_f^2 \int_{\ln Q_0^2}^{\ln Q^2} \frac{2}{3} d(\ln Q'^2) x g^{DGLAP}(x, Q'^2) \quad (3.35)$$

O comportamento da razão entre as funções de estrutura nuclear e do nucleon é mostrada na Fig. 3.8. Este comportamento é similar ao já discutido para a razão de glúons, porém com menos anti-sombreamento em  $R_{F_2}$ . A parametrização EKS considera comportamentos similares para  $R_g$  e  $R_{F_2^A}$ , porém a falta de resultados experimentais não permite a determinação da distribuição de glúons para  $x$  médio e grande. O maior anti-sombreamento é imposto à distribuição de glúons pelo vínculo de soma de momentum na EKS. Como existem dados para a função de estrutura, nestas regiões de  $x$ , o anti-sombreamento na função de estrutura é baseado nos resultados experimentais.

É importante notar que a EKS inclui a conservação de momentum. Este vínculo é violado pela inclusão dos efeitos de alta densidade via Glauber-Mueller, porém a quantidade de

momentum perdido na parametrização AG é aproximadamente 4 % [106]. Para estudarmos a região de pequeno  $x$ , que é o alvo deste trabalho, esta violação não apresenta problemas, uma vez que qualquer regra adicional impondo a conservação de momentum na AG refletiria num aumento do anti-sombreamento nas razões. Para o nucleon ( $A = 1$ ), a distribuição de glúons dada pela Eq. 3.33, com o valor de  $R_A$  alterado, reproduz o resultado da Ref. [91], onde são considerados efeitos de unitariedade para o próton.

### 3.4 Conclusão

Neste capítulo, discutimos as modificações na função de estrutura devido à presença do meio nuclear. Como podemos ver, o sombreamento nuclear, que diminui a distribuição de um nucleon ligado quando comparada à de um nucleon livre, e os efeitos de alta densidade, presentes na região de pequeno  $x$ , devido ao limite geométrico para a seção de choque mudam significativamente o valor da função de estrutura. Uma comparação entre os dois efeitos, de acordo com as parametrizações usadas para descrevê-los, ainda se faz necessária. No próximo capítulo, realizamos esta comparação utilizando processos próton-núcleo ( $pA$ ).

A motivação para estudar processos  $pA$  é identificar a relevância de cada efeito, uma vez que estes processos, por envolverem apenas um núcleo, apresentam menos efeitos de meio que os processos envolvendo dois núcleos. Além disso, os mecanismos que podem levar a uma supressão na taxa de produção dos estados de quarkônio são menos numerosos para processos  $pA$ . Então, podemos estimar a magnitude dos efeitos nucleares nestes processos, para servir como base para cálculos posteriores em processos núcleo-núcleo ( $AA$ ).

Um dos resultados experimentais importantes em colisões  $AA$ , que apontou uma supressão anômala na taxa de produção de  $J/\Psi$  é identificada por uma razão entre a taxa de produção de  $J/\Psi$  e a taxa de produção do par de múons, pelo processo Drell-Yan (DY). No capítulo 5, retornaremos a esta discussão, apresentando a motivação e os resultados obtidos pela colaboração NA50, no CERN-SPS, para colisões  $Pb - Pb$ .

No próximo capítulo, investigamos o comportamento desta razão ( $J/\Psi/DY$ ), assim como da razão entre a produção de  $J/\Psi$  e mésons abertos, mostrando a magnitude da supressão causada pela inclusão dos efeitos de alta densidade no cálculo.

## Capítulo 4

# A produção de quarkônio em processos próton-núcleo

No Cap. 2, tratamos da produção de quarkônio em processos hadrônicos, enfatizando a fatorização da seção de choque. Esta fatorização nos permite o cálculo perturbativo da seção de choque para produção de um par de quarks pesados e a parametrização da posterior transição deste par em um estado ligado de quarkônio. Naquele capítulo, realizamos o cálculo para processos  $pp$ , utilizando o modelo de evaporação de cor (CEM) para parametrizar a transição.

Em processos envolvendo alvos nucleares, porém, a presença do meio nuclear resulta em efeitos que diminuem a seção de choque por nucleon ligado, comparada à de um nucleon livre. No Cap. 3, fizemos um estudo desses efeitos, mostrando sua relevância na análise de colisões envolvendo núcleos. Os efeitos de alta densidade, mais importantes na região de pequeno  $x$ , modificam a seção de choque neste tipo de processo.

No presente capítulo, apresentamos nossos resultados para a produção de quarkônio em colisões próton-núcleo ( $pA$ ). Com o conhecimento adquirido nos capítulos precedentes, estudamos a inclusão dos efeitos nucleares e de alta densidade na produção do méson  $J/\Psi$ . O estudo de processos  $pA$  é importante para determinar a presença dos efeitos de alta densidade na produção, ou supressão, de um estado ligado, assim como quantificar esses efeitos. A análise destes efeitos em processos núcleo-núcleo ( $AA$ ) é apresentado no Cap. 6.

### 4.1 O quarkônio em colisões $pA$

No processo de produção de quarkônio, também devemos considerar os efeitos nucleares. Devido à fatorização colinear [6], podemos dividir estes efeitos em duas categorias: os de estado inicial e os de estado final. Os efeitos de estado inicial atuam sobre os pártons na fase inicial dos subprocessos hadrônicos, ou seja, antes do processo de interação dura de produção de quarks pesados. Entre eles destacamos os efeitos de alta densidade, associados à saturação

das funções de onda dos núcleos incidentes. Estes efeitos levam a uma aparente diminuição da densidade partônica efetiva dentro do núcleo, o chamado efeito de sombreamento nuclear [68, 74]. Os possíveis efeitos ocorrendo sobre os pártons produzidos no sub-processo, isto é, após a interação dura, são considerados efeitos de estado final.

Em colisões hadrônicas, existe a possibilidade da formação de estados finais hadrônicos. Estes estados podem interagir com os constituintes do núcleo, via interação forte, apresentando, portanto, efeitos de estado final. O quarkônio é um estado final hadrônico, assim como os mésons de charme aberto, visto possuírem estrutura partônica; por isso, devemos considerar que estes estados sofrem os dois tipos de efeitos nucleares: sombreamento nas distribuições partônicas, no estado inicial, e interação com o meio nuclear formado na colisão, no estado final.

Aqui vamos considerar somente os efeitos de estado inicial. Essa análise é motivada pelo fato de que a produção do par de quarks pesados, nas energias de RHIC e LHC, é dominada por glúons no estado inicial. Portanto, nessas energias, os processos  $pA$  tornam-se uma valiosa fonte de informação sobre a distribuição gluônica do núcleo. Uma vez que a probabilidade de produzir um par  $Q\bar{Q}$  é proporcional ao quadrado da distribuição de glúons [69], qualquer diminuição do número de glúons leva a uma diferença significativa no número de pares  $Q\bar{Q}$  produzidos.

Como vimos no Cap. 3, a seção de choque para produção de quarkônio em processos próton-núcleo ( $pA$ ), é dada por

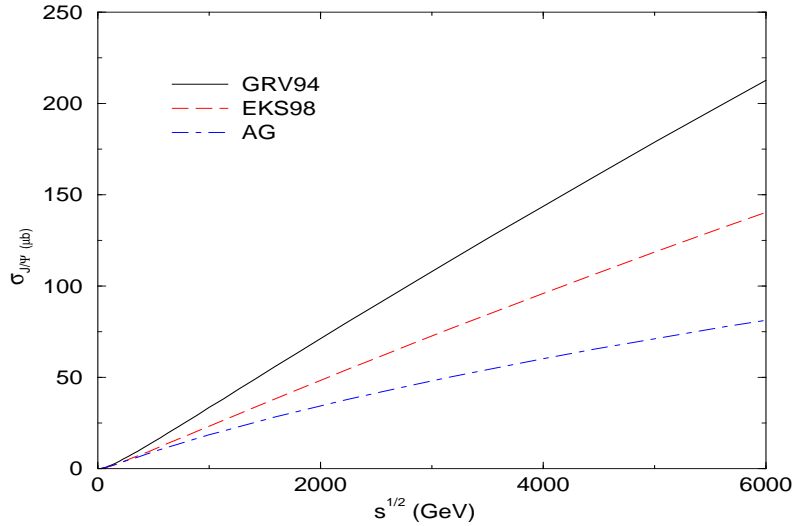
$$\sigma_{pA} = \sum_{a,b} \phi_a^p \otimes \phi_b^A \otimes \sigma_{ab \rightarrow Q\bar{Q}} \otimes F_{Q\bar{Q} \rightarrow onium}, \quad (4.1)$$

onde  $\phi_b^A$  é a função de distribuição partônica do párton  $b$  no núcleo  $A$  e a função  $F_{Q\bar{Q} \rightarrow onium}$  trata da probabilidade de transição do par de quarks pesados formados em um estado ligado de quarkônio, denotado *onium* na expressão acima. As seções de choque para os subprocessos partônicos foram calculadas no Cap. 2. Considerando que, para altas energias, a fusão de glúons seja o subprocesso dominante na produção de quarkônio, podemos escrever a seção de choque total em ordem dominante como [107]

$$\sigma_{Q\bar{Q}}^{pA} = \int_{4m_Q^2}^s dQ^2 \int_0^{1-\tau} dx_F \frac{1}{s(x_F^2 + 4\frac{Q^2}{s})^{1/2}} xg^p(x_1, \mu^2) xg^A(x_2, \mu^2) \hat{\sigma}_{gg \rightarrow Q\bar{Q}}(x_1, x_2, m_Q, \mu^2), \quad (4.2)$$

onde a escala para a evolução das distribuições gluônicas é  $\mu^2 = 4m_Q^2$ . A convolução da expressão 4.2 com a probabilidade de transição  $F_{Q\bar{Q} \rightarrow onium}$  nos fornece a seção de choque para a produção do estado de quarkônio. Para nossos cálculos, usaremos o modelo de evaporação de cor, já discutido no Cap. 2, para parametrizar esta transição.

Para investigarmos a influência do meio nuclear na seção de choque de produção do quarkônio, vamos considerar o procedimento experimental usual para descrever efeitos nucleares nos resultados de hadroprodução de quarkônio, onde é assumido que a dependência



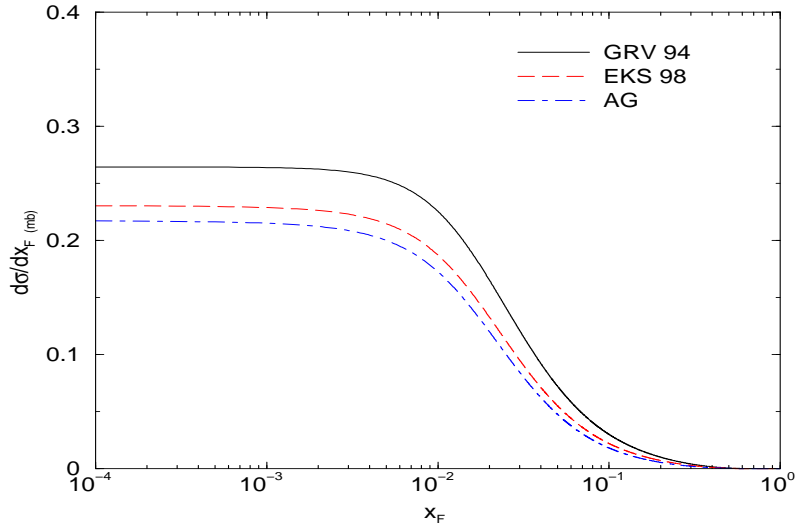
**Fig. 4.1:** Comparação entre GRV94, EKS e AG, para a seção de choque total em função de  $\sqrt{s}$  para colisões  $p - Pb$ .

nuclear é parametrizada, na forma mais simplificada, como uma lei de potência:

$$\sigma_{pA} = A^\alpha \sigma_{pN} \quad (4.3)$$

válida para qualquer processo duro, como a produção de quarkônio. A seção de choque  $\sigma_{pN}$  pode ser calculada com o uso da Eq. (2.22).

Em processos  $pA$ , o valor de  $\alpha$  experimentalmente medido pode ser descrito razoavelmente usando a parametrização EKS [76], já discutida no capítulo anterior, e a evolução DGLAP. Esta parametrização, porém, não inclui os efeitos de saturação dinâmica (alta densidade) previstos em pequeno  $x$  e grande  $A$ . A produção de quarkônio em processos  $pA$  é analisada para investigar a presença e a magnitude destes efeitos de alta densidade. Estes efeitos, que estão ausentes ou têm pouca relevância em colisões  $pp$ , tornam-se significativos em processos  $pA$  e são de grande importância em colisões  $AA$ . Comparando então os processos  $pA$  e  $AA$  envolvendo núcleos pesados, podemos distinguir efeitos hadrônicos básicos, que dominam a dinâmica em colisões  $pA$ , da possível formação de um estado de matéria hadrônica desconfinado, predito para colisões  $AA$ . Na próxima seção, apresentaremos o cálculo do expoente  $\alpha$  para processos  $pA$ , comparando entre os valores preditos pelas parametrizações EKS, que considera o sombreamento apenas, e a parametrização AG [106], que inclui também efeitos de alta densidade.



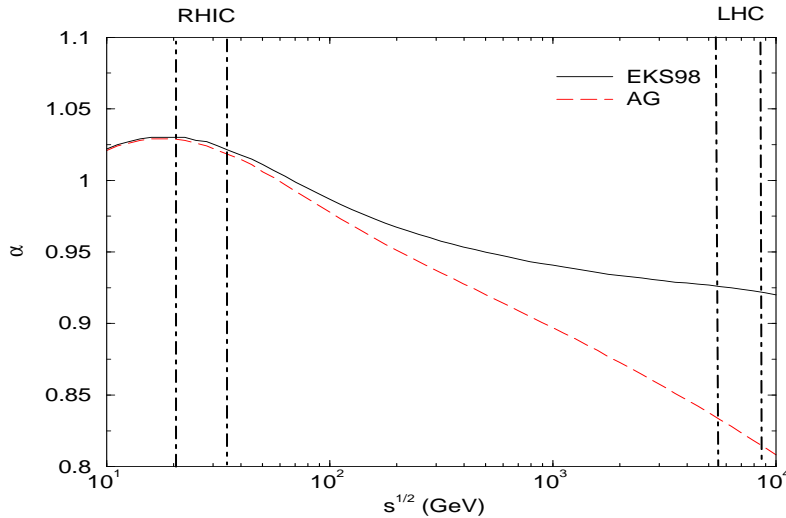
**Fig. 4.2:** Comparação entre GRV94, EKS e AG, para a seção de choque diferencial em função de  $x_F$ , para colisões  $p - Pb$  em  $\sqrt{s} = 350 \text{ GeV}$ .

## 4.2 Efeitos de alta densidade na produção de $J/\Psi$

Para estimar a magnitude de cada um dos efeitos apresentados no capítulo anterior, vamos compará-los considerando a dependência da seção de choque e do expoente efetivo nas variáveis  $\sqrt{s}$  e  $x_F$ . Comparamos as previsões das parametrizações GRV94, EKS e AG. Para a parametrização GRV94, que fornece as distribuições partônicas do nucleon livre, consideramos que a distribuição nuclear é dada na forma  $xf^A = A \cdot xf^N$ , onde  $xf^N$  é a distribuição nucleônica, fornecida pela parametrização, e  $xf^A$ , a distribuição nuclear. Usamos a GRV94 [17] pois os dados usados para seu ajuste ainda não incluíam a região de pequeno  $x$ , onde são esperados efeitos de alta densidade. A GRV98 [22] já utiliza estes dados, podendo ocasionar uma dupla contagem nos efeitos em pequeno  $x$ . Por coerência, também usamos a GRV94 como parametrização nucleônica para obter a EKS, uma vez que as distribuições nucleares obtidas não dependem da escolha da parametrização utilizada para a distribuição no nucleon [76]. As seções de choque para produção de  $J/\Psi$  e mésons de charme aberto serão calculadas através da Eq. (4.2), com limites definidos pela massa do quark *charm*,  $m_c = 1.2 \text{ GeV}$  e pelo limiar de charme aberto, dado por  $m_{D\bar{D}} = 3.74 \text{ GeV}$ .

Inicialmente, analisaremos a seção de choque em função da energia do centro de massa,  $\sqrt{s}$ . Como podemos ver na Fig. 4.1, a seção de choque diminui conforme os efeitos são acrescentados. Todas as distribuições mostradas são normalizadas pelo número de massa, ou seja, o resultado equivale à seção de choque próton-nucleon. O acréscimo de efeitos nucleares, presentes na EKS, diminui o valor da seção de choque, que diminui ainda mais



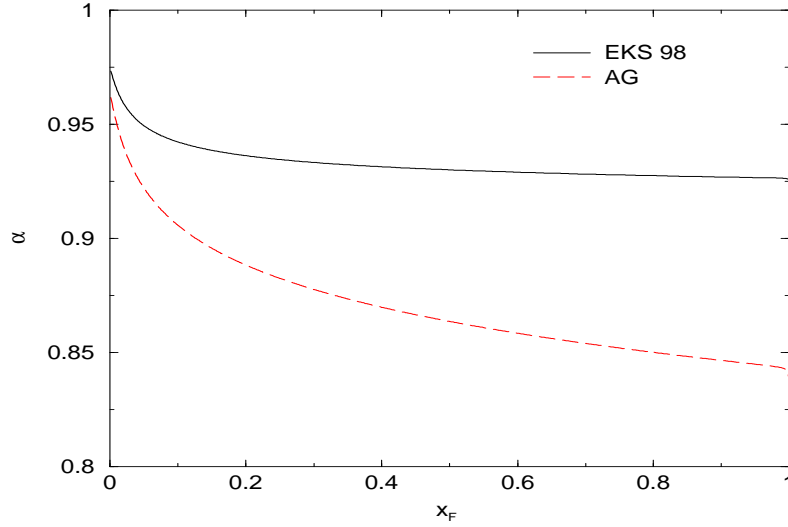


**Fig. 4.3:** O expoente  $\alpha$  em função de  $\sqrt{s}$ , para colisões  $p$ - $Pb$ .

quando consideramos os efeitos de alta densidade, utilizando a parametrização AG. Note que a intensidade dos efeitos de alta densidade aumenta com o aumento da energia de centro de massa da colisão, de acordo com o que foi discutido no capítulo anterior.

A distribuição na fração de momentum longitudinal portada pelo méson  $J/\Psi$ ,  $x_F \equiv x_1 - x_2$ , mostrada na Fig. 4.2, também pode discriminar os efeitos. Considerando  $x_1$  a fração de momentum portada por um párton do projétil (próton) e  $x_2$  a fração de momentum portada por um párton do alvo (núcleo), a região de  $x_F \approx 1$  corresponde a regiões estreitas de  $x$ , com  $x_1$  próximo de um e  $x_2$  na região de pequeno  $x$ , próximo de zero. Portanto, na região  $x_F \approx 1$  podemos obter informações sobre o comportamento das distribuições partônicas do núcleo na região de pequeno  $x$  e alta densidade. No outro extremo, em  $x_F \approx 0$ , as regiões de  $x$  disponíveis são mais largas para os pártons tanto do alvo como do projétil. Como podemos ver na Fig. 4.2, a inclusão dos efeitos nucleares e de alta densidade diminui o valor da seção de choque diferencial, principalmente na região de  $x_F$  próxima a zero. A seção de choque diferencial é calculada não se realizando a integração em  $x_F$  na Eq. (4.2). Uma maior discussão sobre as modificações na seção de choque devido à inclusão dos efeitos de alta densidade e sua dependência em  $x_F$  será feita mais adiante, ao discutirmos o expoente efetivo  $\alpha$ .

Finalmente, seguiremos a Ref. [107] e mostraremos a magnitude dos efeitos de alta densidade em processos  $pA$ , através do expoente  $\alpha$ , usado para introduzir o efeito de sombreamento no meio nuclear [69]. Também este expoente será mostrado em função de  $\sqrt{s}$  e  $x_F$ . Para a dependência na energia do centro de massa (Fig. 4.3), o expoente é calculado



**Fig. 4.4:** O expoente  $\alpha$  em função de  $x_F$  para colisões  $p$ - $Pb$ , com  $\sqrt{s} = 350 \text{ GeV}$  (RHIC).

através de

$$\alpha = \left( \ln \frac{\sigma_{pA}}{\sigma_{pN}} / \ln A \right) \quad (4.4)$$

e verificamos que os efeitos de alta densidade tornam-se maiores com o crescimento da energia. Podemos dizer que, para valores menores que  $80 \text{ GeV}$ , a região que mais contribui para a integração é a de anti-sombreamento ( $\alpha > 1$ ), enquanto que para energias maiores, vemos o domínio da região de sombreamento, onde o expoente fica menor que 1. Este comportamento é explicado pelo fato dos limites de integração em  $x_2$  dependerem da massa invariante e da energia  $\sqrt{s}$ . Um aumento desta energia leva  $x_2$  para a região de pequeno  $x$ .

Na Fig. 4.3, nota-se que, para a energia de RHIC ( $\sqrt{s} = 350 \text{ GeV}$ ), o expoente efetivo tem uma redução de 3% para a produção de pares  $c\bar{c}$ , enquanto que para a energia de LHC ( $\sqrt{s} = 8.8 \text{ TeV}$ ), a redução no expoente  $\alpha$  alcança 14% na produção do  $c\bar{c}$ . Estas diferenças no valor do expoente efetivo tornam possível a verificação experimental da existência e magnitude dos efeitos de alta densidade. Experimentos envolvendo processos  $pA$ , portanto, são importantes na determinação destes efeitos, principalmente como fonte de supressão na produção de  $J/\Psi$ .

Na Fig. 4.4, mostramos o expoente  $\alpha$  em função da variável  $x_F$ , para a energia em RHIC. O expoente é obtido pela expressão

$$\alpha(x_F) = \left\{ \ln \left( \frac{d\sigma_{pA}}{dx_F} / \frac{d\sigma_{pN}}{dx_F} \right) / \ln A \right\}. \quad (4.5)$$

Para valores de  $x_F$  próximos de zero,  $x_2 \approx x_1$ , e a integração sobre a massa invariante corresponde a um intervalo grande tanto em  $x_2$  como em  $x_1$ . Para valores de  $x_F$  próximos a um, os dois intervalos, para  $x_1$  e  $x_2$ , são muito pequenos, com  $x_1 \approx 1$  e  $x_2 \approx 0$ . O limite inferior da massa invariante corresponde também ao limite inferior para  $x_2$ . Portanto, para processos  $pA$  em energias de RHIC, com  $x_F$  próximo de zero, o expoente está próximo a um. Isto ocorre porque a integração na massa invariante corresponde a uma larga região de  $x_2$ , incluindo contribuições da região de anti-sombreamento, como podemos verificar na Fig. 4.5. Para a produção de *charm*, este limite de massa é baixo o bastante para incluir a contribuição da região de pequeno  $x_2$ ; o expoente  $\alpha$ , então, torna-se menor que um. Para  $x_F$  próximo a um, o comportamento da distribuição de glúons em pequeno  $x_2$  domina o processo. Uma vez que a parametrização EKS prediz uma saturação da razão nesta região, o expoente tende a uma constante, enquanto que a inclusão dos efeitos de alta densidade leva à predição de um expoente que decresce monotonicamente. Estes efeitos são significativos na produção de *charm*, devido ao limite inferior baixo de massa invariante. Estes resultados são mostrados na Fig. 4.4.

### 4.3 Supressão de $J/\Psi$ devido aos efeitos de alta densidade

Como vimos no Cap. 3, podemos incluir os efeitos de alta densidade partônica nas distribuições de quarks e glúons dentro de um nucleon ligado em um núcleo, utilizando a parametrização AG no lugar da EKS. Como podemos ver nas Figs. 3.7 e 3.8, ao compararmos as duas parametrizações, na região de pequeno  $x$ , os efeitos de alta densidade reduzem sensivelmente as razões para glúons e para  $F_2$ . Logo, estes efeitos são grandes o suficiente para serem levados em conta na análise da produção dos observáveis presentes em colisões que envolvem núcleos.

Um estudo sistemático de colisões  $pA$  em altas energias é essencial para melhor entendermos a estrutura dos efeitos de alta densidade. Tais efeitos, como o sombreamento, entre outros, estão ausentes, ou são muito pequenos, em colisões  $pp$ , mas tornam-se mais destacados em colisões  $pA$ , e alcançando ainda maior importância numa colisão  $AA$ . Seguindo a Ref. [107], a produção de quarks pesados e seus estados ligados em processos  $pA$  pode ser usada para verificar a presença e estimar a magnitude dos efeitos de alta densidade, fixando assim o comportamento da distribuição de glúons em altas energias. O estudo da produção de quarks pesados é importante para estimar a supressão associada aos efeitos de alta densidade neste processo, que é necessária para cálculos confiáveis da produção e supressão de quarkônio.

Em especial, vamos nos concentrar na produção de quarkônio em processos  $pA$ . Em altas energias, o subprocesso dominante para a produção de quarks pesados é a fusão de glúons (cf. Cap. 2). Portanto, qualquer alteração na distribuição de glúons altera significativamente a produção de quarks pesados, uma vez que a probabilidade de criar um par de quarks pesados é proporcional ao quadrado da distribuição de glúons [69]. Basicamente, estamos interessados na supressão anômala - isto é, não explicada pelo mecanismo de absorção pelo meio nuclear formado na colisão - do méson  $J/\Psi$  em colisões nucleares [109]. Antecipando uma discussão detalhada que será feita no próximo capítulo, esta supressão foi apontada como um sinal de formação de matéria desconfiada, o plasma de quarks e glúons (QGP), em uma colisão nuclear.

Para analisarmos a supressão de  $J/\Psi$  em colisões nucleares, devemos normalizá-la pela produção do mesmo méson em colisões  $pp$ . Como não ocorrem efeitos nucleares em  $pp$ , a extrapolação deste resultado para processos envolvendo núcleos escala com o número de nucleons, isto é, com  $A$  no caso de processos  $pA$ . Este escalamento também é assumido em processos que produzam partículas que não interajam fortemente com o meio nuclear.

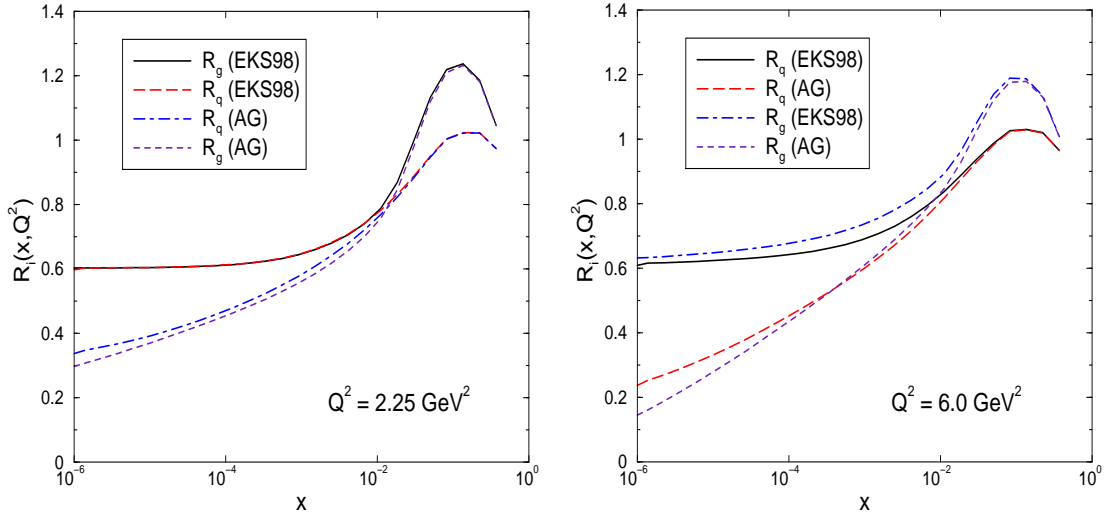
Similarmente, uma vez que o processo Drell-Yan é caracterizado pela produção de um par de léptons, que não interagem fortemente com o meio nuclear após a colisão, isto é, não apresentam efeitos de estado final, sua seção de choque é, em princípio, proporcional ao número de nucleons de cada núcleo participante na colisão, ou seja,  $\sigma_{DY}^{pA} \sim A\sigma_{DY}^{NN}$ . A seção de choque para o processo Drell-Yan utilizando alvos nucleares é dada por

$$\frac{d\sigma^{pA}}{dM^2} = \int_0^1 dx_1 dx_2 \sum_i \{q_i^p(x_1, M^2)\bar{q}_i^A(x_2, M^2) + x_1 \leftrightarrow x_2\} \frac{d\hat{\sigma}}{dM^2}. \quad (4.6)$$

Assim, o uso do processo DY como referência funciona como uma normalização para a produção de quarkônio, sem introduzir nenhuma supressão adicional. Outra vantagem é que esta razão é praticamente livre de erros sistemáticos. Por outro lado, o pequeno número de dados de DY introduz grandes erros estatísticos na razão.

Como podemos ver, o processo Drell-Yan pode ser considerado como fator de normalização para a seção de choque de produção do  $J/\Psi$  em colisões nucleares, já que não apresenta efeitos de estado final e escala com o número de nucleons que efetivamente participam da colisão (denominados participantes). Considerar esta razão equivale, experimentalmente, à tomar a razão  $\sigma_{J/\Psi}^{pA(AA)}/\sigma_{J/\Psi}^{pp}$ . Desta forma, os dados obtidos experimentalmente estão na forma da razão  $\sigma_{J/\Psi}/\sigma_{DY}$ . A inclusão de efeitos de alta densidade nas distribuições partônicas, porém, introduz uma supressão no processo Drell-Yan, na região de pequeno  $x$ , que deve ser considerada.

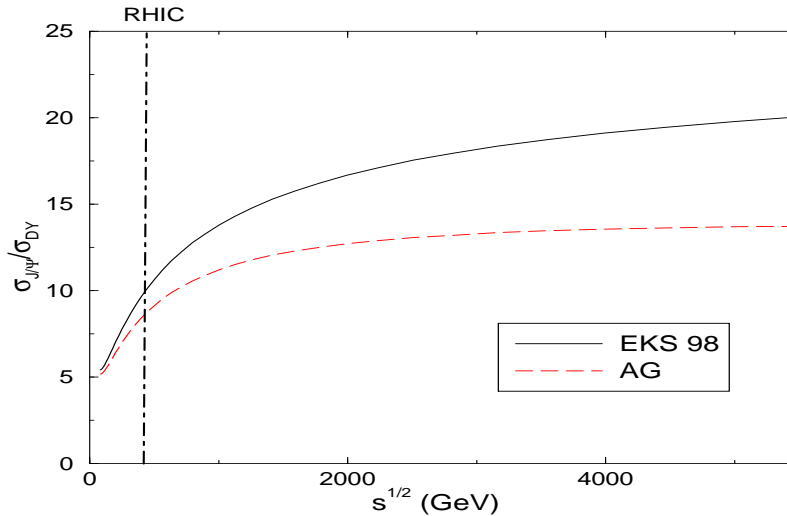
Para altas energias, a produção de quarks pesados é dominada pela fusão de glúons, enquanto que no processo DY, a produção do par de léptons é originada da aniquilação quark-antiquark. Os efeitos de alta densidade são diferentes para quarks e glúons, numa



**Fig. 4.5:** Comparação entre razões entre as distribuições partônicas do núcleo e do nucleon para quarks e glúons para um núcleo de chumbo ( $A = 208$ ). São mostradas comparações entre as razões considerando os efeitos de alta densidade, denotadas por AG, e sem considerá-los, denotadas por EKS. São mostradas previsões para  $Q^2 = 2.25 \text{ GeV}^2$  e para  $Q^2 = 6 \text{ GeV}^2$ .

mesma região de  $x$ . Essa diferença pode ser ilustrada pela Fig. 4.5, onde mostramos uma comparação entre as razões entre distribuições partônicas no núcleo ( $Pb$ ) e no nucleon,  $R_f^A = x f^A / x f^N$ , com  $f = q, g$ . Mostramos o comportamento desta razão em função da fração de momentum portada pelos pártons para dois valores de  $Q^2$ :  $2.25 \text{ GeV}^2$  e  $6 \text{ GeV}^2$ , sendo este valor da ordem de  $Q^2 = 4m_c^2$ , usado para evoluir as distribuições no cálculo da produção de pares  $c\bar{c}$ . Nota-se que a razão para glúons,  $R_g^A$ , é inferior ao valor da razão para quarks,  $R_q^A$ . Esta diferença é suficiente para que uma supressão adicional na razão  $(J/\Psi)/DY$ , devido aos efeitos de alta densidade seja esperada.

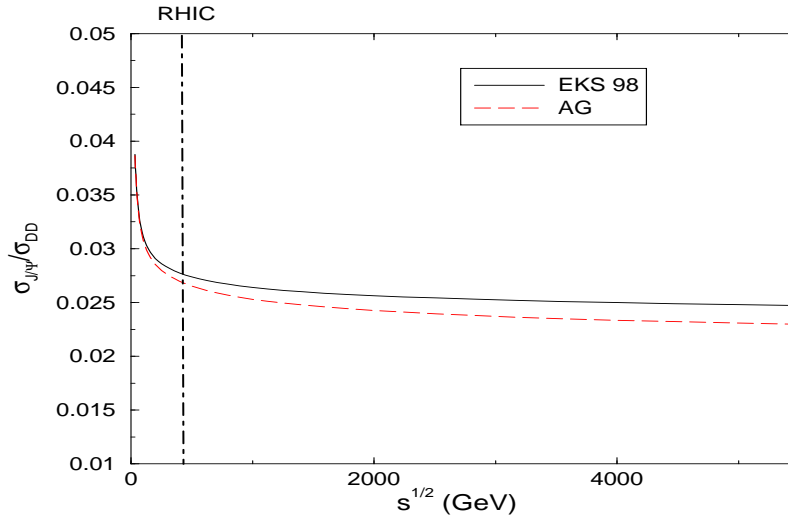
Na Fig. 4.6, mostramos uma comparação para esta razão, com e sem a inclusão de efeitos de alta densidade. A curva cheia mostra a previsão para a razão, usando a parametrização EKS, quando apenas os efeitos nucleares são considerados. A inclusão de efeitos de alta densidade, usando a parametrização AG, tem sua previsão mostrada pela curva tracejada. Como podemos ver, os efeitos de alta densidade já são significativamente grandes em colisões  $pA$ . Além disso, para energias de RHIC estes efeitos já devem ser considerados, uma vez que já podemos notar nessas energias uma significativa diminuição na razão  $(J/\Psi)/DY$  quando os efeitos de alta densidade são considerados. O comportamento da razão pode ser explicado, novamente, pelos limites de integração para  $x_2$ , a fração de momentum do núcleo



**Fig. 4.6:** Razão  $(J/\Psi)/DY$  em função da energia para colisão  $p$ -Pb. A curva sólida mostra a predição da razão para a parametrização EKS98 [76], apenas com os efeitos nucleares de sombreamento. A curva tracejada considera efeitos de alta densidade, através da parametrização AG [106].

portada por um nucleon. Como estes limites dependem da energia de centro de massa, a região cinemática considerada modifica-se com o aumento de  $\sqrt{s}$ . Para grandes valores de energia, o limite inferior da integração alcança a região de pequeno  $x$ , onde é esperado que os efeitos de alta densidade modifiquem as distribuições partônicas nucleares, conforme vemos na Fig. 4.5. Portanto, em altas energias, as taxas de produção tanto de  $J/\Psi$  como do processo DY serão alteradas pela presença desses efeitos. Isto torna a razão  $(J/\Psi)/DY$  fortemente dependente da energia. Além disso, como podemos ver na Fig. 4.5, os efeitos de alta densidade são maiores para glúons do que para quarks, o que leva a diferentes supressões em relação ao sistema  $pp$  para os dois processos. Pelo fato do maior efeito em glúons, a razão  $(J/\Psi)/DY$  tende a diminuir em energias mais altas, quando considerados os efeitos de alta densidade.

Uma proposta alternativa é apresentada na Ref. [110], onde leva-se em conta que, para o modelo de evaporação de cor (ver Sec. 2.3.3), o mecanismo de produção é o mesmo tanto para o quarkônio como para os mésons abertos. Logo, os dois processos em altas energias, dependem da mesma forma da distribuição de glúons. Portanto, como os efeitos são os mesmos para os dois processos, uma razão do tipo  $(J/\Psi)/D\bar{D}$  não é sensível aos efeitos de alta densidade partônica, fazendo esta razão ser mais adequada para a sinalização de novos mecanismos de supressão. A comparação, usando esta razão, é mostrada na Fig.



**Fig. 4.7:** Razão  $(J/\Psi)/D\bar{D}$  em função da energia para colisão  $pA$ , com  $A = 208$  ( $Pb$ ). As curvas são as mesmas descritas na Fig. 4.6.

4.7. Novamente, a curva cheia mostra a predição considerando apenas os efeitos nucleares e a curva tracejada mostra a predição quando incluímos os efeitos de alta densidade no cálculo. A diferença entre as duas predições parte da contribuição da região acima do limiar de charme aberto, para a produção dos mésons abertos. Como podemos ver, esta região de massa invariante modifica apenas a normalização da curva, pouco alterando seu comportamento.

Levando em conta estes resultados, podemos argumentar que, na análise dos resultados experimentais de processos  $pA$ , levando em conta o observável medido, que é a razão  $(J/\Psi)/DY$ , os efeitos de alta densidade devem ser considerados, para o caso de experimentos em colisionadores de altas energias, como o RHIC, onde a energia de centro de massa nucleon-nucleon nestes processos é predita como sendo  $\sqrt{s} = 350 \text{ GeV}$  e o LHC no CERN, onde  $\sqrt{s} = 8.8 \text{ TeV}$  para  $pA$ . Uma análise da supressão de  $J/\Psi$ , comparando os diferentes experimentos realizados, só é possível se os efeitos de alta densidade forem considerados. Para esta análise, verificamos que a razão  $(J/\Psi)/D\bar{D}$  é mais útil, uma vez que não é afetada significativamente com a inclusão dos efeitos de alta densidade. Como estes efeitos já são significativos em colisões  $pA$ , podemos sinalizar que serão maiores em processos  $AA$ , onde a maior quantidade de nucleons colidindo implica um maior número de efeitos de meio.

## 4.4 Conclusão

Neste capítulo, apresentamos uma comparação entre a magnitude dos efeitos nucleares e de alta densidade em processos  $pA$ . Utilizando as parametrizações EKS e AG, verificamos a dependência dos efeitos na energia e na fração de momentum portada pelo  $J/\Psi$ . Conforme discutido anteriormente, a inclusão dos efeitos de alta densidade reduz ainda mais a seção de choque. Na região de pequeno  $x$ , alcançada em altas energias, onde é esperada alta densidade partônica, devemos então considerar estes efeitos no cálculo da seção de choque.

A importância desses efeitos na produção de quarkônio foi mostrada através do comportamento do expoente efetivo  $\alpha$ . Mostramos a análise deste comportamento em função da energia de centro de massa  $\sqrt{s}$  da colisão e da fração de momentum portada pela partícula  $J/\Psi$  produzida.

Seguindo esta motivação, investigamos o comportamento da razão medida  $(J/\Psi)/DY$  em função da energia do centro de massa da colisão. Como os subprocessos dominantes para cada um dos processos são diferentes [fusão de glúons para produção de  $J/\Psi$  e aniquilação quark-antiquark para o processo Drell-Yan (DY)], e os efeitos de alta densidade são diferentes para as distribuições de quarks e glúons, a inclusão de efeitos de alta densidade modifica sensivelmente esta razão. Portanto, uma supressão já é esperada devido a estes efeitos, quando aumentamos a energia do processo.

Como alternativa, estudamos o comportamento da razão  $(J/\Psi)/D\bar{D}$  em função da energia, mostrando que esta razão não é tão sensível aos efeitos de alta densidade (cf. Fig. 4.7). Podemos explicar este comportamento pela mesma dependência da fusão de glúons para os dois processos. Uma vez que as distribuições de glúons terão os mesmos efeitos, a razão não é significativamente alterada. A utilização desta razão permite estimar para diferentes energias a magnitude da supressão anômala.

Como podemos ver, a inclusão de efeitos de alta densidade modifica a seção de choque mesmo para o caso  $pA$ . Como este processo pode ser considerado mais limpo, pelo fato de apenas um núcleo participar da interação, podemos usar seus resultados como motivação para um estudo mais aprofundado dos processos  $AA$ . A estimativa feita neste capítulo, da magnitude dos efeitos de alta densidade, nos levam a considerar sua inclusão imediata para colisões núcleo-núcleo.

Ingressando no campo de colisões  $AA$ , no próximo capítulo discutiremos a supressão de  $J/\Psi$  como uma assinatura do Plasma de Quarks e Glúons (QGP) e em particular apresentaremos os resultados experimentais da colaboração NA50, que sinalizou para uma possível transição de fase para o QGP. Deixamos a inclusão dos efeitos de alta densidade em processos  $AA$  para o capítulo 6.



## Capítulo 5

# Supressão de $J/\Psi$ como um sinal do Plasma de Quarks e Glúons

Até aqui, discutimos apenas a produção do quarkônio em colisões hadrônicas, e consideramos os efeitos de sombreamento e dinâmicos esperados para ocorrer em colisões envolvendo núcleos. Neste capítulo, apresentaremos e discutiremos os resultados experimentais sobre a produção do méson  $J/\Psi$  em colisões núcleo-núcleo. Na prática, isto significa analisar a supressão deste méson em colisões nucleares, quando comparada com uma extrapolação dos resultados obtidos em processos próton-próton.

A motivação para o estudo desta supressão é o possível sinal da formação de um estado desconfinado da matéria, o Plasma de Quarks e Glúons (QGP) [111]. Como veremos neste capítulo, os dados obtidos pela colaboração NA50 mostram-se não conclusivos quanto a este sinal do QGP, uma vez que modelos que não consideram a formação de plasma podem descrever razoavelmente bem estes dados. Porém, como a motivação experimental vem da predição da formação do QGP, iniciaremos tratando deste modelo.

As medidas experimentais sobre a produção da  $J/\Psi$ , obtidas no CERN pela colaboração NA50 [109], mostram que o valor da seção de choque para produção deste méson em colisões  $Pb-Pb$  desvia-se do comportamento previsto pela extrapolação dos dados tomados de colisões próton-núcleo e entre núcleos mais leves. Este resultado é comumente referido na literatura como a supressão anômala de  $J/\Psi$  [109]. Além disso, para as colisões  $Pb-Pb$ , a razão experimental medida, entre a produção da  $J/\Psi$  e o continuum Drell-Yan (DY), em função da centralidade da colisão <sup>1</sup>, desvia-se do valor predito pela teoria, mesmo quando considerada a absorção do méson pelo meio nuclear. Diversos modelos são propostos na literatura, tentando descrever esta supressão, sobretudo para as colisões nucleares mais centrais.

Iniciaremos este capítulo apresentando as características deste estado da matéria, o Plasma de Quarks e Glúons. Também apresentaremos e discutiremos o modelo de blindagem de cor no QGP, que motivou o estudo da supressão da  $J/\Psi$  em colisões nucleares.

---

<sup>1</sup> a centralidade de uma colisão é definida a partir do parâmetro de impacto da colisão, isto é, a distância entre os centros dos núcleos que colidem, medida num plano perpendicular ao eixo da colisão

## 5.1 O Plasma de Quarks e Glúons

Na matéria nuclear comum, quarks e glúons estão confinados dentro dos nucleons. Cálculos não-perturbativos da QCD, como os cálculos de QCD na rede, predizem que, numa densidade de energia, ou densidade bariônica, muito grande, a matéria nuclear sofre uma transição de fase para um estado onde quarks e glúons estão desconfinados, e livres para moverem-se por um grande volume espaço-temporal. Este estado da matéria é denominado *Plasma de Quarks e Glúons* (QGP).

Além disso, a verificação da existência do estado de QGP é também de interesse cosmológico e astrofísico, uma vez que é esperado que o QGP seja o estado da matéria presente nos primeiros instantes ( $t < 10^{-6} s$ ) do Universo, após o Big-Bang. Também é esperado que um plasma de quarks e glúons de baixa temperatura e alta densidade bariônica esteja presente no centro de estrelas de nêutrons.

Para investigar a matéria nestas condições extremas de temperatura e densidade bariônica, um instrumento poderoso é encontrado nas colisões de íons pesados em alta energia: a formação do QGP como um estado transiente é esperada para ocorrer nestas colisões caso a temperatura e densidade de energia críticas, exigidas para a transição de fase, sejam alcançadas.

### 5.1.1 A transição de fase na QCD

A interação forte entre quarks e glúons dentro dos hádrons é caracterizada pelo comportamento da constante de acoplamento  $\alpha_s$ , que cresce proporcionalmente à distância entre os quarks interagentes. Por esta razão, a força de ligação é desprezível em distâncias pequenas (a liberdade assintótica) e apresenta um crescimento quando a distância entre os constituintes torna-se maior, causando o confinamento dos quarks dentro dos hádrons.

Este confinamento de cor deve desaparecer em valores de temperatura e/ou densidade suficientemente altos, como podemos deduzir de uma analogia entre o fenômeno de blindagem de carga (blindagem de Debye) na matéria atômica. Num meio atômico denso, como consequência da superposição de órbitas atômicas, a carga do núcleo é parcialmente blindada pelas órbitas eletrônicas de outros átomos, que geram uma alta densidade de carga negativa ao redor do núcleo positivamente carregado. Em consequência disso, o potencial Coulombiano entre duas cargas elétricas é alterado:

$$V(r) = -\frac{e}{r} \Rightarrow -\frac{e}{r} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right), \quad (5.1)$$

onde  $r_D$  é o raio de blindagem de Debye. Num condutor,  $r_D$  é menor que a distância entre o centro do átomo e os elétrons mais externos, os quais sentem um campo elétrico menor, de tal forma que se comportam como se estivessem desconfinados do átomo e estão

livres para se mover no material. Num material isolante,  $r_D$  é maior que o raio do átomo, de forma que os elétrons estão confinados. Levando-se em conta que  $r_D$  é inversamente proporcional à densidade de matéria  $\rho$  e à temperatura  $T$ , quando uma dessas grandezas,  $\rho$  ou  $T$ , é elevada,  $r_D$  torna-se cada vez menor, tornando possível uma transição de fase entre o material isolante e o material condutor. Esta transição é denominada transição de Mott.

Pela mesma razão, num meio caracterizado por uma densidade muito alta de cargas de cor, um efeito de blindagem deve afetar o potencial de cor entre quarks. À temperatura zero, ou mesmo num sistema isolado (isto é, sem interações externas), estados ligados de quarks podem ser descritos por um potencial não relativístico com um termo confinante e um termo Coulombiano

$$V(r, T = 0) = \sigma r - \frac{\alpha_c}{r} \quad (5.2)$$

onde  $r$  é a separação entre os quarks do par. O efeito da blindagem modifica este potencial para a forma:

$$V(r, T) = \frac{\sigma}{\mu(T)}(1 - e^{-\mu(T)r}) - \frac{\alpha_c}{r}e^{-\mu(T)r} \quad (5.3)$$

onde  $\mu(T) = 1/r_D(T)$  é a massa de blindagem. De forma análoga ao discutido acima, com o aumento da densidade da carga de cor, o raio de blindagem de Debye torna-se menor que o raio do hádron, e a força de ligação pode não manter mais os quarks dentro dos hádrons, ocorrendo o desconfinamento. Logo, se a matéria for suficientemente densa e/ou quente, uma transição de fase ocorre entre os estados “isolante de cor” (um gás de hádrons, feito de hádrons sem cor) e “condutor de cor”, onde os quarks e glúons, com cor, estão desconfinados. O estado da matéria no qual os quarks e os glúons não estão confinados em hádrons, mas livres para moverem-se por grandes volumes espaço-temporais, é chamado de Plasma de Quarks e Glúons (QGP).

O estudo teórico das condições para a transição e das propriedades do estado da QGP não pode ser realizado usando métodos da QCD perturbativa, uma vez que a abordagem perturbativa só pode ser aplicada para pequenos valores da constante de acoplamento da QCD. Quando estudamos a matéria nuclear sob condições extremas de densidade e/ou temperatura, os métodos perturbativos devem ser substituídos por modelos fenomenológicos ou por cálculos de QCD na rede, que são simulações numéricas da equação de estado da QCD num volume finito discretizado do espaço-tempo.

O diagrama de fase para a matéria fortemente interagente é apresentado na Fig. 5.1 e é obtido a partir de modelos termodinâmicos [112]. Este diagrama apresenta um plano entre temperatura e densidade bariônica. A temperatura da transição ( $T_c$ ) entre a matéria hadrônica e o QGP varia de  $T_c \simeq 140 - 200 MeV$ , com densidade bariônica nula, até  $T = 0$ , na densidade bariônica crítica  $\simeq 5 - 10$  vezes a densidade da matéria nuclear comum. A

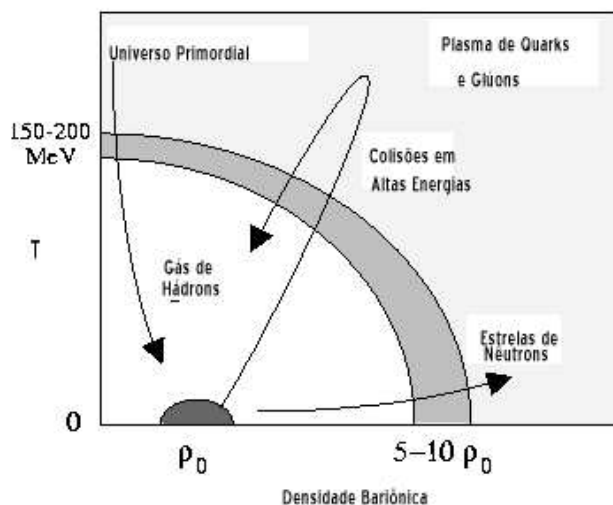


Fig. 5.1: Diagrama de fase da matéria fortemente interagente [112].

ordem desta transição de fase depende do modelo onde é calculada: dependendo do valor dado às massas dos quarks, a transição será de primeira ou segunda ordem. Para o caso do valor físico da massa dos quarks, uma transição de segunda ordem é esperada pelos cálculos de QCD na rede.

Discutidos o plasma e a transição de fase, passamos agora à apresentação de um dos possíveis sinais da formação do QGP em colisões nucleares: a supressão do méson  $J/\Psi$ . A predição inicial deste observável [111], com sua motivação, será o tema da próxima seção.

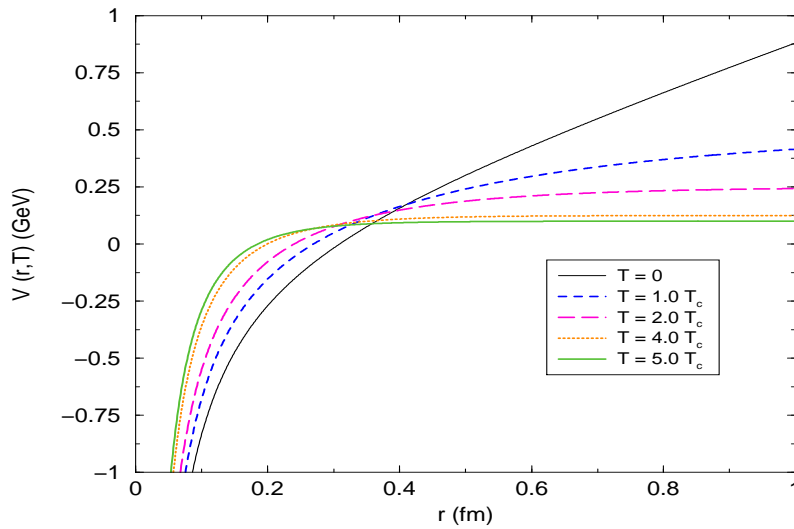
## 5.2 Supressão de $J/\Psi$ no QGP

A predição original de Matsui e Satz [111], em 1986, mostrava que o charmônio seria fortemente suprimido num meio desconfinado devido à blindagem de cor, análoga à blindagem de Debye do eletromagnetismo clássico. Esta blindagem diminuiria a força atrativa de cor que liga o quark  $c$  ao antiquark  $\bar{c}$ .

Basicamente, o mecanismo de blindagem de Debye para a cor foi discutido na seção anterior. A partir da Eq. (5.2), podemos ver que o potencial de ligação entre o par de quarks de um estado ligado, como o charmônio, cresce com o aumento da separação entre os quarks constituintes do estado. Isto ocorre devido ao primeiro termo em (5.2) e explica o confinamento de quarks dentro dos hádrons na matéria comum. Quando a temperatura ou a densidade da matéria hadrônica é aumentada, um fenômeno similar à blindagem de Debye ocorre. Esta blindagem se caracteriza por um comprimento de plasma, ou o raio de

Debye  $r_D$ , como podemos ver na Eq. (5.3). Logo, se a separação entre os dois constituintes é maior do que  $r_D$ , o potencial torna-se constante e os dois quarks do par não podem mais se ligarem num estado ligado e o conjunto de partículas torna-se um plasma. Quando isto ocorre, a força confinante não pode mais manter os quarks juntos: o estado de charmônio é então dissolvido em seus constituintes,  $c$  e  $\bar{c}$ , que se separam, combinando na hadronização do sistema principalmente com quarks leves ( $u$ ,  $d$  e  $s$ ), para formar os mésons de charme aberto, no lugar do estado ligado  $c\bar{c}$ .

O comportamento do potencial dado pela Eq. (5.3) é mostrado na Fig. 5.2. São mostradas curvas para diferentes valores de temperatura, todos dados em função da temperatura crítica  $T_c = 150\text{MeV}$ . Podemos notar que o potencial torna-se constante com o aumento da temperatura, caracterizando a dissociação do estado ligado.



**Fig. 5.2:** Potencial efetivo entre os constituintes do estado ligado, dado pela Eq. (5.3), em função da temperatura e da separação do par. Note que com o aumento da temperatura do meio, mostrado por diferentes curvas, o valor da separação entre os constituintes no ponto em que o potencial torna-se constante é menor. As curvas estão ordenadas pelo valor da temperatura: a curva superior mostra  $T = 0$ , e a curva inferior mostra  $T = 5.0 T_c$ .

A massa de blindagem, dada por  $\mu(T) = 1/r_D(T)$ , fornece o parâmetro para verificar a dissociação dos estados de quarkônio na presença do plasma. Na literatura, são comumente apresentadas duas parametrizações para esta massa [113]. A primeira, baseada em cálculos

de QCD na rede em uma teoria  $SU(N)$ , assume

$$\frac{\mu(T)}{T_c} \cong 4 \frac{T}{T_c} \quad (5.4)$$

e a segunda, baseada no cálculo usando a teoria de perturbação, assume

$$\frac{\mu(T)}{T_c} = \sqrt{1 + \frac{n_f}{6} g\left(\frac{T}{T_c}\right) \frac{T}{T_c}}, \quad (5.5)$$

onde

$$g^2\left(\frac{T}{T_c}\right) = \frac{24\pi^2}{(33 - 2n_f) \ln\left[19\left(\frac{T_c}{\Lambda_{MS}}\right)\left(\frac{T}{T_c}\right)\right]} \quad (5.6)$$

é a constante de acoplamento dependente da temperatura. As predições para  $\mu(T)$ , em função da temperatura adimensional,  $T/T_c$ , são mostradas na Fig. 5.3 [113]. A curva tracejada mostra o cálculo usando a parametrização (5.5), enquanto a curva pontilhada mostra o cálculo usando (5.4). São mostrados também as massas para os estados ligados de quarkônio, tanto envolvendo  $c$  (estados  $J/\Psi$ ,  $\Psi'$  e  $\chi_c$ ) como  $b$  (estados  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$  e  $\chi_b$ ). O ponto onde a predição para  $\mu(T)$  intercepta a curva horizontal, que representa a massa do estado de quarkônio, fornece a temperatura na qual o estado se dissocia. Para o caso da  $J/\Psi$ , esta temperatura é  $T/T_c \approx 1.0$ , para a predição que usa a QCD na rede [114].

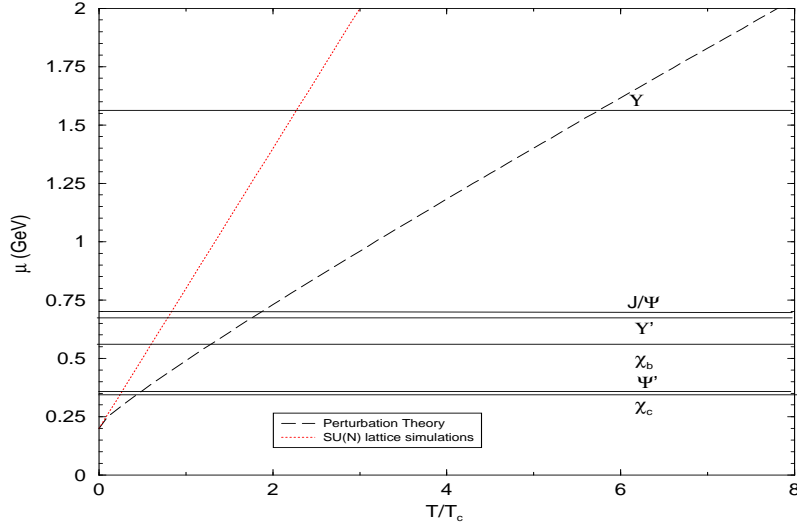
As parametrizações da massa de blindagem fornecem  $\mu(T = 0) = 0$ . Esta predição, porém, só seria válida se não existissem quarks leves, isto é,  $u$ ,  $d$  e  $s$ . Quando consideramos estas massas como não nulas, devemos introduzir no cálculo o comprimento de coerência do vácuo, da ordem de  $1 fm$ , que fornece uma massa inicial de blindagem

$$\mu(T = 0) = \frac{1}{r_s(T = 0)} \approx 0.2 GeV. \quad (5.7)$$

Isto explica o ponto onde as duas curvas iniciam na Fig. 5.3. Para realizar estes cálculos usamos como parâmetros  $n_f = 3$  e  $\frac{T_c}{\Lambda_{MS}} = 1.78 \pm 0.03$ .

Como podemos ver na Fig. 5.3, é esperado que o  $J/\Psi$  seja dissolvido caso o meio torne-se desconfinado. Esse sinal da formação do desconfinamento é relevante, uma vez que essa supressão do estado pelo meio só deve ocorrer quando a temperatura do meio é praticamente a temperatura crítica  $T_c$ . Numa colisão nuclear, onde espera-se que a temperatura alcance valores dessa ordem, há expectativa da formação do QGP. Devido a isso, a supressão de  $J/\Psi$  em colisões nucleares, especialmente núcleo-núcleo, é considerada uma boa evidência da formação do plasma.

Motivados pela busca deste sinal da formação do QGP, diversas colaborações concentraram seus esforços nas observações de uma supressão nos dados obtidos para a produção de  $J/\Psi$ . Na próxima seção, apresentaremos alguns resultados obtidos nesses experimentos, e procuraremos discutir alguns dos pressupostos utilizados na análise destes resultados.



**Fig. 5.3:** *Massa de blindagem, calculada pelas duas parametrizações mais comuns na literatura. A curva tracejada fornece a previsão usando teoria de perturbação (Eq. 5.5) e a curva pontilhada fornece a previsão usando cálculos de QCD na rede, com teoria SU(N) (Eq. 5.4). As massas dos estados de quarkônio são representadas nas linhas horizontais.*

### 5.3 Motivação experimental e resultados

Nos anos que seguiram a proposta da supressão de  $J/\Psi$  como um sinal do QGP, diversas colaborações concentraram seus esforços na descoberta do QGP em colisões nucleares, especialmente no CERN. Apesar de que diversos outros observáveis terem sido testados na busca por sinais de formação do plasma, o interesse maior foi no estudo da produção de charmônio, seguindo a proposta da blindagem de cor [111]. Este estudo estendeu-se desde colisões envolvendo apenas um núcleo ( $pA$ ) até colisões envolvendo íons pesados,  $Pb-Pb$ . Uma vez que a densidade de energia alcançada numa colisão  $pA$  fica abaixo do valor crítico, a formação de plasma não é esperada neste tipo de colisão. Porém, como vimos no capítulo anterior, o estudo destes processos é importante para descobrir a magnitude de outros efeitos que levam à supressão de  $J/\Psi$ , sem considerar a formação do QGP.

Os resultados experimentais da colaboração NA50, no CERN, mostram uma supressão considerada anômala, que não pode ser explicada pela absorção nuclear. Estes dados são apresentados na forma da razão  $(J/\Psi)/DY$  em função do comprimento do meio e da centralidade da colisão. Esta grandeza, porém, não pode ser diretamente medida, apenas estimada. Para esta estimativa, usa-se a energia neutra transversa, medida pelos detectores. Os resul-





A probabilidade de encontrar-se um bárion no elemento de volume  $ds dz_A$  no núcleo A, numa posição  $(\mathbf{s}, z_A)$ , é dada por  $\rho_A(\mathbf{s}, z_A)ds dz_A$ , onde  $\rho_A(\mathbf{s}, z_A)$  é a densidade nuclear no ponto considerado. Portanto, a densidade de nucleons por unidade de superfície no plano transversal, isto é, perpendicularmente ao eixo da colisão, é dada por:

$$T_A(\mathbf{s}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_A(\mathbf{s}, z_A) dz_A, \quad (5.8)$$

onde  $\rho_A$  está normalizada ao número total  $A$  de nucleons do núcleo, de forma que

$$\int T_A(\mathbf{s}) d^2s = \int d^2s \int_{-\infty}^{\infty} \rho_A(\mathbf{s}, z_A) dz_A = 1. \quad (5.9)$$

Para o núcleo B, a fórmula é análoga, e temos

$$T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}, z_B) dz_B, \quad (5.10)$$

que está relacionada à probabilidade de encontrar-se um nucleon do alvo no elemento de volume  $d(\mathbf{b} - \mathbf{s}) dz_B$ , numa posição  $(\mathbf{b} - \mathbf{s}, z_B)$ , e também está normalizado ao número de nucleons,  $B$ , do núcleo. As funções calculadas em (5.8) e (5.10) são chamadas funções de espessura nuclear.

O elemento de probabilidade da ocorrência de uma colisão nucleon-nucleon quando os núcleos A e B colidem, num certo parâmetro de impacto  $\mathbf{b}$  é o produto de :

1. o elemento de probabilidade  $\rho_A(\mathbf{s}, z_A) ds_A dz_A$ ;
2. o elemento de probabilidade  $\rho_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}, z_B) ds_B dz_B$ ;
3. a seção de choque para uma colisão inelástica nucleon-nucleon  $\sigma_{in}$ .

Disto segue que:

$$dP = \sigma_{in} \rho_A(\mathbf{s}, z_A) \rho_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}, z_B) ds_A dz_A ds_B dz_B. \quad (5.11)$$

A probabilidade total de ocorrência de uma colisão nucleon-nucleon, quando os núcleos A e B estão separados por um dado parâmetro de impacto  $\mathbf{b}$ , é usualmente escrita como:

$$P(1, \mathbf{b}) = \int dP = T_{AB}(\mathbf{b}) \sigma_{in}, \quad (5.12)$$

onde  $T_{AB}$  é a função de espessura núcleo-núcleo, ou seja, a densidade de nucleons por unidade de superfície:

$$T_{AB}(\mathbf{b}) = \int d^2s T_A(\mathbf{s}) T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}). \quad (5.13)$$

Considerando que os núcleos não são orientados ou deformados, este valor depende apenas da magnitude do parâmetro de impacto  $\mathbf{b}$ ; logo  $T_{AB}(\mathbf{b}) = T_{AB}(b)$ .

Definida a função de espessura, a probabilidade de múltiplos eventos pode ser calculada, assim como outras quantidades físicas relevantes. O modelo de Glauber fornece a dependência destas quantidades no parâmetro de impacto  $b$ .

- Probabilidade de interação

A probabilidade de ocorrência de  $n$  colisões inelásticas bárion-bárion, num dado parâmetro de impacto  $\vec{b}$ , é dada por uma lei binomial:

$$P(n, \vec{b}) = \binom{AB}{n} (T_{AB}(\vec{b})\sigma_{in})^n [1 - T_{AB}(\vec{b})\sigma_{in}]^{AB-n}, \quad (5.14)$$

onde o primeiro fator no lado direito representa o número de combinações de  $n$  colisões a partir de  $AB$  eventos nucleon-nucleon possíveis; o segundo fator fornece a probabilidade de exatamente  $n$  colisões e o último fator fornece a probabilidade de não ocorrerem exatamente  $AB - n$  colisões.

A probabilidade total de ocorrência de pelo menos um evento inelástico na colisão  $AB$ , num dado parâmetro de impacto  $\vec{b}$ , é dada pela soma da Eq. (5.14) sobre o número de eventos possíveis

$$\frac{d\sigma_{in}^{AB}}{d\vec{b}} = \sum_{n=1}^{n=AB} P(n, \vec{b}) = 1 - P(0, \vec{b}) \quad (5.15)$$

onde

$$P(0, \vec{b}) = [1 - T_{AB}(\vec{b})\sigma_{in}]^{AB} \quad (5.16)$$

é a probabilidade de não ocorrerem colisões entre nucleons. A integração da Eq. (5.15) sobre o plano transversal fornece o valor da seção de choque total inelástica para uma colisão  $AB$ .

O número médio de interações elementares nucleon-nucleon também pode ser calculado a partir da Eq. (5.14). Em função do parâmetro de impacto, a expressão é dada por

$$\langle N_{col}^{AB}(b) \rangle = \sum_{n=0}^{AB} nP(n, b) = AB T_{AB}(b)\sigma_{in}. \quad (5.17)$$

- Número de nucleons participantes e espectadores

Os nucleons do projétil e do alvo que sofreram pelo menos uma colisão inelástica com os nucleons que o cercam são chamados de nucleons participantes (ou nucleons atingidos [118]). De acordo com o modelo de Glauber, o número de nucleons participantes  $N_{part}$  em função do parâmetro de impacto  $b$ , pode ser obtido a partir da densidade de participantes do plano transversal, dada por

$$n_p(\mathbf{s}, \mathbf{b}) = T_A(\mathbf{s})[1 - e^{-\sigma_{in}T_B(\mathbf{b}-\mathbf{s})}] + T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s})[1 - e^{-\sigma_{in}T_A(\mathbf{s})}]. \quad (5.18)$$

O número total de participantes é obtido realizando-se a integração sobre o plano transversal, obtendo

$$N_p(b) = \int d^2\mathbf{s} n_p(\mathbf{s}, \mathbf{b}). \quad (5.19)$$

Da representação geométrica podemos concluir que o número de nucleons dos dois núcleos, envolvidos na colisão, cresce com a centralidade da colisão.

O número de nucleons espectadores é definido como o número de nucleons do projétil que não participam na interação. Para um sistema simétrico, com  $A = B$ , este número pode ser obtido, uma vez que o número de nucleons seja conhecido, pela relação:

$$N_{espec} = A - \frac{N_{part}}{2} \quad (5.20)$$

onde  $A$  é o número de massa do projétil.

A centralidade de uma colisão não pode ser determinada diretamente. Esta variável deve ser determinada a partir de outras variáveis, que são medidas experimentalmente. Nosso interesse é determinar a correlação entre a centralidade da colisão, definida pelo parâmetro de impacto  $b$ , e a energia transversal  $E_T$ , medida pelos detectores, em função da qual os dados da colaboração NA50 [109] são apresentados.

Para estimarmos o espectro de  $E_T$ , de acordo com o modelo de Glauber, devemos calcular a probabilidade  $P(E_T, b)$  de que um dado valor de  $E_T$  seja medido numa colisão com parâmetro de impacto  $b$ . Tal probabilidade deve seguir a forma de uma distribuição Gaussiana em torno de um valor médio  $\langle E_T(b) \rangle$ ; logo, deve ter a forma [116]

$$P(E_T, b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{E_T}(b)}} \exp\left[-\frac{(E_T - \langle E_T(b) \rangle)^2}{2\sigma_{E_T}(b)}\right]. \quad (5.21)$$

Neste cálculo, assume-se que  $E_T$  é proporcional ao número de nucleons participantes e que a largura da Gaussiana depende da resolução experimental do detector. Isto significa que, na expressão acima, temos

$$\langle E_T(b) \rangle = qN_{part}(b) \quad (5.22)$$

$$\sigma_{E_T}(b) = \omega q \langle E_T(b) \rangle = \omega q^2 N_{part}(b), \quad (5.23)$$

onde  $q$  representa a energia transversal neutra média liberada por nucleon participante e  $\omega$ , a resolução do detector. Estes dois parâmetros podem ser ajustados para reproduzir as distribuições experimentais em  $E_T$ , enquanto que o número de participantes  $N_{part}(b)$  deve ser calculado de acordo como modelo de Glauber (ver Eq. 5.19).

Portanto, o observável experimentalmente medido, a energia transversal, que chamaremos simplesmente de  $E_T$ , está relacionado com o parâmetro de impacto (logo, com a

centralidade) da colisão. Como veremos a seguir, é em função desta variável que uma grande parcela dos resultados da razão  $(J/\Psi)/DY$  são apresentados. Como vimos acima,  $E_T$  está diretamente relacionada com o número de participantes: quanto maior o número de nucleons participantes na colisão, maior o valor de  $E_T$  medido. Isto significa que a relação entre  $E_T$  e  $b$  é inversa: quanto mais central for a colisão (menor  $b$ ), maior será o valor de  $E_T$  medido no detector. Ao falarmos de resultados, a seguir, trataremos estes dois conceitos como similares.

### 5.3.2 Resultados experimentais

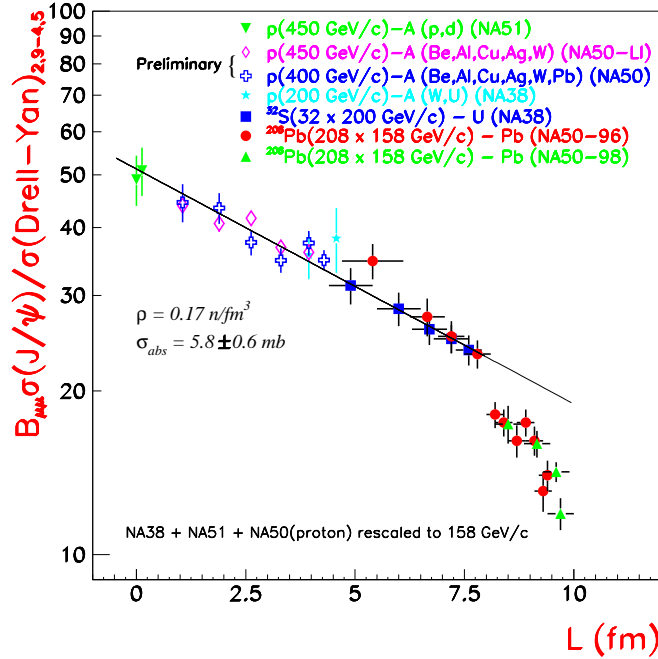
Como vimos até aqui, a formação do plasma seria a única fonte de supressão para o méson  $J/\Psi$  nas colisões nucleares. Embora outra fonte de supressão não fosse esperada, verificou-se que, em colisões  $pA$ , os resultados apontavam uma supressão na razão  $(J/\Psi)/DY$  [119]. Portanto, a presença de um meio nuclear no alvo reduz as taxas de produção de  $J/\Psi$ , em relação às taxas de produção em colisões  $pp$ . Esta supressão mostra que a presença de um meio fortemente interagente influencia as taxas de produção do méson  $J/\Psi$ . Este meio nuclear introduz escalas espaço-temporais; logo, a estrutura espaço-temporal envolvida no processo de produção deve ser considerada.

Nos experimentos envolvendo colisões  $pA$ , desenvolvidos pela colaboração NA38 [119], no CERN, os feixes de prótons incidentes tinham momenta entre  $200\text{ GeV}/c$  e  $800\text{ GeV}/c$ . Por isso, os momenta dos mésons formados são grandes o bastante para que a transição  $c\bar{c} \rightarrow J/\Psi$  ocorra fora do núcleo alvo; o meio nuclear do alvo apenas percebe a passagem do estado pré-ressonante. Logo, todos os estados de charmônio estão sujeitos à mesma taxa de supressão. Podemos considerar que o par pré-ressonante é produzido num ponto qualquer, digamos  $z_0$ , dentro do núcleo alvo, e é espalhado por nucleons em seu caminho, digamos no ponto  $z > z_0$ , com uma seção de choque de absorção  $\sigma_{abs}$ , o que modifica a dependência em  $A$  da seção de choque de produção do  $J/\Psi$ . Seguindo o modelo de Glauber [115], podemos expressar esta absorção nuclear como um fator exponencial:

$$\sigma_{J/\Psi}^{pA} = \sigma_{J/\Psi}^{NN} \exp[-\rho L \sigma_{abs}], \quad (5.24)$$

onde  $\rho$  é a densidade nuclear e  $L$ , o comprimento do meio nuclear atravessado pelo par  $c\bar{c}$ .

Em colisões núcleo-núcleo, a supressão devido à absorção nuclear também está presente. Neste caso, porém, o meio nuclear é formado também pelo projétil. Para colisões envolvendo núcleos leves, o perfil apresentado pela razão  $(J/\Psi)/DY$  ainda pode ser descrito pela absorção nuclear, utilizando o mesmo valor de  $\sigma_{abs}$  que descreve os dados em  $pA$ . O resultado da reanálise dos dados pela colaboração NA50 [120], em função da variável  $L$ , é mostrado na Fig. 5.5. O valor da seção de choque de absorção, usado para ajustar a curva mostrada na figura, é  $\sigma_{abs} = 5.8 \pm 0.6\text{mb}$ .

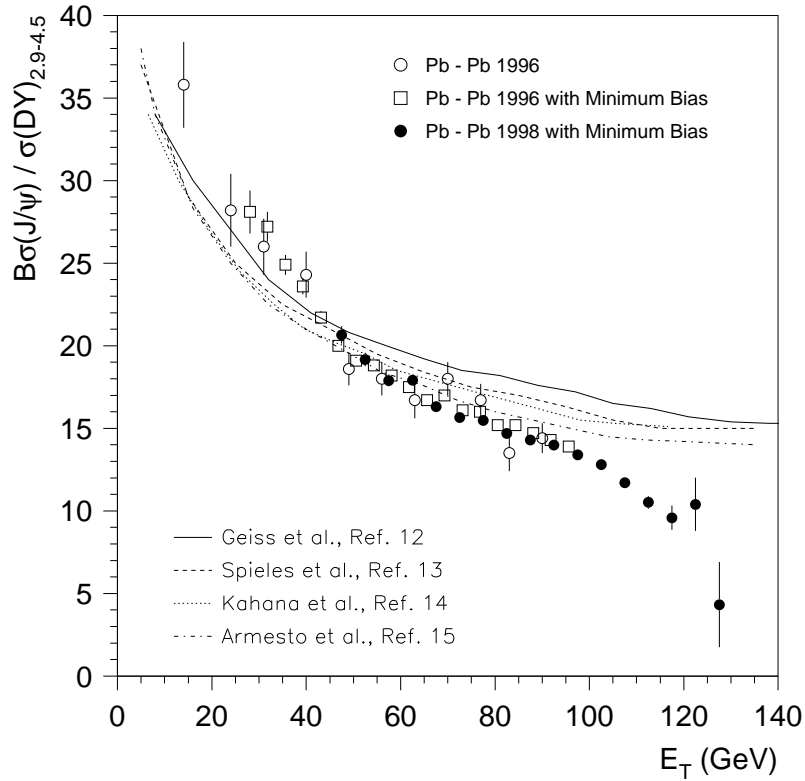


**Fig. 5.5:** Dados para a razão  $(J/\Psi)/DY$  em função do comprimento do meio nuclear, normalizados pelo produto  $AB$ . A curva foi ajustada para descrever os dados com valor  $\sigma_{abs} = 5.8 \pm 0.6 mb$ .

A supressão devido a absorção nuclear é considerada como normal, uma vez que nenhum mecanismo novo, como por exemplo o QGP, é necessário para explicá-la. Como vemos na Fig. 5.5, os dados para as colisões  $Pb - Pb$ , em duas tomadas de dados da colaboração NA50 desviam-se da curva que ajusta os dados para colisões  $pp$  e  $pA$  aproximadamente em  $L = 8 fm$ . Estes desvios caracterizam o aparecimento da supressão anômala, que requer um estudo mais detalhado de novos mecanismos de supressão. Os primeiros resultados experimentais da colaboração NA50 [109] indicam o aparecimento da supressão anômala em colisões centrais  $Pb - Pb$ .

O resultado para colisões  $AA$  é mostrado na Fig. 5.6, em função da energia transversa medida, assim como as previsões de diversos modelos, que consideram modificações na seção de choque de produção de  $J/\Psi$  devido ao meio nuclear (sem a formação do plasma). Como podemos ver na figura, nenhum dos modelos mostrados descreve os dados, principalmente para as colisões centrais, onde aparece a supressão anômala. Portanto, para que possam descrever os dados, são necessárias modificações nos modelos.

Na próxima seção, discutiremos alguns dos modelos presentes na literatura, mostrando seus pressupostos para descrever os resultados experimentais.



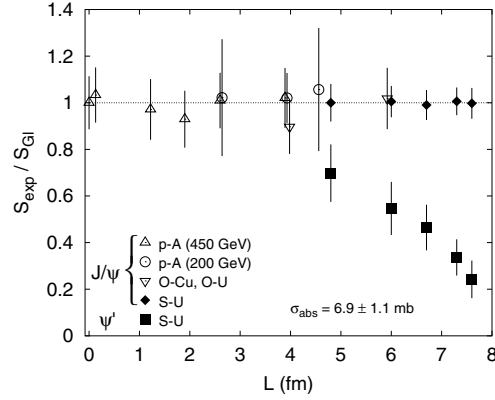
**Fig. 5.6:** Razão  $(J/\Psi)/DY$  em função da energia transversa para colisões  $Pb - Pb$  no CERN-SPS. Dados da colaboração NA50 [109]. Alguns modelos hadrônicos são considerados como comparação. Figura da Ref. [109].

## 5.4 Os modelos para descrever a supressão de quarkônio

A possível detecção do QGP pela colaboração NA50 motivou um estudo mais detalhado das características da supressão anômala apontada pelos dados. Diversos modelos buscaram explicar estes resultados, quer considerando a formação do plasma, quer considerando mecanismos convencionais de absorção. Nesta seção, apresentaremos as características de alguns destes modelos, juntamente com sua motivação e resultados.

### 5.4.1 Supressão por mecanismos convencionais

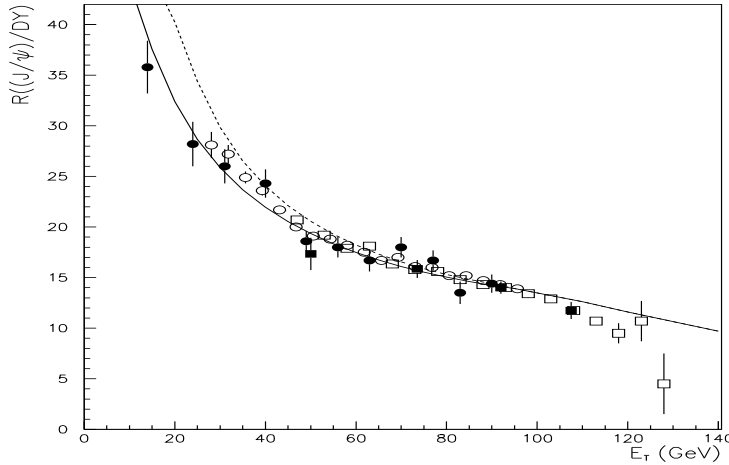
Os mecanismos convencionais de supressão assumem que não há formação do plasma, isto é, que a supressão ocorre num meio confinado normal. Nesse caso, o estado hadrônico  $J/\Psi$  interage com o meio formado após a colisão se dissociando. Normalmente, essa dissociação



**Fig. 5.7:** Produção de  $J/\Psi$  e  $\Psi'$  em colisões nucleares, normalizada pela supressão devida à absorção pelo meio nuclear. Figura da Ref. [126].

é tratada como resultante da interação entre o  $J/\Psi$  e hádrons secundários formados na colisão [121, 122], que acompanham o méson  $J/\Psi$  em seu caminho até os detectores. Na escala temporal envolvida na colisão, isto significa que esse tipo de interação ocorre após a hadronização do sistema. Uma prova que estas interações de estado final são importantes na produção de charmônio é encontrada considerando a razão entre dois estados de charmônio -  $\Psi'/(J/\Psi)$  - que é fortemente suprimida em colisões entre núcleos ( $S-U$ , pela colaboração NA38 [119]) em comparação ao valor em colisões  $pp$  e  $pA$ . Na Fig. 5.7, apresentamos os resultados experimentais para produção de  $J/\Psi$  e  $\Psi'$  em colisões envolvendo alvos nucleares, normalizados pelo valor esperado para absorção do par pré-ressonante pela matéria nuclear (o valor de  $\sigma_{\text{abs}} = 6.9 \pm 1.1 \text{ mb}$  é tomado utilizando apenas resultados em processos  $pA$ ). Claramente pode-se notar que os dados do processo  $S + U \rightarrow \Psi'$  desviam-se do comportamento esperado pela absorção nuclear. A explicação para esta supressão está no tamanho dos dois estados de charmônio. Como as interações de estado final ocorrem quando os estados já estão formados, o maior tamanho e menor energia de ligação do  $\Psi'$  faz com que sua dissociação seja facilitada em relação ao méson  $J/\Psi$ .

Logo, apesar da  $J/\Psi$  não apresentar supressão além da normal, por absorção nuclear, em colisões  $S + U$ , como vemos na Fig. 5.7, a presença dos hádrons secundários formados numa colisão  $Pb + Pb$ , enaltecida pelo maior número de massa dos núcleos, pode ser uma fonte da supressão anômala. Os modelos mostrados na Fig. 5.6 utilizam esta motivação, buscando descrever os resultados experimentais. Como vemos nessa figura, sua descrição dos dados não é muito boa, uma vez que o perfil assumido é de uma exponencial, mostrando uma supressão contínua. A tentativa de unificar os resultados para a produção de  $J/\Psi$  em  $p-A$ ,

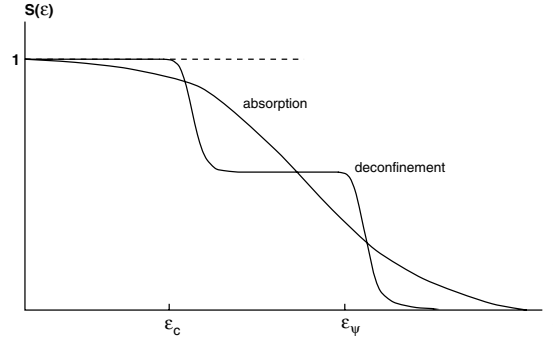


**Fig. 5.8:** *Predição do modelo de absorção por hádrons secundários para a supressão de  $J/\Psi$ , obtida com  $\sigma_{abs} = 4.5mb$  e  $\sigma_{co} = 1mb$  [131]. As duas curvas mostradas consideram diferentes intensidades de flutuações na energia transversa. A curva cheia considera a menor intensidade nas flutuações. Dados da colaboração NA50 [109].*

$S - U$  e  $Pb - Pb$ , utilizando modelos que consideram a absorção por hádrons secundários, requer que este mecanismo já esteja presente em colisões  $S - U$ , onde o mecanismo de absorção nuclear descreve bem os resultados (como vemos na Fig. 5.7).

Além disso, os resultados experimentais na Fig. 5.6 indicam dois pontos onde ocorrem desvios do comportamento exponencial: um em  $E_T \approx 40GeV$  e outro em  $E_T \approx 100GeV$ . Estes pontos, aos quais vamos nos referir como os joelhos da distribuição, não podem ser bem descritos por um modelo que considera uma absorção contínua. Como podemos ver, a razão parece saturar quando utilizamos estes modelos. Porém, se considerarmos que ocorrem flutuações na energia transversa, que afetam a densidade de hádrons secundários no estado final, o segundo joelho pode ser descrito, como podemos ver na Fig. 5.8. Estas flutuações são devidas ao fato da correlação  $E_T - b$  não ser unívoca: para um parâmetro de impacto  $b$  dado, a energia transversa produzida na colisão pode sofrer variações. Isto pode ser particularmente notado em colisões mais centrais, equivalentes às mais altas energias transversas medidas; basicamente todas elas equivalem a um parâmetro de impacto próximo de zero. Como nesta região ocorre o segundo joelho nos resultados experimentais, estas flutuações podem explicar esta característica dos dados, como mostrado na Ref. [131].





**Fig. 5.9:** *Supressão sequencial do charmônio, comparada com a esperada supressão de um modelo de absorção. Note que o  $J/\Psi$  se dissolve bem acima do ponto de deconfinamento ( $\epsilon_c$  na figura). Os estados  $\chi_c$  e  $\Psi'$ , de maior tamanho, dissolvem-se ao redor de  $\epsilon_c$ , não mais contribuindo para a produção de  $J/\Psi$  via decaimento.*

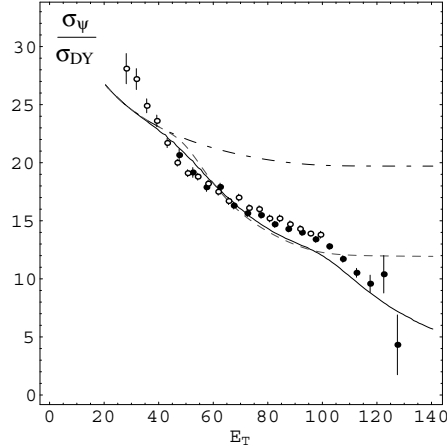
### 5.4.2 Supressão pela formação do QGP

As dificuldades envolvendo modelos que utilizam explicações hadrônicas motivou a extensão do modelo inicial de deconfinamento [123], assumindo que a formação de uma fase desconfiada [124] ocorre sempre que a densidade de partículas produzidas excede um certo valor crítico  $n_c$ . Em termos práticos, a probabilidade de sobrevivência da  $J/\Psi$  é assumida como nula se for produzida numa região onde  $n_p(s) > n_c$ , sendo  $n_p(s)$  a densidade de partículas produzidas. Numericamente, esta supressão pode ser descrita por uma função passo:

$$S_{desconf} = \theta(n_c - n_p(\mathbf{s})). \quad (5.25)$$

Uma vez que a supressão anômala não foi observada em colisões  $S - U$ , a densidade crítica deve exceder o máximo valor alcançado neste sistema. Os diversos modelos que assumem este pressuposto divergem na forma de desenvolver  $n_p(s)$ , porém todos concordam na reprodução da magnitude da supressão de  $J/\Psi$  observada [124, 126, 127].

Como devemos esperar que os estados de charmônio sejam suprimidos em diferentes etapas neste plasma, em função de sua menor energia de ligação, um padrão sequencial de supressão é esperado pelos modelos descritos acima. Como podemos ver na Fig. 5.9, o primeiro joelho na distribuição ocorre no ponto de deconfinamento, onde é esperado que os estados  $\chi_c$  e  $\Psi'$  sejam suprimidos, eliminando uma fonte de produção de  $J/\Psi$ , via decaimentos. A posterior supressão também do  $J/\Psi$  (em  $\epsilon = \epsilon_\psi$ ) explica o segundo joelho [126]. Uma modificação aos modelos que assumem o deconfinamento considera flutuações na energia transversa média, o que acaba alterando o valor crítico de densidade de partículas produzidas [128]. Esta modificação suaviza o padrão sequencial de supressão e é mostrada



**Fig. 5.10:** A razão  $(J/\Psi)/DY$  em função da energia transversa, segundo o modelo QGP, considerando as flutuações na energia transversa. Figura da Ref. [124]. A curva ponto-tracejada mostra a predição para o modelo de absorção nuclear, a curva fina tracejada mostra a predição para um modelo considerando QGP [124], sem considerar as flutuações em  $E_T$ , e a curva cheia mostra a predição do mesmo modelo, considerando estas flutuações. Os modelos são comparados com os dados de colisões Pb-Pb, da colaboração NA50 [109].

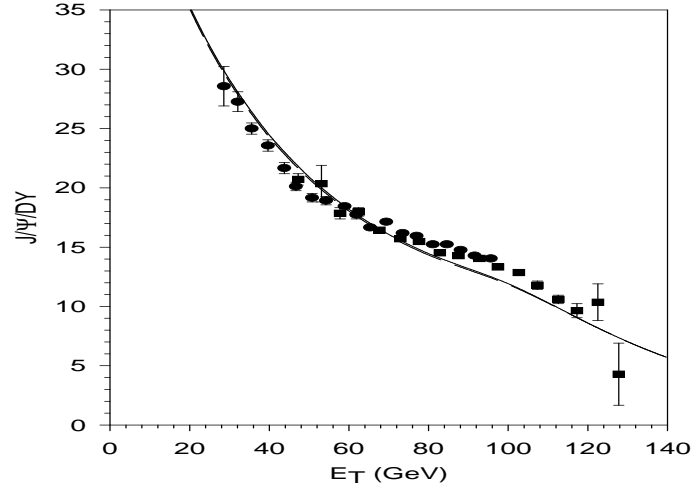
na Fig. 5.10, descrevendo bem os resultados da colaboração NA50 [109]. Neste caso, a Eq. (5.25) é então modificada para

$$S_{desconf} = \theta \left( n_c - \frac{E_T}{\langle E_T \rangle (b)n_p(s, b)} \right). \quad (5.26)$$

### 5.4.3 Outras abordagens

Outro modelo que não considera a formação do plasma é o proposto por Qiu, Vary e Zhang [129] e também por Chaudhuri [130], que denominaremos QVZ de agora em diante. Este modelo assume uma absorção não convencional do par pré-ressonante, dependente do comprimento do meio nuclear atravessado pelo par. Discutiremos este modelo mais detalhadamente no próximo capítulo. Como podemos ver na Fig. 5.11, a descrição que este modelo faz dos resultados do NA50 é muito boa.

Como podemos ver nas Fig. 5.8, 5.10 e 5.11, as três abordagens apresentadas conseguem descrever os dados da colaboração NA50, em função da energia transversa. Estes resultados indicam que estes dados não são conclusivos para distinguir a formação do estado desconfiado.



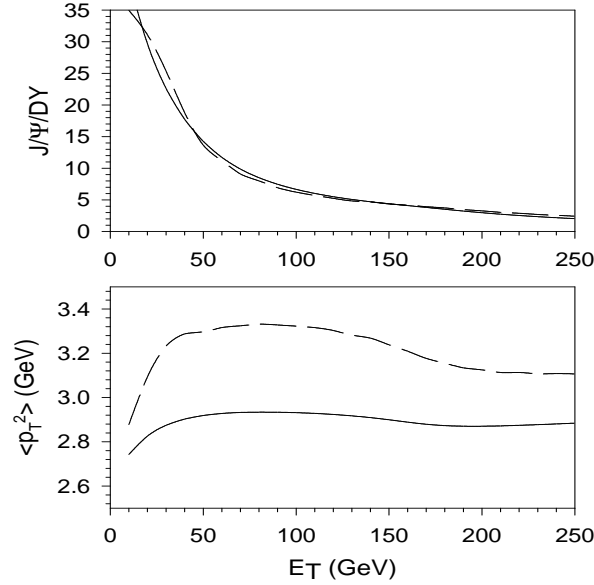
**Fig. 5.11:** Predição do modelo de absorção não convencional [129, 130] para a supressão de  $J/\Psi$ , comparada aos dados de colisões  $Pb - Pb$  da colaboração NA50.

A predição para RHIC, comparando o modelo QVZ e o modelo que assume a formação do plasma, é apresentada na Fig. 5.12. Nesta figura, a predição do modelo QVZ é mostrada pela curva cheia e a predição do modelo que assume o plasma, pela curva tracejada. No painel superior da figura, mostramos como observável a razão  $(J/\Psi)/DY$ , que discutimos neste trabalho, em função da energia transversa. Podemos notar que este observável não consegue fazer uma discriminação entre diferentes efeitos. Portanto, um estudo deste observável em função da energia transversa  $E_T$  não seria conclusivo quanto à supressão devido aos efeitos de alta densidade, na qual estamos interessados neste trabalho. No painel inferior da Fig. 5.12, mostramos a predição dos mesmos modelos para outro observável: o alargamento da distribuição de momentum transversa  $p_T$ . Considerando apenas a forma destas curvas, é possível discriminar os efeitos dos dois modelos, pois vemos que a predição do modelo QVZ, que não assume a formação do plasma, mostra uma curva suave na energia transversa. Portanto, uma análise deste observável mostra uma discriminação entre os diferentes efeitos apresentados na distribuição em energia transversa. Para incluirmos os efeitos de alta densidade, portanto, e investigarmos a supressão causada por estes efeitos, o alargamento de momentum transversa fornece um observável mais adequado.

O alargamento de  $p_T$  depende do número de colisões sofridas pelas partículas formadas na colisão em seu caminho para fora da região de interação

$$\langle p_T^2 \rangle_{AB}(b) = \langle p_T^2 \rangle_{NN} + \delta_0 N_{col}(b), \quad (5.27)$$

onde  $\langle p_T^2 \rangle_{NN}$  é a largura da distribuição de momentum transversa  $p_T$  numa colisão nucleon-



**Fig. 5.12:** Comparação entre as predições do modelo QVZ (curva cheia) e modelo assumindo formação do QGP (linha tracejada) para dois observáveis em função da energia transversa  $E_T$ . Na parte superior, é mostrada a razão  $(J/\Psi)/DY$ , com pouca diferença entre as predições dos dois modelos. Na parte inferior da figura, é mostrado o alargamento de  $p_T$  (Eq. 5.27), que pode discriminar muito bem entre os dois modelos.

nucleon,  $\delta_0$ , o alargamento médio por colisão binária e o número de colisões  $N_{col}(b)$  é calculado usando o modelo de Glauber (ver Sec. 5.3.1). Em outras palavras, assumindo que estas colisões aumentam o momentum transversa de cada um dos jatos, que geram estas partículas, o alargamento do momentum transversa do méson  $J/\Psi$  depende do comprimento  $L$  do meio nuclear atravessado pelos jatos. Esta discussão motiva nosso estudo da supressão de  $J/\Psi$  em função do comprimento  $L$  do meio nuclear. Este cálculo, e os resultados obtidos para RHIC e LHC, serão apresentados no próximo capítulo.

## 5.5 Conclusão

Os resultados divulgados pela colaboração NA50 mostram a razão entre a produção de  $J/\Psi$  e a produção de pares de léptons, o processo Drell-Yan (DY). Como os dados são apresentados em função da energia neutra transversa, apresentamos o modelo de Glauber para colisões nucleares, com o qual podemos calcular a correlação entre grandezas medidas

experimentalmente e grandezas úteis para descrever os processos. Particularmente, nos interessamos em apresentar a correlação entre a energia neutra transversa e a centralidade da colisão.

Além disso, discutimos os resultados experimentais da colaboração NA50, no CERN, onde evidenciou-se a possível formação do Plasma de Quarks e Glúons. Alguns dos modelos mais frequentemente referidos na literatura foram apresentados e brevemente discutidos. Como podemos ver, os dados não fornecem uma prova conclusiva da detecção do QGP, uma vez que modelos que não assumem a formação do plasma descrevem igualmente bem os resultados para a supressão de  $J/\Psi$  em colisões nucleares.

No próximo capítulo, nos concentraremos em processos núcleo-núcleo. Apresentaremos nossos cálculos, similares aos apresentados no Capítulo 4 para os processos  $pA$ , para este tipo de processos, e nos concentraremos no modelo não convencional de absorção nuclear [129, 130] para descrever os dados do NA50. Baseados nesse modelo, apresentaremos nossos cálculos para a dependência no comprimento do meio nuclear  $L$  e outros observáveis considerando os efeitos de alta densidade no regime de altas energias.

## Capítulo 6

# A produção de quarkônio em processos núcleo-núcleo

A comprovação da existência do plasma e o conhecimento das condições necessárias para sua formação, são cercadas de um grande interesse, pela sua implicação em muitas áreas da Física. Para explorar experimentalmente a possível existência do QGP, é necessário criar um sistema fortemente interagente, que satisfaça as seguintes condições:

- O sistema deve ser estudado usando variáveis macroscópicas. Isto significa que sistemas grandes (com um tamanho muito maior do que a escala de confinamento), constituídos de muitas partículas, são exigidos;
- O sistema deve ser estudado através da termodinâmica e, portanto, deve estar em equilíbrio. Para alcançar a condição de equilíbrio, o sistema deve ter longa duração, com um tempo de vida maior que o tempo de relaxamento (definido usualmente como o tempo necessário para uma partícula viajar uma distância de  $1 \text{ fm}$  à velocidade da luz, isto é,  $\tau_0 \approx 1 \text{ fm}/c$ ). Para manter o equilíbrio, o sistema deve ser suficientemente interagente, o que significa que o livre caminho médio dos constituintes (que é  $\approx 0.5 \text{ fm}$  para quarks a densidades de  $\approx 2 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ) deve ser menor do que as dimensões do sistema, de forma que muitas colisões por partícula podem ocorrer;
- O sistema deve alcançar uma densidade de energia e/ou temperatura maiores do que os valores críticos destas grandezas, exigidos para a transição de fase para o estado desconfinado.

As colisões núcleo-núcleo ( $AA$ ) em altas energias fornecem os meios para criar um sistema onde estas exigências são atendidas. Por exemplo, o sistema criado numa colisão  $Pb-Pb$  pode alcançar um volume da ordem de  $1000 \text{ fm}^3$ , e a densidade de energia, para energias do CERN-SPS, pode alcançar um valor  $\approx 20$  vezes maior do que a densidade em um núcleo e  $\approx 4$  vezes a densidade num hádron. Portanto, este tipo de colisões poderia apontar a transição de fase.

Em especial, os resultados experimentais da colaboração NA50 [109], no CERN-SPS, discutidos no Cap. 5, mostram uma supressão não explicada pelo mecanismo de absorção nuclear na produção do méson  $J/\Psi$ , medida através da razão experimental  $(J/\Psi)/DY$ . Estes resultados foram apontados como uma forte evidência da formação de um estado desconfinado - o Plasma de Quarks e Glúons - na colisão. Porém, como já vimos no Cap. 5, a supressão de  $J/\Psi$  nestes processos pode ocorrer devido a vários mecanismos distintos, não apenas pela formação do plasma. A maior parte desses mecanismos considera efeitos no estado final, isto é, após a colisão.

Neste capítulo, nos dedicamos aos processos  $AA$ . Discutiremos aqui a inclusão de efeitos de alta densidade no estado inicial do processo, modificando as distribuições partônicas. Como o mecanismo que leva à supressão no estado final não é totalmente claro, utilizamos um modelo [129, 130] mais simplificado, que assume apenas uma generalização dos efeitos de absorção nuclear. Inicialmente, porém, vamos analisar o comportamento da razão experimental  $(J/\Psi)/DY$  frente à inclusão dos efeitos de alta densidade.

## 6.1 Efeitos de alta densidade em colisões $AA$

No Cap. 4, apresentamos nossos resultados para a inclusão dos efeitos de alta densidade, via parametrização AG [106], na produção de quarkônio em processos  $pA$ . Considerando especificamente a razão  $J/\Psi/DY$ , usada para apontar a supressão, concluímos que os efeitos de alta densidade são suficientemente grandes para serem levados em conta já em processos  $pA$ , quando aumentamos a energia de centro de massa da colisão. Em colisões  $AA$ , onde os dois núcleos têm suas distribuições partônicas alteradas, espera-se um efeito ainda maior.

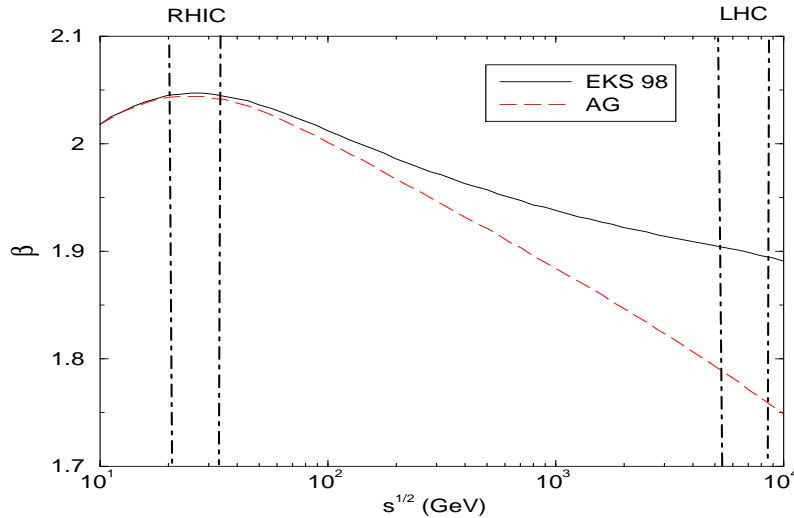
Em uma colisão  $AA$ , a seção de choque para a produção de quarkônio é parametrizada na forma

$$\sigma_{AA} = A^\beta \sigma_{pp}, \quad (6.1)$$

onde  $\beta = 2$ , para o caso em que os efeitos nucleares não são considerados. Para mostrarmos a supressão causada pela inclusão dos efeitos de alta densidade na produção de quarkônio, podemos considerar o expoente efetivo  $\beta$ , dado por

$$\beta = \left( \ln \frac{\sigma_{AA}}{\sigma_{pN}} / \ln A \right). \quad (6.2)$$

A dependência deste expoente com a energia do centro de massa  $\sqrt{s}$  é mostrada na Fig. 6.1. A curva cheia mostra a predição sem considerarmos efeitos de alta densidade, enquanto a curva tracejada mostra a predição quando estes efeitos são considerados. Nota-se que, para a região onde  $\sqrt{s}$  é próximo e menor que  $100 \text{ GeV}$ , a contribuição mais importante



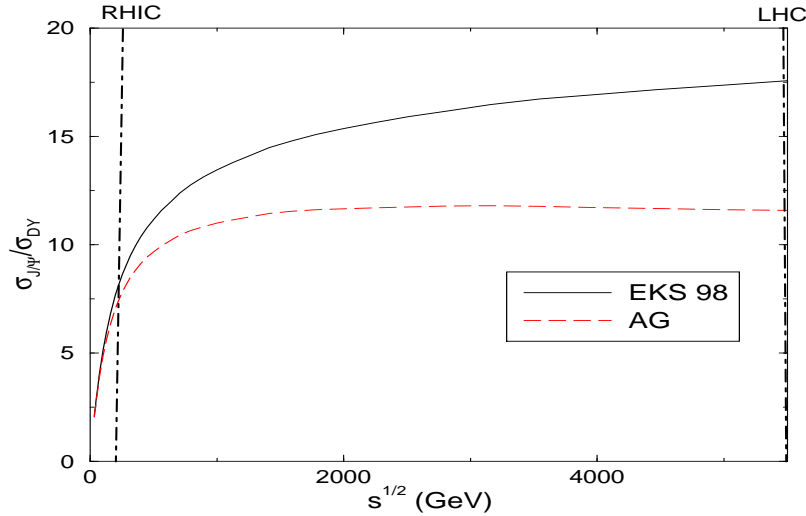
**Fig. 6.1:** O expoente  $\beta$  em função de  $\sqrt{s}$ , para colisões  $Pb - Pb$ .

vem da região de anti-sombreamento, mostrada na Fig. 4.5. Para maiores energias, a região de menor  $x$  fornece a contribuição mais importante. Quando comparada com a predição EKS, os efeitos de alta densidade reduzem fortemente as seções de choque para a produção de quarkônio em colisões  $AA$ . Para a energia de RHIC ( $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ ), o expoente  $\beta$  é reduzido em 8% para a produção de um par  $c\bar{c}$ , enquanto que para a energia de LHC ( $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$ ), a redução é de 42% [107]. Portanto, a seção de choque é fortemente reduzida quando consideramos os efeitos de alta densidade; logo estes efeitos devem ser levados em conta no cálculo da seção de choque de produção de processos duros da QCD, como a produção de quarkônio, estudada nesse trabalho.

Como devemos considerar os efeitos de alta densidade nos processos duros, vamos investigar o comportamento das razões  $(J/\Psi)/DY$  e  $(J/\Psi)/D\bar{D}$  para colisões  $AA$ , com a inclusão destes efeitos. A motivação para estudar estas razões especificamente é a mesma usada no Cap. 4. A razão  $(J/\Psi)/DY$  é analisada pois os resultados experimentais que apontam a supressão anômala [109] são apresentados desta forma enquanto que a razão  $(J/\Psi)/D\bar{D}$  é usada pelo fato de envolver dois processos que dependem da mesma função de distribuição partônica no núcleo, isto é, a distribuição de glúons. Iniciaremos analisando a razão  $(J/\Psi)/DY$ , em função de  $\sqrt{s}$ , com a inclusão dos efeitos de alta densidade.

Como podemos ver na Fig. 6.2, a razão  $(J/\Psi)/DY$  tem seu valor diminuído em função da energia do centro de massa da colisão, quando incluímos os efeitos de alta densidade. As duas curvas mostram predições para a inclusão dos diferentes efeitos esperados em uma colisão envolvendo núcleos: a curva denotada EKS mostra a predição dessa parametrização,



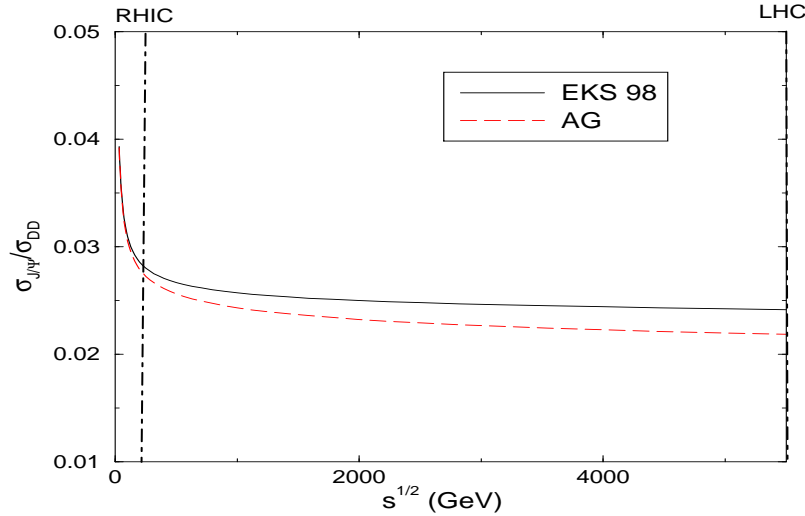


**Fig. 6.2:** Razão  $(J/\Psi)/DY$  em função da energia para colisão Pb-Pb. A curva cheia mostra a predição da razão para a parametrização EKS98 [76], apenas com os efeitos nucleares de sombreamento. A curva tracejada considera efeitos de alta densidade, através da parametrização AG [106].

que considera os efeitos nucleares, como o sombreamento nuclear, nas distribuições; a curva denotada AG mostra a predição desta parametrização, que considera também os efeitos de alta densidade nas distribuições. Novamente, utilizamos a parametrização GRV 94 para a distribuição do nucleon, uma vez que ela não considera no seu ajuste dados da região de pequeno  $x$ , evitando assim uma dupla contagem de efeitos nesta região.

A diferença entre as Figs. 6.2 e 4.6, onde consideramos processos  $pA$ , está na predição que considera os efeitos de alta densidade: enquanto que em  $pA$ , na Fig. 4.6, a razão não mostrava saturação até a energia mostrada, revelando um crescimento suave, em  $AA$ , na Fig. 6.2, a razão satura. Esta saturação se mantém até a energia prevista para colisões  $AA$  no LHC ( $\sqrt{s} = 5.5 TeV$ ).

Da mesma forma, mostramos a razão  $(J/\Psi)/D\bar{D}$ , incluindo os efeitos de alta densidade, na Fig. 6.3. Notamos que a supressão devido aos efeitos de alta densidade nesta razão é bem menor do que a apresentada para a razão  $(J/\Psi)/DY$ , mostrada na Fig. 6.2. Na Fig. 6.3, as duas curvas mostradas novamente apresentam as predições considerando efeitos de alta densidade, na curva tracejada e sem considerar estes efeitos, na curva cheia. Além disso, podemos notar que uma rápida comparação entre a predição para colisões  $pA$ , mostrada na Fig. 4.7 e para colisões  $AA$ , mostrada na Fig. 6.3, demonstram que os efeitos não se modificam quando mudamos nosso projétil de um próton para um núcleo.



**Fig. 6.3:** Razão  $(J/\Psi)/D\bar{D}$  em função da energia para colisão  $AA$ . As curvas são as mesmas descritas na Fig. 6.2.

Devemos considerar que esta razão apresenta apenas uma diferença de normalização para  $\sqrt{s} > 200 \text{ GeV}$ , aproximadamente onde ocorre o “joelho” desta razão. Como a normalização é arbitrária nos dados experimentais, podemos considerar que, para colisões com energia maior que  $200 \text{ GeV}$ , os efeitos de alta densidade não modificam esta razão. O comportamento semelhante da razão  $(J/\Psi)/D\bar{D}$ , considerando ou não a inclusão de efeitos de alta densidade, tem diferentes justificativas. Enquanto a predição EKS, sem os efeitos de alta densidade, prediz uma saturação nesta razão em função da energia da colisão pelas características das razões nucleares  $R_i$  desta parametrização para a região de pequeno  $x$ , a inclusão dos efeitos de alta densidade, via parametrização AG, satura a razão pois os dois processos dependem do mesmo subprocesso em altas energias: a fusão de glúons. Como os efeitos são os mesmos para os dois processos, a razão entre eles não é afetada pela inclusão dos efeitos dinâmicos.

Uma comparação entre os resultados da razão  $(J/\Psi)/D\bar{D}$  para processos  $pA$  e  $AA$ , mostra que esta apresenta um comportamento similar, como podemos ver nas Figs. 4.7 e 6.3 para os processos, com pouca supressão causada pela inclusão de efeitos de alta densidade. Portanto, esta razão pode sinalizar a presença de outro mecanismo de supressão em colisões  $AA$ , caso seja observada uma supressão maior que a predita na Fig. 6.3. O Plasma de Quarks e Glúons torna-se, neste caso, um dos mecanismos possíveis para explicar esta supressão extra.

Estimada a intensidade dos efeitos de alta densidade para colisões envolvendo núcleos,

vamos analisar agora os resultados experimentais da colaboração NA50 [109] para a supressão “anômala” do méson  $J/\Psi$ . Os modelos apresentados no capítulo anterior consideravam apenas efeitos de estado final, ou seja, mecanismos que consideravam interações entre as partículas produzidas na colisão e o meio nuclear que as envolve. Como os efeitos de alta densidade são efeitos de estado inicial, ocorrendo sobre as distribuições partônicas nos núcleos, sua inclusão no cálculo não modifica os possíveis mecanismos de supressão no estado final. Para nosso estudo, porém, nos concentramos no modelo de absorção nuclear não convencional, proposto separadamente por Qiu, Vary e Zhang (QVZ) [129] e Chaudhuri [130], que descreve bem os resultados para a supressão anômala na razão  $(J/\Psi)/DY$  para os efeitos no estado final. Na próxima seção, discutimos um pouco mais as características deste modelo.

## 6.2 Modelo de absorção nuclear não convencional

Neste modelo de absorção nuclear baseado na QCD [129, 130], a produção de  $J/\Psi$  é assumida como um processo em duas etapas:

1. A produção do par  $c\bar{c}$  com um momentum quadrado relativo  $q^2$  entre os dois componentes, que pode ser calculada perturbativamente pela QCD;
2. A formação do méson  $J/\Psi$  a partir dos pares  $c\bar{c}$  produzidos é um processo não-perturbativo que pode ser convenientemente parametrizado.

No Cap. 2, já discutimos alguns modelos que parametrizam a transição  $c\bar{c} \rightarrow J/\Psi$ . O modelo agora apresentado parametriza de forma semelhante esta transição.

Baseado nessa premissa, a seção de choque para produção do méson  $J/\Psi$  em colisões nucleares, com energia de centro de massa  $\sqrt{s}$ , pode ser escrita, em ordem dominante (LO), como

$$\sigma^{J/\Psi}(s) = \sum_{a,b} \int dq^2 \left( \frac{\hat{\sigma}_{ab \rightarrow c\bar{c}}}{Q^2} \right) \int dx_F \phi_{a/A}(x_a, Q^2) \phi_{b/B}(x_b, Q^2) \frac{x_a x_b}{x_a + x_b} F_{c\bar{c} \rightarrow J/\Psi}(q^2) \quad (6.3)$$

onde a soma é feita sobre todos os sabores de pártons,  $Q^2 = q^2 + 4m_c^2$ . Correções devido às ordens mais altas no cálculo são feitas através de um fator  $K$ . As frações de momentum dos pártons são fixados pela cinemática e são dados por  $x_{a(b)} = \frac{1}{2}(\sqrt{x_F^2 + 4Q^2/s} \pm x_F)$ . As seções de choque dos subprocessos foram apresentadas no Cap. 2 e são dadas por

$$\sigma_{q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}}(Q^2) = \frac{8\pi\alpha_S^2(Q^2)}{27s} \left(1 + \frac{\gamma}{2}\right) (1 - \gamma)^{1/2}$$

e

$$\sigma_{gg \rightarrow Q\bar{Q}}(Q^2) = \frac{\pi\alpha_S^2(Q^2)}{3Q^2} \left[ -\left(7 + \frac{31}{4}\gamma\right) \frac{1}{4}X + \left(1 + \gamma + \frac{1}{16}\gamma^2\right) \ln\left(\frac{1+X}{1-X}\right) \right].$$

As quantidades  $\gamma$  e  $X$  foram definidas no Cap. 2.

A probabilidade de transição do par  $c\bar{c}$ , produzido com um momentum quadrado relativo  $q^2$  para o estado ligado  $J/\Psi$  é dada pela função  $F_{c\bar{c} \rightarrow J/\Psi}(q^2)$ . Esta função é parametrizada como

$$F_{c\bar{c} \rightarrow J/\Psi}(q^2) = N_{J/\Psi} \theta(q^2) \theta(4m_D^2 - 4m_c^2 - q^2) \left(1 - \frac{q^2}{4m_D^2 - 4m_c^2}\right)^{\alpha_F}. \quad (6.4)$$

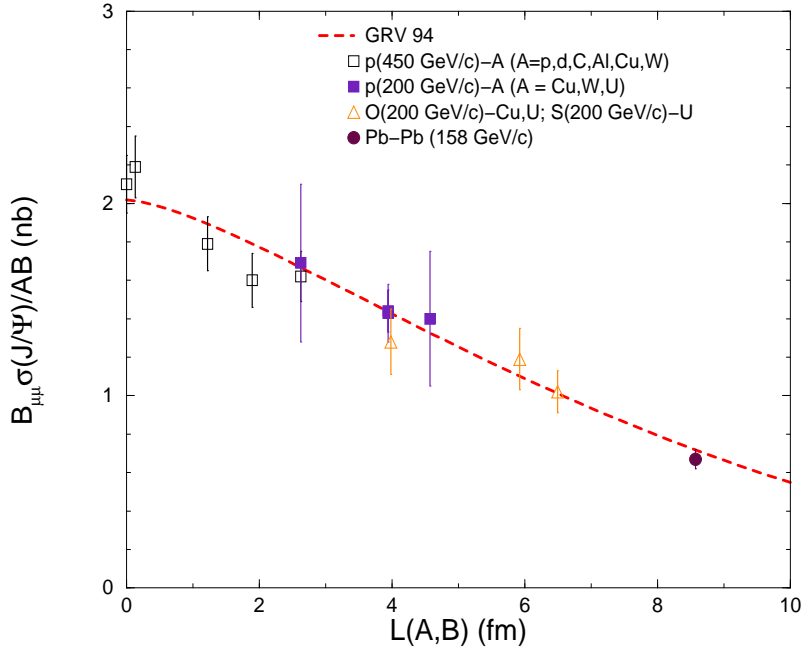
O fator  $N_{J/\Psi}$  é considerado como normalização para o modelo. Esta parametrização se reduz ao modelo de evaporação de cor (CEM), discutido no Cap. 2, para a escolha  $\alpha_F = 0$ .

Segundo este modelo, numa colisão envolvendo alvos nucleares, os pares  $c\bar{c}$  produzidos interagem com o meio nuclear antes de deixá-lo. Esta interação do par com o meio nuclear, através de múltiplos espalhamentos, pode aumentar o momentum relativo quadrado entre os quarks componentes do par, resultando num afastamento destes. Como resultado, alguns dos pares podem ganhar momentum relativo quadrado suficiente para cruzar o limiar de charme aberto, ligando-se então com outros quarks leves para tornarem-se mésons abertos. Em consequência disso, a seção de choque para a produção de  $J/\Psi$  é reduzida em relação ao valor da seção de choque nucleon-nucleon.

Vamos considerar que o méson  $J/\Psi$  percorra uma distância  $L$  dentro do meio nuclear, após a sua formação. Se o comprimento necessário para a formação do méson, que depende essencialmente dos momenta do par  $c\bar{c}$  inicial, é maior que o meio nuclear, é razoável assumir que a probabilidade de transição, dada pela Eq. (6.4), possa ser fatorizada dos múltiplos espalhamentos sofridos pelo par. O efeito total desses múltiplos espalhamentos dos pares  $c\bar{c}$  pode ser representado como um desvio de  $q^2$  na probabilidade da transição, isto é,

$$q^2 \rightarrow q'^2 = q^2 + \varepsilon^2 L, \quad (6.5)$$

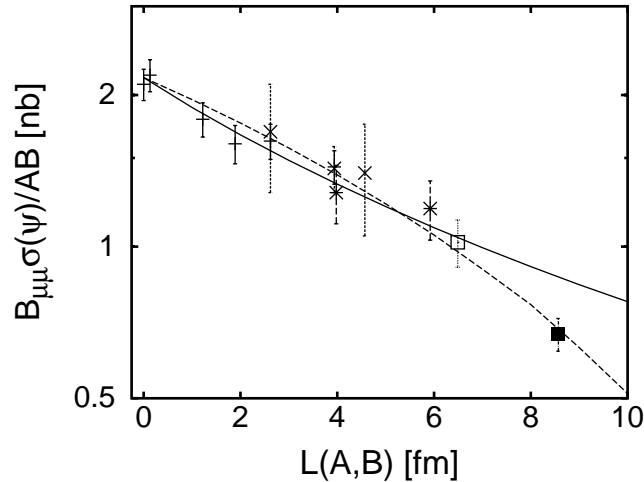
onde  $\varepsilon^2$  é o ganho de momentum quadrado relativo do par por unidade de comprimento do meio nuclear. Na Fig. 6.4, mostramos a predição deste modelo para a dependência da seção de choque com o comprimento do meio nuclear atravessado pelo méson. Os dados apresentados para comparação são de colisões próton-próton ( $pp$ ), próton-núcleo ( $pA$ ) e núcleo-núcleo ( $AA$ ), incluindo o resultado da colaboração NA50 para colisões  $Pb-Pb$ , que não é descrito pelos mecanismos de absorção convencional. Para o cálculo, usamos como parâmetros  $KN_{J/\Psi} = 0.458$ ,  $\varepsilon^2 = 0.225 \text{ GeV}^2/fm$  e  $\alpha_F = 1.1$ . A seção de choque apresentada está normalizada pelo produto dos números de massa dos participantes e também é considerada a razão de desdobraimento em um par de múons. Podemos ver que o modelo descreve bem todos os resultados experimentais, inclusive para os processos  $Pb-Pb$ . Portanto, o modelo, considerando apenas a supressão no estado final, consegue explicar a supressão anômala do méson  $J/\Psi$  nessas colisões sem considerar a formação do QGP. Logo,



**Fig. 6.4:** Seções de choque totais para produção de  $J/\Psi$  em processos hadrônicos em processos  $pp$ ,  $pA$  e  $AB$ , com a razão de desdobramento para um par de múons, em função do comprimento efetivo do meio nuclear  $L(A,B)$ . A curva mostrada é a previsão do modelo de absorção não convencional e os dados são tomados da Ref. [109].

para investigarmos os efeitos nucleares na supressão, utilizaremos o modelo QVZ como base para análise.

As características deste modelo para descrever a produção de  $J/\Psi$  em colisões envolvendo alvos nucleares são, basicamente, o ganho uniforme do momentum relativo enquanto o par pré-ressonante cruza o meio nuclear e a existência do limiar de charme aberto na probabilidade de transição, dada pela Eq. (6.4). Estas duas características podem explicar a curva mostrada na Fig. 6.4, que pode explicar até mesmo o resultado para colisões  $Pb-Pb$ . Porém, considerando que este ganho de momentum ocorre por difusão do momentum [133], deve-se tratar os múltiplos espalhamentos como um caminho aleatório. Isto significa que o momentum quadrado final, após os múltiplos espalhamentos, será dado por uma distribuição Gaussiana em torno do valor inicial  $q^2$ , com variância  $\varepsilon^2 L$ , o que equivale a uma probabilidade de transição com uma função peso Gaussiana. Esta consideração, proposta recentemente, não apresenta o limiar de charme aberto na probabilidade de transição e portanto, não consegue descrever o resultado do processo  $Pb-Pb$  na mesma curva que ajusta os

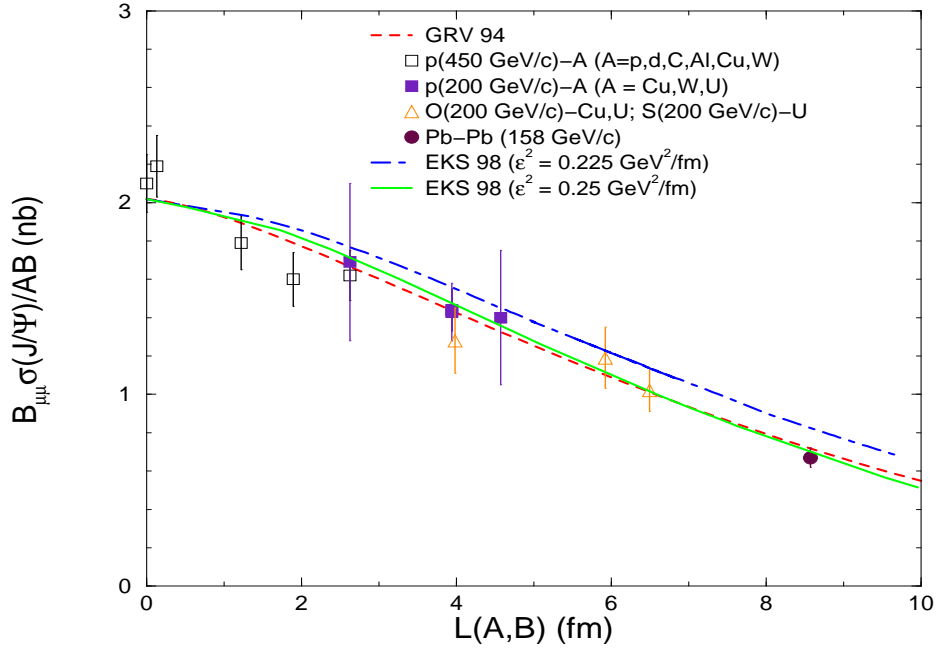


**Fig. 6.5:** *Predição do modelo de absorção não convencional considerando uma modificação na probabilidade de transição, tratando os múltiplos espalhamentos como um caminho aleatório. A curva cheia considera esta modificação, enquanto a curva tracejada mostra a predição do modelo QVZ. Os pontos experimentais são os mesmos da Fig. 6.4. Gráfico da Ref. [133].*

resultados para processos  $pA$  e  $AB$ , onde  $B$  é um núcleo leve. A Fig. 6.5 mostra a predição com esta probabilidade de transição.

Portanto, um estudo mais detalhado para modelar  $\varepsilon^2$  é necessário, uma vez que este tratamento, considerando um caminho aleatório para os múltiplos espalhamentos, não é suficiente para descrever a supressão "anômala" nas colisões  $Pb-Pb$ . Logo, uma das próximas etapas, sugeridas a partir deste trabalho, deve compreender o estudo de um modelo teórico para  $\varepsilon^2$ .

Essencialmente, o modelo QVZ apresenta um cálculo livre de parâmetros, uma vez que todos os parâmetros apresentados são obtidos ajustando-se a curva aos dados de seção de choque total para o  $J/\Psi$  em colisões  $pA$  e  $AA$ . Além de descrever todos os resultados para colisões hadrônicas com uma única curva, resultado mostrado na Fig. 6.4, o modelo também apresenta uma boa concordância com a dependência na energia transversa  $E_T$  da razão  $(J/\Psi)/DY$ , utilizada para mostrar a supressão de  $J/\Psi$  em função da centralidade da colisão, para um mesmo experimento. Este observável não permite comparações entre diferentes experimentos realizados, uma vez que a energia liberada na colisão que alcança os detectores depende da energia de centro de massa ( $\sqrt{s}$ ) da colisão. Como os diferentes experimentos possuem diferentes faixas de  $\sqrt{s}$ , os dados não podem ser diretamente comparados, sem que um procedimento de reescalamto dos dados seja feito.



**Fig. 6.6:** Gráfico mostrando a dependência da seção de choque de produção de  $J/\Psi$  com o comprimento do meio. A curva cheia reproduz a Fig. 6.4 e as outras duas curvas mostram a predição do modelo QVZ quando considerados efeitos nucleares, como o sombreamento, nas distribuições. A curva ponto-tracejada considera  $\epsilon^2 = 0.225 \text{ GeV}^2/\text{fm}$  e a curva tracejada considera  $\epsilon^2 = 0.25 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ .

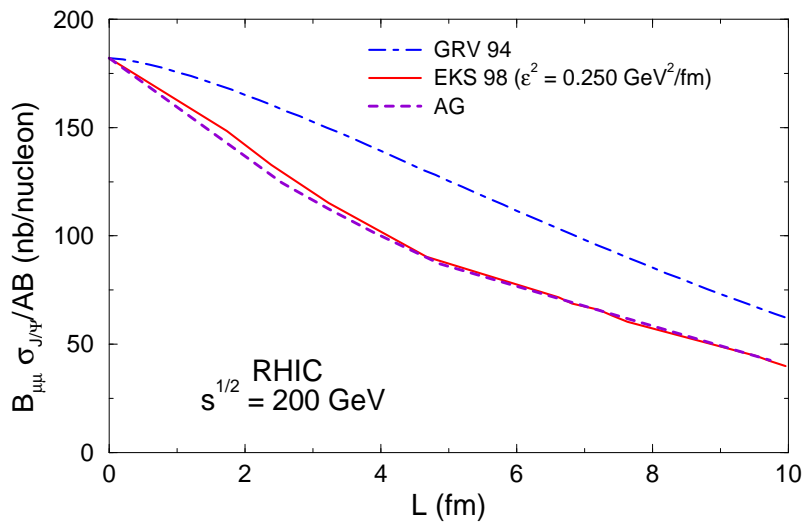
A boa descrição dos dados experimentais e a simplicidade das premissas envolvidas neste modelo nos permite utilizá-lo para introduzir efeitos de estado final em nossos cálculos que consideram os efeitos de alta densidade nas distribuições partônicas. Como já discutimos no início deste capítulo, a inclusão de efeitos de alta densidade causa uma supressão de  $J/\Psi$ , para altas energias. A próxima seção será dedicada ao nosso cálculo para a supressão de  $J/\Psi$  no CERN-SPS, considerando a supressão devido aos efeitos de alta densidade, assim como para futuros colisionadores.

### 6.3 Efeitos de alta densidade na supressão de $J/\Psi$

Conforme já vimos na Fig. 6.2, a inclusão dos efeitos de alta densidade na produção do méson  $J/\Psi$  introduz uma significativa supressão, que se torna de maior magnitude com o aumento da energia do processo. Para energias do SPS ( $\sqrt{s} = 17.3 \text{ GeV}$ ), porém, esta supressão de estado inicial é muito pequena, uma vez que a energia da colisão não permite

que a região de pequeno  $x$  seja alcançada. Nesta seção, mostraremos este resultado e a predição para as energias de RHIC e LHC.

Conforme vimos na seção anterior, o modelo QVZ não considera modificações nas distribuições partônicas devido ao meio nuclear. Por causa disto, podemos utilizar uma das parametrizações discutidas no Cap. 1, que não consideram os efeitos de meio. Por coerência com nossos cálculos anteriores para processos próton-núcleo, usaremos a parametrização GRV94 [17], para o cálculo da seção de choque nucleon-nucleon. O resultado obtido, em função do comprimento  $L(A, B)$  do meio nuclear atravessado pelo par  $c\bar{c}$  após sua produção, pode ser visto na Fig. 6.6, representada pela linha tracejada. Como podemos notar, a boa concordância com os dados é reproduzida.



**Fig. 6.7:** Dependência no comprimento do meio nuclear atravessado pelo par pré-ressonante  $c\bar{c}$  para a energia de RHIC ( $\sqrt{s} = 200$  GeV). A curva cheia mostra a predição do modelo QVZ sem considerar alterações nas distribuições partônicas. A curva pontilhada mostra a predição quando considerados efeitos nucleares (sombreamento). A curva ponto-tracejada mostra a predição do modelo quando considerados efeitos de alta densidade nas distribuições partônicas.

A inclusão de efeitos nucleares pode ser feita utilizando uma das parametrizações discutidas no Cap. 3, onde os efeitos de meio nuclear são considerados. Novamente, por coerência com nosso cálculo para  $pA$ , usaremos a parametrização EKS [76], em conjunto com a GRV94, para calcular as distribuições partônicas de cada nucleon ligado no núcleo. Na Fig. 6.6, a predição do modelo QVZ considerando os efeitos nucleares é mostrada pela curva ponto-tracejada. Podemos ver que, apesar de razoavelmente descrever os dados, esta



curva não tem uma concordância tão boa com estes, como a curva tracejada, onde nenhum efeito nuclear foi considerado nas distribuições. Esta curva superestima os dados para grandes valores de  $L$  devido ao anti-sombreamento nas distribuições partônicas. A diferença apresentada entre estas curvas demonstra que os efeitos de meio não considerados inicialmente no modelo QVZ são importantes, e não podem ser desconsiderados para predições envolvendo maiores energias.

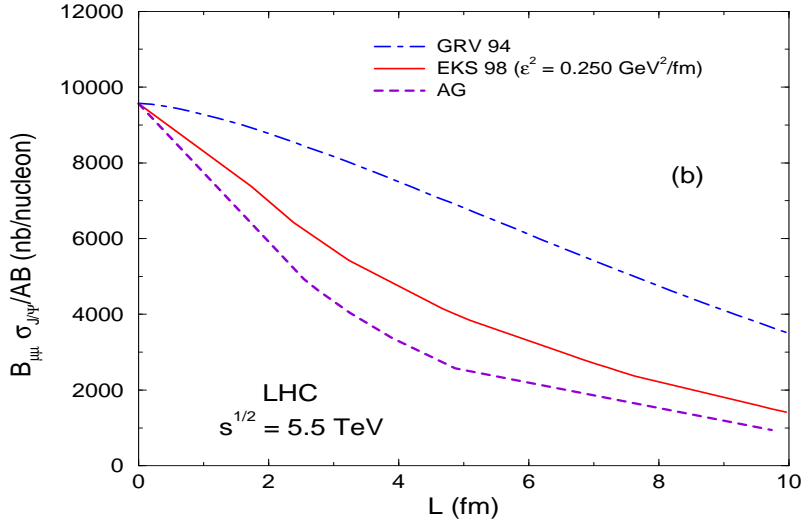
Visto que os valores dos parâmetros  $\varepsilon^2$  da Eq. (6.5) e  $\alpha_F$  são parâmetros livres do modelo, estes podem ser reajustados para descrever os resultados experimentais, e assim, modificando o valor de  $\varepsilon^2$  (o momentum relativo quadrado ganho pelo par ao cruzar o meio, por unidade de comprimento deste meio), obter uma curva que novamente tem boa concordância com os dados para a produção de  $J/\Psi$ . Esta predição, considerando  $\varepsilon^2 = 0.25 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ , é mostrada pela curva cheia na Fig. 6.6. Portanto, quando consideramos os efeitos nucleares nas distribuições partônicas, através da parametrização EKS, a predição do modelo QVZ não mais consegue descrever a supressão observada em colisões  $Pb-Pb$ . Desta forma, como tais efeitos nucleares são significativos, e nossa justificativa para usar o modelo QVZ é a boa descrição dos dados, é necessário reajustar o parâmetro  $\varepsilon^2$  para considerar estes efeitos nucleares em nossos cálculos.

Para mantermos a coerência em nosso trabalho, a inclusão de efeitos de alta densidade deve considerar também  $\varepsilon^2 = 0.25 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ , uma vez que estes efeitos são considerados com a utilização da parametrização AG [106], onde a EKS é considerada para a região de grande  $x$ . Na Fig. 6.6, a predição do modelo considerando os efeitos de alta densidade não é mostrada, uma vez que estes efeitos são pequenos para a energia do CERN-SPS, com a qual trabalhamos. Isto significa que, para esta energia, as predições das parametrizações EKS e AG coincidem, o que demonstra que os efeitos de recombinação partônica não são significativos no CERN-SPS.

A predição do modelo QVZ, com as alterações descritas nos últimos parágrafos, para a energia de RHIC ( $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ ) é apresentada na Fig. 6.7. Nesta figura, a curva ponto-tracejada mostra a predição do modelo sem considerar efeitos nucleares no estado inicial; a curva cheia, a predição considerando efeitos nucleares nas distribuições e usando  $\varepsilon^2 = 0.25 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ ; e a curva tracejada mostra a predição do modelo quando incluímos os efeitos de alta densidade nas distribuições partônicas. Como podemos ver, para RHIC os efeitos de alta densidade não alteram muito a dependência no comprimento do meio nuclear, comparada com a curva onde os efeitos nucleares são incluídos e o valor de  $\varepsilon^2$  alterado.

Na Fig. 6.8, apresentamos nossa predição com o modelo QVZ para a energia de LHC ( $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$ ). As curvas são as mesmas da Fig. 6.7. Nota-se porém, que para a energia de LHC os efeitos de alta densidade, mostrados pela curva denotada por AG na Fig. 6.8, são muito significativos, considerando como base para comparação a predição utilizando a

parametrização EKS. Espera-se portanto, que nos experimentos que serão efetuados no LHC, estes efeitos de alta densidade partônica introduzam uma supressão adicional considerável, já nas distribuições partônicas, no estado inicial da colisão. Logo, as análises dos resultados de LHC para a supressão de  $J/\Psi$  devem considerar estas alterações devido ao meio nuclear.



**Fig. 6.8:** Dependência no comprimento do meio nuclear atravessado pelo par pré-resonante  $c\bar{c}$  para a energia de LHC ( $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$ ). As curvas são as mesmas discutidas na Fig. 6.7.

Para as predições para a dependência em  $L$ , considerando os efeitos do meio nuclear, usamos uma parametrização de  $L$ , em função do número atômico de massa  $A$ , dada por

$$L = \frac{3}{4} r_0 \frac{A-1}{A} A^{1/3}, \quad (6.6)$$

com  $r_0 = 1.1 \text{ fm}$ . As predições mostradas nas Figs. 6.7 e 6.8 para o modelo QVZ alterado com a entrada das parametrizações EKS e AG, mostram um comportamento abrupto pelo fato destas apresentarem parametrizações para cada valor de  $A$ . Já a predição do modelo QVZ, não considerando os efeitos de meio nuclear, apresenta um comportamento suave devido ao modelo apresentar a dependência em  $L$  e não em  $A$ .

Portanto, nas energias de RHIC e LHC, os efeitos de meio nuclear não podem deixar de ser considerados, uma vez que introduzem um fator extra de supressão para o méson  $J/\Psi$ . Nas análises deste observável, é importante considerar também os efeitos de alta densidade, para que esta supressão seja corretamente estimada [134].

Na seção anterior, comentamos que, para um dado experimento, com energia de centro de massa definida, a análise da supressão é feita através da dependência da razão  $(J/\Psi)/DY$

na energia transversa medida pelos detectores. A forma desta distribuição é calculada pelo modelo de Glauber para colisões nucleares (ver Sec. 5.3.1) e não depende das distribuições partônicas dos núcleos envolvidos (no caso de colisões  $AA$ ), mas apenas da geometria da colisão. Por isto, a inclusão de efeitos nucleares e de alta densidade nestas distribuições não afeta a forma da distribuição em  $E_T$ . A supressão causada pela inclusão dos efeitos de alta densidade afeta apenas a normalização da razão e portanto, para a análise de processos idênticos, a inclusão de efeitos nucleares ou de alta densidade não modificaria o formato da curva que não considera estes efeitos. Apenas um fator de normalização seria diferente e este é arbitrária [130]. Desta forma, podemos concluir que a distribuição em  $E_T$  da razão  $J/\Psi/DY$  não discrimina os efeitos que causam a supressão, já que sua forma independente da origem da supressão.

Uma forma de buscar discriminar os diferentes mecanismos que levam a esta supressão é considerar a dependência no alargamento do momentum transverso,  $p_T$ , dos mésons produzidos. Esta sugestão vem sendo levantada pela literatura nos últimos anos, e considera que este observável possa ser mais sensível aos diferentes mecanismos [132]. Esta sensibilidade é necessária para que, de forma inequívoca, possamos sinalizar a formação do Plasma de Quarks e Glúons em colisões de íons pesados.

## 6.4 Conclusões e comentários

Neste capítulo, apresentamos nossos cálculos para a supressão de  $J/\Psi$  em processos núcleo-núcleo ( $AA$ ). Nestas colisões, o méson produzido está sujeito a uma grande quantidade de efeitos de meio, como foi discutido anteriormente. Entre esses efeitos, também podemos considerar uma significativa contribuição dos efeitos de alta densidade.

A análise do comportamento de observáveis, como o expoente  $\beta$  para a produção, e a razão  $(J/\Psi)/DY$ , para a supressão do méson  $J/\Psi$ , mostra que a inclusão de efeitos de alta densidade acrescenta um fator de supressão extra na produção do méson, o qual cresce com a energia do processo.

Nosso tratamento considera efeitos de estado inicial nas distribuições partônicas e utilizamos um modelo não-convencional de absorção nuclear, o modelo QVZ [129, 130], para considerar possíveis efeitos de estado final sobre as partículas produzidas na colisão. Este modelo foi escolhido pela sua excelente concordância com os resultados experimentais da colaboração NA50 [109], como podemos ver na Fig. 6.4.

A inclusão de efeitos nucleares nas distribuições partônicas não altera esta descrição, desde que modifiquemos o parâmetro  $\varepsilon^2$ , puramente fenomenológico, considerado como um ajuste. Seu valor, e a forma como o par recebe este ganho de momentum relativo quadrado ao cruzar o meio nuclear ainda é objeto de estudo.

# Conclusão e Perspectivas

Este trabalho teve como objetivo investigar os efeitos de alta densidade partônica, utilizando o mecanismo de recombinação partônica proposto por Ayala, Gay Ducati e Levin (AGL), na produção do méson  $J/\Psi$  em colisões envolvendo alvos nucleares. Em experimentos deste tipo, espera-se o aparecimento de uma transição de fase entre a matéria hadrônica comum e um estado desconfinado de matéria - o Plasma de Quarks e Glúons (QGP). A formação deste estado é esperada para sistemas com grandes densidades de energia e/ou temperaturas, sendo portanto possível em colisões envolvendo íons pesados.

Devido ao curto período de duração da fase de QGP, a investigação de sua formação deve ser feita através de assinaturas. As assinaturas ideais são aqueles fenômenos físicos que somente podem ser descritos se a formação do QGP for assumida. Dentro do conjunto de assinaturas, concentramos nosso interesse na supressão do méson  $J/\Psi$ .

O méson  $J/\Psi$ , estado ligado formado por um par de quarks pesados,  $c\bar{c}$ , sofre uma blindagem em seu potencial de interação entre os quarks, enfraquecendo-o enquanto atravessa um meio desconfinado como o QGP. Esta blindagem ocorre devido ao grande número de cargas de cor livres presentes no meio desconfinado. Espera-se que, caso o QGP seja formado, o meio seja tão fortemente interagente que blinde completamente o potencial entre o par, diminuindo a taxa de produção do méson, a qual é denominada supressão.

O efeito da supressão devido à formação do QGP é claramente um efeito de estado final, ocorrendo após a colisão entre os íons pesados. Porém, esta supressão não exprime inequivocamente a formação do QGP, uma vez que outros modelos, que não assumem a formação do plasma, podem descrever razoavelmente os resultados da colaboração NA50, que divulgou os primeiros resultados de uma supressão anômala, isto é, não explicável pelo mecanismo de absorção do méson pelo meio nuclear, segundo os cálculos do modelo de Glauber para colisões nucleares.

Uma outra categoria de efeitos que podem levar também à supressão de  $J/\Psi$  é a dos efeitos de estado inicial, isto é, que ocorrem antes da colisão. Estes efeitos são caracterizados por modificações nas distribuições partônicas dos nucleons, devido ao fato de estarem ligados em núcleos. Nesta categoria, consideramos os efeitos nucleares, como o sombreamento, e os efeitos dinâmicos que ocorrem na região de pequeno  $x$ , onde são esperadas altas densidades partônicas no núcleo.

Em nosso estudo, utilizando o modelo de evaporação de cor (CEM) para produção de quarkônio, mostramos que a seção de choque para hadroprodução de  $J/\Psi$  é diminuída pela presença dos efeitos de alta densidade, e estes efeitos são amplificados quando alcançamos maiores energias no centro de massa da colisão. Isto nos permite concluir que a supressão de  $J/\Psi$  já ocorre no estado inicial do processo, antes mesmo da formação do estado pré-ressonante  $c\bar{c}$ , quando considerados os efeitos de alta densidade nas distribuições partônicas.

Os resultados experimentais de NA50, por sua vez, apresentam a supressão da razão entre produção de  $J/\Psi$  e o processo Drell-Yan (DY), denotada  $(J/\Psi)/DY$ . Esta razão é tomada uma vez que a colaboração corretamente considera que o processo Drell-Yan não sofre efeitos que também possam suprimir sua produção. Esta premissa é válida para os efeitos de estado final, uma vez que o par de léptons produzidos no processo não interage com o meio nuclear via interação forte. Seguindo esta premissa, o processo DY escala com o número de massa dos núcleos envolvidos na colisão e pode ser usado como uma normalização para o processo de produção do  $J/\Psi$ . Neste trabalho, porém, consideramos que as distribuições partônicas nucleares no estado inicial são alteradas, causando supressão também no processo DY.

Para estimar a relevância dos efeitos de alta densidade para esta razão, que mostra experimentalmente a supressão anômala, utilizamos processos próton-núcleo ( $pA$ ) em nossas predições. Isto torna o efeito mais discriminável, uma vez que nestes processos a formação do plasma não é esperada. Nossos resultados mostram que, mesmo para  $pA$ , a razão  $(J/\Psi)/DY$  é fortemente suprimida quando consideramos os efeitos de alta densidade. Esta supressão ocorre porque os dois processos têm diferentes subprocessos partônicos dominantes: enquanto que a produção de  $J/\Psi$  é dominada, em altas energias, pela fusão de glúons, o processo DY depende da aniquilação quark-antiquark. Como os efeitos de alta densidade são maiores para glúons do que para quarks, numa mesma região cinemática, a razão tem um comportamento distinto das predições que não os levam em consideração. Além disso, claramente podemos ver que esta razão é fortemente dependente da energia. Para processos núcleo-núcleo ( $AA$ ), extrapolando o efeito estimado em  $pA$ , podemos ver que este comportamento não se altera, com a razão sendo fortemente suprimida e apresentando forte dependência em energia.

Uma outra forma de avaliar a formação ou não do plasma em uma colisão é através da razão entre a produção de  $J/\Psi$  e a produção de mésons abertos de charme, denotada  $(J/\Psi)/D\bar{D}$ . De acordo com o CEM, estes processos são produzidos pela mesma dinâmica. Portanto, em altas energias, ambos são dominados pela fusão de glúons. Como os efeitos de alta densidade são similares em ambos processos, a razão não é muito suprimida ao considerarmos estes efeitos. Nossas predições para  $pA$ , onde estimamos a relevância do efeito, pois não há expectativa da formação do QGP, e para  $AA$ , onde a formação do QGP

é esperada, são similares, com pouca supressão apresentada pela razão  $(J/\Psi)/D\bar{D}$  para os dois tipos de processos, quando incluídos os efeitos de alta densidade. Logo, em processos  $AA$ , uma supressão maior nesta razão pode indicar a presença de outro mecanismo: o QGP fica entre os candidatos a este mecanismo.

Para podermos comparar experimentos realizados com diferentes alvos e energias de centro de massa, a melhor descrição é dada pela dependência da seção de choque de produção do méson  $J/\Psi$  no comprimento do meio nuclear. Esta dependência mostra que o resultado para colisões  $Pb - Pb$ , obtido pela colaboração NA50, no CERN-SPS, fica abaixo do valor previsto como uma extrapolação dos resultados em colisões  $pp$ ,  $pA$  e  $AB$ , com núcleos leves, caracterizando a supressão anômala. Para descrever todos os resultados numa única curva, utilizamos o modelo QVZ, que considera a absorção nuclear baseada na QCD, e prediz o resultado do NA50 como extrapolação dos resultados nos demais experimentos. Basicamente, as interações do par pré-ressonante com o meio nuclear aumentam o momentum relativo quadrado entre os componentes do par e o tamanho deste incremento por unidade de comprimento do meio atravessado pelo par é deixado como parâmetro livre do modelo. O modelo apresentado na literatura assume que não ocorrem efeitos de estado inicial e considera este valor  $\varepsilon^2 = 0.225 GeV^2/fm$ . Em nossos cálculos, onde consideramos efeitos no estado inicial da colisão, verificamos que estes efeitos são significativos e que o valor de  $\varepsilon^2$  deve ser  $\varepsilon^2 = 0.25 GeV^2/fm$ . Este valor é obtido considerando apenas efeitos nucleares como o sombreamento nas distribuições e ajusta a predição para os dados da colaboração NA50. A inclusão de efeitos de alta densidade, para energias maiores, como as previstas para RHIC e LHC, prevê um aumento da supressão. Como este incremento no momentum quadrado é tratado como um parâmetro livre, fenomenológico, o cálculo de seu novo valor, quando os efeitos nucleares são incluídos, mantém a coerência do modelo [134].

Pelo fato do formato da distribuição em  $E_T$  não depender da evolução dinâmica do sistema, já que está associado ao modelo de Glauber, onde apenas a geometria da colisão é considerada, a inclusão de efeitos nucleares ou de alta densidade não modificaria o formato da curva prevista pelo modelo QVZ, que não considera estes efeitos. Apenas um fator de normalização seria diferente e este é arbitrário. Assim sendo, podemos concluir que a distribuição em  $E_T$  da razão  $(J/\Psi)/DY$  não discrimina os efeitos que causam a supressão, já que sua forma independe da origem da supressão.

Uma das formas de discriminar os diferentes mecanismos de supressão pode vir da consideração do alargamento da distribuição de momentum transversal  $p_T$ , devido aos espalhamentos sofridos pelos pártons antes da hadronização, em função da energia transversal medida. Os dados de alargamento da distribuição em  $p_T$  trazem informações tanto das interações de estado final, como das interações de estado inicial e são mais sensíveis para prever a formação do QGP. É, portanto, neste observável, que poderemos testar as predições

dos efeitos de alta densidade. Um relevante próximo passo em nosso trabalho seria a investigação do alargamento de  $p_T$ , com a inclusão dos efeitos de alta densidade aqui analisados.

Com base no que foi desenvolvido nesse trabalho, poder-se-ia incluir os efeitos de alta densidade na produção de minijatos em colisões envolvendo íons pesados, pois este cálculo permitirá uma estimativa da temperatura e densidade de energia inicial do QGP. Na linha de efeitos de estado final, o cálculo da taxa de dissociação dos estados ligados devido à interação com os glúons do meio nuclear e da perda de energia dos quarks pesados enquanto cruzam o meio nuclear, são importantes para a obtenção de uma estimativa mais fidedigna das alterações das distribuições de hádrons produzidos no estado final. Uma determinação da significância de cada um destes mecanismos, e uma estimativa de seus efeitos, torna-se importante para a determinação de um sinal inequívoca da formação do Plasma de Quarks e Glúons.

# Referências

- [1] ELLIS, R. K.; STIRLING, W. J.; WEBBER, B. R. *QCD and collider physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1996.
- [2] MUTA, T. *Foundations of quantum chromodynamics: an introduction to perturbative methods in gauge theories*. 2. ed. Singapore: World Scientific, 1997.
- [3] GREINER, W.; SCHÄFER, A. *Quantum chromodynamics*. New York: Springer-Verlag, 1994.
- [4] STERMAN, G. et al. Handbook of perturbative QCD. *Rev. Mod. Phys.*, Woodbury, v. 67, n. 1, p. 157-248, Jan. 1995.
- [5] GARCIA CANAL, C. A.; GAY DUCATI, M. B.; SIMÕES, J. A. M. *Notes on deep inelastic scattering*. Strasbourg: Centre de Recherches Nucléaires, Université Louis Pasteur, 1979. 93p. (Séries des cours et conférences sur la physique des hautes énergies, 15)
- [6] ROBERTS, R. G. *The structure of proton*. Cambridge: Cambridge University Press, 1990.
- [7] HALZEN, F.; MARTIN, A. D. *Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics*. New York: John Wiley, 1984.
- [8] LEADER, E.; PREDAZZI, E. *An introduction to gauge theories and the new physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1982.
- [9] BJORKEN, J. D.; PASCHOS, E. A. Inelastic electron-proton and gamma-proton scattering and structure of nucleon. *Phys. Rev.*, New York, v. 185, n. 5, p. 1975-1982, Sept. 1969.
- [10] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic freedom in parton language. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 126, n. 2, p. 298-318, Aug. 1977.
- [11] GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. Deep inelastic *ep* scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, New York, v. 15, n. 4, p. 438-450, Oct. 1972.



- [12] DOKSHITZER, Y. L. Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and  $e^+e^-$  annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics. *Sov. Phys. JETP*, New York, v. 46, n. 4, p. 641-653, Oct. 1977.
- [13] CHEN, M.; ZERWAS, P. Equivalent-particle approximations in electron and photon process of higher-order QED. *Phys. Rev. D*, New York, v. 12, n. 1, p. 187-197, July 1975.
- [14] GRIBOV, L. V.; LEVIN, E. M.; RYSKIN, M. G. Semihard processes on QCD. *Phys. Rep.*, Amsterdam, v. 100, n. 1/2, p. 1-150, Nov. 1983.
- [15] DRELL, S. D.; YAN, T. M. Massive lepton-pair production in hadron-hadron collisions at high energies. *Phys. Rev. Lett.*, New York, v. 25, n. 5, p. 316-320, Aug. 1970.
- [16] HAWKER, E. A. et al. Measurement of the light antiquark flavor asymmetry in the nucleon sea. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 80, n. 17, p. 3715-3718, Apr. 1998.
- [17] GLÜCK, M.; REYA, E.; VOGT, A. Dynamical parton distributions of the proton and small- $x$  physics. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 67, n. 3, p. 433-447, July 1995.
- [18] MARTIN, A. D. et al. Parton distributions: a new global analysis. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 4, n. 3, p. 463-496, July 1998.
- [19] MARTIN, A. D.; ROBERTS, R. G.; STIRLING, W. J. Parton distribution of the proton. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 50, n. 11, p. 6734-6752, Dec. 1994.
- [20] MARTIN, A. D.; ROBERTS, R. G.; STIRLING, W. J. Parton distributions: a study of the new HERA data,  $\alpha_S$ , the gluon and  $p\bar{p}$  jet production. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 387, n. 2, p. 419-426, Oct. 1996.
- [21] LAI, H. L. et al. Global QCD analysis and the CTEQ parton distributions. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 51, n. 9, p. 4763-4782, May 1995.
- [22] GLÜCK, M.; REYA, E.; VOGT, A. Dynamical parton distributions revisited. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 5, n. 3, p. 461-470, Sept. 1998.
- [23] MARTIN, A. D. et al. Parton distributions and the LHC:  $W$  e  $Z$  production. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 14, n. 1, p. 133-145, May 2000.
- [24] MARTIN, A. D. et al. MRST2001: partons and  $\alpha_S$  from precise deep inelastic scattering and Tevatron jet data. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 23, n. 1, p. 73-87, Feb. 2002.

- [25] ADLOFF, C. et al. Measurement of neutral and charged current cross sections electron-proton collisions at high  $Q^2$ . *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 19, n. 2, p. 269-288, Feb. 2001.
- [26] ADLOFF, C. et al. A measurement of the proton structure function  $F_2(x, Q^2)$  at low  $x$  and low  $Q^2$  at HERA. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 497, n. 1/2, p. 3-28, July 1997.
- [27] ADLOFF, C. et al. Measurement of neutral and charged current cross-sections in positron-proton collisions at large momentum transfer. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 13, n. 4, p. 609-639, Apr. 2000.
- [28] GLÜCK, M.; REYA, E. Dynamical determination of parton and gluon distributions for high energy collisions. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 130, n. 1, p. 76-92, Nov. 1977.
- [29] MANGANO, M. L. Phenomenology of quarkonium production in hadronic collisions. Disponível em: <<http://arXiv.org/abs/hep-ph/9507353>>. Acesso em: 20 jul. 2002.
- [30] QUIGG, C.; ROSNER, J. L. Quarkonium level spacings. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 71, n. 1, p. 153-157, Nov. 1977.
- [31] MARTIN, A. A fit of Upsilon and charmonium spectra. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 93, n. 3, p. 338-342, June 1980.
- [32] SETH, K. K. Precision spectroscopy of charmonium: latest results and future prospects. In: LAFEX - INTERNATIONAL SCHOOL ON HIGH ENERGY PHYSICS, 1995, Rio de Janeiro. *cbt workshop*. Gif-sur-Yvette Cedex: Editions Frontières, 1995. p. 75-102.
- [33] COMBRIDGE, B. L. Associated production of heavy flavour states in  $pp$  and  $p\bar{p}$  interactions: some QCD estimates. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 151, n. 3, p. 429-456, Apr. 1979.
- [34] MARIOTTO, C. B. *Efeitos de massa e de cor na produção de quarks pesados*. 1999. 86f. Dissertação (Mestrado em Física) - Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 1999.
- [35] GLÜCK, M.; OWENS, J. F.; REYA, E. Gluon contribution to hadronic  $J/\Psi$  production. *Phys. Rev. D*, New York, v. 17, n. 9, p. 2324-2331, May 1978.
- [36] NASON, P.; DAWSON, S.; ELLIS, R. K. The total cross section for the production of heavy quarks in hadronic collisions. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 303, n. 4, p. 607-633, July 1998.

- [37] MANGANO, M. L.; NASON, P.; RIDOLFI, G. Heavy-quark correlations in hadron-collisions at next-to-leading order. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 373, n. 2, p. 295-345, Apr. 1992.
- [38] BAIER, R.; RÜCKL, R. Hadronic collision: a quarkonium factory. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 19, n. 3, p. 251-266, Aug. 1983.
- [39] KÖRNER, J. G. et al. Production of heavy resonances with electron and muon beams. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 204, n. 1, p. 6-34, Sept. 1982.
- [40] BRAATEN, E.; FLEMING, S.; YUAN, T. C. Production of heavy quarkonium in high-energy colliders. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, Palo Alto. v. 46, p. 197-235, 1996.
- [41] ABE, F. et al.  $J/\Psi$  and  $\Psi(2S)$  production in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$ . *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 79, n. 4, p. 572-577, July 1997.
- [42] KRÄMER, M. Quarkonium production at high-energy colliders. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, Amsterdam, v. 47, p. 141-201, 2001.
- [43] BODWIN, G. T.; BRAATEN, E.; LEPAGE, G. P. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 51, n. 3, p. 1125-1171, Feb. 1995.
- [44] GAVAI, R. et al. Quarkonium production in hadronic collisions. *Int. J. Mod. Phys. A*, Singapore, v. 10, n. 20/21, p. 3043-3070, Aug. 1995.
- [45] AMUNDSON, J. F. et al. Colorless states in perturbative QCD: charmonium and rapidity gaps. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 372, n. 1/2, p. 127-132, Apr. 1996.
- [46] AMUNDSON, J. F. et al. Quantitative tests of color evaporation: charmonium production. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 390, n. 1/4, p. 323-328, Jan. 1997.
- [47] MARIOTTO, C. B.; GAY DUCATI, M. B.; INGELMAN, G. Soft and hard QCD dynamics in hadro production of charmonium. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 23, n. 3, p. 527-538, Apr. 2002.
- [48] GAY DUCATI, M. B.; MARIOTTO, C. B. The color evaporation model in diffractive  $J/\Psi$  photoproduction. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 464, n. 3/4, p. 286-292, Oct. 1999.
- [49] GAY DUCATI, M. B.; GONÇALVES, V. P.; MARIOTTO, C. B. Color evaporation and elastic  $\Upsilon$  photoproduction at DESY HERA. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 65, n. 3, 037503 4 p. Feb. 2002.

- [50] SCHULER, G. A.; VOGT, R. Systematics of quarkonium production. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 387, n. 1, p. 181-186, Oct. 1996.
- [51] CHEKANOV, S. et al. Study of the azimuthal asymmetry of jets in neutral current deep inelastic scattering at HERA. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 551, n. 3/4, p. 226-240, Jan. 2003.
- [52] ÉBOLI, O. J. P.; GREGORES, E. M.; HALZEN, F. Color eveporation description of inelastic photoproduction of  $J/\Psi$  at DESY HERA. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 67, n. 5, 054002 5p., Mar. 2003.
- [53] DURHAM DATABASE GROUP, Durham University. Disponível em: <<http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata>>. Acesso em: 12 mar. 2002.
- [54] DAMET, J.; INGELMAN, G.; MARIOTTO, C. B. Prompt  $J/\Psi$  production at the LHC. *J. High Energy Phys.*, Trieste, v. 9, 014 9p. Sept. 2002.
- [55] AYALA FILHO, A. L. *Análise dos efeitos nucleares em processos lépton-núcleo e hádron-núcleo de alta energia a x pequeno*. 1991. 159f. Dissertação (Mestrado em Física) - Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 1991.
- [56] ARNEODO, M. Nuclear effects in structure functions. *Phys. Rep.*, Amsterdam, v. 240, n. 5/6, p. 301-393, May 1994.
- [57] PILER, G.; WEISE, W. Nuclear deep-inelastic lepton scattering and coherence phenomena. *Phys. Rep.*, Amsterdam, v. 330, n. 1, p. 2-94, June 2000.
- [58] AUBERT, J. J. et al. The ratio of the nucleon structure functions  $F_2(N)$  for iron. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 123, n. 3/4, p. 275-278, Jan. 1983.
- [59] AMAUDRUZ, P. et al. A re-evaluation of the nuclear structure function ratios for  $D$ ,  $He$ ,  $Li$ ,  $C$  and  $Ca$ . *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 441, n. 1, p. 3-11, May 1995.
- [60] GOMEZ, J. et al. Measurement of the  $A$ -dependence of deep inelastic electron scattering. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 49, n. 9, p. 4348-4372, May 1994.
- [61] BENVENUTI, A. C. et al. A high statistics measurement of the proton structure function  $F_2(x, Q^2)$  and  $R$  from deep inelastic muon scattering at high  $Q^2$ . *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 223, n. 4, p. 485-480, Jan. 1989.
- [62] ADAMS, M. R. et al. Saturation of shadowing at very low Bjorken  $x$ . *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 68, n. 22, p. 3266-3269, June 1992.

- [63] ADAMS, M. R. et al. Shadowing in inelastic scattering of muons on carbon, calcium and lead at low  $x(Bj)$ . *Z. Phys. C*, Berlin, v. 67, n. 3, p. 403-410, May 1995.
- [64] ADAMS, M. R. et al. Shadowing in the muon xenon inelastic scattering cross section at 490 GeV. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 287, n. 4, p. 375-380, Aug. 1992.
- [65] ARNEODO, M. et al. The structure function ratios  $F_2^{Li}/F_2^d$  and  $F_2^C/F_2^D$  at small- $x$ . *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 441, n. 1/2, p. 12-30, May 1995.
- [66] ARNEODO, M. et al. The  $A$  dependence of the nuclear structure function ratios. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 481, n. 1/2, p. 3-22, Dec. 1996.
- [67] ARNEODO, M. et al. The  $Q(2)$  dependence of the structure function ratio  $F_2^{Sn}/F_2^C$  and the difference  $R(Sn)-R(C)$  in deep inelastic muon scattering. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 481, n. 1/2, p. 23-39, Dec. 1996.
- [68] AYALA, A. L. et al.  $A$  dependence of hadron-nucleus massive lepton pair production. *Phys. Rev. C*, Woodbury, v. 49, n. 1, p. 489-493, Jan. 1994.
- [69] EPELE, L. N.; CANAL, C. A. G.; GAY DUCATI, M. B. Nuclear effects in  $J/\psi$  hadroproduction. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 226, n. 1/2, p. 167-170, Aug. 1989.
- [70] BROOKES, G. R. et al. Total hadronic photoabsorption cross sections of nuclei for photons in GeV energy range. *Phys. Rev. D*, New York, v. 8, n. 9, p. 2826-2836, Nov. 1973.
- [71] ADAMS, M. R. et al. Extraction of the ratio  $F_2^N/F_2^p$  from muon-deuteron and muon-proton scattering at small- $x$  and  $Q^2$ . *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 75, n. 8, p. 1466-1470, Aug. 1995.
- [72] ARNEODO, M. et al. Accurate measurement of  $F_2^D/F_2^p$  and  $R(D)-R(p)$ . *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 487, n. 1/2, p. 3-26, Mar. 1997.
- [73] CANAL, C. A. G.; SANTANGELO, E. M.; VUCETICH, H. Connection among different approaches to the European Muon Collaboration effect. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 35, n. 1, p. 382-384, Jan. 1987.
- [74] GAY DUCATI, M. B.; GONÇALVES, V. P. Small  $x$  nuclear shadowing in deep inelastic scattering. *Phys. Rev. C*, Melville, v. 60, n. 5, 058201 4p. Nov. 1999.
- [75] HIRAI, M.; KUMANO, S.; MIYAMA, M. Determination of nuclear parton distributions *Phys. Rev. D*, Melville, v. 64, n. 3, 034003 15 p. Aug. 2001.

- [76] ESKOLA, K. J.; KOLHINEN, V. J.; SALGADO, C. A. The scale dependent nuclear effects in parton distributions for practical applications. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 9, n. 1, p. 61-68, June 1999.
- [77] ESKOLA, K. J.; KOLHINEN, V. J.; RUUSKANEN, P. V. Scale evolution of nuclear parton distributions. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 535, n. 1/2, p. 351-371, Dec. 1998.
- [78] LI, S.-Y.; WANG, X.-N. Gluon shadowing and hadron production at RHIC. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 527, n. 1/2, p. 85-91, Feb. 2002.
- [79] WANG, X.-N.; GYULASSY, M. HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in  $pp$ ,  $pA$  e  $AA$  collisions. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 44, n. 11, p. 3501-3516, Dec. 1991.
- [80] GONÇALVES, V. P. B. *A cromodinâmica quântica para sistemas densos*. 2000. 145f. Tese (Doutorado em Ciências) - Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2000.
- [81] FRANKFURT, L.; STRIKMAN, M. Hard nuclear processes and microscopic nuclear structure. *Phys. Rep.*, Amsterdam, v. 160, n. 5/6, p. 235-427, Apr. 1988.
- [82] ESKOLA, K. J. et al. Constraints for nuclear gluon shadowing from DIS data. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 532, n. 3/4, p. 222-230, Apr. 2002.
- [83] FROISSART, M. Asymptotic behaviour and subtractions in the Mandelstam representation. *Phys. Rev.* New York, v. 123, n. 3, p. 1053-1057, Aug. 1961.
- [84] GAY DUCATI, M. B. High density QCD. *Braz. J. Phys.*, São Paulo, v. 31, n. 2, p. 115-130, June 2001.
- [85] GAY DUCATI, M. B. The challenge of high density QCD: the onset of nonlinear aspects. *Rev. Mex. Fis.*, México, v. 48, n. 2, p. 26-36, nov. 2002. Supl. 2.
- [86] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S. Pomeron singularity in asymptotically free theories. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 60, n. 1, p. 50-52, Dec. 1975.
- [87] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S. Multi reggeon processes in the Yang-Mills theory. *Sov. Phys. JETP*, New York, v. 44, n. 3, p. 443-451, Sept. 1976.
- [88] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S. The Pomeron singularity in nonAbelian gauge theories. *Sov. Phys. JETP*, New York, v. 45, n. 2, p. 199-204, Feb. 1977.

- [89] BALITSKY, Y.; LIPATOV, L. N. Pomeron singularity in quantum chromodynamics. *Sov. J. Nucl. Phys.*, New York, v. 28, n. 6, p. 822-829, Dec. 1978.
- [90] MUELLER, A. H.; QIU, J. Gluon recombination and shadowing at small values of  $x$ . *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 268, n. 2, p. 427-452, May 1986.
- [91] AYALA, A. L.; GAY DUCATI, M. B.; LEVIN, E. M. QCD evolution of the gluon density in a nucleus. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 493, n. 1/2, p. 305-353, May 1997.
- [92] AYALA FILHO, A. L. *Formalismo de Glauber para interações partônicas*. 1998. 106f. Tese (Doutorado em Ciências) - Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 1998.
- [93] BALITSKY, I. Operator expansion for high-energy scattering. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 463, n. 1, p. 99-157, Mar. 1996.
- [94] BALITSKY, I. Factorization for high-energy scattering. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 81, n. 10, p. 2024-2027, Sept. 1998.
- [95] BALITSKY, I. Factorization and high-energy effective action. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 60, n. 1, 014020 17p. July 1999.
- [96] BALITSKY, I. Effective field theory for the small- $x$  evolution. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 518, n. 3/4, p. 235-242, Oct 2001.
- [97] BALITSKY, I. I.; BELITSKY, A. V. Nonlinear evolution in high-density QCD. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 629, n. 1/3, p. 290-322, May 2002.
- [98] KOVCHEGOV, Y. U. Small- $x$   $F_2$  structure function of a nucleus including multiple Pomeron exchanges. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 60, n. 3, 034008 8p. Aug. 1999.
- [99] McLERRAN, L.; VENUGOPALAN, R. Computing quark and gluon distribution functions for very large nuclei. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 49, n. 5, p. 2233-2241, Mar. 1994.
- [100] JALILIAN-MARIAN, J. et al. Wilson renormalization group for low  $x$  physics: towards the high density regime. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 59, n. 1, 014014 6p. Jan. 1999.
- [101] JALILIAN-MARIAN, J.; KOVNER, A.; WEIGERT, H. Wilson renormalization group for low  $x$  physics: gluon evolution at finite parton density. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 59, n. 1, 014015 24p. Jan. 1999.

- [102] JALILIAN-MARIAN, J. et al. Unitarization of gluon distribution in the doubly logarithmic regime at high density. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 59, n. 3, 034007 9p. Feb. 1999.
- [103] LEVIN, E.; RYSKIN, M. G. Diffractive dissociation on nuclei in the leading log approximation to QCD. *Sov. J. Nucl. Phys.*, Woodbury, v. 45, n. 1, p. 150-156, Jan. 1987.
- [104] MUELLER, A. H. Small- $x$  behavior and parton saturation - a QCD model. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 335, n. 1, p. 115-137, Apr. 1990.
- [105] GLAUBER, R. J. *High energy and nuclear structure*. Amsterdam: North-Holland, 1967.
- [106] AYALA, A. L.; GONÇALVES, V. P. The improved nuclear parton distributions. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 20, n. 2, p. 343-348, Apr. 2001.
- [107] AYALA, A. L.; GONÇALVES, V. P. The high density effects in heavy quark production at  $pA$  colliders. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 534, n. 1/4, p. 76-82, May 2002.
- [108] SILVA, M. A. B. V. da *Efeitos de alta densidade em processos Drell-Yan de altas energias*. 2002. 110f. Dissertação (Mestrado em Física) - Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2002.
- [109] ABREU, M. C. 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. B*, Amsterdam, v. 477, n. 1/3, p. 28-36, Mar. 2000.
- [110] SATZ, H.; SRIDHAR, K. Charmonium production versus open charm in nuclear collisions. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 50, n. 5, p. 3557-3559, Sept. 1994.
- [111] MATSUI, T.; SATZ, H.  $J/\Psi$  suppression by quark-gluon plasma formation. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 178, n. 4, p. 416-422, Oct. 1986.
- [112] PAJARES, C. RHIC physics. *Acta Phys. Pol. B*, Cracow, v. 30, n. 7, p. 2263-2281, July 1999.
- [113] GUNION, J. F.; VOGT, R. Determining the existence and nature of the quark-gluon plasma by Upsilon suppression at the LHC. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 492, n. 1/2, p. 301-337, May 1997.



- [114] KARSCH, F.; MEHR, M. T.; SATZ, H. Color screening and deconfinement for bound states of heavy quarks. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 37, n. 4, p. 617-622, Mar. 1988.
- [115] GLAUBER, R. J. Cross sections in deuterium at high energies. *Phys. Rev.*, New York, v. 100, n. 1, p. 242-248, Oct. 1955.
- [116] KHARZEEV, D.; LOURENÇO, C.; NARDI, M.; SATZ, H. A quantitative analysis of charmonium suppression in nuclear collisions. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 74, n. 2, p. 307-318, Apr. 1997.
- [117] GROOM, D. E. et al. Review of particle physics. *Eur. J. Phys. C*, Berlin, v. 15, n. 1/4, p. 1-878, July 2000.
- [118] BIALAS, A.; BLEZYŃSKI, M.; CZYŻ, W. Multiplicity distributions in nucleus-nucleus collisions at high energies. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 111, n. 3, p. 461-476, Apr. 1976.
- [119] ABREU, M. C. et al.  $J/\Psi$  and  $\Psi'$  production in  $P$ ,  $O$  and  $S$  induced reaction in SPS energies. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 466, n. 2/4, p. 408-414, Nov. 1999.
- [120] ALESSANDRO, B. et al. Charmonia and Drell-Yan production in proton-nucleus collisions at the CERN SPS. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 553, n. 3/4, p. 167-178, Feb. 2003.
- [121] ARMESTO, N.; CAPELLA, A.; FERREIRO, E. G. Charmonium suppression in lead-lead collisions: Is there a break in the  $J/\Psi$  cross section? *Phys. Rev. C*, Melville, v. 59, n. 1, p. 395-404, Jan. 1999.
- [122] GAVIN, S.; VOGT, R.  $J/\Psi$  and  $\Psi'$  suppression by comovers in  $Pb + Pb$  collisions. *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 610, p. 442c-451c, Dec. 1996.
- [123] GUPTA, S.; SATZ, H. Final state  $J/\Psi$  suppression in nuclear collisions. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 283, n. 3/4, p. 439-445, June 1992.
- [124] BLAIZOT, J.-P.; OLLITRAULT, J.-Y.  $J/\Psi$  suppression in  $Pb - Pb$  collisions: a hint of quark-gluon plasma production? *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 77, n. 9, p. 1703-1706, Aug. 1996.
- [125] BLAIZOT, J.-P.; DINH, P. M.; OLLITRAULT, J.-Y. Transverse energy fluctuations and the pattern of  $J/\Psi$  suppression in  $Pb - Pb$  collisions. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 85, n. 19, p. 4012-4015, Nov. 2000.

- [126] SATZ, H. Colour deconfinement in nuclear collisions. *Rep. Prog. Phys.*, Bristol, v. 63, p. 1511-1574, Sept. 2000.
- [127] VOGT, R.  $J/\Psi$  production and suppression. *Phys. Rep.*, Amsterdam, v. 310, n. 4, p. 197-260, Mar. 1999.
- [128] DINH, P. M.; BLAIZOT, J.-P.; OLLITRAULT, J.-Y.  $J/\Psi$  suppression in central  $Pb - Pb$  collisions. *Nucl. Phys. A*, Amsterdam, v. 698, p. 579c-582c, Feb. 2002.
- [129] QIU, J.; VARY, J. P.; ZHANG, X.  $J/\Psi$  suppression in nucleus-nucleus collisions. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 88, n. 23, 232301 4p. June 2002.
- [130] CHAUDHURI, A. K.  $J/\Psi$  suppression in  $Pb+Pb$  collisions: a conventional approach. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 88, n. 23, 232302 4p. June 2002.
- [131] CAPELLA, A.; FERREIRO, E. G.; KAIDALOV, A. B. Nonsaturation of the  $J/\Psi$  suppression at large transverse energy in the comovers approach. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 85, n. 10, p. 2080-2083, Sept. 2000.
- [132] CHAUDHURI, A. K.  $p_T$  broadening of  $J/\Psi$ 's can signal the deconfinement transition at RHIC. Disponível em: <<http://arXiv.org/abs/nucl-th/0212046>>. Acesso em: 11 dez. 2002.
- [133] FUJII, H.  $J/\Psi$  suppression in heavy ion collisions by quark momentum diffusion. *Phys. Rev. C*, Melville, v. 67, n. 3, 031901 3 p. Mar. 2003.
- [134] GAY DUCATI, M. B.; GONÇALVES, V. P. B.; MACKEDANZ, L. F. Additional  $J/\Psi$  suppression from High Density Effects. Disponível em: <<http://arXiv.org/abs/hep-ph/0306129>>. Acesso em 13. jun. 2003. *Aceito para publicação em Eur. Phys. J. C*