



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE
INSTITUTO DE MATEMÁTICA, ESTATÍSTICA E FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Dissertação de Mestrado

Produção de Quarkonium em colisões nucleares

Glauber Sampaio dos Santos

Rio Grande
2012

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE
INSTITUTO DE MATEMÁTICA, ESTATÍSTICA E FÍSICA

Produção de Quarkonium em colisões nucleares *

Glauber Sampaio dos Santos

Dissertação realizada sob orientação do Prof. Dr. Cristiano Brenner Mariotto (IMEF-FURG) e coorientação do Prof. Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves (IFM-UFPEL) e apresentada ao Instituto de Matemática, Estatística e Física da FURG em preenchimento de requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Rio Grande
2012

* Trabalho financiado pela Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES).

Aos meus pais: José Wolny e Carmem Lúcia.

Agradecimentos

- Aos professores Dr. Cristiano Brenner Mariotto e Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves pela dedicação, suporte, amizade e estímulo na elaboração desta dissertação.
- Aos professores Dr. Luiz Fernando Mackedanz, Dr. Marcos Cardoso Rodriguez e Dr. Fernando Silveira Navarra pela discussão enriquecedora, que tornou o trabalho melhor em sua forma final.
- Aos colegas da sala 2110 e demais professores que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho.
- Aos colegas do grupo de Física de Partículas e Hádrons da UFPel, pela receptividade durante o curso de Tópicos em Física de Partículas e Hádrons.
- A minha família, em especial aos meus avós maternos, Francelino e Maria Angelita, pelo amor, incentivo e apoio incondicional dedicados ao longo destes anos na minha jornada acadêmica.
- A Larissa, pelo companheirismo, compreensão, apoio, por fazer parte desta empreitada e tornar os dias mais agradáveis.
- E a Deus: *O senhor é o meu pastor e nada me faltará.*

Resumo

Neste trabalho de dissertação, investigamos os efeitos nucleares em processos de produção de quarkonium no *Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)* e no *Large Hadron Collider (LHC)*. Para tanto, consideramos o Modelo de Evaporação de Cor (CEM), baseado em processos partônicos calculados mediante a QCD perturbativa e em interações não perturbativas via troca de glúons suaves para a formação do quarkonium.

Supressão de quarkonium é um dos sinais de formação do assim chamado Plasma de Quarks e Glúons (QGP) em colisões ultrarelativísticas de íons pesados. No entanto, a supressão não é somente causada em colisões núcleo-núcleo (AA) devido à formação do QGP. De fato, a supressão de quarkonium também foi observada em colisões próton-núcleo (pA). A fim de separar os efeitos da matéria quente (devidos ao QGP) e fria (efeitos não devidos ao QGP), pode-se olhar primeiro para colisões pA , onde somente efeitos de matéria fria desempenham um papel fundamental, e depois aplicar esses efeitos em colisões AA , uma vez que parte da supressão é devido a efeitos de matéria fria. No regime de altas energias, a produção do quarkonium é fortemente dependente da distribuição de glúons nuclear, o que viabiliza uma oportunidade única de estudar o comportamento de pequeno x dos glúons dentro do núcleo e, conseqüentemente, restringir os efeitos nucleares. Estudamos os processos nucleares utilizando distintas parametrizações para as distribuições partônicas nucleares. Calculamos a razão nuclear para processos pA e AA em função da variável rapidez para a produção de quarkonium, o que permite estimar os efeitos nucleares. Além disso, apresentamos uma comparação com os dados do RHIC para a produção do méson J/Ψ em colisões pA , demonstrando que a análise deste observável é uma questão em aberto na literatura. Adicionalmente, estimamos a produção de quarks pesados e quarkonium na etapa inicial e durante a fase termal de uma colisão ultrarelativística de íons pesados. O objetivo deste estudo é estimar as distintas contribuições para a produção e de alguns efeitos do meio nuclear.

Abstract

In this dissertation work we investigate the nuclear effects in quarkonium production processes at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) and Large Hadron Collider (LHC). To do this, we consider the Color Evaporation Model (CEM), based on partonic processes calculated in perturbative QCD, and in non-perturbative interactions via soft gluon exchanges for the quarkonium formation.

Quarkonium suppression is one of the signals of formation of the so called quark gluon plasma (QGP) in ultrarelativistic heavy ion collisions. However, the suppression in nucleus-nucleus (AA) collisions is not only due the formation of QGP. In fact, quarkonium suppression was also observed in proton-nucleus (pA) collisions. In order to disentangle the hot and cold matter effects, one may look first into pA collisions, where only cold matter effects play a role, and then apply these effects into AA collisions, once part of the suppression is due to cold matter effects. These arise in the nuclear medium where the formation of the plasma is not expected, while the hot matter effects has its origin in the QGP. In the high energy regime, the quarkonium hadroproduction is strongly dependent on the nuclear gluon distribution, which gives a unique opportunity to study the low- x behavior of the gluons inside the nucleus and, consequently, constrain the nuclear effects. We study the nuclear processes using distinct parameterizations for the nuclear parton distributions. We calculated the nuclear ratio for quarkonium production in pA and AA processes as a function of the rapidity variable which allows to estimate the nuclear effects. Furthermore, we show a comparison with RHIC data for the J/Ψ production in pA collisions, demonstrating that the analysis of this observable is an open question in the literature. Additionally, we estimate the production of heavy quarks and quarkonium in the initial stage and during the thermal phase in ultrarelativistic heavy ion collisions. The aim of this study is to estimate the different contributions to quarkonium production and some effects of the nuclear medium.

Índice

Introdução	1
1. Cromodinâmica Quântica e colisões hadrônicas	3
1.1 A Cromodinâmica Quântica	4
1.1.1 Liberdade Assintótica e Confinamento	7
1.2 Espalhamento Profundamente Inelástico	9
1.2.1 Modelo de pártons	13
1.2.2 As equações de evolução partônicas: DGLAP	16
1.3 Fatorização colinear e colisões hadrônicas	18
1.4 Parametrizações nucleônicas	20
1.4.1 Análise Global	20
1.5 Plasma de Quarks e Glúons	21
1.6 Conclusão	24
2. Quarkonium	26
2.1 Espectroscopia do quarkonium	26
2.2 Produção de quarkonium	26
2.2.1 Modelo Singleto de Cor	27
2.2.2 Modelo Octeto de Cor	30
2.2.3 Modelo de Evaporação de Cor	32
2.3 Conclusão	36
3. Produção de quarkonium em colisões próton-núcleo	38
3.1 Efeitos nucleares	38
3.2 Parametrizações nucleares	41
3.3 Produção de quarkonium em colisões pA	42
3.4 Sombreamento	44
3.5 Absorção nuclear	45
3.6 Efeitos de sombreamento e absorção nuclear combinados	52
3.7 Conclusão	53
4. Produção de quarks pesados e quarkonium em colisões núcleo-núcleo	55
4.1 Produção de quarks pesados no estágio inicial em colisões AA	56
4.2 Produção de quarkonium no estágio inicial em colisões AA	58

4.3	Produção termal de quarks pesados no Plasma de Quarks e Glúons	60
4.4	Produção termal de quarkonium no Plasma de Quarks e Glúons	63
4.5	Conclusão	65
Conclusões e Perspectivas		66
Referências		68

Introdução

A composição hadrônica, em sua forma elementar, é constituída de quarks e glúons, que formam os bárions e mésons. Os quarks e glúons, denominados coletivamente de pártons, portam uma carga adicional, a cor, que foi proposta para explicar a estrutura espectroscópica dos hádrons.

Somente observamos na natureza hádrons desprovidos de cor, ou seja, cor branca, formando o estado singleto de cor. A teoria que trata das interações entre quarks e glúons é a Cromodinâmica Quântica (QCD), que possui duas características marcantes - a liberdade assintótica e o confinamento, cujo o comportamento está sujeito a magnitude da constante de acoplamento forte.

A produção de quarkonium testa a interface entre estas duas características da QCD. A produção dos quarks pesados está vinculada a dinâmica da liberdade assintótica, que considera os pártons como livres em um determinado intervalo de tempo. Neste regime de pequenas distâncias, a massa do quark pesado fornece uma escala onde a QCD perturbativa é aplicável. A formação do quarkonium está associada ao regime de grandes distâncias, onde os pártons são encontrados somente nos hádrons sem cor efetiva como requer o confinamento. A cor desempenha um papel fundamental no regime não perturbativo da QCD, pois para a hadronização do quarkonium a informação de como a cor é neutralizada deve ser levada em conta.

No regime de altas energias, em colisões hadrônicas que envolvem núcleos, devemos considerar os efeitos nucleares na produção de quarkonium. Em colisões próton-núcleo há somente efeitos de matéria fria, já colisões núcleo-núcleo apresentam efeitos de matéria quente que surgem devido ao Plasma de Quarks e Glúons (QGP). Um dos sinais deste estado da matéria nuclear desconfina é a supressão de quarkonium.

Neste trabalho, estudamos a produção dos estados de quarkonium J/Ψ e Υ em processos nucleares nos colisores RHIC e LHC, a fim de avaliarmos os efeitos nucleares. De acordo com sua efetividade na descrição de produção de quarkonium, optamos pelo Modelo de Evaporação de Cor (CEM) para nossas estimativas. Através do cálculo da razão nuclear, inferida mediante o quociente entre a seção de choque próton-núcleo(núcleo-núcleo) e a seção de choque próton-próton, escalonada pelo número de massa A do núcleo colisor, estimaremos os efeitos nucleares. Além disso, considerando a formação do plasma, estudaremos a produção de quarks pesados e quarkonium neste meio, o que caracteriza a produção termal. Para este cenário, faremos uso de um modelo fenomenológico, onde assumiremos o CEM para o cálculo das seções de choque elementares que compõem este modelo.

Esta dissertação está estruturada da seguinte forma: no capítulo 1, apresentamos as propriedades básicas da QCD, bem como a interpretação do Espalhamento Profundamente Inelástico - DIS, segundo o modelo de pártons. Além disso, apresentamos as equações

de evolução partônicas DGLAP, que dão origem à violação do escalamento de Bjorken das funções de estrutura. Também abordamos a fatorização colinear, que pode ser empregada na descrição das colisões hadrônicas. Sendo um dos seus ingredientes as distribuições partônicas do nucleon, abordamos algumas das parametrizações existentes na literatura. Também discutimos algumas características do plasma de quarks e glúons.

No capítulo 2, estudamos os mecanismos de produção de quarkonium, descrevendo alguns modelos existentes na literatura. Apresentamos a fatorização da seção de choque para a produção de quarkonium. Esta envolve aspectos perturbativos, como o cálculo dos processos partônicos em ordem dominante, e aspectos não perturbativos, na hadronização do quarkonium. Via o modelo de evaporação de cor, apresentamos nossos resultados para a produção dos mésons J/Ψ e Υ em processos próton-próton, que são a base para as nossas estimativas em colisões nucleares.

No capítulo 3, descrevemos os efeitos nucleares associados à presença do meio nuclear das distribuições partônicas do núcleo. Abordamos as parametrizações nucleares presentes na literatura, que consideram as modificações originadas nas funções de estrutura. Apresentamos nossos resultados para os efeitos nucleares na produção de quarkonium em colisões próton-núcleo no RHIC e LHC. Para os efeitos nucleares de estado inicial consideramos o *sombreamento/antisombreamento* que dominam a região de pequeno x . Também, consideramos a *absorção nuclear* caracterizada como um efeito de estado final, que descreve o comportamento de um dipolo de quarks pesados se propagando através do meio nuclear. Com a finalidade de estimar a supressão de quarkonium combinamos estes dois efeitos nucleares.

No capítulo 4, apresentamos nossos resultados para produção de quarks pesados e quarkonium em processos envolvendo núcleos idênticos em energias do RHIC e LHC. Inicialmente consideramos os efeitos nucleares para a produção no estágio inicial da colisão. Além disso, analisamos a produção no meio de matéria quente, ou seja, a produção termal.

Por fim, apresentamos as conclusões dos principais resultados obtidos deste trabalho e algumas perspectivas para a sua sequência. Os resultados apresentados nesta dissertação foram divulgados no Encontro de Física 2011, na Mostra de Produção Universitária da FURG (2011) e no XII Hadron Physics (2012), e fazem parte de um artigo em preparação.

Capítulo 1

Cromodinâmica Quântica e colisões hadrônicas

Partículas (C.B.M.)

Quebrar-se matéria
pra o seu interior entender:
quarks e glúons numa teia
movem-se rápidos, em cadeia.

Naquelas distâncias ínfimas,
muito se pode, entre glúons e quarks.
duras batidas, liberdade
limites suaves.

Lentos, os quarks
escravos se tornam, na rede
confinados sutilmente
presos por cordas
não aparecem diretamente.

De tudo fazem, então se vestem
num universo incolor
feito de cor e anticor.

Como fantasmas, nesta teoria
onde até estes existem,
constrói-se a matéria que aqui persiste.

Ah matéria bruta...
estes ínfimos tijolinhos
ora libertinos, ora reprimidos!

1.1 A Cromodinâmica Quântica

A matéria em sua constituição mais ínfima é composta de quarks e léptons (conjuntamente com as suas respectivas antipartículas), e as partículas mediadoras das interações entre estes constituintes básicos. A natureza das forças que fundamentam todas as interações são: eletromagnética, gravitacional, forte e fraca. Cada qual é caracterizada através dos entes físicos: campo, carga e bóson vetorial, conforme mostramos na Tab.1.1.

O conjunto de partículas elementares e forças fundamentais (exceto a gravitacional) formam o Modelo Padrão [1] da Física de Partículas, que descreve todas as partículas elementares atualmente conhecidas [2] e suas interações. Na Tab.1.2 citamos as partículas constituintes do Modelo Padrão, os mediadores das interações, bem como as distintas características que fornecem a identidade de tais partículas.

Um dos ingredientes do Modelo Padrão é a Eletrodinâmica Quântica (QED), teoria quântica de campos que descreve as interações eletromagnéticas entre férmions portadores de carga elétrica, sendo o fóton a partícula intermediária responsável pelas interações.

Também constitui o modelo, a Cromodinâmica Quântica (QCD), teoria quântica de campos que nos permite calcular a propagação e interação dos quarks e glúons, que portam carga de cor.

A QED e QCD possuem diferenças cruciais. A QED está embasada no grupo $U(1)$, há somente um tipo de carga e fótons não interagem entre si, pois são eletricamente neutros. Por outro lado, a QCD está fundamentada no grupo não Abelianiano $SU(3)$, no qual há um grau de liberdade denominado carga de cor. A carga dos quarks pode ser de três tipos: vermelho, verde e azul, conjuntamente com as anticolors para os antiquarks. Já as partículas mediadoras da interação forte, os glúons, são objetos bicolores, constando o número de oito e estes podem interagir entre si.

A carga da interação forte, a cor, surgiu de uma inconsistência entre teoria e análise experimental. Exemplificando, o hádron Δ^{++} , é formado por três quarks u , tem spin $3/2$, sendo todos alinhados paralelamente. Porém, quarks são férmions e, pelo Princípio da Exclusão de Pauli, não podem existir três férmions idênticos ocupando o mesmo estado quântico. Para solucionar o problema, foi proposto ao quark uma carga adicional, a cor, que deve assumir três valores. Experimentalmente, os quarks e glúons não podem ser detectados diretamente, somente detectam-se os hádrons sem cor [3], estabelecendo o estado singleto de cor do grupo $SU(3)$.

Interações Fundamentais		
Campos	Carga	Bósons mediadores
Eletromagnético	Elétrica	Fóton
Gravitacional	Massa	Gráviton
Cromodinâmico	Cor	Glúons
Fraco	Sabor	W^\pm e Z^0

Tab. 1.1: Interações fundamentais e suas partículas mediadoras.

Para uma análise perturbativa da QCD para qualquer processo se faz necessário o uso das regras de Feynman para descrever as interações entre quarks e glúons. As regras de Feynman podem ser derivadas da densidade Lagrangeana da QCD, escrita como [4, 5]:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{clássico} + \mathcal{L}_{gauge-fixa} + \mathcal{L}_{fantasma}, \quad (1.1)$$

em que a expressão para a densidade Lagrangeana clássica é dada por

$$\mathcal{L}_{clássico} = \mathcal{L}_{qqg} + \mathcal{L}_{gg}, \quad (1.2)$$

onde \mathcal{L}_{qqg} contém as interações quark-glúon e \mathcal{L}_{gg} contém as interações glúon-glúon.

O Lagrangeano que descreve as interações quark-glúon é

$$\mathcal{L}_{qqg} = \sum_{sabores} \bar{q}_a (i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ab} - g_s \gamma^\mu (t_{ab}^C \mathcal{A}_\mu^C) - m) q_b, \quad (1.3)$$

em que os espinores $\bar{q}_a(q_b)$ representam os quarks, sendo $a(b)$ o índice de cor (o índice espinorial foi suprimido), podendo ser representados como

$$q_a = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

	Partícula	Massa [GeV]	Cargas		
			elétrica	isospin	cor
Léptons	ν_e neutrino do elétron	$< 10^{-8}$	0	+1/2	0
	e elétron	0.000511	-1	-1/2	0
	ν_μ neutrino do múon	< 0.0002	0	+1/2	0
	μ múon	0.106	-1	-1/2	0
	ν_τ neutrino do tau	< 0.02	0	+1/2	0
	τ tau	1.777	-1	-1/2	0
Férmions Quarks	S u up	0.003	2/3	+1/2	3
	a d down	0.006	-1/3	-1/2	3
	b c charm	1.3	2/3	+1/2	3
	o s strange	0.1	-1/3	-1/2	3
	r t top	174.3	2/3	+1/2	3
	b bottom	4.3	-1/3	-1/2	3
Bósons	γ fóton	0	0	0	0
	Z^0 bóson Z	91.19	0	0	0
	W^\pm bóson W	80.42	± 1	± 1	0
	g glúon	0	0	0	8

Tab. 1.2: Constituintes do Modelo Padrão, mediadores das forças e suas propriedades. Valores segundo o Particle Data Group [2].

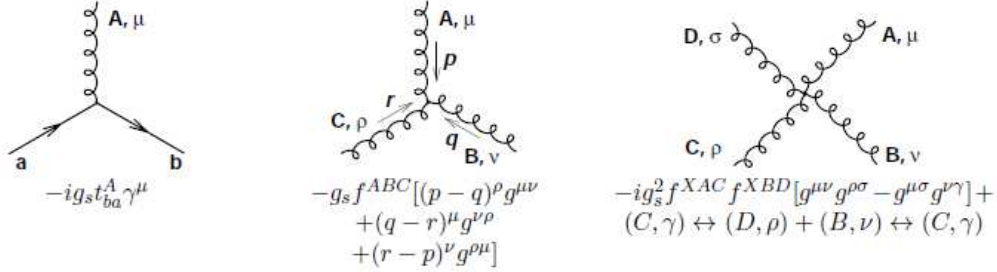


Fig. 1.1: Regras de Feynman para os vértices das interações da QCD. Figura extraída de [6].

Também temos que γ^μ são as matrizes de Dirac e \mathcal{A}_μ^C são os campos gluônicos indexados por um índice de cor C ($C = 1, \dots, 8$) e outro de Lorentz μ . Cada campo gluônico interage com os quarks, sendo a interação proporcional a uma das matrizes geradoras do grupo SU(3), t_{ab}^C . Uma representação para os geradores do grupo SU(3) envolve as oito matrizes de Gell-Mann λ^A , as quais são hermitianas e de traço nulo. Os quarks e os glúons pertencem às representações fundamental e adjunta do grupo de cor SU(3), respectivamente, cujas matrizes geradoras (t^A) e de cor (T^A) são definidas por

$$[t^A, t^B] = if^{ABC} t^C ; \quad [T^A, T^B] = if^{ABC} T^C ; \quad (T^A)_{BC} = -if^{ABC}. \quad (1.5)$$

A outra parte da densidade Lagrangeana clássica é puramente gluônica,

$$\mathcal{L}_{gg} = -\frac{1}{4} F_{\alpha\beta}^A F_A^{\alpha\beta}, \quad (1.6)$$

onde o tensor $F_{\alpha\beta}^A$ derivado do campo de glúons \mathcal{A}_α^A é

$$F_{\alpha\beta}^A = \partial_\alpha \mathcal{A}_\beta^A - \partial_\beta \mathcal{A}_\alpha^A - g_s f^{ABC} A_\alpha^B A_\beta^C, \quad (1.7)$$

em que os índices A, B e C somam sobre os oito campos gluônicos, f^{ABC} são as constantes de estrutura da QCD, antissimétricas sob a troca de índices, e g_s é a constante de acoplamento forte. O termo não Abelianiano $g_s f^{ABC} A_\alpha^B A_\beta^C$ é responsável por uma das diferenças significantes entre QCD e QED, este dá origem aos vértices de três e quatro glúons da QCD.

As regras de Feynman para os vértices de interação quark-glúon e glúon-glúon são mostradas na Fig.1.1. A interação quark-glúon se dá via o termo $\bar{q}_a g_s \gamma^\mu t_{ab}^C \mathcal{A}_\mu^C q_b$. As interações gluônicas são advindas do termo contido em $F_{\alpha\beta}^A F_A^{\alpha\beta}$, dando origem as interações de três e quatro campos gluônicos.

Na Fig.1.2, ilustramos o fluxo de cor nas interações. A interação qqg pode ser interpretada da seguinte maneira: ao interagir com o quark, o glúon absorve a sua cor, substituindo a cor do quark. Para as interações gluônicas gg , um glúon absorve a cor do outro, alterando-a mutuamente.

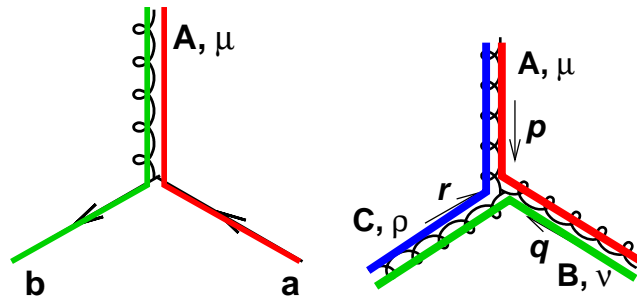


Fig. 1.2: Diagrama do fluxo de cor para as interações qqg (esquerda) e ggg (direita). Figura extraída de [6].

Os demais termos da densidade Lagrangeana da QCD, $\mathcal{L}_{gauge-fixa}$ e $\mathcal{L}_{fantasma}$, são introduzidos para fixar a arbitrariedade dos campos de glúons e eliminar problemas matemáticos resultantes da teoria não-abeliana, respectivamente. Por não serem essenciais nesta dissertação não serão aqui discutidos, para maiores detalhes veja em [4, 5].

1.1.1 Liberdade Assintótica e Confinamento

Uma das principais diferenças entre QED e QCD é a blindagem de cargas. Na QED, um elétron pode emitir um fóton que subsequentemente flutua em um par elétron-pósitron, o qual podem emitir um fóton e o processo se repete novamente. Logo, tal elétron é envolto por uma nuvem de pares e^-e^+ , que blindam a carga elétrica do elétron original. A Fig.1.3 mostra o comportamento da constante de acoplamento da QED com relação a energia. Conforme a energia do fóton é enaltecida, isto implica em um menor comprimento de onda e, conseqüentemente, num maior poder de resolução, e o fóton prova menor estrutura da nuvem que circunda o elétron. Portanto, a blindagem torna-se menos efetiva e a constante de acoplamento é intensificada. Já para um fóton pouco energético, com grande comprimento de onda, ou seja, pequena resolução espacial, a blindagem apresenta-se acentuada e a constante de acoplamento decresce.

Situação análoga ocorre na QCD, em que um quark é envolto por uma nuvem de pares quark-antiquark advinda da flutuação de glúons. Entretanto, há uma configuração adicional onde glúons flutuam em outros glúons, e afetam substancialmente o comportamento da constante de acoplamento α_s das interações fortes. A Fig.1.4 mostra o comportamento de α_s com a energia, e o resultado é oposto à QED. À medida que se aumenta a energia do glúon de prova, torna-se menos provável este encontrar a carga do quark, uma vez que a constante de acoplamento apresenta pequena magnitude. Por outro lado, para um glúon de baixa energia α_s é enaltecida. Isto caracteriza a antiblindagem presente na QCD. Neste cenário, ocorre outro efeito, onde o quark original pode emitir glúons e modificar a sua cor. Logo, a carga de cor não se encontra localizada em um lugar definido no espaço. Esta é difusamente espalhada devido à emissão e absorção de glúons.

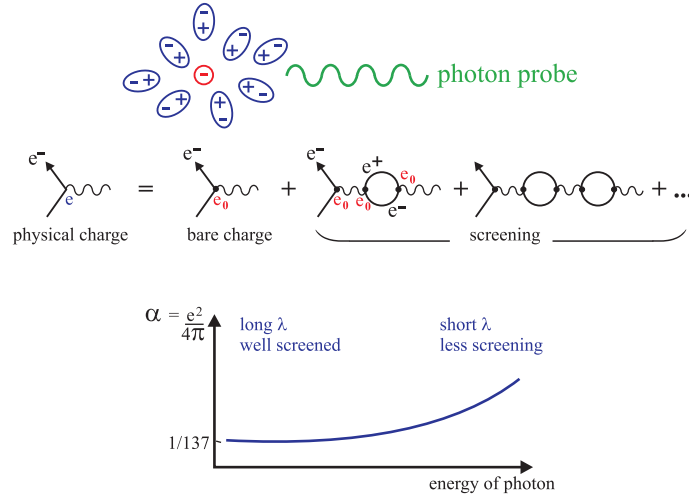


Fig. 1.3: Blindagem de carga elétrica na QED. Figura extraída de [7].

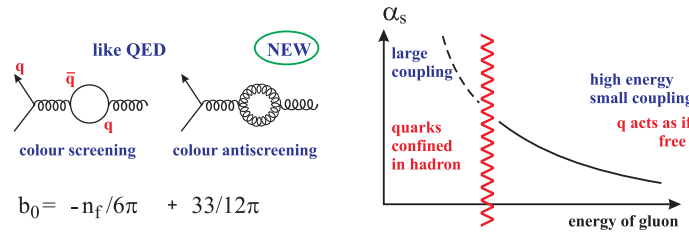


Fig. 1.4: Blindagem de carga de cor na QCD. Figura extraída de [7].

A constante de acoplamento da Cromodinâmica Quântica é dada, em ordem mais baixa, por

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}, \tag{1.8}$$

onde $b = \frac{(33-2n_f)}{12\pi}$ e n_f é o número de sabores dos quarks. A constante Λ_{QCD} é um parâmetro da QCD com valor em torno de 200 MeV . A constante de acoplamento é avaliada em Q^2 , que é um dado valor de escala de energia. A Fig.1.5 ilustra o comportamento de α_s , comparado com valores obtidos em vários experimentos. Com o aumento de energia a constante de acoplamento decresce com a potência inversa de $\log Q^2$, caracterizando a liberdade assintótica. Neste regime de pequenas distâncias os quarks e glúons são assintoticamente livres. Isto justifica o emprego de teoria de perturbação para o cômputo das amplitudes de espalhamento no regime de altas energias, em que $\alpha_s(Q^2)$ é suficientemente pequena.

Para baixas energias (longas distâncias), a constante de acoplamento cresce, sendo a interação enaltecida, e a QCD perturbativa não pode mais ser empregada. Desta forma, não podemos tratar os quarks como livres. Isto sugere o regime do confinamento, onde os

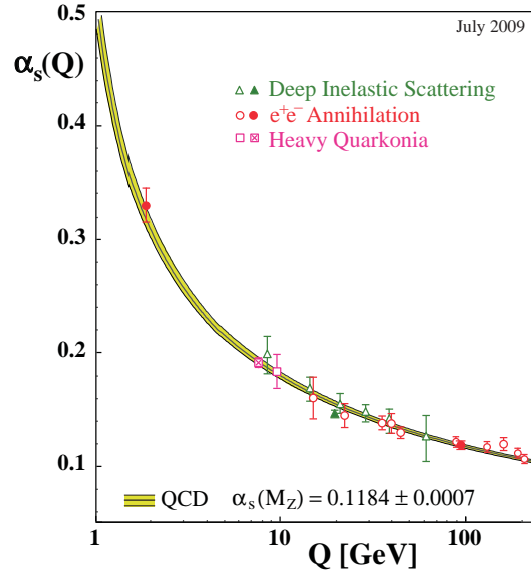


Fig. 1.5: Comparação entre dados para o acoplamento forte extraídos de vários processos (*DIS*, e^+e^- , colisões hadrônicas) e a evolução da constante de acoplamento $\alpha_s(\mu = Q)$. Figura extraída de [8].

quarks não podem ser detectados isoladamente, mas apenas confinados nos hádrons, que não apresentam cor efetiva (estados singleto de cor).

1.2 Espalhamento Profundamente Inelástico

No regime de altas energias, a estrutura hadrônica pode ser investigada através do processo de espalhamento profundamente inelástico (*DIS*) lépton-nucleon. Tal processo ocorre devido a interação eletromagnética e fraca do lépton com o nucleon, conforme a Fig.1.6. Estas interações ocorrem por meio da troca de bósons de calibre γ^* , Z^0 para corrente neutra e W^\pm para corrente carregada. O lépton no estado final é do mesmo tipo que o inicial no caso de corrente neutra, enquanto que estes são diferentes para o caso de corrente carregada. Logo, o *DIS* pode ser representado como

$$l(k)N(p) \rightarrow l'(k')X(p_X), \quad (1.9)$$

onde os quadrimomentos $k = (E, \vec{p})$ e $k' = (E', \vec{p}')$ representam, respectivamente, os léptons incidente e espalhado, p o quadrimomento do nucleon e X o estado hadrônico final, constituído de muitas partículas com quadrimomento p_X e massa invariante W . Quando somente o lépton no estado final é detectado, o processo é dito inclusivo, ao passo que, ao medir um estado final preferencial como os mésons J/ψ , Υ, \dots , o processo é dito semi-inclusivo.

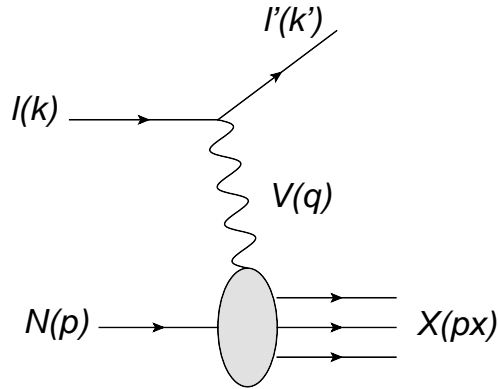


Fig. 1.6: *Processo profundamente inelástico lépton-núcleon intermediado por um bóson vetorial de calibre $V = \gamma^*, Z^0$ e W^\pm .*

As variáveis cinemáticas usuais do processo são:

- Virtualidade ou momento transferido:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2. \quad (1.10)$$

A variável q representa o momento portado pelo bóson vetorial, portanto, a troca de momento no processo. A grandeza, $Q^2 = -q^2$, está relacionada com a escala de energia no qual a constituição hadrônica está sendo testada.

- Quadrado da energia do centro de massa (CM) lépton-núcleon:

$$s = (k + p)^2, \quad (1.11)$$

que caracteriza a energia disponível para a colisão lépton-núcleon.

- Energia do CM bóson-núcleon:

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

Esta quantidade é igual ao quadrado da massa invariante do estado hadrônico final X .

- Energia do bóson mediador da interação:

$$\nu = \frac{p \cdot q}{m_N} = E - E', \quad (1.13)$$

que define o quão energético é o bóson trocado na interação no referencial de repouso do núcleon, em que m_N é a massa do hádron.

- Inelasticidade:

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}, \quad (1.14)$$

que representa a quantidade de energia transferida entre o lépton e o núcleon no referencial de repouso do núcleon.

O processo é dito profundo, pois $Q^2 \gg m_N^2$, assim, o bóson penetra no arranjo hadrônico, e é caracterizado inelástico devido a $W^2 \gg m_N^2$, fragmentando o núcleon.

Consideremos o DIS elétron-próton mediado pela troca de um fóton virtual. O quadrado da amplitude de espalhamento não polarizada mediada sobre os spins é dada por

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{e^4}{Q^4} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} 4\pi m_N, \quad (1.15)$$

em que $L_{\mu\nu}$ é o tensor leptônico, descrito completamente pela Eletrodinâmica Quântica (QED). Este é calculado pelas regras de Feynman da QED, e em ordem dominante assume a seguinte forma [9]:

$$L_{\mu\nu} = 2(k_\mu k'_\nu + k'_\nu k_\mu - k \cdot k' g_{\mu\nu}). \quad (1.16)$$

Por outro lado, $W^{\mu\nu}$ é o tensor hadrônico, que deve conter toda a informação sobre a interação bóson-nucleon, e sua forma é desconhecida. Contudo, podemos expressá-lo em termos de uma parametrização envolvendo os quadrivetores q e p pertencentes ao seu vértice. Este é invariante de Lorentz, e sua forma mais geral adquire a seguinte estrutura [9]:

$$W^{\mu\nu} = -W_1 g^{\mu\nu} + \frac{W_2}{m_N^2} p^\mu p^\nu + \frac{W_4}{m_N^2} q^\mu q^\nu + \frac{W_5}{m_N^2} (p^\mu q^\nu + q^\mu p^\nu). \quad (1.17)$$

onde não foi incluído um fator W_3 , destinado para as interações fracas. Da conservação de corrente no vértice hadrônico, temos que

$$q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0, \quad (1.18)$$

resultando em

$$W_5 = -W_2 \left(\frac{q \cdot p}{q^2} \right); \quad W_4 = W_2 \left(\frac{q \cdot p}{q^2} \right)^2 + W_1 \frac{m_N^2}{q^2}. \quad (1.19)$$

Então, o tensor hadrônico pode ser expresso em termos de duas das funções de estrutura

$$W^{\mu\nu} = W_1 \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) + \frac{W_2}{m_N^2} \left(p^\mu - \frac{q \cdot p}{q^2} q^\mu \right) \left(p^\nu - \frac{q \cdot p}{q^2} q^\nu \right). \quad (1.20)$$

Os W_i 's são funções escalares invariantes de Lorentz, e são medidas experimentalmente devido ao desconhecimento do vértice hadrônico, impossibilitando uma previsão teórica.

No sistema do laboratório, a seção de choque diferencial inclusiva para o espalhamento inelástico elétron-próton é dada por

$$d\sigma = \frac{\overline{|\mathcal{M}|^2}}{F} \frac{d^3 \vec{k}'}{2E'(2\pi)^3}, \quad (1.21)$$

em que F é o fluxo inicial de partículas, $F = 4Em_N$. Esta pode ser expressa em termos das funções de estrutura $W_1(\nu, Q^2)$ e $W_2(\nu, Q^2)$, resultando

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha_{EM}^2 E'^2}{Q^4} \left[2W_1(\nu, Q^2) \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) + W_2(\nu, Q^2) \cos^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right], \quad (1.22)$$

sendo α_{EM} a constante de acoplamento da QED e θ o ângulo de espalhamento do lépton.

O resultado anterior pode ser reescrito na forma

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha_{EM}^2 E'}{Q^4 E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}. \quad (1.23)$$

A seção de choque (1.22) pode ser expressa em função dos invariantes cinemáticos de Lorentz x e y , dados por

$$y = \frac{\nu}{E}; \quad (1.24)$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}, \quad (1.25)$$

no qual x é a variável adimensional de Bjorken. Consequentemente, temos que [10]:

$$\frac{d\sigma}{dxdy} = \frac{8\pi m_N E \alpha_{EM}^2}{Q^4} \left[xy^2 m_N W_1(\nu, Q^2) + \nu W_2(\nu, Q^2) \left(1 - y - \frac{xy m_N}{2E} \right) \right]. \quad (1.26)$$

Definindo as funções de estrutura adimensionais como

$$F_1(x, Q^2) = m_N W_1(\nu, Q^2); \quad (1.27)$$

$$F_2(x, Q^2) = \nu W_2(\nu, Q^2), \quad (1.28)$$

e desprezando a massa do nucleon, uma vez que estamos interessados no cenário de altas energias, $\sqrt{s} \gg m_N$, logo

$$\frac{xy m_N}{2E} \approx 0, \quad (1.29)$$

a expressão (1.26) fica

$$\frac{d\sigma}{dxdy} = \frac{8\pi m_N E \alpha_{EM}^2}{Q^4} \left[xy^2 F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2) \right]. \quad (1.30)$$

A equação (1.30) pode ser reescrita em termos da variável de Bjorken e da virtualidade Q^2 , no qual resulta

$$\frac{d\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi \alpha_{EM}^2}{xQ^4} \left[y^2 x F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2) \right]. \quad (1.31)$$

Para medir F_1 e F_2 simultaneamente como função de x e Q^2 necessitamos de experimentos em diferentes valores de \sqrt{s} . Entretanto, pode-se determinar isoladamente F_1 ou F_2 ao selecionar para \sqrt{s} fixo eventos com grande ou pequena inelasticidade, respectivamente.

Em particular, HERA (\sqrt{s} de até 320 GeV) determinava F_2 ao selecionar dados experimentais associados a eventos (exemplo, vide Fig.1.7) com pequeno y . A Fig.1.8 mostra resultados experimentais para a função de estrutura $F_2(x, Q^2)$ em diferentes valores de x , comparados aos dados das colaborações H1, ZEUS, BCDMS, E665 e NMC, e as curvas são ajustes obtidos pelas colaborações H1 e ZEUS usando a equação DGLAP.

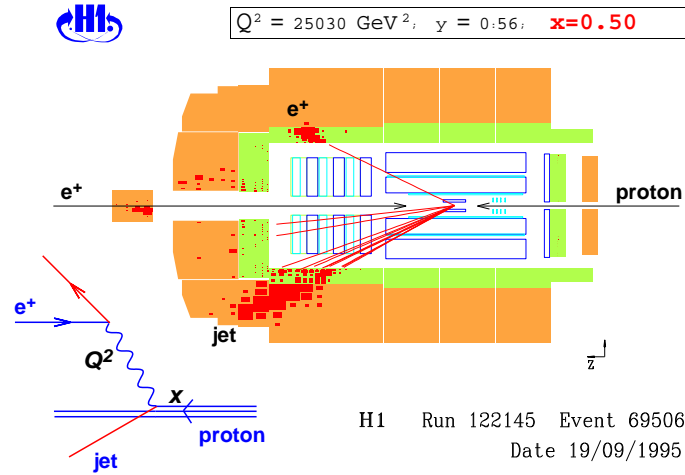


Fig. 1.7: Evento produzido no detector H1 em HERA, processo inclusivo. Figura extraída de [6].

1.2.1 Modelo de pártons

Bjorken [11] fez a predição que no limite, $\nu \rightarrow \infty$ e $Q^2 \rightarrow \infty$ com $x = \frac{Q^2}{2m_N\nu}$ fixo, as funções de estrutura dependeriam apenas de x , o que indicaria que o fóton estaria interagindo com constituintes pontuais da estrutura hadrônica, denominados de pártons. Então, sob estas hipóteses podemos escrever

$$F_i(x, Q^2) \rightarrow F_i(x); \quad i = 1, 2. \quad (1.32)$$

A interação inelástica lépton-nucleon em grande Q^2 pode ser expressa como a soma das probabilidades da interação elástica do fóton com os quarks, conforme mostrado na Fig.1.9. A seção de choque total inelástica lépton-nucleon é a soma da seção de choque elástica lépton-párton

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \sum_q \int_0^1 d\xi f_q(\xi) \frac{d\hat{\sigma}}{dx dQ^2}, \quad (1.33)$$

em que $f_q(\xi)$ é a probabilidade de encontrarmos o quark no próton com fração de momento ξ do mesmo. A soma é feita sobre todos os pártons constituintes do nucleon. Assim, temos que o número de pártons do nucleon é dado por

$$N_q = \int_0^1 f_q(\xi) d\xi. \quad (1.34)$$

A conservação de momento implica em

$$\sum_q \int_0^1 \xi f_q(\xi) d\xi = 1. \quad (1.35)$$

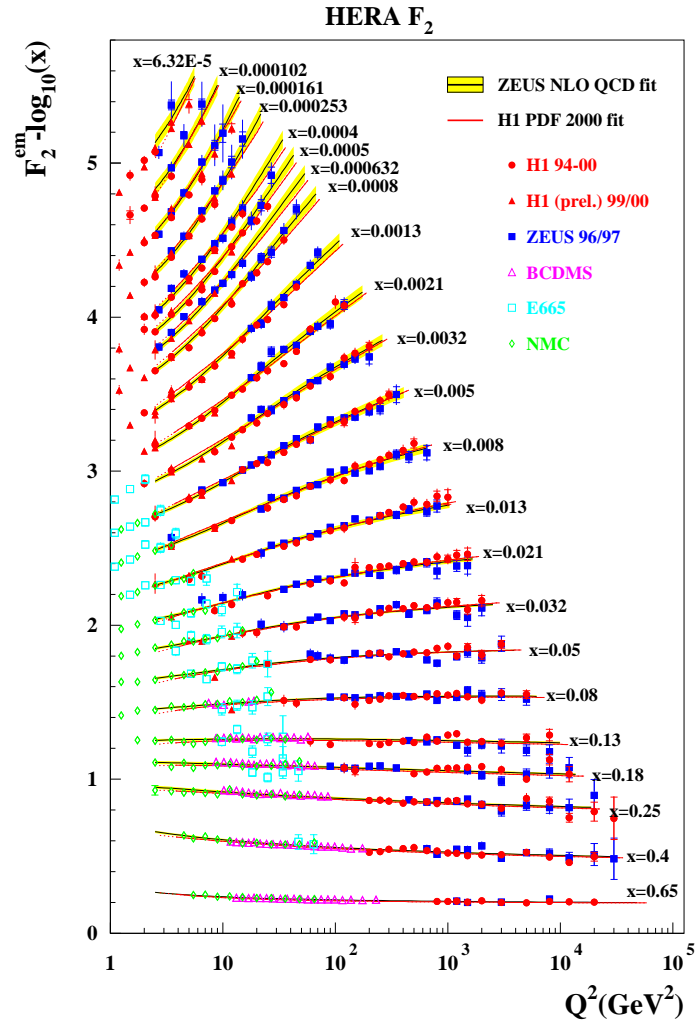


Fig. 1.8: Resultados de F_2 em função de Q^2 para diferentes x comparados aos dados providos pelas diferentes colaborações, e as curvas são ajustes obtidos pelas colaborações H1 e ZEUS mediante o uso da DGLAP. Figura extraída de [6].

Através da interação fóton-quark temos a relação

$$m_q^2 = (\xi p + q)^2, \quad (1.36)$$

sendo m_q a massa do quark, no qual resulta

$$\xi = \left(1 + \frac{m_q^2}{Q^2}\right) x. \quad (1.37)$$

Para o regime de altas energias, $Q^2 \gg m_q^2$, é possível desprezar a massa do quark, obtendo o seguinte resultado

$$\xi = x. \quad (1.38)$$

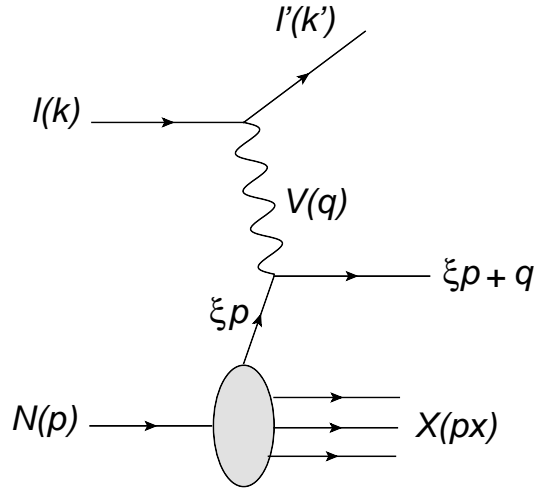


Fig. 1.9: Modelo de páttons.

Devido a conservação de momento no processo elástico bóson-párton, identificamos ξ com a variável cinemática adimensional de Bjorken. Logo, esta pode ser interpretada como a fração de momento do nucleon carregada pelo pátton interagente. A amplitude de espalhamento fóton-quark pode ser escrita em termos das variáveis de Mandelstam

$$s = (k + p)^2 \approx 2k \cdot p \approx 2k' \cdot p'; \quad (1.39)$$

$$t = (k - k')^2 \approx -2k \cdot k' \approx -2p \cdot p'; \quad (1.40)$$

$$u = (k - p')^2 \approx -2k \cdot p' \approx -2k' \cdot p, \quad (1.41)$$

sendo expressa por

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = 2e^4 e_q^2 \left(\frac{s^2 + u^2}{t^2} \right), \quad (1.42)$$

em que e_q é a fração da carga do quark em unidades da carga fundamental e . No referencial centro de massa, a seção de choque é dada por

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} \overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{\alpha_{EM}^2 e_q^2}{2s} \left(\frac{s^2 + u^2}{t^2} \right), \quad (1.43)$$

onde Ω é o ângulo sólido de espalhamento do pátton. Em função das variáveis de Mandelstam do subprocesso fóton-quark

$$\hat{s} = xs; \quad (1.44)$$

$$\hat{u} = xu; \quad (1.45)$$

$$\hat{t} = t, \quad (1.46)$$

a expressão (1.43) fica

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha_{EM}^2 e_q^2}{Q^4} [1 + (1 - y)^2] \delta(x - \xi). \quad (1.47)$$

Com esta equação (1.47) escrevemos a seção de choque dada em (1.33) como

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{EM}^2}{xQ^4} \sum_q \int_0^1 d\xi f_q(\xi) e_q^2 \frac{x}{2} [1 + (1-y)^2] \delta(x - \xi). \quad (1.48)$$

Comparando com a fórmula geral (1.31) obtida no DIS, reescrita de forma conveniente

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{EM}^2}{xQ^4} \left\{ \frac{y^2}{2} (2xF_1(x, Q^2) - F_2(x, Q^2)) + \frac{1}{2} [1 + (1-y)^2] F_2(x, Q^2) \right\}, \quad (1.49)$$

resulta que

$$F_2(x) = 2xF_1(x) = \sum_q \int_0^1 d\xi f_q(\xi) x e_q^2 \delta(x - \xi) = \sum_q e_q^2 x f_q(x), \quad (1.50)$$

confirmando o escalamento de Bjorken para as funções de estrutura adimensionais. A relação, $F_2(x) = 2xF_1(x)$, é conhecida como relação de Callan-Gross [3], advinda da suposição que os pártons que interagem com o fóton possuem spin fracionário $\frac{1}{2}$.

Experimentalmente, através da regra de soma de momento, verifica-se que os quarks e antiquarks portam metade do momento total do próton

$$\sum_q \int_0^1 \xi [q(\xi) + \bar{q}(\xi)] d\xi \approx 0,5, \quad (1.51)$$

sugerindo que a metade restante do momento seja portada por pártons que não possuem carga elétrica, associando estes aos glúons, logo

$$\sum_g \int_0^1 \xi g(\xi) d\xi \approx 0,5. \quad (1.52)$$

Esta é a primeira evidência indireta dos glúons, que não são detectados diretamente em experimentos de DIS, pois são eletricamente neutros.

1.2.2 As equações de evolução partônicas: DGLAP

O modelo de pártons ignora que quarks podem emitir glúons, que por sua vez podem flutuar em pares quark-antiquark, denominados de quarks de mar. A Fig.1.10 ilustra alguns diagramas negligenciados. Segundo a QCD, estas flutuações formam uma nuvem que envolve os quarks de valência dos hádrons, responsáveis por sua espectroscopia. Porém, esta não é alterada, pois os números quânticos de pares de partículas e antipartículas se cancelam.

A QCD prediz que a quantidade de pártons num dado espalhamento também depende da virtualidade Q^2 , quebrando o escalamento das distribuições partônicas. A Fig.1.8 mostra que para menores valores de x o escalamento de Bjorken para a função de estrutura F_2 é violado. Quanto maior for a virtualidade, maior a probabilidade de encontrar um párton portando menor fração de momento x do hádron. No regime de altas energias os glúons

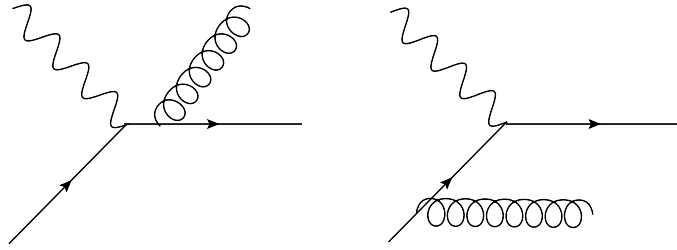


Fig. 1.10: Exemplos negligenciados pelo modelo de pártons.

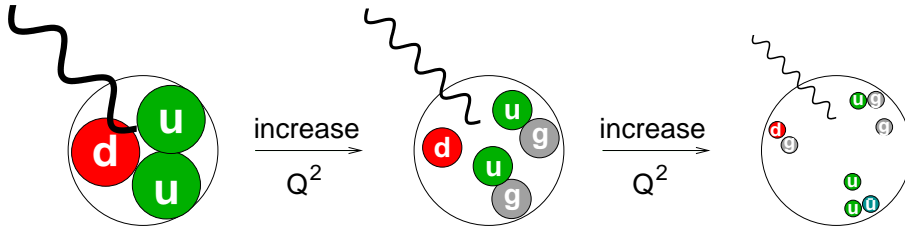


Fig. 1.11: Resolução da estrutura partônica via grandes transferências de momento. Figura extraída de [6].

dominam esta região cinemática - pequeno x . A Fig.1.11 mostra que quanto mais intensa for a transferência de momento, menor o comprimento de onda do fóton virtual, e portanto maiores detalhes da estrutura hadrônica são sondados.

Via QCD, F_2 é função de x e Q^2 , mas a dependência em Q^2 é de ordem logarítmica, e a violação do escalamento de Bjorken é uma assinatura da emissão de glúons. A evolução em Q^2 pode ser tratada de forma perturbativa, e o resultado são as equações de evolução DGLAP (desenvolvidas por Dokshitzer [12], Gribov e Lipatov [13], Altarelli e Parisi [14]), que são um conjunto de equações íntegro-diferenciais acopladas.

A equação de evolução DGLAP para a distribuição de quarks f_{qi} , em que i denota o sabor dos quarks, é dada por

$$\frac{d}{d \log Q^2} f_{qi}(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(f_{qi}(y, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) \right), \quad (1.53)$$

em que $P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right)$ e $P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right)$ são as funções desdobramento, e $g(y, Q^2)$ é a distribuição de glúons. A função de desdobramento, $P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right)$, representa a probabilidade que um quark de sabor i e momento x seja originado via emissão de um glúon por um quark de sabor j e fração de momento y . A $P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right)$, representa a probabilidade que um quark de sabor i e momento x seja originado a partir da flutuação de um glúon de fração de momento y em um par $q_i \bar{q}_j$. A Fig.1.12 ilustra os diagramas que originam estas funções de desdobramento.

A equação de evolução DGLAP para a distribuição de glúons é dada por

$$\frac{d}{d \log Q^2} g(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\sum_i f_{qi}(y, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) \right), \quad (1.54)$$

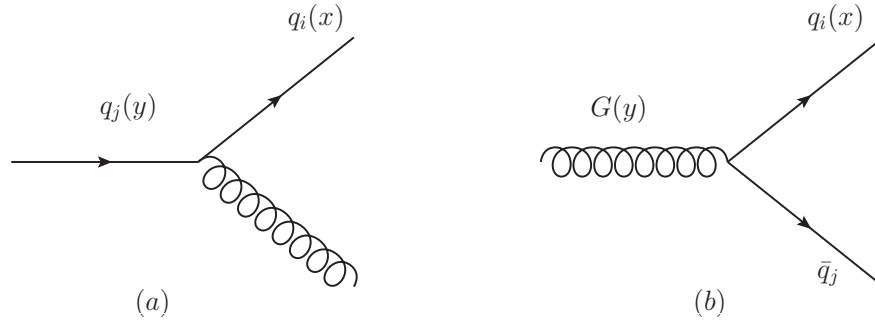


Fig. 1.12: (a) Quark q_j emite um glúon originando um quark q_i . (b) Desdobramento de um glúon em um par $q_i\bar{q}_j$.

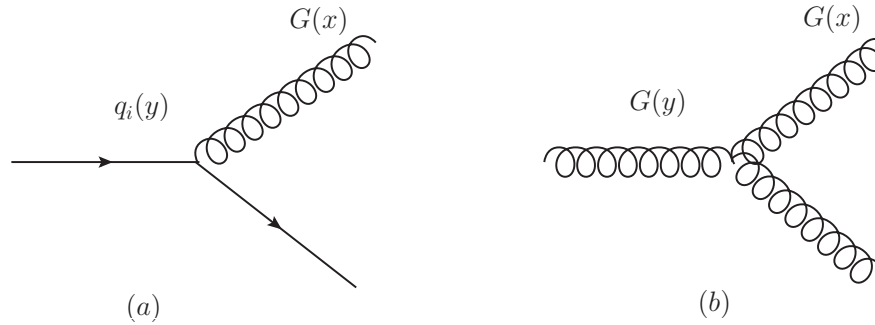


Fig. 1.13: (a) Quark q_i emite um glúon. (b) Flutuação gluônica em um par de glúons.

onde a soma sobre i contempla todos os sabores de quarks e antiquarks. Um glúon de momento x pode surgir a partir de um quark de sabor i e fração de momento y , sendo a probabilidade dada por $P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right)$, ou a partir de um glúon de momento y via o vértice de três glúons, com a probabilidade dada por $P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right)$. Estes processos de desdobramento estão ilustrados na Fig.1.13.

As equações DGLAP somente permitem determinar a evolução das distribuições partônicas, mas não predizem as condições iniciais. Estas são de natureza não perturbativa, devendo ser determinadas a partir de dados experimentais.

1.3 Fatorização colinear e colisões hadrônicas

Fatorização é um procedimento no qual a seção de choque pode ser escrita como a convolução de dois termos: a seção de choque para o espalhamento entre pártons, obtida via técnicas perturbativas da QCD, com as densidades partônicas, que contêm informações não perturbativas [15]. Ou seja, separa-se as dinâmicas de longas e curtas distâncias nas expressões para as seções de choque. Logo, a essência da fatorização colinear é a separação entre o regime perturbativo e o não perturbativo.

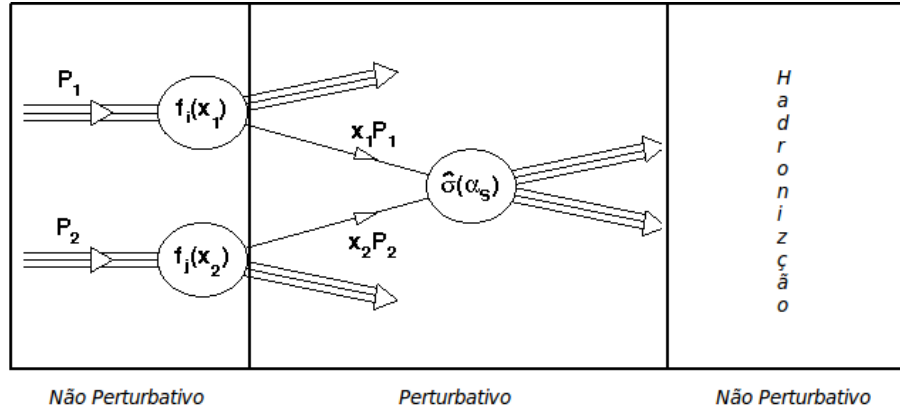


Fig. 1.14: Os círculos representam os hádrons colisores com suas correspondentes distribuições partônicas $f_{i,j}(x_{1,2})$. O subprocesso partônico dá origem a seção de choque elementar $\hat{\sigma}(\alpha_s)$, em que os pártons interagentes portam frações de momento $x_{1,2}P_{1,2}$ de seus respectivos hádrons, e após a colisão hadronizam.

Na fatorização colinear considera-se que os pártons são colineares aos nucleons aos quais pertencem, não portando momento transversal [16].

A fatorização colinear pode ser empregada em colisões hadrônicas. O processo de espalhamento entre dois hádrons é descrito pelo espalhamento duro¹ entre quarks e glúons, que são seus constituintes.

A seção de choque para os processos iniciados por dois hádrons com quadrimomento P_1 e P_2 é escrita como [4]:

$$\sigma(h_1, h_2) = \sum_{i,j} \int dx_1 \int dx_2 f_{i/h_1}(x_1, Q^2) f_{j/h_2}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_s(Q^2), Q^2), \quad (1.55)$$

em que os índices 1 e 2 referem-se aos hádrons h_1 e h_2 , respectivamente. As frações de momento que os pártons interagentes carregam são $p_{1,2} = x_{1,2}P_{1,2}$, e a escala característica do espalhamento é representada por Q . Esta pode ser, por exemplo, a massa de quarks pesados ou o momento transversal de um jato produzido. Esta escala deve ser grande o suficiente para possibilitar a expansão perturbativa em séries de potências da constante de acoplamento $\alpha_s(Q^2)$. As funções, $f_{i,j}(x_{1,2}, Q^2)$, são as distribuições partônicas, que contém informação não perturbativa sobre a quantidade de cada constituinte do hádron numa dada escala. $\hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_s(Q^2), Q^2)$, são as seções de choque para o espalhamento duro entre os pártons interagentes de tipo i e j . A Fig.1.14 apresenta uma visão esquemática da separação entre as partes perturbativa e não perturbativa em uma colisão hadrônica. Após a interação dura entre os pártons, estes sofrem o processo não perturbativo da hadronização, dando origem a hádrons no estado final.

¹ A interação é considerada dura quando pode ser calculada perturbativamente.

1.4 Parametrizações nucleônicas

Para prever os observáveis físicos resultantes de um processo hadrônico, há necessidade do conhecimento sobre as distribuições partônicas do hádron [17]. Ao solucionar as equações DGLAP para um determinado Q^2 , é obtida a evolução das distribuições partônicas. Um método amplamente utilizado para a determinação destas distribuições é o da análise global.

1.4.1 Análise Global

O método da análise global consiste no uso de dados experimentais de vários processos físicos, conjuntamente com as equações de evolução partônicas, a fim de extrair um conjunto de distribuições partônicas universais que tenham melhor adequação aos dados existentes. Os processos usualmente utilizados na análise global são: DIS, Drell-Yan², produção de jatos³, entre outros, em que o maior número de observáveis físicos é incluído para restrição das diferentes distribuições partônicas. Uma vez que diferentes processos fornecem informações de distintas distribuições partônicas em diferentes regiões cinemáticas. Um típico procedimento para a análise global segue os passos descritos abaixo [7]:

- Desenvolver um programa que resolva as equações de evolução numericamente - um conjunto de equações íntegro-diferenciais acopladas;
- Escolher um conjunto de dados experimentais que melhor ajuste as distribuições partônicas;
- Selecionar o esquema de fatorização e optar por um conjunto consistente de escalas de fatorização para todos os processos;
- Especificar uma condição inicial, evoluir as distribuições partônicas, vincular os parâmetros e ajustar os dados.

Existem diversos grupos que de modo distinto parametrizam as distribuições partônicas do nucleon, aqui consideramos as parametrizações dos grupos GRV (Glück, Reya e Vogt) [18] e CTEQ (The Coordinated Theoretical - Experimental Project on QCD) [19], que diferem em alguns aspectos, por exemplo: na escala inicial, a GRV usa $Q_0 \approx 0,6 GeV$ e CTEQ usa $Q_0 = 1,3 GeV$. Distribuições de pártons com diferentes sabores, nas parametrizações GRV e CTEQ, são exibidas na Fig.1.15. Podemos observar que a estrutura nucleônica para uma dada escala de evolução é distinta para cada parametrização. Em $x \approx 1/3$, os quarks de valência dominam a estrutura hadrônica, onde observa-se os picos nas distribuições dos quarks u e d . À medida que x diminui, os quarks de mar originados de flutuações de glúons superam a quantidade de quarks de valência. A Fig.1.16 apresenta uma comparação da distribuição gluônica predita por diversos grupos. A diferença é notável em pequeno

² Consiste numa aniquilação de um par quark-antiquark em que cada párton é oriundo de um hádron, dando origem a um bóson vetorial, o qual decai em um par de léptons.

³ Jatos são considerados como um aglomerado de partículas numa dada região angular de um detector, as quais são provenientes da fragmentação de pártons oriundos de um espalhamento duro.

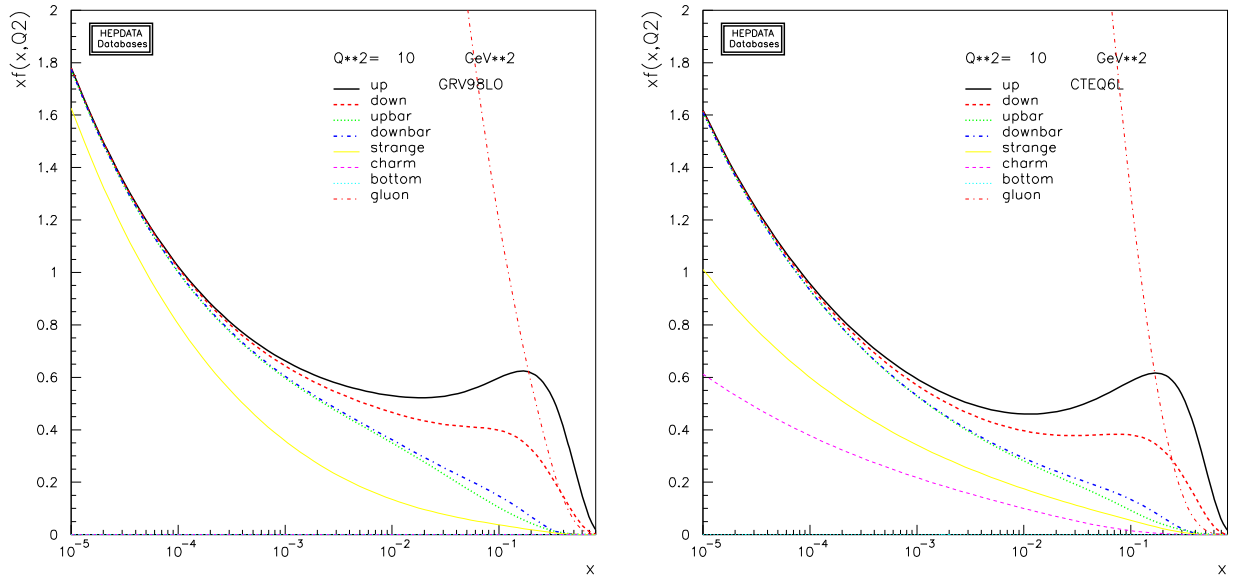


Fig. 1.15: Distribuições partônicas dos grupos GRV e CTEQ.

x ($x < 10^{-2}$), região cinemática dominada por glúons, este resultado se deve ao fato dos diferentes pressupostos adotados por estes grupos.

1.5 Plasma de Quarks e Glúons

A QCD prediz que em temperaturas e/ou densidades de partículas elevadas, há uma nova fase da matéria, o Plasma de Quarks e Glúons (QGP), consistindo de quarks e glúons desconfinados dos hádrons.

Há expectativa, que após o Big Bang, o QGP seja o estado da matéria nuclear presente nos primórdios do Universo. Também é esperado a existência de um plasma de quarks e glúons de baixa temperatura e elevada densidade bariônica no centro de estrelas de nêutrons. Outra possibilidade para a formação do QGP, é em colisões nucleares de íons pesados em altas energias, onde é esperada a formação do plasma como um estado em transição, desde que a temperatura e densidade de energia críticas, exigidas para a transição de fase, sejam atingidas. Portanto, estas colisões tornam-se uma ferramenta importante para investigar a matéria em condições extremas de temperatura e densidade bariônica. Para a identificação do QGP em colisões de alvos pesados não há somente um único sinal. Existem mais indicadores desta fase desconfinada da matéria, dentre eles: produção de diléptons, blindagem de Debye, supressão de quarkonium, etc.

O modelo de sacola, proposto em [20], denotado modelo MIT, pode ser utilizado para justificar como se dá este novo estado da matéria. O modelo pressupõe que os pártons não possuem massa e estão confinados dentro da sacola. Devido ao contrabalanço entre a pressão da mesma e a pressão cinética associada a temperatura e a pressão de Fermi associada ao potencial químico dos férmions no interior da sacola. A carga total de cor dos objetos que

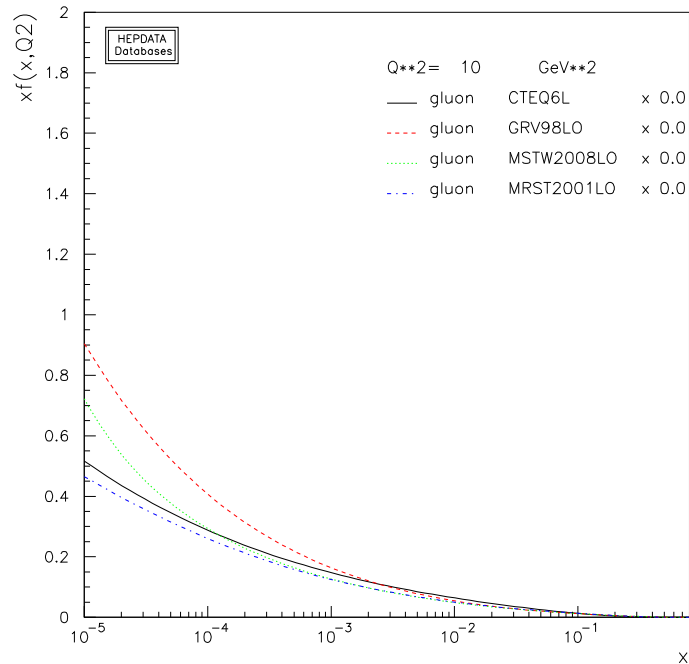


Fig. 1.16: Distribuições gluônicas preditas pelas parametrizações CTEQ, GRV, MSTW e MRST.

compõem a sacola é nula.

Supomos a situação em que o número bariônico é nulo e a temperatura da matéria nuclear é elevada⁴. Se a pressão interna, proporcional à temperatura, for superior a pressão de sacola, esta não conseguirá manter os pártons confinados, formando assim um QGP.

Similarmente, no caso de temperatura nula, temos que se a densidade bariônica no interior da sacola crescer, haverá o crescimento da pressão de Fermi, podendo exceder a pressão de sacola e assim formar um QGP.

É possível construir um diagrama de fases para as interações fortes da matéria nuclear, o qual é apresentado na Fig.1.17. Este mostra um plano entre a temperatura e a densidade bariônica. Estimativas [22] indicam que a temperatura crítica de transição de fase varia de 140 – 200 *MeV* (número bariônico nulo), enquanto que a densidade bariônica crítica é cerca de 5 – 10 vezes a densidade bariônica da matéria nuclear em equilíbrio (temperatura nula). A ordem da transição de fase entre a matéria hadrônica e o QGP é estimada pelos cálculos de QCD na rede⁵. Um importante objetivo das colisões ultrarelativísticas de íons pesados é investigar estas transições de fase da matéria em diferentes regiões de temperatura e número bariônico.

No plasma de quarks e glúons, a carga de cor de um quark está sujeita a blindagem através da presença dos demais pártons deste meio desconfinado. Este fenômeno é denomi-

⁴ A validade deste modelo para temperatura finita é questionável.

⁵ São simulações numéricas da equação de estado da QCD num volume finito discretizado do espaço-tempo.

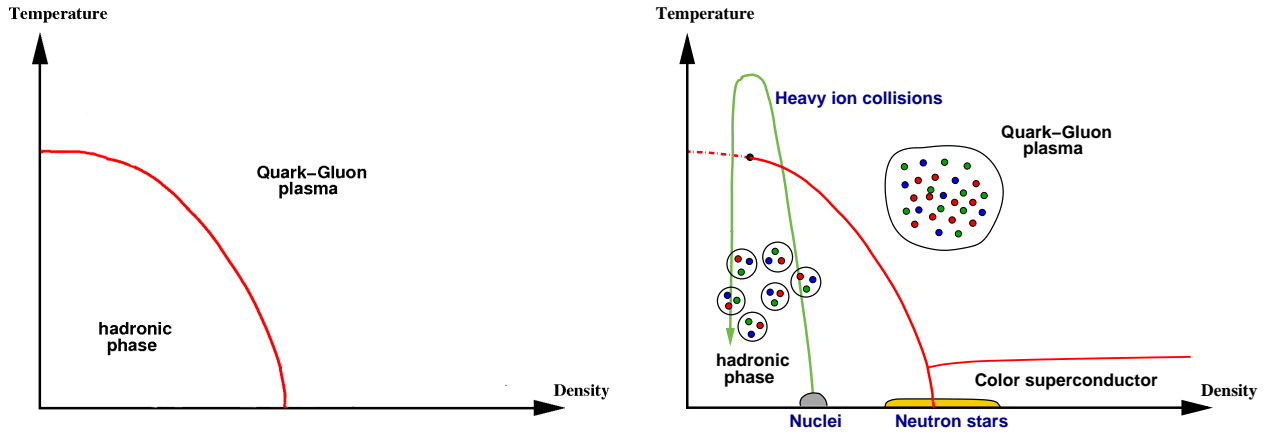


Fig. 1.17: Painel esquerdo: Primeiras impressões sobre as transições de fase, figura adaptada de [21]. Painel direito: Atual estado da arte para o diagrama de fases, figura extraída de [21].

nado de blindagem de Debye, em analogia ao fenômeno presente na QED. Consideramos o potencial de cor que descreve a interação entre quarks, constituído de um termo Coulombiano e outro tal que descreve o confinamento, o qual é linear e aumenta com a separação entre quarks. O potencial fenomenológico pode ser expresso por

$$V(r, T = 0) = \kappa r - \frac{\alpha_c}{r}, \quad (1.56)$$

para temperatura zero, ou seja, num sistema sem interações externas (sistema isolado). Estados ligados de quarks são descritos pelo potencial não relativístico acima, em que r é a separação e κ é o coeficiente de tensão entre os quarks.

Vamos supor que um par $q\bar{q}$ está imerso no QGP, onde os quarks, antiquarks e glúons deste meio nuclear afetam o sistema ligado de quarks da seguinte forma [23]:

- O QGP possui temperatura finita, o que altera o coeficiente de tensão.
- A presença da matéria de quarks leva a redistribuição dos quarks, antiquarks e glúons, formando uma nuvem em torno do par $q\bar{q}$. Isto, conduz à blindagem da carga de cor do quark q em relação \bar{q} e vice-versa. Em consequência, o potencial Coulombiano é modificado para um potencial de interação a curtas distâncias como o potencial de Yukawa. Este é o efeito da blindagem de Debye, ilustrado na Fig.1.18.

O potencial modificado adquire a forma

$$V(r, T) = \frac{\kappa}{\mu(T)}(1 - e^{-\mu(T)r}) - \frac{\alpha_c}{r}e^{-\mu(T)r}, \quad (1.57)$$

onde $\mu(T)$ é a massa de blindagem de Debye. A Fig.1.19 mostra, que quando o comprimento de Debye, dado por $\lambda_D(T) = 1/\mu(T)$, é inferior ao tamanho do estado ligado, a magnitude da interação decresce exponencialmente. Logo, em altas temperaturas, o intervalo de distâncias

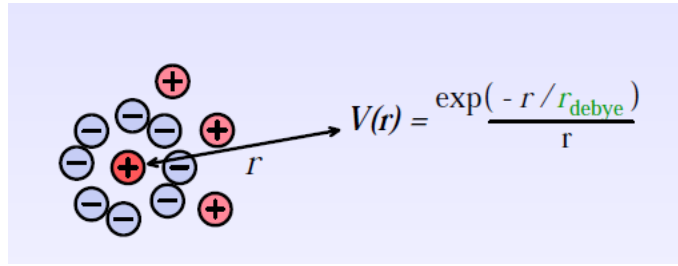


Fig. 1.18: Fenômeno da blindagem de Debye.

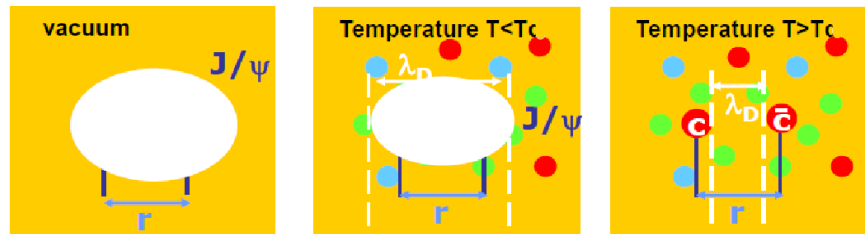


Fig. 1.19: O raio de Debye é o limite máximo em que um estado ligado pode permanecer coeso.

onde a interação é atrativa torna-se pequeno, impossibilitando o par $q\bar{q}$ formar um estado ligado. Portanto, o sistema dissocia-se no QGP, e no caso de quarks pesados, temos a supressão de quarkonium. Na Fig.1.20, temos o caso em que o par quark-antiquark não é afetado pelo meio nuclear, e o comportamento do potencial é dado pela equação (1.56). Este cresce com o aumento da separação entre os quarks constituintes do estado, configurando a situação para $T = 0$. Em um determinado ponto, a energia potencial armazenada é elevada tal que leva a produção de um novo par $q'\bar{q}'$ e, conseqüentemente, a quebra do coeficiente de tensão entre o par $q\bar{q}$. Por outro lado, considerando o par imerso no QGP, o potencial de ligação é governado pela expressão (1.57). Para uma temperatura superior à temperatura crítica T_c (no qual ocorre a transição de fase), o potencial é aproximadamente constante, e a força que une o par quark-antiquark enfraquece. Conseqüentemente, a força confinante não pode mais manter os quarks juntos, ocasionando a desintegração do par. Salientamos que quanto mais intensa for a temperatura, maior é a blindagem, ou seja, o desconfinamento ocorre a menores distâncias.

1.6 Conclusão

Este capítulo apresentou uma breve descrição de física relevante para o desenvolvimento desta dissertação. Abordamos as propriedades básicas da Cromodinâmica Quântica, a qual

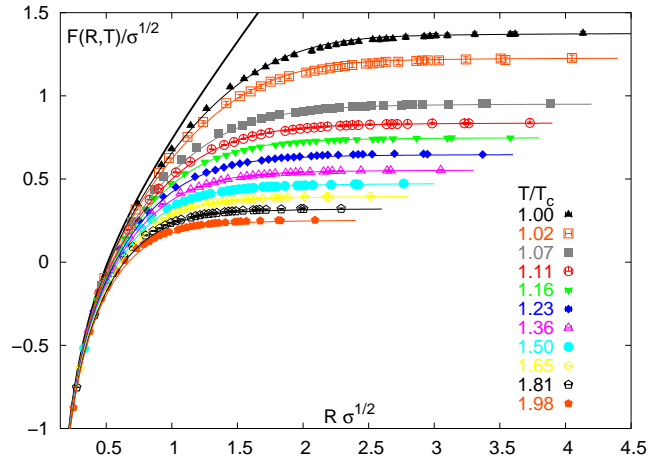


Fig. 1.20: Potencial em função de diferentes distâncias para um par quark-antiquark submetido a distintas temperaturas. As curvas estão ordenadas pelo valor da temperatura: a curva superior mostra $T = 0$, e a curva inferior mostra $T = 1,98 T_c$. Figura extraída de [24].

descreve as interações fortes. Apresentamos o DIS, processo pelo qual a estrutura hadrônica é investigada, bem como seu entendimento mediante o modelo de pártons. Também foi visto que a QCD prevê a evolução das distribuições partônicas através da equação DGLAP, que conjuntamente com a análise global, diversos grupos propõem distintas parametrizações para a distribuição partônica do nucleon. Ingrediente fundamental para descrevermos as colisões hadrônicas, onde a fatorização colinear pode ser empregada, esta promove a divisão entre os regimes perturbativo e não perturbativo da QCD. A QCD não perturbativa ainda não está resolvida, sendo tratada através de modelos e ferramentas especiais. Por fim, discutimos as características gerais que envolvem a formação do QGP e uma assinatura de sua produção - a supressão de quarkonium. O Cap.2 trata da descrição dos modelos fenomenológicos para a produção de quarkonium.

Capítulo 2

Quarkonium

2.1 Espectroscopia do quarkonium

A espectroscopia hadrônica trata dos números quânticos, massas, e dos decaimentos eletromagnéticos e fortes dos hádrons, caracterizando cada estado hadrônico. E tem sido útil para a compreensão da dinâmica QCD em uma variedade de escalas de distâncias.

Quarkonium é um estado ligado de dois quarks pesados ($Q\bar{Q}$), análogo ao positrônio (e^-e^+) presente na QED. Este sistema é formado em processos de colisão, e pode carregar um conjunto de números quânticos, a saber, n , L , S e J . Para distinguir estados de quarkonium, utiliza-se a notação espectroscópica $n^{2S+1}L_J$, em que n é o número quântico principal, L o momento angular orbital, S o spin total e J o momento angular total. Também caracterizamos os estados de quarkonium pelos números quânticos J^{PC} , onde $P = (-1)^{L+1}$ é a paridade e $C = (-1)^{L+S}$ a conjugação de carga. A espectroscopia do quarkonium pode ser obtida com as soluções da equação de Schrödinger para um potencial confinante entre os quarks pesados

$$V(r, T = 0) = \kappa r - \frac{\alpha_c}{r}, \quad (2.1)$$

em que o termo Coulombiano $1/r$ governa o comportamento do potencial para curtas distâncias e provém da troca gluônica entre Q e \bar{Q} , cuja a separação é r . A constante α_c está relacionada com a constante de acoplamento forte, $\alpha_c = (4/3)\alpha_s$. A magnitude do termo de confinamento é determinada pelo coeficiente de tensão κ entre os quarks pesados.

O tema central desta dissertação é o estudo da produção dos estados de charmonium J/Ψ e bottomonium Υ em colisões nucleares, estados 1^3S_1 , os quais são constituídos de um par quark-antiquark charm ($c\bar{c}$) e bottom ($b\bar{b}$), respectivamente. Em particular, os valores [2] da massa do J/Ψ e Υ correspondem a $m_{J/\Psi} = 3,096 \text{ GeV}$ e $m_{\Upsilon} = 9,460 \text{ GeV}$. A espectroscopia dos estados de quarkonium está ilustrada nas Fig.2.1 e Fig.2.2, bem como os decaimentos eletromagnéticos e hadrônicos observados experimentalmente.

2.2 Produção de quarkonium

Quarkonium é um sistema de multiescala no qual se examina todos os regimes da QCD: em altas energias, a expansão perturbativa na constante de acoplamento é possível; em

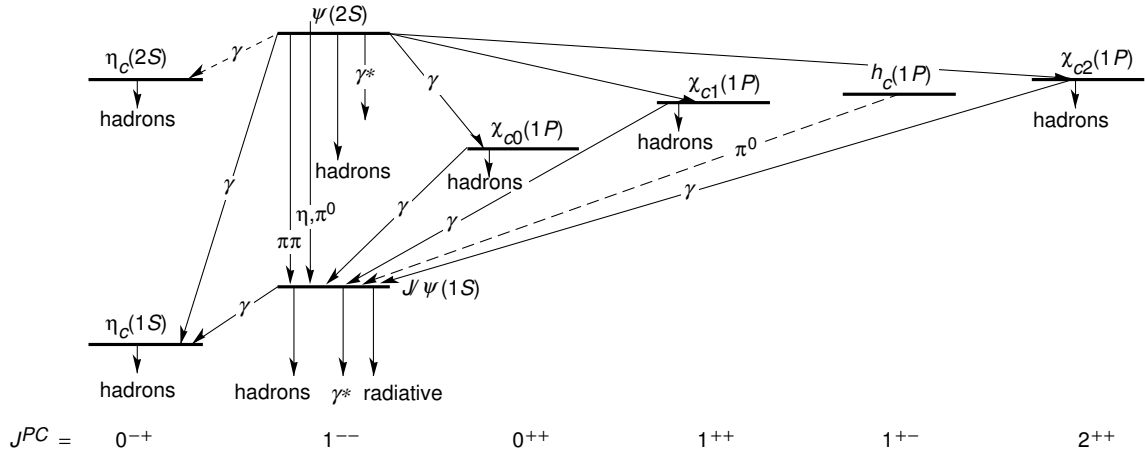


Fig. 2.1: Família do charmonium e seus respectivos números quânticos. São mostradas as transições hadrônicas e radioativas, estados e transições incertas são retratadas por linhas tracejadas. Figura extraída de [2].

baixas energias, os efeitos não perturbativos dominam. Consequentemente, a produção de quarkonium é um laboratório ideal para testar a interface entre a QCD perturbativa e não perturbativa [25]. Em particular, a produção do par é descrita perturbativamente, enquanto a formação do estado ligado $Q\bar{Q}$, envolve dinâmica não perturbativa. A escala de tempo de pequenas distâncias que rege a produção do par $Q\bar{Q}$ é da ordem $1/m_Q$, ao passo que a escala temporal de processos de longas distâncias é da magnitude $1/\Lambda_{QCD}$.

A formação do estado de quarkonium é tratada distintamente na literatura em vários modelos fenomenológicos, entre eles: Modelo Singleto de Cor (CSM) [26, 27], Modelo Octeto de Cor (COM) [28, 29, 30] e Modelo de Evaporação de Cor (CEM) [31, 32].

2.2.1 Modelo Singleto de Cor

O CSM [26, 27] assume que o par $Q\bar{Q}$, o qual evolui para o estado de quarkonium, é produzido em um estado singleto de cor com os mesmos números quânticos do quarkonium a ser formado. Assim, a prescrição que rege a seleção de cor e spin restringe a quantidade de diagramas que contribuem e fazem com que diferentes estados de quarkonium sejam produzidos por dinâmicas diferentes. Portanto, o modelo requer a produção direta do estado sem cor efetiva a curtas distâncias.

Neste modelo, a seção de choque é escrita na forma [33]:

$$d\sigma(A + B \rightarrow n^{2S+1}L_J + X) = d\sigma_{\text{perturbativa}}(A + B \rightarrow n^{2S+1}L_J + X) \left| \frac{d^l}{dr^l} R_{nl}(0) \right|^2, \quad (2.2)$$

onde o termo $d\sigma_{\text{perturbativa}}(A + B \rightarrow n^{2S+1}L_J + X)$ é a seção de choque partônica a curtas distâncias da produção do par $Q\bar{Q}$ no estado singleto de cor. A quantidade $\left| \frac{d^l}{dr^l} R_{nl}(0) \right|^2$,

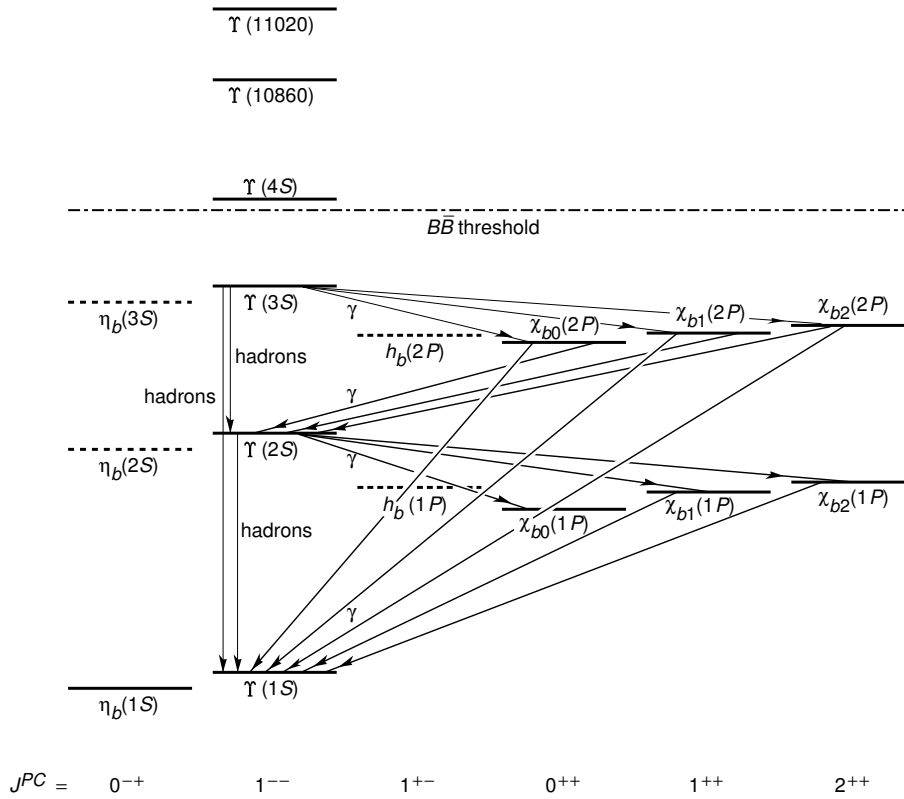


Fig. 2.2: Família do bottomonium e seus respectivos números quânticos. As linhas verticais representam os decaimentos hadrônicos, enquanto as demais linhas retratam os decaimentos radioativos. Figura extraída de [2].

sendo R_{nl} a função de onda radial na origem, fornece o fator de longa distância.

O parâmetro não perturbativo $R_{nl}(0)$, é extraído dos decaimentos do quarkonium através da seguinte relação

$$\Gamma(J/\Psi \rightarrow e^-e^+) = \frac{4\alpha^2}{9m_c^2} |R_{J/\Psi}(0)|^2, \quad (2.3)$$

em que Γ é a taxa de decaimento, $\Gamma = 0.0594$ [2], e m_c denota a massa do quark charm.

A fim de exemplificar o CSM, consideramos a fotoprodução do J/Ψ , em que um fóton de virtualidade nula interage com o nucleon. Com a finalidade de neutralizar a cor do par $c\bar{c}$, é necessário que ocorra a emissão de um glúon duro, implicando que a contribuição em ordem dominante (LO) inicie em α_s^2 , como mostra o diagrama (a) na Fig.2.3.

Em ordem superior (NLO) são adicionadas correções virtuais (b, c), correções reais (d, e_{1,2}), incluindo interações fóton-quark. A Fig.2.3 mostra alguns dos diagramas que contribuem em LO e NLO para fotoprodução do J/Ψ .

Em HERA, a fotoprodução está bem estabelecida desde que correções em NLO sejam incluídas. Os resultados são mostrados na Fig.2.4.

Apesar da convergência com os dados de fotoprodução em HERA, o CSM falha na

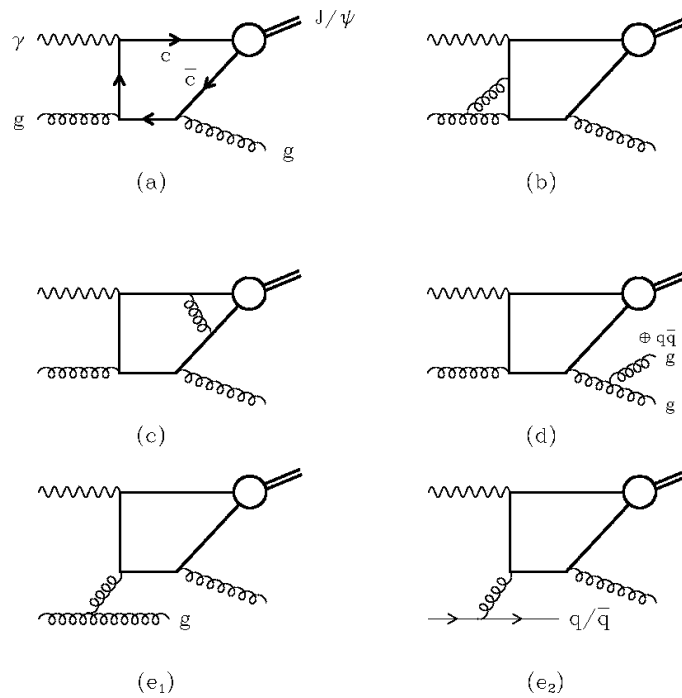


Fig. 2.3: Diagramas genéricos para fotoprodução do J/Ψ em NLO via estados singlete de cor. (a) Contribuição em ordem dominante; (b) Diagramas de auto energia e correções de vértices para fótons e glúons; (c) Diagramas de caixa; (d) Desdobramento de um glúon no estado final em um glúon e pares de quark-antiquark mais leves; (e_{1,2}) Diagramas de renormalização de densidades de pártons de estado inicial. Figura extraída de [34].

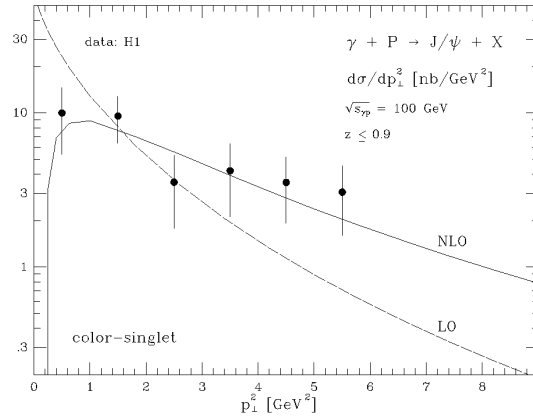


Fig. 2.4: Predição da seção de choque diferencial para fotoprodução do J/Ψ em LO e NLO em função do momento transverso em $\sqrt{s} = 100 \text{ GeV}$ comparada com os dados experimentais da colaboração H1 em HERA. Figura extraída de [34].

descrição de hadroprodução quando confrontado com os resultados do Tevatron. Além disso, também há questionamentos de como a série perturbativa converge [35, 36, 37].

Recentemente, o modelo foi retomado por [38], em que contribuições de ordem mais elevada (α_s^5) foram inseridas para o estudo da hadroprodução do quarkonium, considerando cortes no canal s .

2.2.2 Modelo Octeto de Cor

O COM é uma extensão do CSM, ao considerar que o quarkonium pode ser produzido a partir de um par $Q\bar{Q}$ num estado octeto de cor. A transição para o estado de quarkonium ocorre através da emissão de glúons suaves (contribuição não perturbativa). Na Fig.2.5, são apresentados exemplos de contribuições via estados octeto de cor para a fotoprodução do J/Ψ .

Este modelo é fundamentado na fatorização NRQCD¹ [30], na qual a seção de choque para a produção direta de um estado de quarkonium pode ser escrita como [25]:

$$\sigma(H) = \sum_n \sigma_n(\Lambda) \langle 0 | \mathcal{O}_n^H(\Lambda) | 0 \rangle . \quad (2.4)$$

Aqui, $\sigma_n(\Lambda)$ são convoluções das seções de choque partônicas de produção do par $Q\bar{Q}$ com cor, spin, momento orbital e angular do estado n , com as distribuições partônicas. A parte de longas distâncias é parametrizada pelo valor esperado dos elementos de matriz NRQCD no vácuo $\langle 0 | \mathcal{O}_n^H(\Lambda) | 0 \rangle$, caracterizados por seu escalamento com respeito à v , a velocidade

¹ Non-Relativistic Quantum Chromodynamics - Teoria efetiva da QCD não relativística.

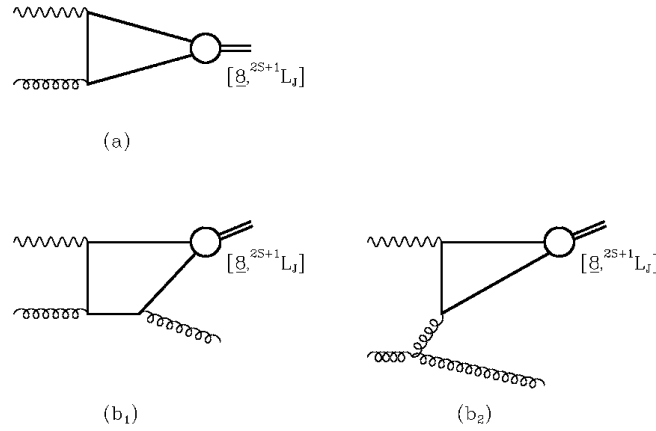


Fig. 2.5: Diagramas genéricos para fotoprodução do J/Ψ através de contribuições octeto de cor. (a) Diagrama em ordem dominante; (b_{1,2}) Contribuições octeto de cor para produção inelástica do J/Ψ . Figura extraída de [34].

relativa entre o quark e o antiquark pesado no sistema de repouso do estado ligado. Efeitos não perturbativos que envolvem a hadronização do par $Q\bar{Q}$ no estado n para o estado ligado H , estão vinculados a estes elementos, que são extraídos do experimento. Como não há dependência da parte de curtas distâncias, uma vez determinados é possível prever as seções de choque para outros processos.

Para qualquer estado de quarkonium, se for retida somente as contribuições singleto de cor em (2.4) para a ordem dominante em v , teremos como consequência o CSM. É importante enfatizar que o COM considera ambos os processos, ou seja, o par $Q\bar{Q}$ ser produzido diretamente no estado singleto de cor ou octeto com posterior transição para singleto.

A função de onda do estado de quarkonium H , neste modelo, é dada pela soma de todas as contribuições no espaço de Fock por meio da expansão

$$|H = n^{2S+1} L_J\rangle = \mathcal{O}(1)|Q\bar{Q}(^{2S+1} L_J; 1)\rangle + \mathcal{O}(v)|Q\bar{Q}(^{2S+1}(L \pm 1)_J; 8)g\rangle + \dots, \quad (2.5)$$

a qual é feita nos parâmetros α_s e v . Para os estados de quarkonium, α_s é numericamente da mesma ordem de v^2 , logo, os dois canais podem ser competitivos [4]. Portanto, a fórmula de fatorização NRQCD é uma dupla expansão em α_s e v .

Resultados do modelo octeto de cor comparados aos dados de hadroprodução de quarkonium no Tevatron, estão mostrados na Fig.2.6. Os dados de J/ψ e Υ para grande p_T são bem descritos, uma vez que as contribuições singleto e octeto de cor sejam adicionadas.

Apesar do sucesso da fatorização NRQCD para produção de quarkonium, ainda permanecem discrepâncias entre suas previsões e medidas experimentais. Por exemplo, ainda não está provado que os elementos de matriz NRQCD são universais, ou seja, que estes sejam independentes do processo.

O modelo COM prevê que os estados de quarkonium possam ser produzidos polarizados. Contudo, medidas recentes de polarização são consistentes com polarização nula [25].

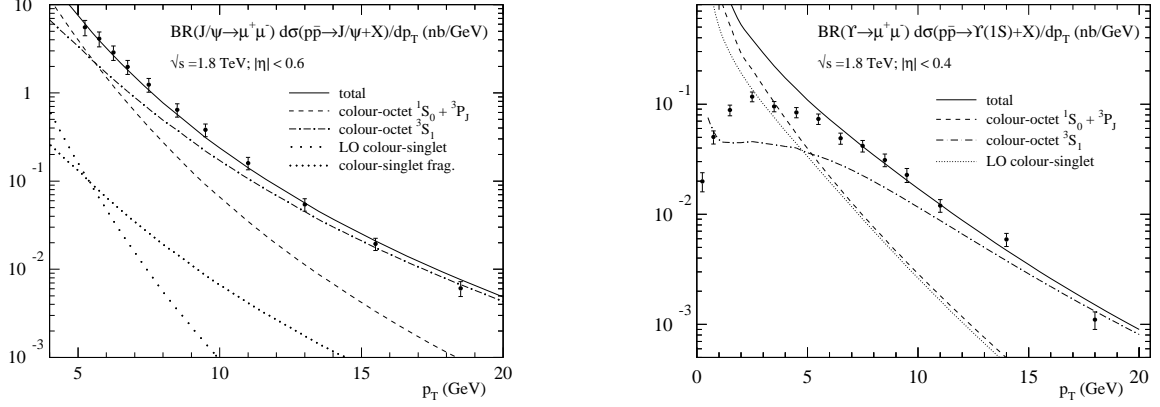


Fig. 2.6: Contribuições singleto e octeto de cor para produção direta do J/Ψ e Υ em colisões próton-antipróton no Tevatron em $\sqrt{s} = 1,8 \text{ TeV}$ confrontadas com os dados experimentais do CDF. Figura extraída de [39].

2.2.3 Modelo de Evaporação de Cor

O modelo de evaporação de cor assume que todos os pares $Q\bar{Q}$ produzidos podem evoluir para o estado de quarkonium, desde que possuam massa menor do que o limiar para a produção de mésons abertos. Todos os pares singleto de cor que obedecem tal premissa irão formar estados de quarkonium, enquanto para os estados octeto de cor, o CEM assume que a cor é evaporada por múltiplas interações suaves que randomizam a cor e os números quânticos do par produzido [31], implicando no tratamento estatístico da cor. Na Fig.2.7, temos uma ilustração do CEM para o processo de fotoprodução do J/Ψ .

De acordo com o modelo, a seção de choque para a produção do quarkonium ($\sigma_{quarkonium}$) e mésons abertos (σ_{open}) é dada pelas expressões

$$\sigma_{quarkonium} = \frac{1}{9} \int_{2m_Q}^{2m_{D,B}} dM_{Q\bar{Q}} \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dM_{Q\bar{Q}}}; \quad (2.6)$$

$$\sigma_{open} = \frac{8}{9} \int_{2m_Q}^{2m_{D,B}} dM_{Q\bar{Q}} \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dM_{Q\bar{Q}}} + \int_{2m_{D,B}}^{\sqrt{s}} dM_{Q\bar{Q}} \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dM_{Q\bar{Q}}}, \quad (2.7)$$

onde \sqrt{s} representa a energia disponível para o processo. $M_{Q\bar{Q}}$ é a massa invariante do par, m_Q é a massa do quark pesado e $2m_{D,B}$ é o limite para a produção dos mésons $D\bar{D}$ no caso do charm e $B\bar{B}$ no caso do bottom. A seção de choque diferencial a nível partônico $d\sigma_{Q\bar{Q}}/dM_{Q\bar{Q}}$, é a usual convolução da seção de choque da QCD perturbativa com as distribuições partônicas. Cada estado de quarkonium H carrega uma fração da seção de choque total de quarkonium produzido

$$\sigma_H = \rho_H \sigma_{quarkonium}, \quad (2.8)$$

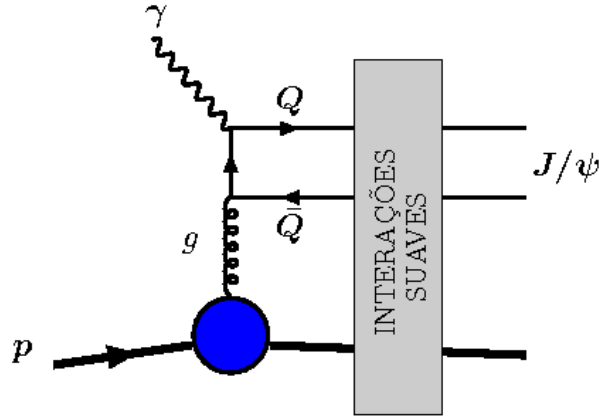


Fig. 2.7: Exemplificação do CEM através de um processo de fotoprodução do J/Ψ . A evaporação da cor do par de quarks massivos, que ocorre posteriormente ao espalhamento duro, mediante interações suaves é representada pelo retângulo.

em que a quantidade não perturbativa ρ_H é assumida ser independente do processo e energia. Este parâmetro pode ser fixado pela comparação com medidas da seção de choque total de produção do quarkonium. Uma vez estabelecido, pode-se fazer uso deste para realizar previsões sem parâmetros adicionais para outros processos.

Esta seção de choque é somada sobre todos possíveis estados de cor e spin do quarkonium. Os fatores $1/9$ e $8/9$ representam, respectivamente, a probabilidade estatística de que o par $Q\bar{Q}$ esteja num estado singleto ou octeto de cor. O modelo assume que após as interações suaves, se o estado for singleto, contribui para a produção do quarkonium, se octeto, liga-se a um quark leve, produzindo os mésons abertos (vide Tab.2.1).

Méson	Formação	Massa (MeV)
$D^0(\bar{D}^0)$	$c\bar{u}(\bar{c}u)$	1864, 1
$D^+(D^-)$	$c\bar{d}(\bar{c}d)$	1869, 4
$D_s^+(D_s^-)$	$c\bar{s}(\bar{c}s)$	1969, 0
$B^+(\bar{B}^-)$	$b\bar{u}(\bar{b}u)$	5279, 1
$B^0(\bar{B}^0)$	$b\bar{d}(\bar{b}d)$	5279, 3
$B_s^0(\bar{B}_s^0)$	$b\bar{s}(\bar{b}s)$	5369, 6

Tab. 2.1: Exemplos de mésons abertos $D\bar{D}$, $B\bar{B}$, e suas propriedades [2].

Assim, todos os estados de quarkonium e mésons abertos são produzidos pela mesma dinâmica e descritos pelas mesmas distribuições, mas com distintas normalizações.

Para os cálculos de hadroprodução de J/Ψ e Υ considerados nesta dissertação, optaremos pelo modelo de evaporação de cor. A seção de choque total pode ser escrita na forma de

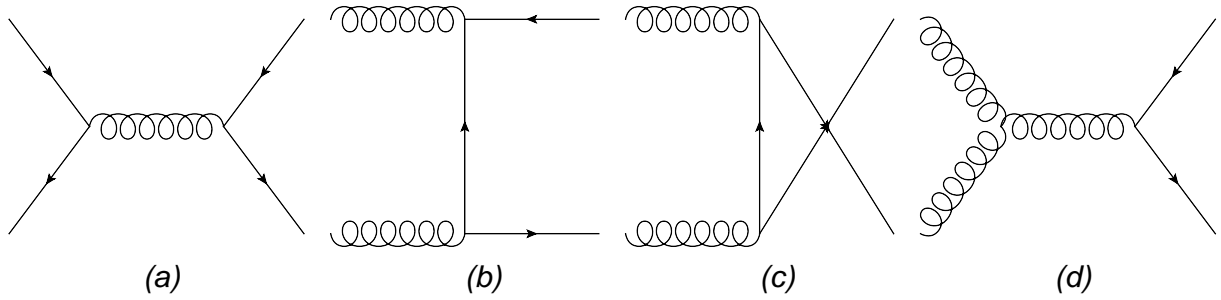


Fig. 2.8: Diagramas em nível de árvore contribuintes para a produção de quarks pesados. (a) Aniquilação de pares quark-antiquark ($q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$); (b), (c) e (d) Processos gluônicos ($gg \rightarrow Q\bar{Q}$).

uma convolução [40]:

$$\sigma_H = \sum_{a,b} \Phi_{a/A} \otimes \Phi_{b/B} \otimes \hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}} \otimes F_{Q\bar{Q} \rightarrow H}, \quad (2.9)$$

em que $\Phi_{a,b/A,B}$ é a distribuição dos partons $a(b)$ nos hádrons $A(B)$, $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}}$ são as seções de choque elementares a nível partônico e $F_{Q\bar{Q} \rightarrow H} = \rho_H/9$. Em nossos cálculos, assumimos $\rho_{J/\Psi} = 0.5$ [31, 32] e $\rho_\Upsilon = 0.207$ [41, 42].

Os diagramas de Feynman da QCD pertinentes para avaliarmos as seções de choque partônicas são mostrados na Fig.2.8, onde contribuem os seguintes subprocessos partônicos

$$q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}; \quad gg \rightarrow Q\bar{Q}. \quad (2.10)$$

As seções de choque destes subprocessos são dadas por [43]:

$$\sigma_{q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}}(Q^2) = \frac{16\pi\alpha_s^2(Q^2)}{27Q^2} (1 + \gamma)(1 - \gamma)^{1/2}; \quad (2.11)$$

$$\sigma_{gg \rightarrow Q\bar{Q}}(Q^2) = \frac{\pi\alpha_s^2(Q^2)}{3Q^2} \left[-\left(7 + \frac{31}{4}\gamma\right) \frac{1}{4}X + \left(1 + \gamma + \frac{1}{16}\gamma^2\right) \ln\left(\frac{1+X}{1-X}\right) \right], \quad (2.12)$$

onde $\gamma = \frac{4m_Q^2}{Q^2}$, $X = (1 - \gamma)^{1/2}$ e Q^2 é o quadrado da massa invariante do par $Q\bar{Q}$, cuja a relação com a energia do processo \sqrt{s} , e frações de momento x_A e x_B dos hádrons A e B correspondentes é dada por $Q^2 = x_A x_B s$.

A fim de expressar a seção de choque total é conveniente fazermos uma mudança de variáveis

$$(x_A, x_B) \rightarrow (x_F, Q^2), \quad (2.13)$$

em que a fração longitudinal do par $Q\bar{Q}$ produzido é expressa pela variável: $x_F = x_A - x_B$. Nas novas variáveis, as frações de momento $x_{A,B}$ são dadas por

$$x_{A,B} = \frac{1}{2} \left[\pm x_F + \left(x_F^2 + \frac{4Q^2}{s} \right)^{1/2} \right], \quad (2.14)$$

e o Jacobiano da transformação é dado por

$$J = \frac{\partial(x_A, x_B)}{\partial(x_F, Q^2)} = \frac{1}{s(x_F^2 + 4Q^2/s)^{1/2}}. \quad (2.15)$$

De posse das equações (2.9, 2.11, 2.12, 2.14, 2.15), podemos expressar a seção de choque total explicitamente como [40, 44]:

$$\sigma_H = \int_{4m_Q^2}^s dQ^2 \int_0^{1-\frac{Q^2}{s}} \frac{dx_F}{s(x_F^2 + 4Q^2/s)^{1/2}} \sum_{a,b} \hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}} \Phi_a(x_F, Q^2) \Phi_b(x_F, Q^2) \otimes F_{Q\bar{Q} \rightarrow H}. \quad (2.16)$$

O limite inferior de integração em Q^2 , estabelece a massa invariante mínima para que ocorra a produção do par $Q\bar{Q}$, e o limite superior representa a situação onde ambos os pártons carregam a máxima fração de momento dos hádrons no estado inicial, $x_A = x_B = 1$. Para a integração em x_F , o cálculo é feito na região frontal, $x_F > 0$, e o resultado é multiplicado por um fator 2 para levar em conta a região de $x_F < 0$.

Em geral, o CEM fornece uma boa descrição da seção de choque total, bem como da seção de choque diferencial nas variáveis x_F e p_T , para hadroprodução de J/Ψ e Υ [32, 45, 46]. Por exemplo, a Fig.2.9 mostra comparação de um cálculo do CEM em NLO [45], para hadroprodução de J/Ψ em experimentos de alvo fixo em várias energias.

Observa-se que as seções de choque em NLO (exceto as distribuições em momento transversal) podem ser reproduzidas pelo cálculo em ordem dominante (LO) multiplicado por um fator K [45]. Por isso, neste trabalho, consideraremos os cálculos em LO multiplicados por este fator.

O CEM também provê uma alternativa para modelos baseados no pomeron para a descrição da fotoprodução dos mésons J/Ψ , D e Υ em HERA [47, 48]. Dentre os modelos abordados, o CEM trata com simplicidade a neutralização da cor. Também possui uma concordância fenomenológica com muitos processos num determinado intervalo de energia. Além disso, para a predição dos observáveis físicos, faz uso dos processos partônicos elementares calculados mediante a QCD perturbativa. Portanto, por estas razões, neste trabalho, consideraremos o CEM para analisar a produção de quarkonium em processos nucleares. Primeiramente, apresentaremos nossos resultados para interações hadrônicas próton-próton (pp). Na Fig.2.10, comparamos nossas predições (cálculo LO multiplicado por um fator $K = 1,6$) para a produção do J/Ψ usando o CEM com os dados disponíveis para baixas energias em colisões pp . Utilizamos as parametrizações nucleônicas GRV [18] e CTEQ [19] para o próton e consideramos a massa do quark charm sendo $m_c = 1,5 \text{ GeV}$. Para os próximos cálculos, empregaremos a parametrização CTEQ para a distribuição partônica do próton. Na Fig.2.11, estendemos nossos resultados para a produção do J/Ψ e Υ , confrontados com os dados disponíveis para processos pp em altas energias. Utilizamos $m_b = 4,5 \text{ GeV}$ para a massa do quark bottom.

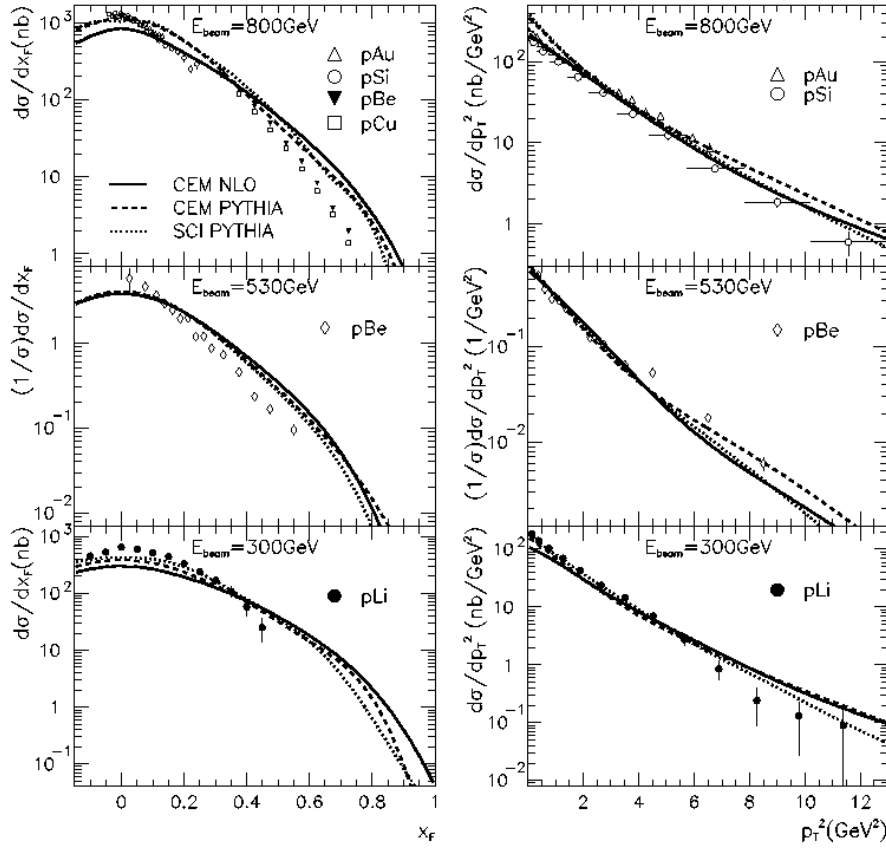


Fig. 2.9: Distribuição em x_F e p_T^2 da produção do J/Ψ em NLO via o CEM confrontada com os dados para processos de alvo fixo com feixes de próton a 800, 530 e 300 GeV. Figura extraída de [45].

2.3 Conclusão

Neste capítulo, discutimos a espectroscopia e os mecanismos de produção do quarkonium. O processo de formação dos estados de quarkonium, sem cor efetiva, é descrito parcialmente no regime da QCD não perturbativa. Na literatura, há diferentes modelos de produção do quarkonium, aqui tratamos os modelos Singleto de Cor (CSM), Octeto de Cor (COM) e de Evaporação de Cor (CEM). Para a dinâmica a curtas distâncias é empregada a técnica perturbativa da QCD, uma vez que a massa invariante do par de quarks pesados fornece uma escala dura para o problema. Os modelos diferem em quais efeitos considerar como perturbativos ou não perturbativos, influenciando no tratamento a pequenas e grandes distâncias da produção do quarkonium. O conceito de estado de quarkonium também é distinto entre os modelos descritos. O CEM é um modelo satisfatório para avaliar observáveis físicos em colisões próton-próton, com uma boa descrição dos dados experimentais. Nos próximos capítulos, empregaremos este modelo no estudo de efeitos nucleares em colisões próton-núcleo (Cap.3) e núcleo-núcleo (Cap.4).

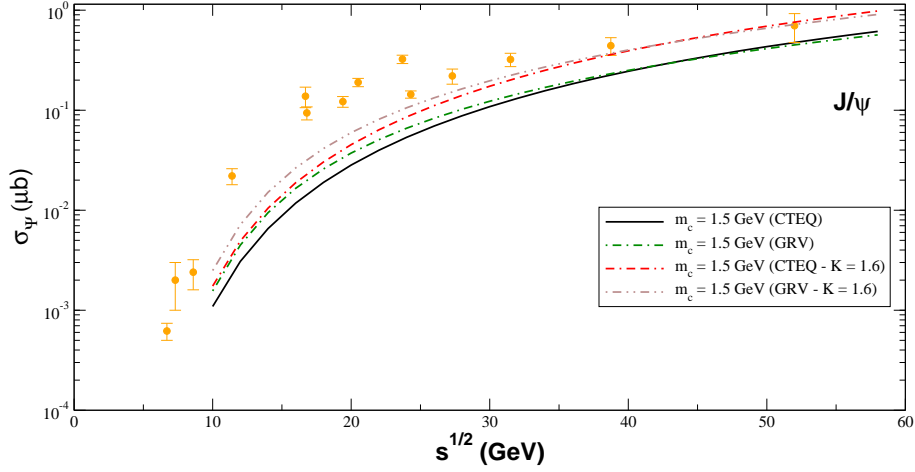


Fig. 2.10: *Predições em LO para a produção do J/Ψ confrontadas com os dados existentes na literatura [49]. Distintas parametrizações nucleônicas foram usadas para descrever a estrutura do próton. Para este cálculo utilizamos $m_c = 1,5 \text{ GeV}$. O fator $K = 1,6$ é inserido para descrever os dados de mais alta energia.*

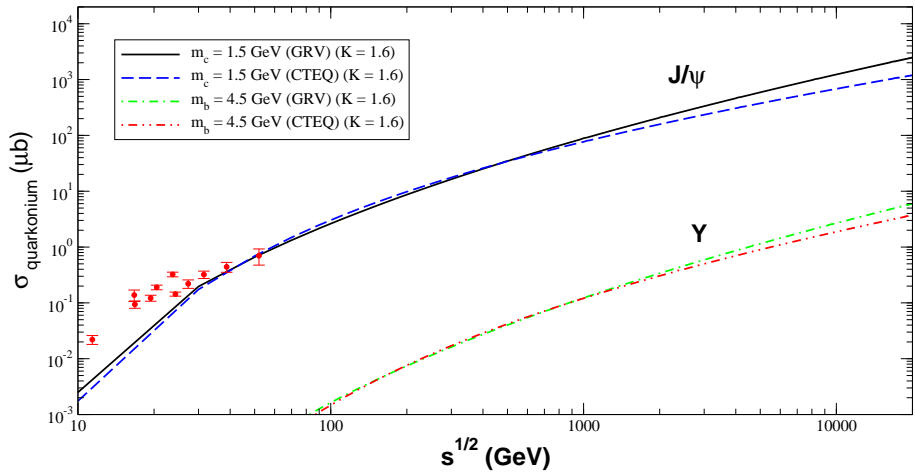


Fig. 2.11: *Predições em LO para a produção do J/Ψ e Υ confrontadas com os dados existentes na literatura [49]. Distintas parametrizações nucleônicas foram usadas para descrever a estrutura do próton. Para este cálculo utilizamos $m_c = 1,5 \text{ GeV}$ e $m_b = 4,5 \text{ GeV}$. O fator $K = 1,6$ é inserido para descrever os dados de mais alta energia.*

Capítulo 3

Produção de quarkonium em colisões próton-núcleo

Devido a estrutura do núcleo, efeitos associados à presença do meio nuclear modificam o comportamento das distribuições partônicas. A magnitude da razão nuclear entre as funções de estrutura nuclear/nucleônica permite avaliar estes efeitos nucleares, que são distintos para cada região cinemática mapeada pela variável de Bjorken x . A produção de quarkonium em processos próton-núcleo é útil para restringirmos tais efeitos.

3.1 Efeitos nucleares

Informação sobre a quantidade de pártons em um núcleo (A) ou nucleon (n) para uma determinada escala (Q^2) está relacionada com as funções de estrutura

$$F_2^n(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 x q_n(x, Q^2); \quad (3.1)$$

$$F_2^A(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 x q_A(x, Q^2), \quad (3.2)$$

onde A representa o número de massa do núcleo. Na aproximação incoerente, que considera a distribuição partônica no núcleo como a superposição de pártons no nucleon, podemos relacionar a quantidade de quarks e glúons nos núcleos e nucleons através de

$$xq_A(x, Q^2) = Axq_n(x, Q^2); \quad (3.3)$$

$$xg_A(x, Q^2) = Axg_n(x, Q^2), \quad (3.4)$$

assumindo que não há influência do meio nuclear.

Uma consequência desta hipótese, é que a seção choque total para a produção de quarkonium em colisões próton-núcleo (pA), poderia ser escrita como a seção de choque em colisões próton-próton, escalonada pelo número de nucleons no núcleo A ,

$$\sigma_{pA \rightarrow J/\Psi} = A\sigma_{pp \rightarrow J/\Psi}. \quad (3.5)$$

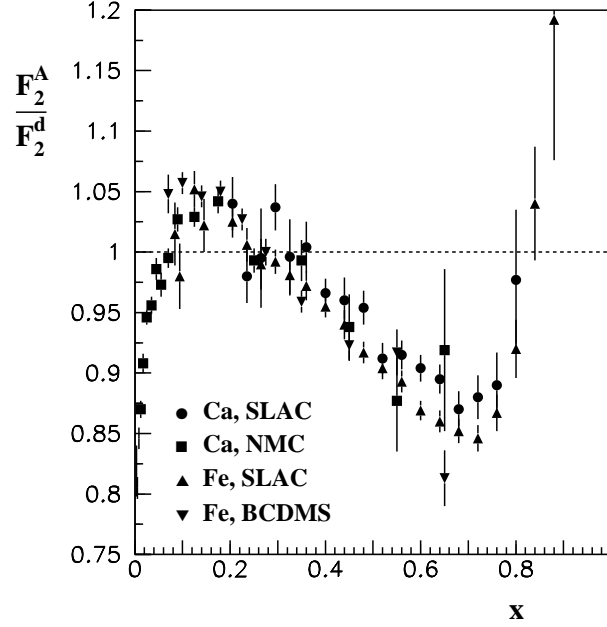


Fig. 3.1: Razão para a função de estrutura nuclear F_2^A/F_2^d para ^{40}Ca e ^{56}Fe . Dados experimentais obtidos da colaboração NMC no CERN, SLAC - Stanford Linear Accelerator Center e BCDMS. Figura extraída de [51].

A razão entre estas funções de estrutura quantifica os efeitos nucleares, podendo ser definida como [50]:

$$R_{F_2}^A(x, Q^2) = \frac{F_2^A(x, Q^2)}{AF_2^n(x, Q^2)}. \quad (3.6)$$

O resultado $R_{F_2}^A(x, Q^2) = 1$ validaria a hipótese da aproximação incoerente, porém este comportamento não é o observado. A Fig.3.1 mostra o comportamento da razão das funções de estrutura F_2^A/F_2^d em função da variável de Bjorken x para uma dada virtualidade Q^2 . F_2^A é a função de estrutura por nucleon de um núcleo com número atômico A , enquanto que F_2^d é a função de estrutura do deutério.

Então, verifica-se experimentalmente que as distribuições partônicas em núcleos são diferentes da superposição dos seus constituintes partônicos em nucleons, ou seja,

$$xq_A(x, Q^2) \neq Axq_n(x, Q^2); \quad (3.7)$$

$$xg_A(x, Q^2) \neq Axg_n(x, Q^2). \quad (3.8)$$

Em outras palavras, a função de estrutura medida no nucleon ligado ao núcleo é diferente da função de estrutura deste mesmo nucleon no espaço livre. A seguir comentamos sobre os efeitos nucleares [50, 52] em distintas regiões cinemáticas.

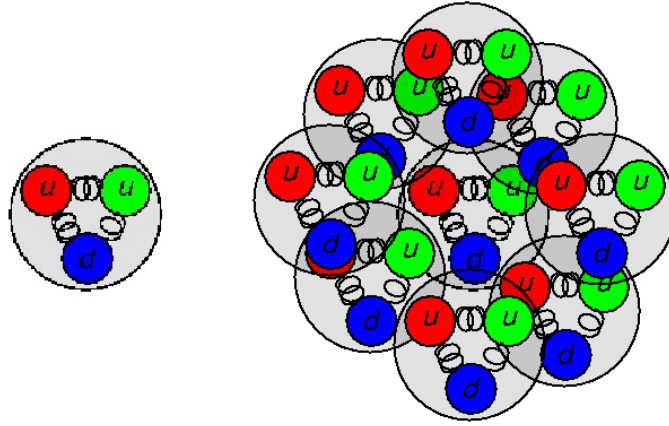


Fig. 3.2: *Superposição nucleônica, efeito nuclear devido à estrutura hadrônica.*

- Região de Sombreamento (*Shadowing*)

Em $x < 0,1$, a razão das funções de estrutura é menor do que 1 e decresce com x decrescente, ou seja, a medida da função de estrutura nuclear é menor do que a nucleônica. Isto pode estar relacionado a origem de um glúon através da interação de um par de glúons de pequeno x . Como consequência, diminuirá a quantidade de glúons de menor x , em contrapartida o glúon emitido irá contribuir para a região de antisombreamento. A Fig.3.2 mostra a diferença entre o conteúdo de pártons vinculados à presença do meio nuclear. A região de sombreamento aumenta sistematicamente com o número de massa atômica A , sendo que este efeito depende apenas fracamente do momento transferido Q^2 .

- Região de Antisombreamento (*Antishadowing*)

Na região $0,1 < x < 0,3$, observa-se um pequeno reforço nas funções de estrutura nucleares, sendo a razão maior do que 1, sem dependência em Q^2 .

- Região de Efeito EMC - *European Muon Collaboration* [53]

Na região cinemática $0,3 < x < 0,8$, a medida da razão entre as funções de estrutura nuclear e nucleônica decresce com o crescimento de x , sendo menor do que 1, e tem um mínimo em $x \approx 0,7$. A intensidade da diminuição cresce logaritmicamente com o número de massa nuclear A . Não há dependência em Q^2 do quociente das funções de estrutura para esta região de efeito nuclear.

- Região de Movimento de Fermi

A razão das funções de estrutura é superior a 1 na região cinemática $x > 0,8$, entretanto as informações experimentais são reduzidas. A função de estrutura para um nucleon livre F_2^n , decresce com $(1-x)^3$ quando o seu limite cinemático está próximo de ser atingido, $x = 1$. Efeitos nucleares cada vez menores surgem neste limite cinemático, quando exibidos na forma da razão F_2^A/F_2^n .

Na Fig.3.3, ilustramos estas distintas regiões cinemáticas. Neste trabalho, as regiões cinemáticas relevantes são as de pequeno x , ou seja, as regiões de sombreamento e antisombreamento.

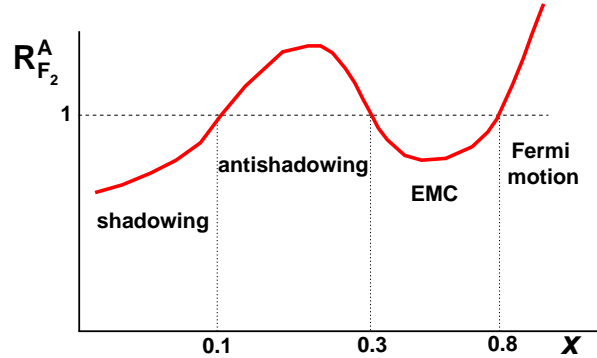


Fig. 3.3: Regiões cinemáticas e os seus respectivos efeitos nucleares. Figura extraída de [50].

3.2 Parametrizações nucleares

Devido aos efeitos nucleares, que modificam as distribuições partônicas no núcleo, as distribuições partônicas nucleares não podem ser consideradas simplesmente como uma extrapolação das distribuições partônicas para nucleons livres no espaço. Existem na literatura diferentes parametrizações que predizem os efeitos nucleares, dentre elas: EKS (Eskola, Kollinen e Salgado) [54, 55], DS (de Florian e Sassot) [56], EPS (Eskola, Paukkunen e Salgado) [57] e HKN (Hirai, Kumano e Nagai) [58, 59]. Todas empregam as equações de evolução partônica DGLAP e fazem uso do método da análise global, em que utilizam diferentes conjuntos de dados, os comumente usados são: DIS nuclear (nDIS) e produção Drell-Yan de múons. Estes dados permitem uma restrição indireta na densidade gluônica nuclear, que é obtida através do ajuste da dependência em μ^2 da função de estrutura nuclear F_2^A , e da conservação de momento. Para dados de nDIS, que são avaliados somente em energias de alvo fixo, o intervalo da escala perturbativa μ^2 é limitado. Portanto, o intervalo da fração de momento também o é. Há poucos dados disponíveis na região $x < 10^{-2}$ para valores perturbativos de μ^2 [60]. Então, as parametrizações nucleares diferem em vários aspectos [50, 60]:

- A forma da parametrização na escala inicial

O sombreamento satura para pequeno x em EPS e EKS, comportamento oposto ocorre para a DS. Também há variação no valor de Q_0^2 , por exemplo, de $\sim 0,4 \text{ GeV}^2$ (DS) até $2,25 \text{ GeV}^2$ (EPS e EKS);

- No emprego de diferentes conjuntos de dados experimentais

Dados do processo Drell-Yan são utilizados em EPS, EKS e DS, entretanto HKN não faz uso dos mesmos. Além disso, dados da dependência em Q^2 da razão nuclear são adicionados

em EPS, EKS, e DS, porém não em HKN. Tal fator vincula a distribuição de glúons em pequeno e moderado x ;

- Na ordem da evolução DGLAP

Na parametrização EKS a evolução é feita em LO, enquanto que nas parametrizações EPS, HKN e DS, a evolução é feita tanto em LO quanto em NLO, o que modifica a dependência em Q^2 da razão nuclear;

- No intervalo da região cinemática x

O intervalo de validade para a região cinemática em EKS, EPS e DS é de $10^{-6} \leq x < 1$, ao passo que em HKN, tem-se $10^{-9} < x < 1$;

- Na escala perturbativa μ^2

Os intervalos de validade das parametrizações nucleares são: $2, 25 \text{ GeV}^2 \leq \mu^2 \leq 10^4 \text{ GeV}^2$ para EKS; $1 \text{ GeV}^2 < \mu^2 < 10^6 \text{ GeV}^2$ para DS; $1 \text{ GeV}^2 < \mu^2 < 10^8 \text{ GeV}^2$ para HKN, e $1, 96 \text{ GeV}^2 \leq \mu^2 \leq 10^6 \text{ GeV}^2$ para EPS;

- Nas diferentes densidades partônicas do nucleon usadas nas análises

Existe uma grande incerteza nas distribuições gluônicas em pequenos valores de x , como mostra a Fig.3.4, devido às parametrizações nucleares predizerem distintas magnitudes dos efeitos nucleares.

3.3 Produção de quarkonium em colisões pA

Supressão de quarkonium é um efeito útil para testar as propriedades do meio produzido em colisões de íons pesados [23, 62, 63]. O principal desafio é discriminar efeitos de interações de estado inicial e final, que nas colisões pA há somente efeitos de matéria fria. Estes necessitam ser avaliados antes de testar os sinais do meio de altas densidades da QCD, que podem ser identificados em colisões AA .

Em nosso trabalho consideramos dois efeitos de matéria fria importantes para a produção de quarkonium. O sombreamento, que é um efeito de estado inicial e a absorção nuclear, tipicamente definida como efeito de estado final. A produção de quarkonium nas energias dos aceleradores RHIC e LHC é dominada pelas distribuições de glúons no estado inicial. Neste cenário colisões pA propiciam valiosas informações sobre a distribuição gluônica no núcleo. Qualquer variação na distribuição gluônica naturalmente resulta numa diferença significativa na produção de pares $Q\bar{Q}$, uma vez que a probabilidade de produzir um par $Q\bar{Q}$ nos subprocessos iniciados por glúons, é linearmente proporcional à distribuição gluônica.

No modelo de evaporação de cor, a seção de choque para a produção de quarkonium em colisões pA pode ser expressa de forma fatorizada como [40]:

$$\sigma_H = \sum_{a,b} \Phi_{a/p} \otimes \Phi_{b/A} \otimes \hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}} \otimes F_{Q\bar{Q} \rightarrow H}, \quad (3.9)$$

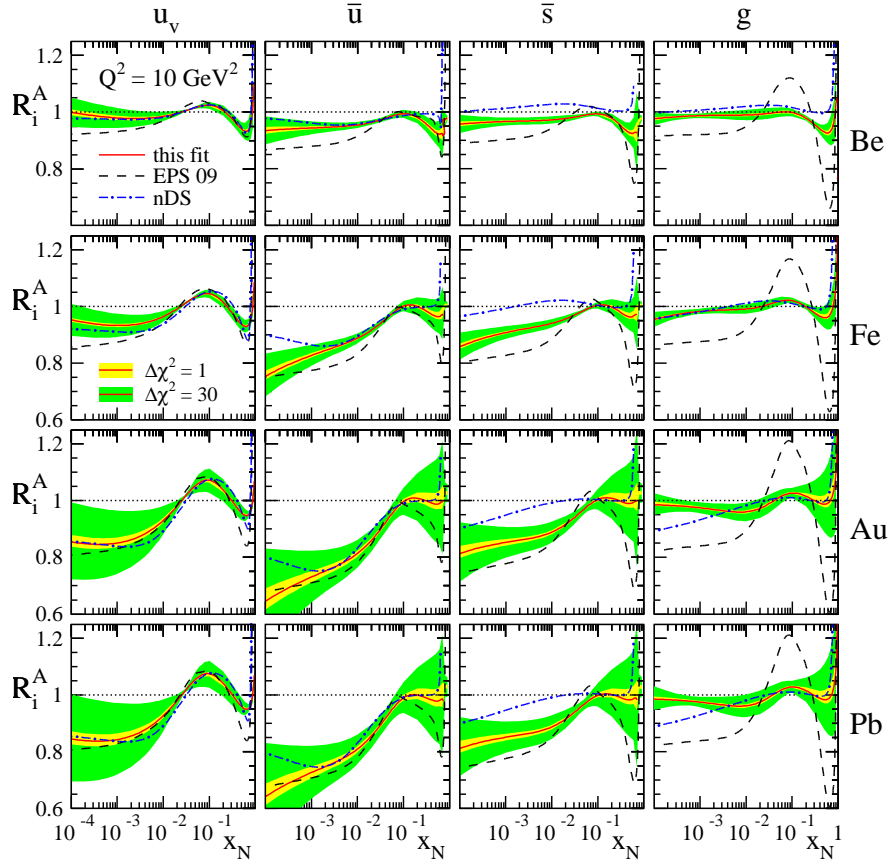


Fig. 3.4: Razão nuclear em NLO para os quarks u de valência, antiquarks u e s de mar e glúons em $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ para os núcleos de Be, Fe, Au e Pb nas parametrizações DS (this fit), EPS e nDS, com as incertezas inclusas por $\Delta\chi^2$. Figura extraída de [61].

em que $\Phi_{a/p}$ é a distribuição do parton a no próton p , e $\Phi_{b/A}$ é a distribuição do parton b no núcleo A . A seção de choque a nível partônico é dada por $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}}$ e a probabilidade de transição do par $Q\bar{Q}$ para o estado de quarkonium H , está contida em $F_{Q\bar{Q} \rightarrow H} = \rho_H/9$.

E a seção de choque total adquire a forma explícita [40, 44]:

$$\sigma_H = \int_{4m_Q^2}^s dQ^2 \int_0^{1-\frac{Q^2}{s}} \frac{dx_F}{s(x_F^2 + 4Q^2/s)^{1/2}} \sum_{a,b} \hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}} \Phi_a(x_F, Q^2) \Phi_b(x_F, Q^2) \otimes F_{Q\bar{Q} \rightarrow H}. \quad (3.10)$$

Portanto, a convolução da seção de choque partônica com a probabilidade de transição $F_{Q\bar{Q} \rightarrow H}$, fornece a seção de choque total próton-núcleo para a produção de quarkonium.

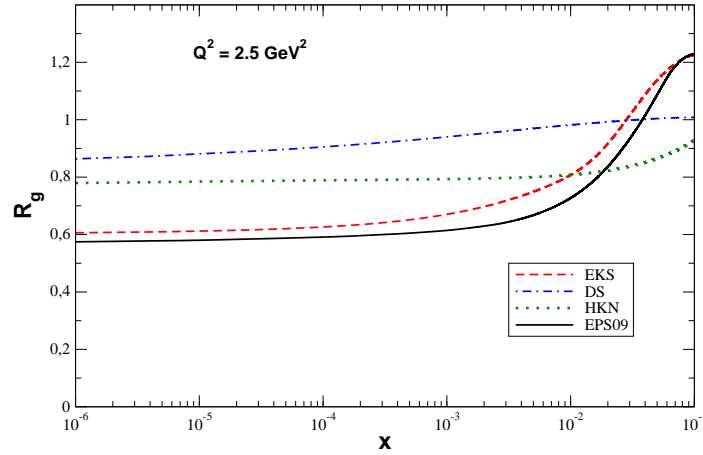


Fig. 3.5: Razão: $R_g \equiv xg_A/A.xg_N$, predita pelas parametrizações EKS, DS, HKN e EPS para $Q^2 = 2,5 \text{ GeV}^2$ e $A = 208$.

3.4 Sombreamento

Como vimos na seção 3.1, um dos efeitos nucleares que modifica o comportamento da distribuição nuclear de glúons é o sombreamento, que pode ser expresso em termos do conteúdo de pártons nos nucleons ligados ao núcleo, sendo diferente do conteúdo de pártons no nucleon livre. Dependendo da fração de momento x dos pártons, as funções de distribuição nucleares podem ser suprimidas (sombreamento) ou enaltecidas (antisombreamento) comparadas com as distribuições partônicas usuais. Em particular, existe grande incerteza na distribuição de glúons nuclear. Na Fig.3.5, apresentamos os resultados da razão de glúons nas parametrizações EKS, DS, HKN e EPS, que indicam distintas magnitudes para os efeitos nucleares. Para grande valor de x , no domínio de $x \leq 10^{-1}$, EKS e EPS apresentam o antisombreamento, que está ausente nas parametrizações HKN e DS. Por outro lado, o sombreamento é moderado para DS e HKN, sendo intensificado nas parametrizações EKS e EPS, a qual tem uma maior supressão. Para pequeno x , $x \leq 10^{-5}$, DS e HKN apresentam, respectivamente, supressão de aproximadamente 10 e 20%, ao passo que EKS prediz supressão de aproximadamente 40% e EPS de 42%. À medida que x cresce, $x > 10^{-2}$, a parametrização DS não apresenta efeito nuclear, enquanto a HKN deixa de prever efeito nuclear quando $x \rightarrow 10^{-1}$. No que segue, apresentaremos nossas estimativas para a razão nuclear

$$R_{pA} = \frac{d\sigma_{pA}(J/\psi, \Upsilon)/dy}{Ad\sigma_{pp}(J/\psi, \Upsilon)/dy}, \quad (3.11)$$

nas energias do RHIC e LHC considerando as diferentes parametrizações nucleares de pártons. A variável y é a rapidez do estado de quarkonium, que pode ser aproximada a pseudorapidez η , quando o momento p portado pela partícula é elevado tal que sua massa

pode ser ignorada, $p \gg m$, logo

$$\eta \equiv -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \approx y. \quad (3.12)$$

A relação entre rapidez e a fração de momento x é

$$x = \frac{m_Q}{\sqrt{s}} e^{-y}, \quad (3.13)$$

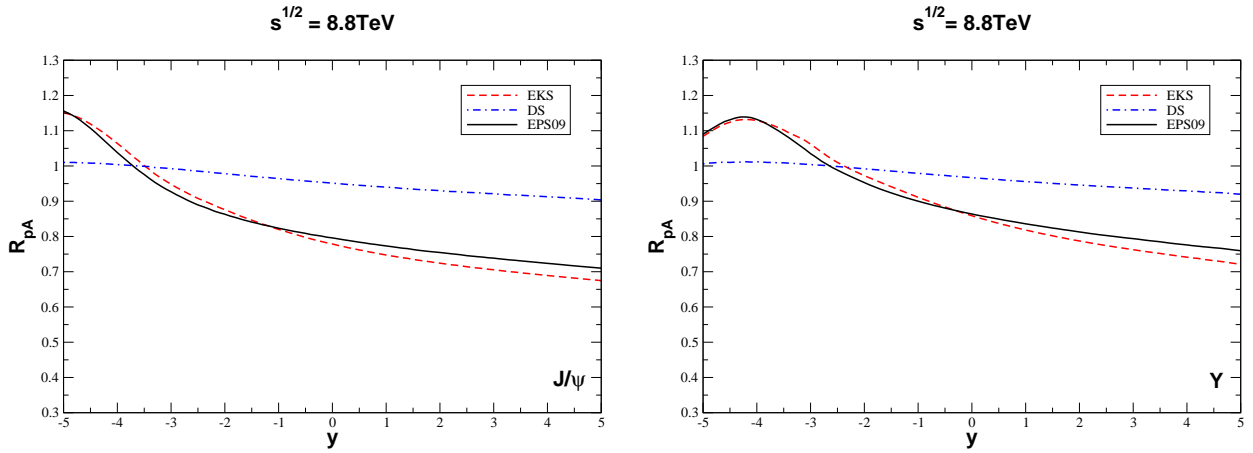
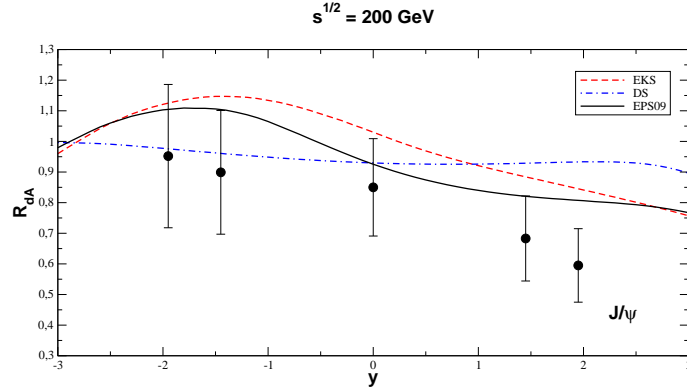
onde m_Q é a massa do quark pesado e s é o quadrado da energia de centro de massa. Medidas experimentais são feitas da variável pseudorapidez, uma vez que os detectores cobrem uma região angular θ bem definida com respeito ao eixo de colisão do feixe de partículas.

Na Fig.3.6, mostramos o resultado da razão R_{pA} em função da rapidez para produção do J/Ψ em colisões deutério-ouro (dAu) no RHIC. Em $y \approx 0$ e $y < 0$, o antisombreamento presente nas parametrizações EKS e EPS, implica no enaltecimento da razão nuclear. Como este efeito não está presente em DS, tal comportamento não é previsto para R_{dAu} . Os dados do RHIC não são suficientes para discriminar entre as nPDF's¹. Em contraste, para $y > 0$, a razão sonda a distribuição de glúons em pequenos valores de x ($x \leq 10^{-3}$), conforme a relação (3.13), ou seja, o efeito de sombreamento, o que resulta em $R_{dAu} < 1$. Em $y \approx 2$, os dados do RHIC não podem ser descritos por nenhuma das parametrizações nucleares. Isto sugere a presença de outros efeitos nucleares, por exemplo, aqueles associados à dinâmica QCD não linear [64] (física de saturação). Nas figuras 3.7 a 3.10, apresentamos nossos resultados da razão R_{pA} para o J/Ψ e Υ produzidos em colisões próton-chumbo (pPb) e próton-cálcio (pCa) em energias do LHC. As distribuições nucleares EKS e EPS, implicam num enaltecimento da razão em $y < 0$ associado ao efeito de antisombreamento, e uma supressão mais pronunciada em $y \geq 0$ devido ao efeito de sombreamento. Já os efeitos nucleares de estado inicial são imperceptíveis quando empregamos a parametrização nuclear DS. Além disso, podemos observar que quanto maior o número de massa entre os núcleos a colidir com o próton, mais significativos os efeitos nucleares se tornam em ambas energias do LHC. Estes efeitos estão vinculados ao coletivo, logo, quanto mais nucleons interagirem no estado inicial, tem-se como resultado um maior efeito nuclear. Uma vez que a parametrização DS não prediz nenhum efeito significativo em relação às demais nPDF's, o estudo deste observável pode ser útil para discriminar entre estas distribuições. Em particular, demonstramos que o estudo da dependência em rapidez da razão R_{pA} é um observável eficaz para discriminar entre as diferentes distribuições de pártons no meio nuclear.

3.5 Absorção nuclear

O segundo efeito de matéria fria está relacionado com a propagação e atenuação do estado de quarkonium através do meio nuclear criado na colisão [66]. Absorção nuclear (desintegração do estado de quarkonium) ocorre depois que o par $Q\bar{Q}$ foi produzido e, enquanto está atravessando o meio nuclear, como mostra a Fig.3.11. No processo de absorção nuclear estão envolvidas diferentes escalas de tempo [63, 66, 67, 68]:

¹ Abreviação para nuclear Parton Distribution Functions - Funções de Distribuição Partônicas nucleares.



- Tempo de formação

O estado de charmonium Ψ' possui o dobro do raio nuclear do J/Ψ , portanto, deve atenuar mais fortemente na matéria nuclear do que o J/Ψ . No entanto, o tempo de formação da função de onda destes estados não pode ser distinguido. Este intervalo de tempo, chamado de tempo(comprimento) de formação é ampliado em altas energias E_Ψ pela dilatação temporal de Lorentz

$$t_f = \frac{2E_\Psi}{M_{\Psi'}^2 - M_{J/\Psi}^2}, \quad (3.14)$$

e pode ser comparado com o raio nuclear R_A . Sendo $t_f \gg R_A$, o que se propaga no meio

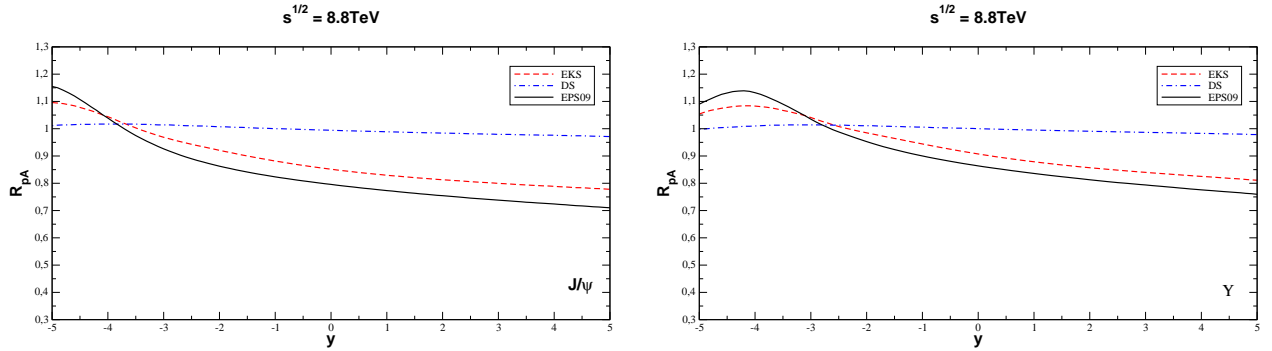


Fig. 3.8: Distribuição na variável rapidez para produção do J/Ψ e Υ em colisões pCa no LHC em $\sqrt{s} = 8,8 \text{ TeV}$.

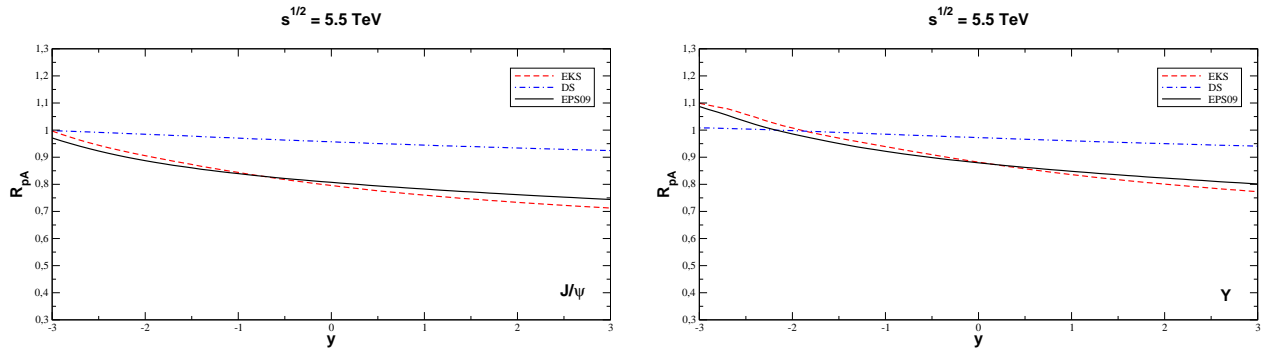


Fig. 3.9: Distribuição na variável rapidez para produção do J/Ψ e Υ em colisões pPb no LHC em $\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV}$.

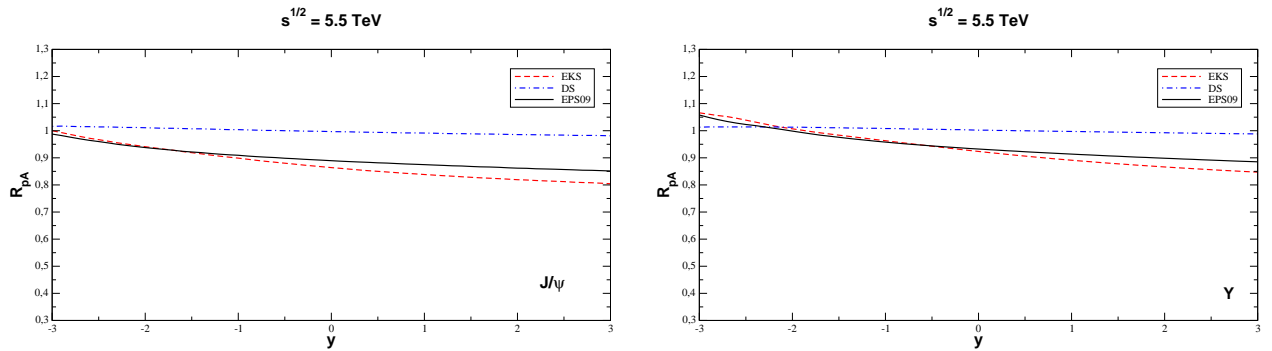


Fig. 3.10: Distribuição na variável rapidez para produção do J/Ψ e Υ em colisões pCa no LHC em $\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV}$.

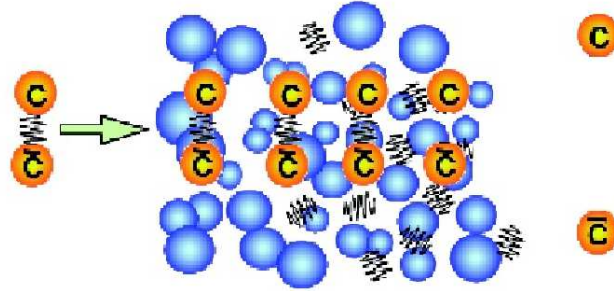


Fig. 3.11: Estado de charmonium dissociando ao atravessar o meio nuclear, efeito de estado final de matéria fria.

nuclear não é nem o J/Ψ nem o Ψ' , mas um pacote da função de onda do $c\bar{c}$ pré-formado [69].

- Tempo de coerência

A produção do par $c\bar{c}$ está vinculada ao momento longitudinal transferido q_c , o qual diminui com a energia. Consequentemente, as amplitudes de produção em diferentes nucleons se somam de forma coerente e sofrem interferência se os pontos de produção estão dentro do intervalo $l_c = 1/q_c$, denominado de tempo(comprimento) de coerência

$$t_c = \frac{2E_{J/\Psi}}{M_{J/\Psi}^2}, \quad (3.15)$$

que é inferior ao tempo de formação, $t_f \gg t_c$. Isto também pode ser interpretado em termos do princípio da incerteza como o tempo de vida de uma flutuação do par $c\bar{c}$. Se a energia de produção do J/Ψ for suficientemente grande, $E_{J/\Psi} \gtrsim 25(\text{GeV}) \times L(\text{fm})$, sendo L o comprimento do meio nuclear tal que $t_c \gg R_A$, efeitos de coerência possuem relevância, e podemos negligenciar a flutuação do tamanho do dipolo durante a propagação pelo núcleo. Ou seja, podemos tratar o tamanho do dipolo como congelado frente a dilatação temporal de Lorentz. Efeitos de coerência estão associados a produção de um par $Q\bar{Q}$ sem cor, numa determinada função de onda, o qual se propaga através do núcleo com uma separação transversal r_T pequena, $r_T \approx 0,1 \text{ fm}$ [63], configurando um dipolo.

Então, para o limite $t_f \gg t_c \gg R_A$, o quarkonium é produzido coerentemente através das múltiplas interações do glúon projétil com os nucleons do alvo. Destes processos, um par octeto de cor é criado com um tempo de vida superior ao raio nuclear, e transita pelo núcleo onde é atenuado pela seção de choque de absorção σ_0 . Neste ponto, o par flutua para o estado singlete de cor com os números quânticos do estado de quarkonium a ser formado. Em seguida, continua se propagando através do núcleo onde é atenuado novamente pela seção de choque de dipolo $\sigma_{c\bar{c}}(r_T, x_2)$. Por fim, constitui o estado de quarkonium após emergir do núcleo. A seção de choque de absorção é assumida ser universal para todos os núcleos e independente da energia e x_F , sendo fitada de dados em HERA. A função de

estrutura $F_2(x, Q^2)$ do próton, medida em um amplo intervalo de x e Q^2 fornece uma boa prova para esta seção de choque, dependendo do tamanho do dipolo e energia. A amplitude de produção é uma convolução no espaço do parâmetro de impacto das funções de onda no formalismo do cone de luz, que envolve a função de onda do glúon incidente e a do charmonium final com a seção de choque de dipolo. Esta corresponde a flutuação do dipolo em um glúon $|c\bar{c} \rangle_g$ tornando-se um estado singleto de cor e a posterior transição para o estado de charmonium $|c\bar{c} \rangle_{J/\Psi}$. O par de quarks pesados produzido dentro do núcleo, em um ponto com parâmetro de impacto b e coordenada longitudinal z , tem como amplitude de produção mediada sobre o tamanho do dipolo [67]:

$$S_{pA}(b, z) = \int d^2r_T W_{c\bar{c}}(r_T) \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma_{c\bar{c}g}(r_T) T_-(b, z) - \frac{1}{2} \sigma_{c\bar{c}}(r_T) T_+(b, z) \right], \quad (3.16)$$

onde $W_{c\bar{c}}(r_T)$ é a função distribuição para o tamanho do dipolo. No limite $t_c \gg R_A$, esta tem a forma [67]:

$$W_{c\bar{c}}(r_T) \propto K_0(m_c r_T) r_T^2 \Psi_{J/\Psi}(r_T), \quad (3.17)$$

em que $K_0(m_c r_T)$ é a função de Bessel modificada que dá amplitude de flutuação do par $c\bar{c}$ em um glúon. Por simplicidade consideraremos a parametrização [71]:

$$\Psi_{inc}^c(r_T) = K_0(m_c r_T) r_T^2 \approx \text{constante} \left[e^{-r_T^2/a_c^2} - e^{-r_T^2/b_c^2} \right], \quad (3.18)$$

onde

$$a_c = 0,496 \text{ fm}; \quad (3.19)$$

$$b_c = 0,11 \text{ fm}. \quad (3.20)$$

Complementarmente, assumimos que a função de onda $\Psi_{J/\Psi}(r_T)$ tem a forma

$$\Psi_{J/\Psi}(r_T) \propto \exp \left[-r_T^2/2\langle r_{J/\Psi}^2 \rangle \right], \quad (3.21)$$

em que

$$\langle r_{J/\Psi}^2 \rangle = \frac{2}{m_c w} \quad (m_c = 1,5 \text{ GeV}, w = 300 \text{ MeV} [71]). \quad (3.22)$$

$$(3.23)$$

Após tais considerações, o fator na expressão (3.17) se torna

$$W_{c\bar{c}}(r_T) = \frac{1}{\pi(r_1^2 - r_2^2)} \left[e^{-r_T^2/a_c^2} - e^{-r_T^2/b_c^2} \right], \quad (3.24)$$

onde

$$r_1^2 = \frac{a_c^2}{\left(1 + \frac{a_c^2}{2\langle r_{J/\Psi}^2 \rangle} \right)}; \quad (3.25)$$

$$r_2^2 = \frac{b_c^2}{\left(1 + \frac{b_c^2}{2\langle r_{J/\Psi}^2 \rangle} \right)}. \quad (3.26)$$

Também temos que $\sigma_{c\bar{c}g}(r_T)$ é a seção de choque de dipolo de três corpos definida por $\sigma_{c\bar{c}g}(r_T) = \frac{9}{4}\sigma_{c\bar{c}}(r_T/2) - \frac{1}{8}\sigma_{c\bar{c}}(r_T)$. Para a seção de choque de dipolo utilizamos a parametrização [70]:

$$\sigma_{c\bar{c}}(r_T, x_2) = \sigma_0 \left[1 - e^{-r_T^2/r_0^2(x_2)} \right], \quad (3.27)$$

em que

$$\sigma_0 = 23,03 \text{ mb}; \quad (3.28)$$

$$r_0(x_2) = 0,4 \text{ fm} (x_2/x_0)^{0,144}; \quad (3.29)$$

$$x_0 = 3,04 \times 10^{-4}; \quad (3.30)$$

$$x_2 = \frac{\sqrt{\langle M_{c\bar{c}}^2 \rangle + \langle p_T^2 \rangle}}{\sqrt{s}} e^{-y}. \quad (3.31)$$

Para pequenas distâncias transversais do dipolo estas seções de choque são dadas por

$$\sigma_{c\bar{c}}(r_T, x_2) = C(x_2)r_T^2; \quad (3.32)$$

$$\sigma_{c\bar{c}g}(r_T, x_2) = \frac{7}{16}C(x_2)r_T^2, \quad (3.33)$$

onde

$$C(x_2) = \frac{\sigma_0}{r_0^2(x_2)}. \quad (3.34)$$

A distribuição de massa invariante do par $c\bar{c}$ via o modelo singlete de cor é dada por $\langle M_{c\bar{c}}^2 \rangle = 2M_{J/\Psi}^2$ [62]. A medida de momento transversal quadrático médio é $\langle p_T^2 \rangle = 4 \text{ GeV}^2$. Além disso, temos

$$T_-(b, z) = \int_{-\infty}^z dz' \rho_A(b, z'); \quad (3.35)$$

$$T_+(b, z) = T_A(b) - T_-(b, z); \quad (3.36)$$

$$T_A(b) = T_-(b, \infty), \quad (3.37)$$

em que $T_A(b)$ denota a função espessura nuclear. Para avaliarmos (3.35, 3.36) utilizamos a parametrização de Woods-Saxon [72] para densidade nuclear ρ_A . Então, realizando a integração na expressão (3.16), onde empregamos os resultados obtidos em (3.24, 3.32, 3.33, 3.35, 3.36), resulta em

$$S_{pA}(b) = \frac{1}{r_1^2 - r_2^2} \left[r_1^2 S_{pA}^{(1)}(b) - r_2^2 S_{pA}^{(2)}(b) \right], \quad (3.38)$$

que para $i = 1, 2$

$$S_{pA}^{(i)}(b) = \left[1 + \frac{1}{2} C r_i^2 \left(\frac{7}{16} T_-(b, z) + T_+(b, z) \right) \right]^{-1}, \quad (3.39)$$

observa-se que a amplitude decresce em potências com a espessura nuclear. A probabilidade de sobrevivência da amplitude, $S_{pA}(b, z)$, pode ser elevada ao quadrado e integrada sobre a coordenada do ponto de produção (dentro do núcleo massivo), levando à razão nuclear

$$R_{pA} = \frac{1}{A} \int d^2b \int_{-\infty}^{\infty} dz |S_{pA}(b, z)|^2, \quad (3.40)$$

que assume a seguinte forma

$$R_{pA} = \left(\frac{r_1^2}{r_1^2 - r_2^2} \right)^2 R_{pA}^{(1)} + \left(\frac{r_2^2}{r_1^2 - r_2^2} \right)^2 R_{pA}^{(2)} - 2 \left(\frac{r_1 r_2}{r_1^2 - r_2^2} \right)^2 R_{pA}^{(12)}, \quad (3.41)$$

onde para $i = 1, 2$

$$R_{pA}^{(i)} = \frac{1}{A} \int d^2b T_A(b) \left[1 + \frac{r_i^2}{2} CT_A(b) \right]^{-1} \left[1 + \frac{7r_i^2}{32} CT_A(b) \right]^{-1}, \quad (3.42)$$

e

$$R_{pA}^{(12)} = \frac{1}{A} \frac{32}{9C(r_1^2 - r_2^2)} \int d^2b \ln \left[\frac{\left(1 + \frac{r_1^2}{2} CT_A(b) \right) \left(1 + \frac{7r_2^2}{32} CT_A(b) \right)}{\left(1 + \frac{r_2^2}{2} CT_A(b) \right) \left(1 + \frac{7r_1^2}{32} CT_A(b) \right)} \right]. \quad (3.43)$$

A seguir apresentamos nossos resultados via a razão R_{pA} em função da rapidez para a produção do J/Ψ e Υ nos colisores RHIC e LHC. Na Fig.3.12, temos o processo próton-ouro (pAu) em RHIC. Como podemos observar, o efeito de absorção nuclear não descreve os dados experimentais [65] para a produção do J/Ψ em energias do RHIC. Este efeito é mais pronunciado para a produção do J/Ψ , visto que este estado de quarkonium é menos massivo do que o Υ . Logo, sua janela de produção é maior, além disso, este possui maior raio nuclear, o que resulta em uma maior atenuação no meio nuclear. Em $y = 2$, podemos observar que a supressão nuclear para a produção do J/Ψ é aproximadamente 55%, enquanto para Υ esta é de aproximadamente 10%. As Fig.3.13 e Fig.3.14, mostram os resultados para os processos pPb e pCa em energias do LHC. Analisando-as, observamos que ao tratar do mesmo estado ligado e energia de centro de massa, o efeito se torna acentuado para o núcleo de maior número de massa nuclear. Isto se deve ao meio nuclear ser mais denso, conseqüentemente, o estado de quarkonium é atenuado mais fortemente. Por exemplo, para o J/Ψ produzido no processo pPb , em $y = 2$ a supressão é de aproximadamente 75%, enquanto para o processo pCa esta é de aproximadamente 60%. Quando confrontamos a produção de diferentes estados, mas em que as colisões envolvam o mesmo núcleo e energia de centro de massa, novamente, concluímos que a supressão é intensificada para o estado de quarkonium de menor massa. Para o processo pPb , a produção do J/Ψ e Υ apresentam uma supressão nuclear em $y = 2$ de aproximadamente 75 e 20%, respectivamente.

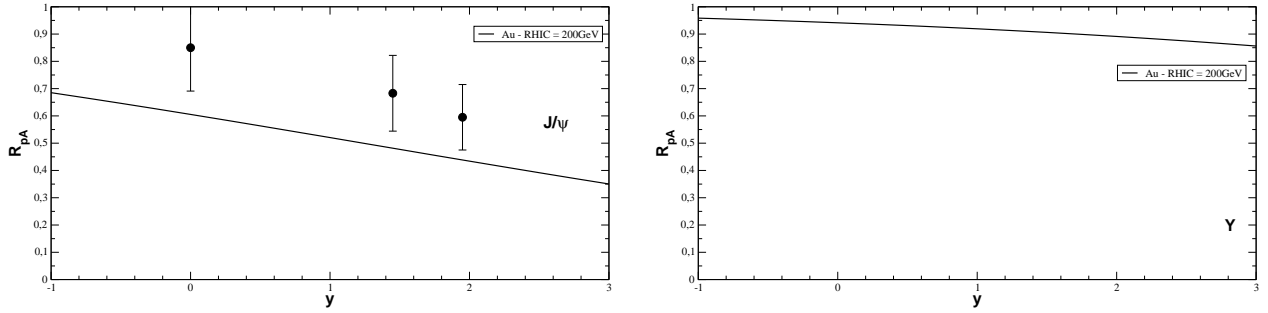


Fig. 3.12: Supressão nuclear para a produção do J/Ψ (painel esquerdo) e Υ (painel direito) em função da variável rapidez em colisões pAu no RHIC em $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$.

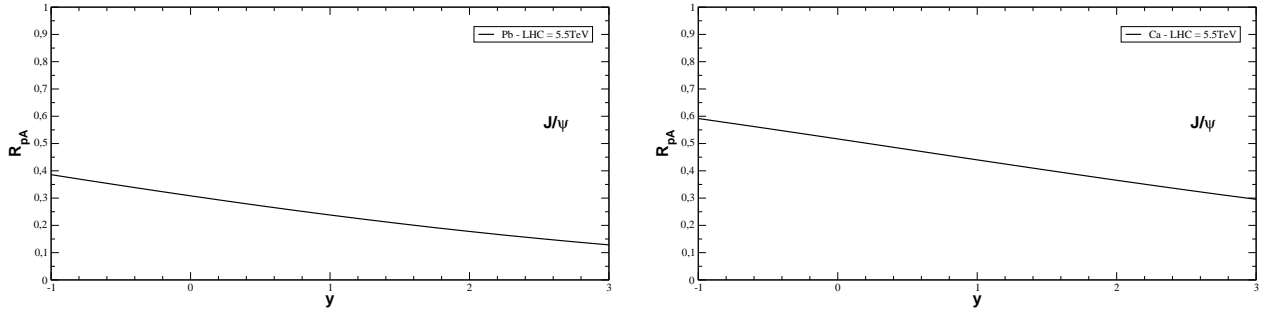


Fig. 3.13: Supressão nuclear para a produção do J/Ψ em função da variável rapidez em colisões pPb (painel esquerdo) e pCa (painel direito) no LHC em $\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV}$.

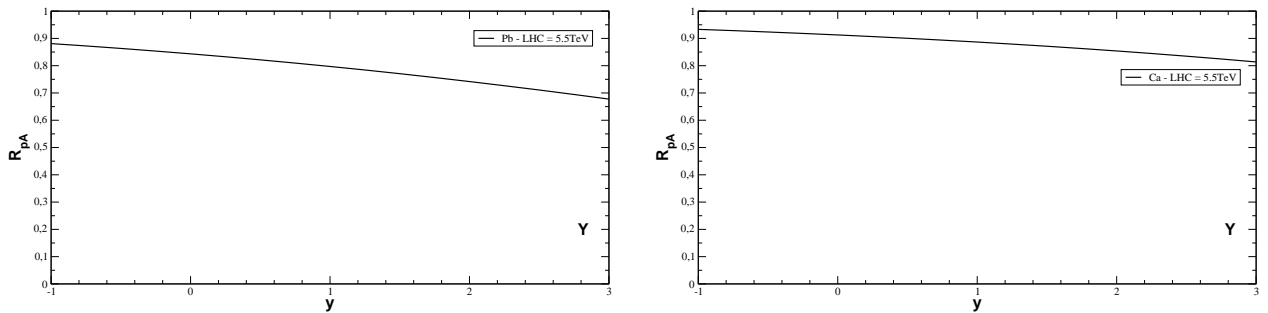


Fig. 3.14: Supressão nuclear para a produção do Υ em função da variável rapidez em colisões pPb (painel esquerdo) e pCa (painel direito) no LHC em $\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV}$.

3.6 Efeitos de sombreamento e absorção nuclear combinados

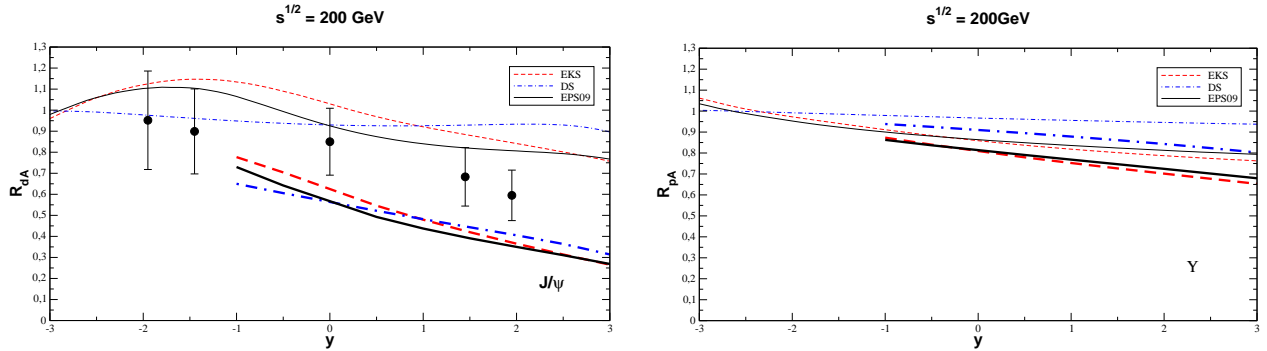


Fig. 3.15: *Combinação dos efeitos nucleares (curvas espessas) para a produção do J/Ψ e Υ em função da variável rapidez em colisões pAu no RHIC em $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ comparada com o efeito de sombreamento (curvas menos espessas).*

A fim de estimar a magnitude da supressão dos estados de quarkonium investigados, iremos combinar os efeitos nucleares de sombreamento e absorção nuclear. Para tanto, efetuaremos a multiplicação entre as razões nucleares dadas em (3.11) e (3.41). Na Fig.3.15, apresentamos a razão nuclear para o processo pAu em energia do RHIC. A supressão resultante na produção do J/Ψ não é compatível com os dados experimentais [65], ou seja, a combinação dos efeitos nucleares superestima os resultados para R_{pA} no Colisor Relativístico de Íons Pesados - RHIC. Quanto a produção do Υ , a taxa de supressão é extremamente inferior em relação a do J/Ψ . As razões nucleares exibidas nas Fig.3.16 e Fig.3.17 para o LHC são para os processos pPb e pCa . Estas mostram as diferenças na supressão do J/Ψ e Υ em relação ao núcleo colisor, massa do observável e energia do processo. A supressão, considerando o mesmo estado, é enaltecida em função do alvo com maior massa atômica, ao passo que para distintos estados tal efeito é intensificado quanto menor for a massa do observável, comparando processos na mesma energia. Para a estrutura hadrônica do núcleo, utilizamos as distribuições partônicas EKS, DS e EPS para o efeito nuclear de sombreamento, enquanto que para absorção nuclear usamos as funções espessura nuclear. Podemos observar que cada efeito nuclear tem uma região de validade característica em rapidez. O efeito de absorção nuclear considerado restringe-se à região de rapidez positiva, pois para valores de rapidez negativa o regime de tempo de coerência $t_c \gg R_A$ deixa de ser válido, e mecanismos adicionais para o efeito nuclear em rapidez negativa devem ser incluídos.

3.7 Conclusão

Efeitos nucleares surgem devido à estrutura hadrônica do núcleo ser diferente de uma superposição de A nucleons, o que se reflete em diferenças entre as distribuições partônicas nucleares e nucleônicas. Diferentes efeitos estão associados a fração de momento x portada pelos pártons. A razão nuclear das funções de estrutura nuclear/nucleônica possibilita determinar as regiões de efeitos nucleares, sendo o nosso foco na região de pequeno x -

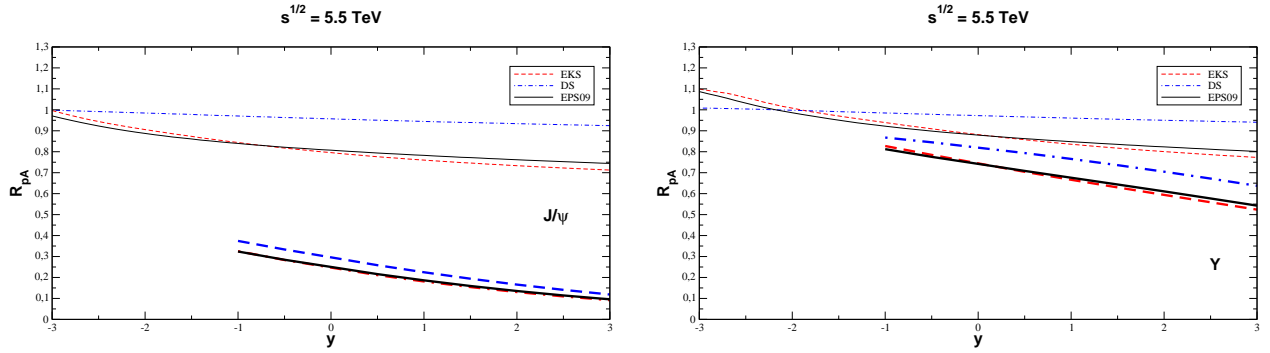


Fig. 3.16: Combinação dos efeitos nucleares (curvas espessas) para a produção do J/Ψ e Υ em função da variável rapidez em colisões $p\text{Pb}$ no LHC em $\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV}$ comparada com o efeito de sombreamento (curvas menos espessas).

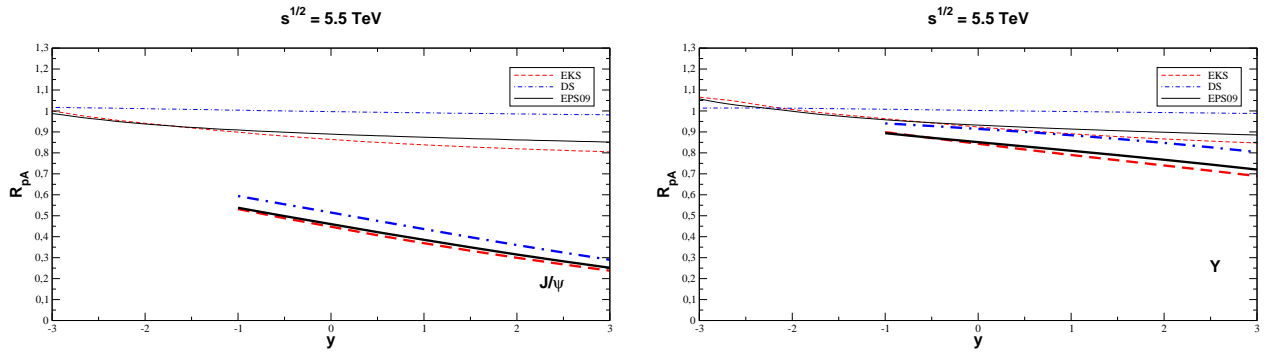


Fig. 3.17: Combinação dos efeitos nucleares (curvas espessas) para a produção do J/Ψ e Υ em função da variável rapidez em colisões $p\text{Ca}$ no LHC em $\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV}$ comparada com o efeito de sombreamento (curvas menos espessas).

sombreamento e antisombreamento. Outro efeito nuclear importante para a supressão de quarkonium é a absorção nuclear, descrita como uma interação de estado final que envolve a propagação e atenuação de um dipolo de quarks pesados através do meio nuclear. Para prever a supressão de quarkonium combinamos estes efeitos de matéria fria, onde podemos observar que as predições apresentadas superestimam a supressão de quarkonium nos colisores RHIC e LHC.

No próximo capítulo, analisaremos efeitos nucleares de estado inicial em colisões núcleo-núcleo. Além disso, estudaremos efeitos de matéria quente, como a produção termal de quarkonium no plasma de quarks e glúons.

Capítulo 4

Produção de quarks pesados e quarkonium em colisões núcleo-núcleo

Um estado desconfinado de quarks e glúons, com comportamento coletivo, denotado plasma de quarks e glúons, pode ser formado em colisões ultrarelativísticas de íons pesados. Nestas colisões, uma grande quantidade de energia é depositada na região central, produzindo um número elevado de partículas com elevada energia cinética e, conseqüentemente, um sistema com elevada temperatura. A Fig.4.1 mostra a evolução da matéria produzida em uma colisão de núcleos pesados (AA), que pode ser dividida em etapas. Em um determinado sistema de referência, temos a colisão dos núcleos altamente contraídos (contração de Lorentz), em que se define o tempo próprio $\tau = 0$, que marca a evolução espaço-temporal do sistema. Através dos múltiplos espalhamentos dos pártons interagentes, durante a fase de pré-equilíbrio, o sistema deverá entrar em equilíbrio térmico em τ_0 , neste ponto, a matéria se encontra na fase de QGP. Posteriormente, o plasma formado deverá se expandir e resfriar, retornando a fase hadrônica quando o sistema atingir a temperatura crítica. Durante o resfriamento do plasma, este transitará por uma fase mista, onde se inicia o processo de confinamento dos quarks e glúons, dando origem aos hádrons. Esta etapa ocorre devido ao sistema atingir a temperatura de transição de fase T_c , em um tempo próprio τ_c . Em seguida, o sistema continuará resfriando-se com toda a matéria de quarks transformando-se em matéria hadrônica altamente interagente, formando um gás de hádrons. Quando este sistema resfria à temperatura crítica T_f , atingindo o tempo próprio τ , os hádrons passam a comportar-se como estando livres e deixam a zona de colisão, este estágio é denominado de *freeze-out* (em inglês).

Neste capítulo, iremos nos deter na produção de quarks pesados e quarkonium na etapa inicial do processo ($\tau = 0$), e durante a fase de QGP em equilíbrio térmico, onde temos a produção termal [73, 74, 75]. Para o estudo da produção na etapa inicial, iremos considerar distintas parametrizações nucleares, a fim de discriminar as diferenças entre estas. Por outro lado, as contribuições estimadas nesta etapa, serão o ponto de partida para inferirmos a produção total destes observáveis, assumindo a contribuição termal na fase QGP. Espera-se que a magnitude dos efeitos nucleares em processos AA seja superior a estimada em processos pA , visto que agora temos dois núcleos que contribuem para os efeitos nucleares. Se assumirmos somente a produção de quarkonium no estágio inicial, os resultados apresentados podem ser considerados com um limite inferior, uma vez que a produção no QGP é desconsiderada. Em relação à produção termal de quarkonium, não trataremos dos

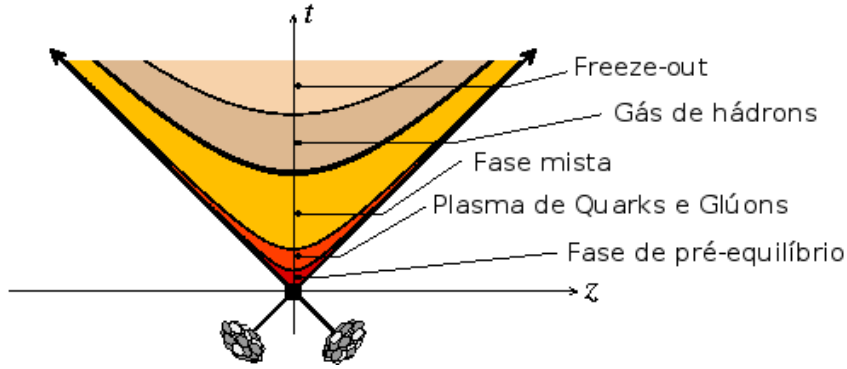


Fig. 4.1: Estágios de uma colisão ultrarelativística de íons pesados. Figura adaptada de [21].

mecanismos de supressão. Em ambos estágios de produção investigaremos os processos em energias do RHIC e LHC.

4.1 Produção de quarks pesados no estágio inicial em colisões AA

O número de quarks pesados $Q\bar{Q}$, produzidos no estágio inicial em colisões núcleo-núcleo é dado por [75]:

$$N_{QCD}^{Q\bar{Q}} = \int_0^1 dx_F \frac{dN^{AA \rightarrow Q\bar{Q}}}{dx_F}, \quad (4.1)$$

o qual, para uma colisão central de núcleos idênticos, está conectado com a seção de choque da seguinte forma [76]:

$$\frac{dN^{AA \rightarrow Q\bar{Q}}}{dx_F} = \frac{1}{\pi R_A^2} \frac{d\sigma^{AA \rightarrow Q\bar{Q}}}{dx_F}, \quad (4.2)$$

sendo R_A o raio do núcleo A . Considerando o CEM, discutido no Cap.2, temos que a seção de choque diferencial em função da variável x_F é expressa como

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{AA \rightarrow Q\bar{Q}}}{dx_F} = & K \left[\frac{8}{9} \int_{4m_Q^2}^{4m_{op}^2} \frac{dm^2}{s\sqrt{x_F^2 + 4m^2/s}} H_{AA}(x_1, x_2; m^2) \right. \\ & \left. + \int_{4m_{op}^2}^s \frac{dm^2}{s\sqrt{x_F^2 + 4m^2/s}} H_{AA}(x_1, x_2; m^2) \right], \end{aligned} \quad (4.3)$$

onde $4m_{op}^2$ estabelece o limite de produção de mésons abertos. A função H_{AA} , escrita como a convolução das seções de choque partônicas com as densidades de partons dos núcleos,

tem a forma

$$H_{AA}(x_1, x_2; m^2) = \sum_{q=u,d,s} \left\{ [f_q^A(x_1, m^2) f_{\bar{q}}^A(x_2, m^2) + f_{\bar{q}}^A(x_1, m^2) f_q^A(x_2, m^2)] \hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}}(m^2) + [f_g^A(x_1, m^2) f_g^A(x_2, m^2)] \hat{\sigma}_{gg \rightarrow Q\bar{Q}}(m^2) \right\}, \quad (4.4)$$

em que

$$f_i^A(x, m^2) = A \cdot R_i^A(x, m^2) \cdot f_i^p(x, m^2), \quad (i = q, \bar{q}, g). \quad (4.5)$$

Como discutido no Cap.3, $R_i^A(x, m^2)$, mostra a diferença entre distribuições nucleares e a combinação incoerente de distribuição para os nucleons. A forte dependência quadrática em xg da seção de choque oferece uma oportunidade para estimar efeitos nucleares em processos AA . Isto ocorre porque a distribuição gluônica na região de pequeno x e Q^2 , bem como os processos iniciados por glúons, dominam no regime de altas energias. Consequentemente, a seção de choque é proporcional a $[R_g^A]^2$. Também no Cap.3, consideramos os efeitos nucleares de estado inicial relevantes o suficiente para serem inferidos em processos pA . Em colisões de núcleos pesados, em que ambos tem as suas distribuições partônicas modificadas, espera-se que estes efeitos sejam ainda maiores.

No que segue, apresentamos nossos resultados para o número de $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ produzidos em colisões nucleares envolvendo os núcleos de cálcio (Ca), ouro (Au) e chumbo (Pb), em energias do RHIC e LHC, conforme a Tab.4.1. Podemos notar que a escolha da distribuição partônica nuclear, resulta em uma diferença no número de quarks produzidos. Por exemplo, a EKS prediz um aumento na produção do $c\bar{c}$ em colisões envolvendo núcleos de ouro no RHIC ($\sqrt{s} = 200 GeV$), de aproximadamente 2,5% em relação a produção sem efeito nuclear e 4,5% comparada a DS, que por sua vez apresenta uma supressão de 0,85% em relação a produção sem efeito nuclear. Situação análoga se encontra na produção do $b\bar{b}$, porém os fatores são aproximadamente de 12, 12,7 e 0,7%, respectivamente. Esta diferença se deve ao colisor provar a região x da ordem de 10^{-2} (vide Fig.3.5), onde a parametrização DS apresenta pouco efeito nuclear, ao passo que a EKS prediz o antisombreamento, ocasionando o aumento do número de produção dos quarks pesados. Em energias do LHC ($\sqrt{s} = 5,5 TeV$) para colisões de alvos de chumbo, a produção do $c\bar{c}$ é enaltecida em 28% considerando ausência de efeito nuclear e 23% pela escolha da parametrização DS, quando confrontadas com a EKS, já para a produção do $b\bar{b}$, estas taxas correspondem aproximadamente a 12 e 2,5%. Este resultado é devido ao colisor provar a região x da ordem de 10^{-4} , em que a EKS apresenta maior sombreamento em relação a DS.

	Sem sombreamento	EKS	DS
$N_{QCD}^{c\bar{c}} (\sqrt{s} = 200 \text{ GeV } A = 40)$	0, 28	0, 2921	0, 2920
$N_{QCD}^{c\bar{c}} (\sqrt{s} = 200 \text{ GeV } A = 197)$	2, 40	2, 46	2, 38
$N_{QCD}^{c\bar{c}} (\sqrt{s} = 5, 5 \text{ TeV } A = 40)$	14, 2	11, 4	14, 1
$N_{QCD}^{c\bar{c}} (\sqrt{s} = 5, 5 \text{ TeV } A = 208)$	127, 8	91, 2	118, 3
$N_{QCD}^{b\bar{b}} (\sqrt{s} = 200 \text{ GeV } A = 40)$	$18, 1 \times 10^{-4}$	$19, 8 \times 10^{-4}$	$18, 3 \times 10^{-4}$
$N_{QCD}^{b\bar{b}} (\sqrt{s} = 200 \text{ GeV } A = 197)$	$15, 3 \times 10^{-3}$	$17, 4 \times 10^{-3}$	$15, 2 \times 10^{-3}$
$N_{QCD}^{b\bar{b}} (\sqrt{s} = 5, 5 \text{ TeV } A = 40)$	0, 470	0, 43	0, 474
$N_{QCD}^{b\bar{b}} (\sqrt{s} = 5, 5 \text{ TeV } A = 208)$	4, 2	3, 7	4, 1

Tab. 4.1: Número de $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ produzidos em colisões $CaCa$ e $AuAu$ no RHIC ($\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$) e em processos $CaCa$ e $PbPb$ no LHC ($\sqrt{s} = 5, 5 \text{ TeV}$) considerando diferentes parametrizações para os efeitos nucleares.

4.2 Produção de quarkonium no estágio inicial em colisões AA

Com base nas premissas adotadas pelo modelo de evaporação de cor, podemos expressar a seção de choque de produção de estados de quarkonium H em colisões AA por

$$\frac{d\sigma^{AA \rightarrow H}}{dx_F} = K \frac{\rho_H}{9} \int_{4m_Q^2}^{4m_{op}^2} \frac{dm^2}{s \sqrt{x_F^2 + 4m^2/s}} H_{AA}(x_1, x_2; m^2). \quad (4.6)$$

Similarmente ao discutido na seção anterior, podemos definir o número de estados de quarkonium N_{QCD}^H , produzidos no estágio inicial em colisões AA por

$$N_{QCD}^H = \frac{1}{\pi R_A^2} \int_0^1 dx_F \frac{d\sigma^{AA \rightarrow H}}{dx_F}. \quad (4.7)$$

Na Tab.4.2, apresentamos nossos resultados para o número de estados ligados de J/Ψ e Υ produzidos em energias do RHIC e LHC, considerando processos que envolvem os núcleos de Ca , Au e Pb . Como pode ser notado, a taxa de produção é dependente da escolha das distribuições partônicas nucleares. A supressão em ambos estados de quarkonium para o LHC ($\sqrt{s} = 5, 5 \text{ TeV}$), é maior para a parametrização EKS do que em DS, devido a região cinemática sondada pelo colisor ser de $x \sim 10^{-4}$ (vide Fig.3.5), onde o sombreamento de glúons nuclear é menor em DS comparada a EKS. Já para o RHIC ($\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$), a situação é inversa, pois a região de prova pelo colisor difere a do LHC. Nesta região, com $x \sim 10^{-2}$, o aumento da produção dos estados de quarkonium se deve a parametrização EKS prever o antisombreamento, enquanto a DS apresenta ausência de efeito nuclear. Uma diferença na produção dos observáveis, para ambos colisores, está vinculada à massa nuclear. Quanto mais massivo for o núcleo, o número de estados produzidos é intensificado, pois há mais nucleons para colidir. Por outro lado, a produção do J/Ψ supera a do Υ , pois

	Sem sombreamento	EKS	DS
$N_{QCD}^{J/\Psi} (\sqrt{s} = 200 \text{ GeV } A = 40)$	0,014810	0,015007	0,015099
$N_{QCD}^{J/\Psi} (\sqrt{s} = 200 \text{ GeV } A = 197)$	0,124	0,126	0,123
$N_{QCD}^{J/\Psi} (\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV } A = 40)$	0,617	0,484	0,613
$N_{QCD}^{J/\Psi} (\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV } A = 208)$	5,555	3,801	5,105
$N_{QCD}^{\Upsilon} (\sqrt{s} = 200 \text{ GeV } A = 40)$	$1,1522 \times 10^{-5}$	$1,2483 \times 10^{-5}$	$1,1595 \times 10^{-5}$
$N_{QCD}^{\Upsilon} (\sqrt{s} = 200 \text{ GeV } A = 197)$	$9,654 \times 10^{-5}$	$10,886 \times 10^{-5}$	$9,615 \times 10^{-5}$
$N_{QCD}^{\Upsilon} (\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV } A = 40)$	0,001507	0,001314	0,001510
$N_{QCD}^{\Upsilon} (\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV } A = 208)$	0,013578	0,010939	0,012846

Tab. 4.2: Número de J/ψ e Υ produzidos em colisões $CaCa$ e $AuAu$ no RHIC ($\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$) e em processos $CaCa$ e $PbPb$ no LHC ($\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV}$) considerando diferentes parametrizações para os efeitos nucleares.

estados mais leves são produzidos em maior taxa. Este resultado é justificado pelo fato de que estados mais leves necessitam de menor energia para a sua produção, uma vez que esta ocorre sob a condição de $\sqrt{s} \geq 2m_Q$.

Outro observável de interesse que pode ser utilizado para vincular o efeito de sombreamento é a distribuição de rapidez, em particular a razão

$$R_{AA} = \frac{d\sigma^{AA(J/\psi, \Upsilon)}/dy}{A^2 d\sigma^{AA(J/\psi, \Upsilon)}/dy}. \quad (4.8)$$

Nossas predições para a razão de produção do J/Ψ e Υ provenientes de colisões de íons pesados em energias do LHC ($\sqrt{s} = 2,76 \text{ TeV}$ e $\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV}$), para distintas parametrizações nucleares são mostradas nas Fig.4.2, Fig.4.3 e Fig.4.4. Como esperado, as curvas são simétricas em ambos hemisférios, porque a colisão é central e de núcleos idênticos. A supressão predita pela parametrização nuclear DS é plana e menos pronunciada. Este comportamento é esperado, visto que esta parametrização prediz pequena magnitude dos efeitos nucleares. Para EPS e EKS, o comportamento da distribuição em rapidez é mais importante em rapidez central ($y = 0$), devido a este estar vinculado a magnitude do efeito de sombreamento na distribuição de glúons nuclear (região de pequeno x), que é maior na parametrização EPS. Conforme $|y|$ cresce a partir da rapidez central, um dos pártons interagentes entra na região de sombreamento, enquanto o outro está mapeado na região de antisombreamento, resultando no enaltecimento de R_{AA} em torno de $y = \pm 4$. Por este motivo, a supressão do J/Ψ e Υ é menor ($y = \pm 4$), começando a crescer para grandes valores de rapidez. Neste cenário, o párton que está mapeado na região de sombreamento permanece nesta região, ao passo que o outro entra na região de efeito EMC, implicando na diminuição da magnitude de R_{AA} . A relação que vincula a fração de momento (permite inferir a região de efeitos nucleares, conforme a Fig.3.5) portada pelos pártons interagentes e a rapidez é

$$x_A = \frac{m_Q}{\sqrt{s}} e^y; \quad x'_A = \frac{m_Q}{\sqrt{s}} e^{-y}. \quad (4.9)$$

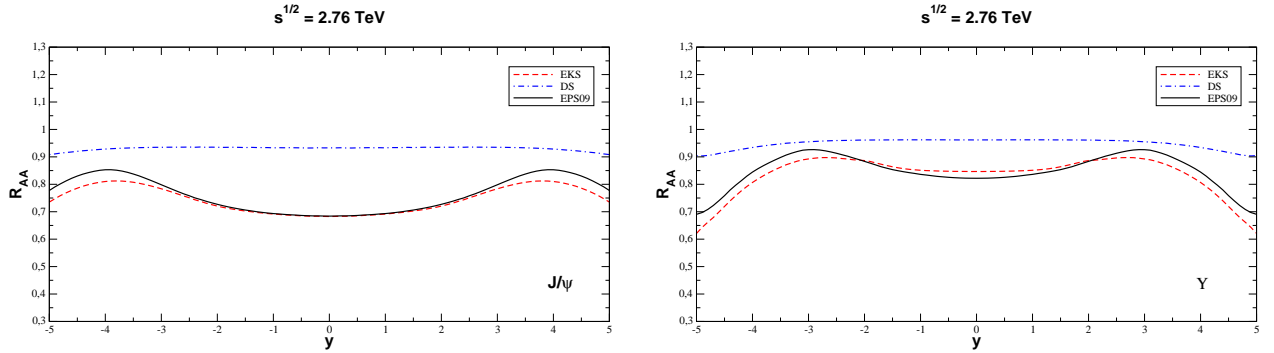


Fig. 4.2: Distribuição na variável rapidez para produção do J/Ψ e Υ em colisões $PbPb$ no LHC em $\sqrt{s} = 2,76 \text{ TeV}$.

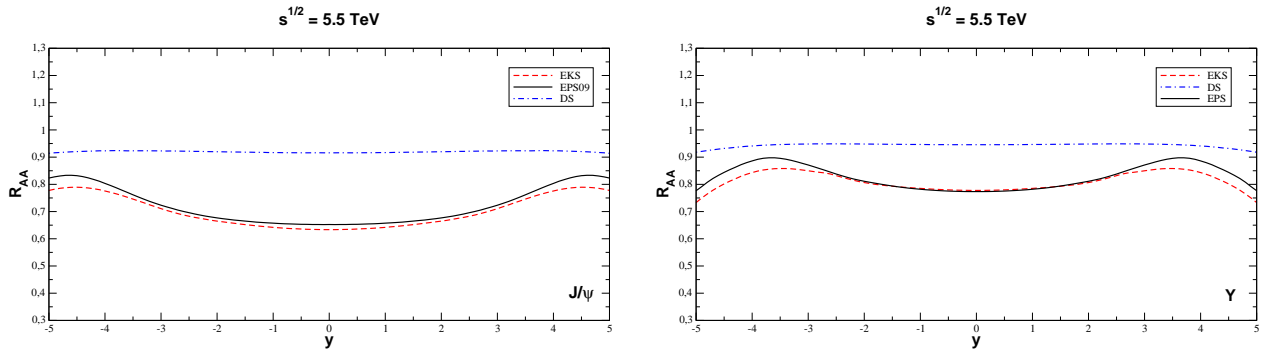


Fig. 4.3: Distribuição na variável rapidez para produção do J/Ψ e Υ em colisões $PbPb$ no LHC em $\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV}$.

4.3 Produção termal de quarks pesados no Plasma de Quarks e Glúons

Considerando o QGP como sendo um gás de quarks e glúons, temos que estes podem interagir produzindo os pares de quarks pesados. Este é o mesmo mecanismo que causa um enaltecimento do conteúdo de estranheza [77], ou seja, o aumento na taxa de produção de mésons com quarks s em sua constituição. Se a temperatura for elevada, haverá um número significativo de colisões partônicas com a energia suficiente para produzir pares $Q\bar{Q}$. Para o cálculo da taxa de produção de pares $Q\bar{Q}$, contribuem os mesmos subprocessos elementares abordados no Cap.2. Assumindo o modelo proposto em [73, 74], temos que a taxa temporal de produção de quarks pesados no QGP é dada por

$$\frac{dN_{Q\bar{Q}}^{QGP}}{d\tau} = [A_g(T) + 3A_q(T)] \cdot V(\tau), \quad (4.10)$$

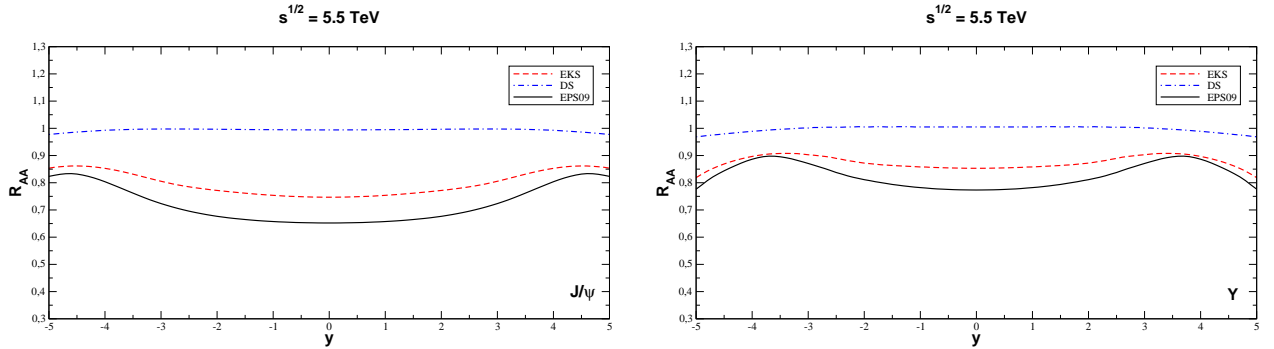


Fig. 4.4: Distribuição na variável rapidez para produção do J/Ψ e Υ em colisões $CaCa$ no LHC em $\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV}$.

onde $V(\tau)$ é o volume do sistema no tempo próprio τ , dado por $V(\tau) = 2\pi R_A^2 \tau \sinh \eta$. Este tem que ser delimitado na evolução espaço-temporal do sistema, para que possamos calcular os pares de quarks produzidos. A fim de determinar a máxima extensão do plasma vincula-se a pseudorapidez η , a qual possui um valor característico para cada colisor de partículas, em função do tempo próprio [74]. Com o propósito de avaliar efeitos de expansão do sistema desconfinado, assumiremos que o mesmo resfriará segundo a hidrodinâmica de Bjorken [78]. Esta é caracterizada pelo sistema ser aproximado como um contínuo idealizado, com uma simetria translacional longitudinal. Isto implica que as transformações de Lorentz ao longo da direção longitudinal levam para a mesma condição inicial e, subsequentemente, a mesma dinâmica do sistema. Neste modelo, a temperatura (T) e o tempo próprio associados ao resfriamento do sistema, estão correlacionados por [77]:

$$\frac{T(\tau)}{T_0} = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{1/3}, \quad (4.11)$$

em que T_0 e τ_0 marcam o início da expansão hidrodinâmica. A taxa de produção de quarks pesados $A_i(T)$ varia com o intervalo de tempo próprio τ_0 a τ , pois quanto maior este for, mais quarks podem ser produzidos durante o estado de QGP. Esta taxa é proporcional às seções de choque partônicas $\sigma_i(s)$ dadas em (2.11, 2.12), e pode ser escrita para massa termal nula como [73, 74]:

$$A_i(T) = \frac{1}{n_i!} \int ds \int 2\sigma_i(s) s \frac{f_i(E_1) f_{\bar{i}}(E_2)}{2E_1 2E_2} \frac{d^3\vec{p}_1}{(2\pi)^3} \frac{d^3\vec{p}_2}{(2\pi)^3}; \quad (i = g, q), \quad (4.12)$$

em que n_i é o número de partículas idênticas no estado inicial. A função de distribuição de energia E do quark/antiquark, para uma dada temperatura e potencial químico nulo, obedece a estatística de Fermi-Dirac,

$$f_{q,\bar{q}}(E) = \frac{1}{e^{E/T} + 1}, \quad (4.13)$$

enquanto a distribuição de energia dos glúons satisfaz a estatística de Bose-Einstein,

$$f_g(E) = \frac{1}{e^{E/T} - 1}. \quad (4.14)$$

A taxa de produção pode ser expressa na forma invariante de Lorentz [73]:

$$A_i(T) = \frac{1}{n_i!} \int ds \int \frac{d^4 p_1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^4 p_2}{(2\pi)^3} 2 \sigma_i(s) s \delta(s - (p_1 + p_2)^2) \times \delta(p_1^2 - m_i^2) \delta(p_2^2 - m_i^2) f_i(E_1) f_{\bar{i}}(E_2), \quad (4.15)$$

com quadrimomento, $p_1 = (E_1, \vec{p}_1)$ e $p_2 = (E_2, \vec{p}_2)$. O fator estatístico pode ser definido através de [73]:

$$f_i(E_1) f_{\bar{i}}(E_2) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} (\pm 1)^{n+m} e^{-\frac{1}{T}(nE_1 + mE_2)}, \quad (4.16)$$

que conjuntamente com as funções delta de Dirac, realiza-se a integração nos quadrimomentos. O resultado para a taxa de produção se torna (ver apêndice A em [73])

$$A_i(T) = K \frac{1}{32\pi^4} \frac{1}{n_i!} \int_0^s ds \sigma_i(s) s^2 \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{k=-l+2}^{l-2} (\pm 1)^l \frac{K_1(a_{kl})}{a_{kl}}, \quad (4.17)$$

onde a soma em k é incrementada por um fator 2. O sinal positivo vem da distribuição de bósons, ao passo que o sinal negativo se refere aos férmions. $K_1(a_{kl})$ é a função de Bessel modificada, que tem como argumento

$$a_{kl} = \frac{\sqrt{s}}{2T} \sqrt{l^2 - k^2}. \quad (4.18)$$

O fator teórico K é inserido explicitamente para estimar correções de mais alta ordem. Uma vez que a evolução no tempo do volume $V(\tau)$ e da temperatura $T(\tau)$ são determinados, podemos calcular a taxa de produção de pares $Q\bar{Q}$. O resultado é obtido integrando a expressão (4.10).

A fim de avaliarmos o número total de pares $Q\bar{Q}$ produzidos em uma colisão ultrarelativística de íons pesados, somamos a produção no estágio inicial com a produção durante a evolução temporal do plasma. As condições iniciais determinam o comportamento da evolução da fase de QGP, consequentemente, influenciam na taxa de produção de pares de quarks pesados. Os parâmetros que utilizamos para marcar o início da evolução espaço-temporal do sistema são: $\tau_0 = 0,7 fm$ e $T_0 = 550 MeV$ para o RHIC, e $\tau_0 = 0,5 fm$ e $T_0 = 820 MeV$ para o LHC. Na Fig.4.5, apresentamos o número total de $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ produzidos em energias do RHIC ($\sqrt{s} = 200 GeV$) para colisão de núcleos de ouro, considerando a evolução do sistema. Podemos observar que há uma maior produção nos instantes iniciais de tempo próprio, e esta tende a se estabilizar durante o tempo próprio final de evolução do QGP. Considerando a produção do $c\bar{c}$ no estágio inicial, através do resultado obtido escolhendo as parametrizações EKS e DS, conforme a Tab.4.1, podemos observar que a contribuição termal para o número total de pares produzidos em ambas parametrizações é de aproximadamente 65%, que corresponde a 2,74 pares produzidos termalmente. No entanto, a contribuição inicial é distinta para estas distribuições, em que o número total de pares produzidos é maior mediante a escolha da EKS. Este resultado corresponde a uma diferença de aproximadamente 5% em relação a DS. Situação análoga se encontra para produção do $b\bar{b}$,

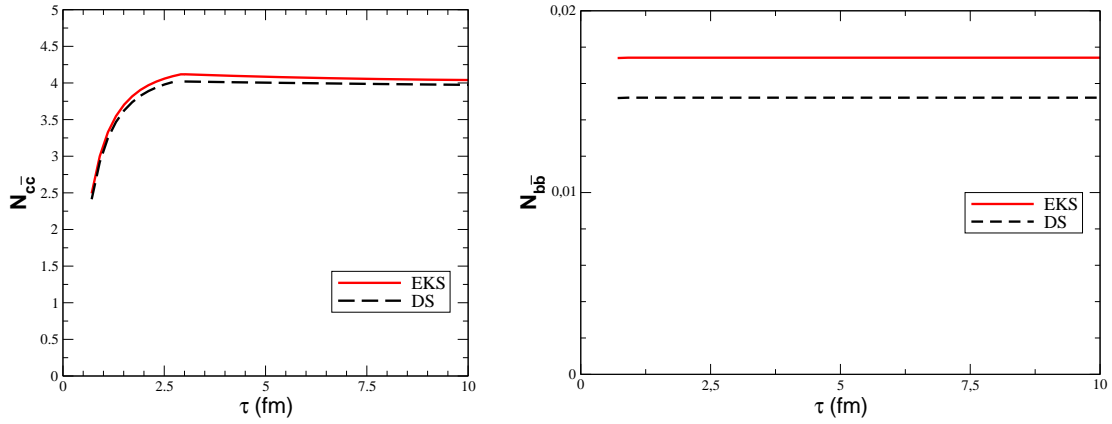


Fig. 4.5: Número total de pares $c\bar{c}$ (painel esquerdo) e $b\bar{b}$ (painel direito) produzidos em processos AuAu no RHIC em $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$.

porém a taxa de produção termal é de aproximadamente 0,1%, que corresponde a 0,00002 pares produzidos no plasma. Em relação a produção total a EKS supera a DS em aproximadamente 14%. Na Fig.4.6, mostramos o resultado da produção total de pares $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ em energias do LHC ($\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV}$) para processos que envolvam os núcleos de chumbo. Com base na escolha das distribuições nucleares EKS e DS para estimar a produção inicial do $c\bar{c}$, verifica-se que a taxa de produção termal é de aproximadamente 57%, resultando em 122 pares produzidos na fase de QGP. No LHC, a parametrização DS apresenta uma produção total superior a EKS, isto representa em um enaltecimento de 13%. Resultado similar se deriva na produção do $b\bar{b}$, a taxa termal de produção é aproximadamente 1,3%, implicando em uma produção termal de 0,05 pares. Um fator de 10% difere a quantidade total de pares produzidos em DS comparada a EKS.

4.4 Produção termal de quarkonium no Plasma de Quarks e Glúons

A fim de avaliarmos a taxa de produção termal de quarkonium no QGP, assumindo o CEM, devemos incluir o fator não perturbativo ρ_H , que corresponde a fração do estado particular de quarkonium H produzido, e restringir os limites de integração em (4.17), então

$$A_i(T) = K \frac{\rho_H}{9} \frac{1}{32\pi^4} \frac{1}{n_i!} \int_0^{4m_{op}^2} ds \sigma_i(s) s^2 \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{k=-l+2}^{l-2} (\pm 1)^l \frac{K_1(a_{kl})}{a_{kl}}; \quad (i = g, q). \quad (4.19)$$

Similarmente, a taxa temporal de estados de quarkonium H é dada por

$$\frac{dN_{QGP}^H}{d\tau} = [A_g(T) + 3A_q(T)] \cdot V(\tau), \quad (4.20)$$

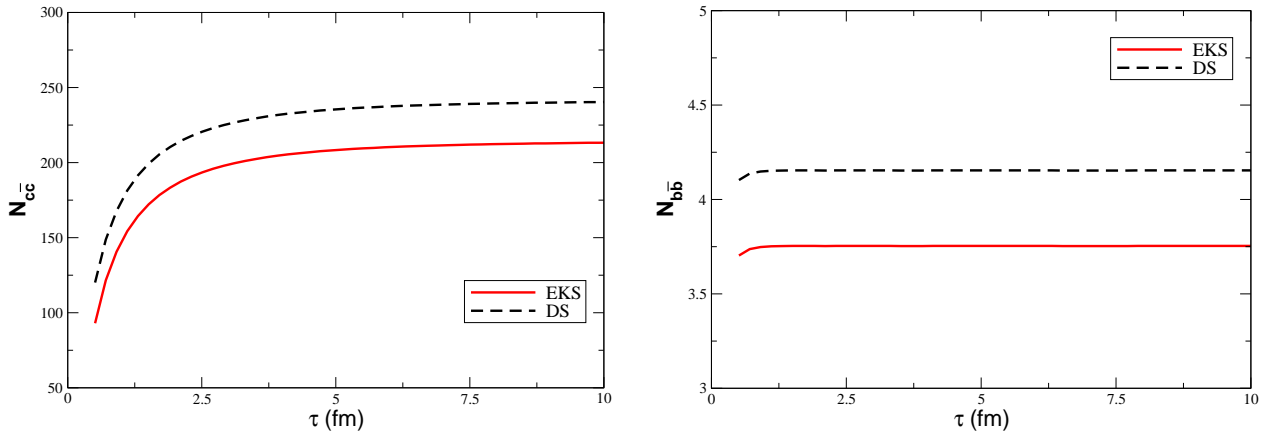


Fig. 4.6: Número total de pares $c\bar{c}$ (painel esquerdo) e $b\bar{b}$ (painel direito) produzidos em processos $PbPb$ no LHC em $\sqrt{s} = 5,5 TeV$.

e o número de produção no plasma, obtém-se através da integração no tempo próprio de τ_0 a τ .

A Fig.4.7 mostra a produção total do J/Ψ e Υ considerando a evolução do QGP, em energias do LHC ($\sqrt{s} = 5,5 TeV$) para colisão de núcleos de chumbo. Assumindo a produção do J/Ψ no estágio inicial do processo, advinda da escolha das parametrizações EKS e DS, vide a Tab.4.2, observa-se que a produção termal é de aproximadamente 64% em ambas parametrizações. Esta taxa corresponde a 6, 7 pares produzidos no meio de matéria quente. Com respeito a produção total do J/Ψ , a DS apresenta um aumento de aproximadamente 12% confrontada com a EKS. Para a produção termal do Υ , infere-se um resultado similar. A taxa de produção no QGP é de aproximadamente 9%, isto significa que 0,0012 pares foram produzidos. Em relação a produção total, a distribuição nuclear DS mostra uma intensificação de aproximadamente 16% comparada a EKS. Neste estudo, desconsideraremos a produção termal do J/Ψ e Υ no RHIC ($\sqrt{s} = 200 GeV$), devido a pequena taxa de produção.

No caso do estudo da produção de quarkonium, há um mecanismo que contribui para a supressão destes estados no plasma, denominado de blindagem de Debye, o qual foi apresentado no Cap.1. A blindagem de Debye está associada a modificação do potencial Coulombiano entre quarks, devido à blindagem da carga de cor. O potencial modificado está vinculado ao comprimento de Debye, que estabelece o limite máximo em que um estado ligado pode permanecer coeso. Consequentemente, para um par de quarks pesados que está imerso no QGP, e sua distância de atração mútua supera o limiar de Debye, este irá dissociar no plasma, implicando na supressão de quarkonium.

Como dito anteriormente, ao considerar somente a produção de quarkonium no estágio inicial, o resultado obtido é assumido como um limite inferior. Situação similar ocorre para o caso de quarks pesados. Por outro lado, adicionando a contribuição termal de quarkonium a produção inicial, isto nos permite adotar o resultado inferido como um limite superior, pois a supressão de quarkonium não é considerada. Em contrapartida, uma vez que o quarkonium

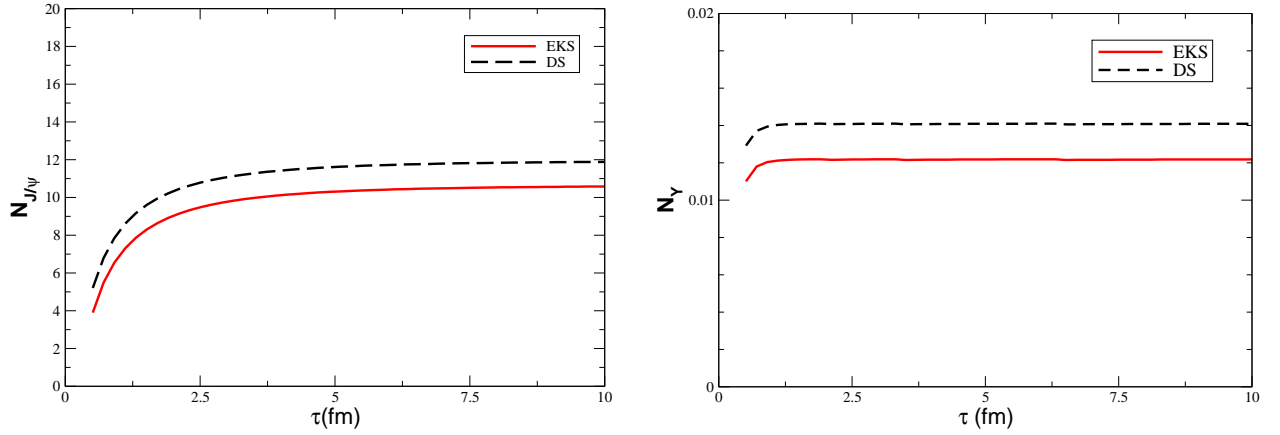


Fig. 4.7: Número total de J/Ψ (painel esquerdo) e Υ (painel direito) produzidos em processos $PbPb$ no LHC em $\sqrt{s} = 5,5 TeV$.

é desintegrado em seus constituintes, o número de quarks pesados é intensificado durante a fase termal, logo, podemos assumir como um limite inferior a nossa predição para a produção total de quarks pesados (inicial + termal).

4.5 Conclusão

Neste capítulo, analisamos a produção de quarks pesados e quarkonium em diferentes etapas de produção durante uma colisão ultrarelativística de íons pesados. Para a produção no estágio inicial no RHIC, a parametrização DS apresenta um enaltecimento mediante a EKS, fato justificado devido a região de prova do colisor. Esta difere para energias do LHC, e implica que a parametrização EKS prediz uma intensificação na produção em relação a DS. A produção termal está vinculada as condições iniciais da evolução espaço-temporal do sistema. Estas diferem para cada colisor, bem como a energia de centro de massa e os núcleos que envolvem o processo, isto resulta em diferentes evoluções da taxa de produção termal durante a fase de QGP. Podemos observar que o número de produção termal é maior para quarks e estados de quarkonium mais leves, pois para a sua produção necessita-se de menor energia.

Conclusões e Perspectivas

A produção de quarkonium é um estudo de grande interesse em relação aos regimes da QCD. O mecanismo total de produção deste méson pesado, desde a produção a curtas distâncias - liberdade assintótica, até a hadronização para o estado final - confinamento, envolve dinâmicas perturbativas bem como não perturbativas da QCD.

O objetivo central deste trabalho foi o estudo dos efeitos nucleares na produção de quarkonium em processos próton-núcleo (pA) e núcleo-núcleo (AA) em energias do RHIC e LHC. Com base na eficácia do Modelo de Evaporação de Cor (CEM) na descrição dos observáveis físicos em colisões hadrônicas, propomos a sua utilização para avaliarmos os efeitos nucleares.

Nossas estimativas para o efeito de estado inicial de matéria fria, sombreamento, presente em colisões pA , apontam uma supressão do J/Ψ para energias do RHIC, porém este efeito não descreve os dados experimentais. Além disso, consideramos um efeito de estado final, absorção nuclear, que por sua vez não está em concordância experimental com os dados do RHIC. Como estes efeitos isoladamente não descrevem o comportamento da produção do J/Ψ , a fim de determinar a supressão total, combinamos estes efeitos de matéria fria. Nossos resultados mostram que esta hipótese superestima a supressão da produção de quarkonium, logo, concluímos que a supressão de quarkonium é um problema em aberto para energias do RHIC. Efeitos de estado inicial também estão presentes na produção de quarks pesados e quarkonium em colisões AA , onde nossas previsões indicam efeitos ainda maiores. A seção de choque de produção de quarkonium no cenário de altas energias é fortemente dependente da distribuição gluônica nuclear. Isto oportuniza estudar o comportamento gluônico dentro do núcleo em pequenos valores de x e, conseqüentemente, estimar os efeitos nucleares. É importante enfatizar que a supressão em colisões ultrarelativísticas de íons pesados pode ser maior quando efeitos de estado final associados ao QGP são incluídos. Portanto, os resultados apresentados podem ser considerados como um limite superior. A produção termal de quarks pesados e quarkonium é regida pelas condições de termalização do sistema, onde assumimos que o QGP está em equilíbrio térmico durante a evolução espaço-temporal. Devido a esta dependência, podemos observar que a taxa de produção é elevada no LHC comparada a do RHIC. Por exemplo, a produção termal de pares $c\bar{c}$ no RHIC é cerca de 22% da produção no LHC. Por outro lado, a produção do J/Ψ não é levada em conta em energias do RHIC, devido a sua taxa de produção ser pequena. Há outras fontes que contribuem para diferentes resultados da taxa de produção termal, como por exemplo, usar ou não um fator K no cálculo, a utilização das massas termais para os quarks e glúons, entre outros.

Futuramente, pretendemos estender nossas estimativas para a taxa de produção termal,

incluindo as massas termais e considerando a produção na fase de pré-equilíbrio do sistema, a fim de discriminar as diferenças com o cálculo sem massa termal. Além disso, pretendemos incluir mecanismos de supressão de quarkonium no plasma de quarks e glúons. Adicionalmente, objetivamos avançar no estudo da dinâmica QCD na produção de quarks pesados e quarkonium no regime de altas energias.

Referências

- [1] GAILLARD, M. K.; GRANNIS, P. D.; SCIULLI, F. J. The standard model of particle physics. *Rev. Mod. Phys.*, v. 71, n. 2, p. S96-S111, Mar. 1999.
- [2] HAGIWARA, K. et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, v. 66, n. 1, 010001 974p., July 2002.
- [3] GREINER, W.; SCHÄFER, A.; STEIN E. *Quantum Chromodynamics*. New York: Springer-Verlag, 2007.
- [4] ELLIS, R. K.; STIRLING, W. J.; WEBBER, B. R. *QCD and Collider Physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1996.
- [5] MUTA, T. *Foundations Of Quantum Chromodynamics: An Introduction to Perturbative Methods in Gauge Theories*. 2. ed. Singapore: World Scientific, 1997.
- [6] SALAM, G. P. Elements of QCD for hadron colliders. *Proceedings of 2009 European School of High-energy Physics*, Edited by C. Grojean and M. Spiropulu. CERN Yellow Report: Geneva, 2010. p. 45-100.
- [7] MARTIN, A. D. Proton Structure, Partons, QCD, DGLAP and Beyond. *Acta Phys. Polon. B*, v. 39, n. 9, p. 2025-2062, Sept. 2008.
- [8] BETHKE, S. The 2009 World Average of α_s . *Eur. Phys. J. C*, v. 64, n. 4, p. 689-703, Dec. 2009.
- [9] HALZEN, F.; MARTIN, A. D. *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. New York: John Wiley, 1984.
- [10] CANAL, C. A.; GAY DUCATI, M. B.; SIMÕES, J. A. M. *Notes in deep inelastic scattering*. Strasbourg: Centre de Recherdes Nucléaires, Université Louis Pasteur, 1979. 93p. (Séries des cours et conférences sur la physique des hautes énergies, 15).
- [11] BJORKEN, J. D.; PASCHOS, E. A. Inelastic Electron Proton and Gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon. *Phys. Rev.*, v. 185, n. 5, p. 1975-1982, Sept. 1969.
- [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*, v. 46, n. 4, p. 641-653, Oct. 1977.

-
- [13] GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. Deep inelastic ep scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, v. 15, n. 4, p. 438-450, Oct. 1978.
- [14] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic freedom in parton language. *Nucl. Phys. B*, v. 126, n. 2, p. 298-318, Aug. 1977.
- [15] DEVENISH, R.; COOPER-SARKAR, A. *Deep Inelastic Scattering* Oxford: Oxford University Press, 2004.
- [16] COLLINS, J. C.; SOPER, D. E.; STERMAN, G. Factorization of hard processes in QCD. In: MULLER, A. H. (Ed.). *Perturbative quantum chromodynamics*. Singapore: World Scientific, 1989. p. 1-91.
- [17] STERMAN, G. et al. Handbook of perturbative QCD. *Rev. Mod. Phys.*, v. 67, n. 1, p. 157-248, Jan. 1995.
- [18] GLÜCK, M.; REYA, E.; VOGT, A. Dynamical Parton Distributions Revisited. *Eur. Phys. J. C*, v. 5, n. 3, p. 461-470, Sept. 1998.
- [19] PUMPLIN, J. et al. New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis. *J. High Energy Phys.*, n. 07, 012 46p., Aug. 2002.
- [20] CHODOS, A. et al. New extended model of hadrons. *Phys. Rev. D*, v. 9, n. 12, p. 3471-3495, June 1974.
- [21] GELIS, F. Some aspects of ultra-relativistic heavy ion collisions. *Acta Phys. Polon. Supp.*, v. 1, n. 2, p. 395-402, Jan. 2008.
- [22] PAJARES, C. RHIC physics. *Acta Phys. Pol. B*, v. 30, n. 7, p. 2263-2281, July 1999.
- [23] MATSUI T.; SATZ, H. J/Ψ Supression by Quark-Gluon Plasma formation. *Phys. Lett. B*, v. 178, n. 4, p. 416-422, Oct. 1986.
- [24] SATZ, H. Heavy Quark Interactions and Quarkonium Binding. *J. Phys. G*, v. 36, n. 6, 064011 8p., May 2009.
- [25] BRAMBILLA, N. et al. Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities. *Eur. Phys. J. C*, v. 71, n. 2, p. 1534-1721, Feb. 2011.
- [26] BAIER, R.; RÜCKL, R. Hadronic collisions: a quarkonium factory. *Z. Phys. C*, v. 19, n. 3, p. 251-266, Aug. 1983.
- [27] BERGER, E. L.; JONES, D. Inelastic photoproduction of J/ψ and Υ by gluons. *Phys. Rev. D*, v. 23, n. 7, p. 1521-1530, Apr. 1981.
- [28] CHO, P. L.; LEIBOVICH, A. K. Color octet quarkonia production. *Phys. Rev. D*, v. 53, n. 1, p. 150-162, Jan. 1996.
- [29] CHO, P. L.; LEIBOVICH, A. K. Color-octet quarkonia production II. *Phys. Rev. D*, v. 53, n. 11, p. 6203-6217, June 1996.

- [30] BODWIN, G. T.; BRAATEN, E.; LEPAGE, G. P. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium. *Phys. Rev. D*, v. 51, n. 3, p. 1125-1171, Feb. 1995. Uma errata para o artigo foi publicada no v. 55, n. 9, p. 5853-5854, May 1997.
- [31] AMUNDSON, J. F. et al. Quantitative tests of color evaporation: charmonium production. *Phys. Lett. B*, v. 390, n. 1/4, p. 323-328, Jan. 1997.
- [32] ÉBOLI, O. J. P.; GREGORES, E. M.; HALZEN, F. Forward J/ψ production at the Fermilab Tevatron. *Phys. Rev. D*, v. 60, n. 11, 117501 2p., Dec. 1999.
- [33] SCHÜMANN, J. *Inelastic J/Ψ -Photoproduction at HERA and the Color Evaporation Model*. Hamburg: Institut für Experimentalphysik, Tese de Doutorado, 2000.
- [34] KRÄMER, M. Color-Singlet and Color-Octet Contributions to J/Ψ Photoproduction. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, v. 51, n. 3, p. 195-200, Dec. 1996.
- [35] ARTOISENET, P.; LANSBERG, J. P.; MALTONI, F. Hadroproduction of J/Ψ and Υ in association with a heavy-quark pair. *Phys. Lett. B*, v. 653, n. 1, p. 60-66, Sept. 2007.
- [36] CAMPBELL, J.; MALTONI, F.; TRAMONTANO, F. QCD corrections to J/Ψ and Υ production at hadron colliders. *Phys. Rev. Lett.*, v. 98, n. 25, 252002 4p., June 2007.
- [37] ARTOISENET, P. et al. Υ production at the Tevatron and the LHC. *Phys. Rev. Lett.*, v. 101, n. 15, 152001 4p., Oct. 2008.
- [38] LANSBERG, J. P. On the mechanisms of heavy-quarkonium hadroproduction. *Eur. Phys. J. C*, v. 61, n. 4, p. 693-703, June 2009.
- [39] KRÄMER, M. Quarkonium Production at High-Energy Colliders. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, v. 47, n. 1, p. 141-201, 2001.
- [40] MACKEDANZ, L. F. *Supressão de J/Ψ em Processos Próton-Núcleo e Núcleo-Núcleo Devido aos Efeitos de Alta Densidade*. Porto Alegre: Curso de Pós-Graduação em Física - UFRGS, Dissertação de Mestrado, 2003.
- [41] GUNION, J. F.; VOGT, R. Determining the existence and nature of the quark-gluon plasma by Υ suppression at the LHC. *Nucl. Phys. B*, v. 492, n. 1/2, p. 301-337, May 1997.
- [42] MARIOTTO, C. B. *Produção de Quarkonium: Aspectos perturbativos e não-perturbativos da QCD*. Porto Alegre: Curso de Pós-Graduação em Física - UFRGS, Tese de Doutorado, 2003.
- [43] GLÜCK, M.; REYA, E. Duality predictions for the production of heavy quark systems in QCD. *Phys. Lett. B*, v. 79, n. 4/5, p. 453-458, Dec. 1978.
- [44] MARIOTTO, C. B. *Efeitos de Massa e de Cor na Produção de Quarks Pesados*. Porto Alegre: Curso de Pós-Graduação em Física - UFRGS, Dissertação de Mestrado, 1999.

- [45] MARIOTTO, C. B.; GAY DUCATI, M. B.; INGELMAN, G. Soft and hard QCD dynamics in hadroproduction of charmonium. *Eur. Phys. J. C*, v. 23, n. 3, p. 527-538, Apr. 2002.
- [46] VOGT, R. J/Ψ Production and Supression. *Phys. Rep.*, v. 310, n. 4, p. 197-260, Mar. 1999.
- [47] GAY DUCATI, M. B.; MARIOTTO, C. B. The color evaporation model in diffractive J/Ψ photoproduction. *Phys. Lett. B*, v. 464, n. 3/4, p. 286-292, Oct. 1999.
- [48] GAY DUCATI, M. B.; GONCALVES, V. P.; MARIOTTO, C. B. Color evaporation and elastic Υ photoproduction at DESY HERA. *Phys. Rev. D*, v. 65, n. 3, 037503 4p., Feb. 2002.
- [49] DURHAM DATABASE GROUP, Durham University. Disponível em: <<http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata>>. Acesso em: 05 Jan. 2011.
- [50] ARMESTO, N. Nuclear shadowing. *J. Phys. G*, v. 32, n. 11, p. 367-393, Sept. 2006.
- [51] PILLER, G.; WEISE, W. Nuclear Deep-Inelastic Lepton Scattering and Coherence Phenomena. *Phys. Rep.*, v. 330, n. 1, p. 2-94, June 2000.
- [52] ARNEODO, M. Nuclear effects in structure functions. *Phys. Rep.*, v. 240, n. 5/6, p. 301-393, May 1994.
- [53] AUBERT, J. J. et al. The ratio of the nucleon structure functions F_2^N for iron and deuterium. *Phys. Lett. B*, v. 123, n. 3-4, p. 275-278, Mar. 1983.
- [54] ESKOLA, K. J.; KOLHINEN, V. J.; RUUSKANEN, P. V. Scale evolution of nuclear parton distributions. *Nucl. Phys. B*, v. 535, n. 1/2, p. 351-371, Dec. 1998.
- [55] ESKOLA, K. J.; KOLHINEN, V. J.; SALGADO, C. A. The Scale dependent nuclear effects in parton distributions for practical applications. *Eur. Phys. J. C*, v. 9, n. 1, p. 61-68, June 1999.
- [56] de FLORIAN, D.; SASSOT, R. Nuclear parton distributions at next to leading order. *Phys. Rev. D*, v. 69, n. 7, 074028 9p., Apr. 2004.
- [57] ESKOLA, K. J.; PAUKKUNEN, H.; SALGADO, C. A. An Improved global analysis of nuclear parton distribution functions including RHIC data. *J. High Energy Phys.*, n. 07, 102 26p., July 2008.
- [58] HIRAI, M.; KUMANO, S.; NAGAI, T. H. Nuclear parton distribution functions and their uncertainties. *Phys. Rev. C*, v. 70, n. 4, 044905 10p., Oct. 2004.
- [59] HIRAI, M.; KUMANO, S.; NAGAI, T. H. Determination of nuclear parton distribution functions and their uncertainties in next-to-leading order. *Phys. Rev. C*, v. 76, n. 6, 065207 16p., Dec. 2007.

- [60] VOGT, R. Cold nuclear matter effects on J/Ψ and Υ production at energies available at the CERN Large Hadron Collider (LHC). *Phys. Rev. C*, v. 81, n. 4, 044903 20p., Apr. 2010.
- [61] de FLORIAN, D. et al. Global Analysis of Nuclear Parton Distributions. *Phys. Rev. D*, v. 82, n. 7, 074028 22p., Apr. 2012.
- [62] KOPELIOVICH, B. Z.; POTASHNIKOVA, I. K.; SCHMIDT, I. J/Ψ production in nuclear collisions: Theoretical approach to measuring the transport coefficient. *Phys. Rev. C*, v. 82, n. 2, 024901 8p., Aug. 2010.
- [63] KOPELIOVICH, B. Z. Puzzles of J/Ψ production off nuclei. *Nucl. Phys. A*, v. 854, n. 1, p. 187-197, Mar. 2011.
- [64] McLERRAN, L.; VENUGOPALAN, R. Computing quark and gluon distribution functions for very large nuclei. *Phys. Rev. D*, v. 49, n. 5, p. 2233-2241, Mar. 1994.
- [65] ADARE, A. et al. Cold Nuclear Matter Effects on J/Ψ Production as Constrained by Deuteron-Gold Measurements at $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. *Phys. Rev. C*, v. 77, n. 2, 024912 15p., Feb. 2008.
- [66] KOPELIOVICH, B. Z.; POTASHNIKOVA, I. K.; SCHMIDT, I. Nuclear suppression of J/Ψ : from RHIC to the LHC. *Nucl. Phys. A*, v. 864, n. 1, p. 203-2012, Aug. 2011.
- [67] KOPELIOVICH, B. Z.; TARASOV, A.; HÜFNER, J. Coherence phenomena in charmonium production off nuclei at the energies of RHIC and LHC. *Nucl. Phys. A*, v. 696, n. 3-4, p. 669-714, Dec. 2001.
- [68] KOPELIOVICH, B. Z. et al. Heavy quarkonium production: Nontrivial transition from pA to AA collisions. *Phys. Rev. C*, v. 83, n. 1, 014912 9p., Jan. 2011.
- [69] BRODSKY, S. J.; MUELLER, A. H. Using Nuclei to Probe Hadronization in QCD. *Phys. Lett. B*, v. 206, n. 4, p. 685-690, June 1988.
- [70] GOLEC-BIERNAT, K. J.; WUSTHOFF, M. Saturation in diffractive deep inelastic scattering. *Phys. Rev. D*, v. 60, n. 11, 114023 15p., Nov. 1999.
- [71] KOPELIOVICH, B. Z.; ZAKHAROV, G. Quantum effects and color transparency in charmonium photoproduction on nuclei. *Phys. Rev. D*, v. 44, n. 11, p. 3466-3472, Dec. 1991.
- [72] de VRIES, H.; de JAGER, C. W.; de VRIES, C. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering. *At. Data Nucl. Data Tabl.*, v. 36, n. 3, p. 495-536, May 1987.
- [73] BIRÓ, T. S.; LÉVAI, P.; MÜLLER, B. Strangeness production with “massive” gluons. *Phys. Rev. D*, v. 42, n. 9, p. 3078-3087, Nov. 1990.
- [74] LÉVAI, P.; VOGT, R. Thermal charm production by massive gluons and quarks. *Phys. Rev. C*, v. 56, n. 5, p. 2707-2717, Nov. 1997.

-
- [75] DURÃES, F. O.; NAVARRA, F. S.; NIELSEN, M. x_F distribution of J/Ψ 's produced in heavy ion collisions. *Phys. Rev. C*, v. 68, n. 4, 044904 14p., Oct. 2003.
- [76] ESKOLA, K. J.; KAJANTIE, K.; LINDFORS, J. Quark and Gluon Production in High-Energy Nucleus-Nucleus Collisions. *Nucl. Phys. B*, v. 323, n. 1, p. 37-52, Aug. 1989.
- [77] WONG, C-Y. *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*. Singapore: World Scientific, 1994.
- [78] BJORKEN, D. J. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region. *Phys. Rev. D*, v. 27, n. 1, p. 140-151, Jan. 1983.