

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PELOTAS
INSTITUTO DE FÍSICA E MATEMÁTICA

Determinação da distribuição de glúons nuclear na fotoprodução de quarkonium no RHIC e no LHC*

Mirian Thurow Griep

Dissertação realizada sob orientação do Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves e apresentada ao Instituto de Física e Matemática da UFPel em preenchimento parcial dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física.

Pelotas
2010

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

Aos meus pais,
pelo amor e dedicação ilimitados;
Ao Marcos,
pelo apoio e companheirismo
ao longo destes anos.

Agradecimentos

- Ao meu orientador, Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves, pelo empenho e paciência durante as discussões e pelo acompanhamento minucioso na elaboração desta dissertação;
- Aos meus pais, Gilberto e Loiva, por terem me ensinado, ainda na infância, a valorizar a educação, por não medirem esforços em oportunizar a concretização de meus planos e por serem exemplos de humildade, caráter e dignidade;
- Ao Marcos, pelo incentivo desde o início da graduação, pelo apoio incondicional, por estar sempre ao meu lado... e tornar os dias mais felizes;
- Ao meus irmãos, Vanussa, Jessica e Leonardo, pelo carinho e compreensão; e ao meu sobrinho e afilhado, Gabriel, por seu encanto;
- Ao amigo Alexander, pelos conselhos que sempre trouxeram tranquilidade, pelo apoio, auxílio (cálculos, seminários, Latex, Fortran...) e, acima disso, pela amizade que transcendeu o tempo e a distância;
- Aos colegas, Sandra, Cintia, Luciana, Moisés, Augusto, José Rafael e Michel por proporcionarem uma agradável convivência durante estes dois anos, apesar de alguns desentendimentos momentâneos; e, especialmente, à Anelise, pelas discussões de 'homeworks' e tópicos de Física de Partículas, e pelos conselhos oportunos;
- Ao professor Dr. Rudi Gaelzer, pela assistência no Linux e na disciplina de Teoria Eletromagnética;
- Ao Mário, pela disponibilidade em compartilhar seus conhecimentos;
- A todos aqueles que, de alguma forma, contribuíram para a realização deste trabalho e também àqueles que, mesmo sem compreenderem minhas escolhas, desejaram que eu obtivesse êxito;
- E, sobretudo, a Deus: *'Graças Te dou, visto que por modo assombrosamente maravilhoso me formaste; as Tuas obras são admiráveis, e a minha alma o sabe muito bem'* (Sl 139:14).

Resumo

No regime de altas energias, a estrutura hadrônica é investigada através de processos de espalhamento. Como a distribuição de glúons nuclear ainda não foi completamente determinada pelos experimentos anteriores, propomos uma alternativa para provar esta distribuição no Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) e no Large Hadron Collider (LHC). Nesta dissertação, analisamos colisões ultraperiféricas de íons pesados e estudamos a fotoprodução de mésons considerando o formalismo colinear, o que implica que a seção de choque é proporcional ao quadrado da distribuição de glúons. Estudamos este processo usando diferentes parametrizações para a distribuição de glúons nuclear. Calculamos a seção de choque integrada e a distribuição de rapidez para processos $AA \rightarrow VAA$ ($V = J/\Psi, \Upsilon$) para energias do RHIC e do LHC. Verificamos que estes observáveis são úteis para determinar a distribuição gluônica. Além disso, apresentamos uma comparação com os dados recentes do PHENIX para a produção coerente de mésons J/Ψ , demonstrando que a análise experimental deste processo é factível. Nossa principal conclusão é que a fotoprodução de mésons pode ser usada para determinar o comportamento em energia e a magnitude dos efeitos nucleares na distribuição de glúons.

Abstract

The hadronic structure is investigated at high energies through scattering processes. As the previous experiments were not able to constrain the nuclear gluon distribution, we propose an alternative to probe this distribution in the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) and Large Hadron Collider (LHC). We analyze ultraperipheral heavy ion collisions and study the photoproduction of vector mesons considering the collinear formalism, which implies that the cross section is proportional to the square of the gluon distribution. In this thesis we study this process using different parameterizations for the nuclear gluons distribution. We calculate the integrated cross section and the rapidity distribution for the processes $AA \rightarrow VAA$ ($V = J/\Psi, \Upsilon$) to RHIC and LHC energies and different nuclei. We verify that these observables are useful to constrain the nuclear effects in the gluon distribution. A comparison with recent PHENIX data for the coherent J/Ψ production is presented, demonstrating that the experimental analysis of this process is feasible. Our main conclusion is that the study of quarkonium photoproduction can be used to determine the energy behavior and the magnitude of the nuclear effects in the gluon distribution.

Índice

Introdução	1
1. A Estrutura dos Hádrons	3
1.1 Espalhamento Profundamente Inelástico	3
1.2 Modelo de Pártons	6
1.3 Propriedades da QCD	9
1.4 Equações DGLAP	10
1.5 Solução da DGLAP em pequeno x	14
1.6 Conclusão	17
2. Distribuições Partônicas do Núcleon e do Núcleo	18
2.1 Análise Global	18
2.2 Núcleon	19
2.3 Núcleo	20
2.3.1 Dados das Funções de Estrutura Nuclear	20
2.3.2 Parametrizações	25
2.4 Conclusão	26
3. Produção Difrativa de Mésons Vetoriais	27
3.1 O Espalhamento Profundamente Inelástico na Representação de Dipolos de Cor	27
3.2 A Fatorização k_{\perp} e a Seção de Choque de Dipolo	29
3.3 A Mecânica Quântica do Espalhamento Difrativo	32
3.4 O DIS Difrativo na Representação de Dipolos de Cor	34
3.5 Produção Difrativa de Mésons Vetoriais em $t = 0$	38
3.6 Conclusão	40
4. Interações Ultraperiféricas	41
4.1 O Fluxo de Fótons Equivalentes	41
4.2 Fotoprodução de Mésons em Interações pp	47
4.3 Conclusão	51
5. Colisões Ultraperiféricas e a Distribuição de Glúons Nuclear	52
5.1 Resultados	52
5.2 Conclusão	60

Conclusão 61

Referências Bibliográficas 62

Relação de Figuras

1.1	Espalhamento profundamente inelástico elétron - próton, mediado por um fóton.	4
1.2	Modelo de Pártons	7
1.3	Medidas de α_s em função de Q [11].	10
1.4	Exemplos de diagramas desconsiderados no modelo de pártons.	10
1.5	Dados de HERA para a função de estrutura F_2^{em} [12].	11
1.6	(a) Quark q_i originado a partir da emissão de um glúon por um quark q_j . (b) Glúon decai em um par $q\bar{q}$	12
1.7	(a) Glúon originado a partir de um quark q_i . (b) Glúon emite um par de glúons.	13
2.1	Distribuições partônicas preditas pelo grupo MRST [16].	20
2.2	Distribuições gluônicas preditas pelos grupos CTEQ, MSTW, GRV e MRST.	21
2.3	Razão das funções de estrutura F_2^A/F_2^d para ^{40}Ca e ^{56}Fe , tomadas de NMC, SLAC e BCDMS [22].	22
2.4	(a) Dados de NMC para a razão das funções de estrutura F_2^A/F_2^d para 4He , ^{12}C , ^{40}Ca . (b) Razão F_2^A/F_2^d para 6Li , ^{12}C e ^{131}Xe [22].	22
2.5	Direita: dados de NMC para a razão F_2^{Sn}/F_2^C . Em grande x dados de SLAC para F_2^{Ag}/F_2^C são adicionados. Esquerda: resultados para o slope logarítmico $d(F_2^{Sn}/F_2^C)/d\ln Q^2$ de NMC. A barra de erro representa as incertezas estatísticas. A banda indica o tamanho dos erros sistemáticos [22].	23
2.6	Razão das funções de estrutura F_2^d/F_2^p . Dados de E665 e NMC [22].	24
2.7	Efeitos nucleares [23].	25
2.8	Razão Nuclear de quarks de mar, quarks de valência e glúons em $Q^2 = 1.69 GeV^2$ para núcleos de Pb predita pelas parametrizações EKS98, nDS, HKN07, EPS08 e EPS09 [28].	26
3.1	Representação de uma interação no formalismo de fatorização k_\perp	30
3.2	Dois dos elementos da matriz \mathcal{D} para o conjunto de estados considerado.	33
3.3	Leptoprodução de méson vetorial via troca de dois glúons.	39
4.1	Representação de uma interação ultraperiférica.	42
4.2	(a) Partícula de carga q movendo-se com velocidade v no eixo x_1 . (b) Partícula passando por um sistema S e (c) pulsos de radiação equivalentes.	43
4.3	Espectro de fótons equivalentes em função de $x = \omega b/\gamma v$	44

4.4	Esquerda: Comparação de diferentes cálculos do espectro de fótons equivalentes para prótons de alta energia. x é a fração da energia do próton portata pelo fóton. Direita: Luminosidade de fótons equivalentes em colisões próton-próton e núcleo-núcleo no RHIC e no LHC. k é a energia do fóton no referencial de repouso do alvo [41].	46
4.5	Seção de choque do processo $\gamma p \rightarrow J/\Psi$ (esquerda) e $\gamma p \rightarrow \Upsilon$ (direita), para diferentes valores de α . Dados de HERA [46, 47, 48, 49].	48
4.6	Distribuição de rapidez para a produção de J/Ψ (esquerda) Υ (direita) em colisões pp com energia de centro de massa igual a 7 TeV, considerando diferentes valores de α	49
4.7	Distribuição de rapidez para a produção de J/Ψ (esquerda) Υ (direita) em colisões pp com energia de centro de massa igual a 14 TeV, considerando diferentes valores de α	50
4.8	Distribuição de rapidez para a produção de J/Ψ (esquerda) e Υ (direita) em colisões $PbPb$, considerando diferentes valores de α	51
5.1	Dependência em energia da seção de choque da fotoprodução exclusiva de J/Ψ (esquerda) e Υ (direita). Comparação com os dados do HERA [46, 47, 48].	53
5.2	Razão $R_g \equiv xg_A/A.xg_N$ predita pelas parametrizações DS [27], EKS [25], HKN [26] e EPS [24] para $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$ e $A = 208$	55
5.3	Distribuição de rapidez para a fotoprodução de J/Ψ em colisões $AuAu$ no RHIC.	56
5.4	Distribuição de rapidez para a fotoprodução de méson vetorial em UPC's em reações AA em energias do LHC ($\sqrt{S_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$).	57
5.5	Distribuição de rapidez para a fotoprodução de Υ em colisões $AuAu$ no RHIC.	59
5.6	Predição da parametrização EPS09 para a distribuição de rapidez para a fotoprodução de méson vetorial em UPC's em reações AA em energias do LHC ($\sqrt{S_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$).	59
5.7	Comparação entre as medidas da distribuição de rapidez da fotoprodução de $J/\Psi + Xn$ e nossas predições teóricas [71].	60

Relação de Tabelas

2.1	Espalhamento lépton-núcleo e processos duros relacionados (dados usados na análise global da distribuição de pártons) e sua sensibilidade a distribuição de pártons [16].	19
4.1	Parâmetros e limites cinemáticos para processos projétil-alvo em RHIC e LHC [44].	47
5.1	A seção de choque diferencial em rapidez central ($d\sigma/dY _{y=0}$) para a fotoprodução de méson vetorial em UPC's em energias do RHIC e do LHC. No RHIC também apresentamos entre parênteses as predições considerando a probabilidade de quebra nuclear.	57
5.2	A seção de choque integrada da fotoprodução de méson vetorial em UPC's em energias do RHIC e do LHC	58

Introdução

Uma das questões em discussão em física de altas energias é o comportamento da distribuição de glúons nuclear. Sabe-se que esta cresce com a energia, mas a taxa de crescimento e a magnitude dos efeitos nucleares ainda é incerta. Medir a distribuição de glúons é fundamental para entender a estrutura dos pártons do núcleo e para determinar as condições iniciais do plasma de quarks e glúons (QGP) predito ser formado em colisões centrais de íons pesados. Outra motivação para determinar essa distribuição é que efeitos de alta densidade, esperados no limite de altas energias da Cromodinâmica Quântica (QCD), devem ser manifestos na modificação da dinâmica de glúons. Entretanto, como atualmente não dispomos de colisores elétron-núcleo, ideais para provar essa distribuição, devemos buscar alternativas para determiná-la através dos experimentos disponíveis.

Em colisões ultraperiféricas de íons pesados, o alto fluxo de fótons proveniente de um dos núcleos fornece uma fonte de reações fotoprodutoras. No formalismo colinear, a seção de choque da fotoprodução de quarkonium em colisões ultraperiféricas de íons pesados é proporcional ao quadrado da densidade de glúons. Em mais baixa ordem, a amplitude $\gamma h \rightarrow Vh$ ($h = p, A$) pode ser fatorada no produto da transição $\gamma \rightarrow q\bar{q}$ ($q = c, b$), o espalhamento do sistema $q\bar{q}$ no alvo via troca de dois glúons e, finalmente, a formação do quarkonium do par $q\bar{q}$ final. A massa do méson pesado M_V garante que a QCD perturbativa pode ser aplicada para a fotoprodução. Temos, portanto, uma possibilidade de estudar o comportamento dos glúons em pequeno x , analisando dois observáveis relevantes: a seção de choque e a distribuição de rapidez. O LHC, operando em seu modo de íons pesados, atingirá uma energia de centro de massa γN de $950 GeV$, região até agora não explorada experimentalmente, o que permitirá estudar mais detalhadamente estas interações, provando os efeitos nucleares. Neste trabalho, propomos o estudo de colisões ultraperiféricas com fotoprodução de mésons vetoriais ($J/\Psi, \Upsilon$) a fim de determinar a distribuição de glúons nuclear.

No capítulo 1, abordamos o espalhamento profundamente inelástico (DIS) lépton-núcleon, a partir do modelo de pártons. O DIS permite investigar a estrutura hadrônica no limite de altas energias, mas o modelo de pártons ignora algumas interações possíveis, as quais são consideradas pela QCD. Desta forma, analisamos também a QCD, teoria esta que descreve as interações entre os pártons que constituem os hádrons e prevê a evolução das distribuições partônicas através das equações propostas por Dokshitzer, Gribov e Lipatov, Altarelli e Parisi (DGLAP).

No capítulo 2, apresentamos o método da análise global que consiste em utilizar os dados experimentais de diversos processos e as equações de evolução, a fim de obter um conjunto de distribuições partônicas universal que melhor ajuste os dados existentes. Apresentamos parametrizações partônicas propostas por diferentes grupos para o núcleon e o núcleo. Mostramos também que existem efeitos nucleares, os quais ainda não tem sua magnitude

definida, sendo necessário, portanto, buscar alternativas para determinar a magnitude destes efeitos.

No capítulo 3, discutimos a produção difrativa de mésons vetoriais cuja seção de choque depende quadraticamente da distribuição de glúons do alvo. Para tanto revisamos a representação de dipolos de cor, a qual é conveniente em pequeno x , e explanamos o DIS neste formalismo, apresentando também a fatorização k_{\perp} , a qual generaliza a fatorização colinear e o DIS difrativo.

No capítulo 4, tratamos interações hadrônicas coerentes com fotoprodução de mésons. Revisamos o conceito de fluxo de fótons equivalentes, relevante no tratamento de colisões ultraperiféricas, que relaciona processos induzidos por partículas carregadas e por fótons, e enfatizamos a sensibilidade da seção de choque e da distribuição de rapidez com a energia da distribuição gluônica.

No capítulo 5, generalizamos o formalismo adotado no capítulo 4 para colisões núcleo-núcleo e apresentamos nossas previsões para a seção de choque e a distribuição de rapidez da fotoprodução de J/Ψ e Υ usando diferentes parametrizações. Mostramos uma comparação de nossas previsões com os primeiros dados da produção de J/Ψ , liberados recentemente pela colaboração PHENIX, demonstrando que este processo é viável e que os observáveis considerados podem contribuir na determinação da distribuição de glúons nuclear.

Por fim, resumimos nossos principais resultados e apresentamos algumas perspectivas. Os resultados apresentados nesta dissertação foram publicados na Ref. [1] e divulgados no XXX Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos (2009), no XI Encontro de Pós Graduação da UFPel (2009) e no XI Hadron Physics (2010).

Capítulo 1

A Estrutura dos Hádrons

A estrutura hadrônica é investigada, no limite de altas energias, através de processos de espalhamento. O espalhamento profundamente inelástico (DIS) lépton-núcleon é o processo mais simples de ser analisado, pois neste processo temos apenas uma partícula com subestrutura. Através do Modelo de Pártons, descrevemos o DIS elétron-próton como uma interação do elétron com um dos pártons constituintes do próton. Mas este modelo ignora algumas interações possíveis, as quais são consideradas pela Cromodinâmica Quântica (QCD). A QCD é a teoria das interações fortes, a qual descreve a interação entre quarks e glúons, partículas estas que constituem a estrutura dos hádrons. Esta teoria prediz a evolução das distribuições partônicas utilizando - se, para tanto, das equações de evolução propostas por Dokshitzer, Gribov e Lipatov, Altarelli e Parisi (DGLAP). Neste capítulo, portanto, abordamos o DIS, o Modelo de Pártons, a QCD e as equações DGLAP, elementos fundamentais na discussão do tema central deste trabalho.

1.1 Espalhamento Profundamente Inelástico

A estrutura hadrônica pode ser investigada, no limite de altas energias, através de um processo de espalhamento profundamente inelástico lépton-núcleon. Nesse processo, um lépton carregado (elétron, por exemplo) é espalhado por um próton ou núcleo atômico. Consideremos o DIS elétron-próton

$$kp \rightarrow k' X \quad (1.1)$$

representado na Fig.1.1 em primeira ordem em Eletrodinâmica Quântica (QED), onde o quadrivetor $k = (E, \vec{p})$ representa o lépton incidente, $k' = (E', \vec{p}')$ representa o lépton espalhado e X , o estado final hadrônico. O processo pode ser descrito da seguinte forma: o próton alvo, com momento inicial p interage com o fóton virtual, transformando-se no estado de muitas partículas X , com momento p_X e massa W . O vértice superior (vértice leptônico) é completamente descrito pela QED. O vértice inferior (vértice hadrônico) é desconhecido.

A seção de choque diferencial para este processo é dada por [2, 3, 4]:

$$d\sigma = \frac{1}{|v_e - v_p|} \frac{m m'}{E E'} |\mathcal{M}^2| \frac{dk'}{2\pi^3}, \quad (1.2)$$

onde $m(m')$ é a massa do lépton incidente (espalhado) e $|v_e - v_p|$ é a velocidade relativa

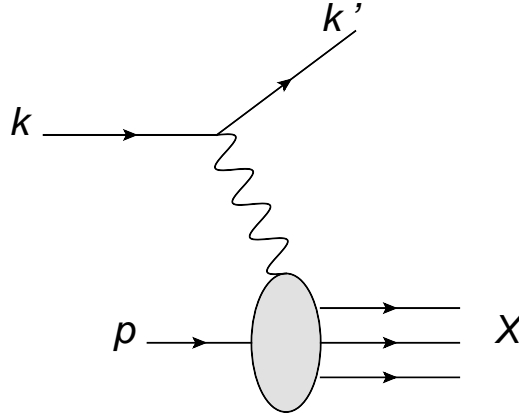


Fig. 1.1: *Espalhamento profundamente inelástico elétron - próton, mediado por um fóton.*

lépton - próton. A amplitude de espalhamento \mathcal{M} é escrita na forma:

$$\mathcal{M} = -i(2\pi)^4 \delta^4(p_X - p - q) 4\pi\alpha_{em} \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k) \frac{1}{q^2} \langle X | J_\mu^{em} | p \rangle, \quad (1.3)$$

onde α_{em} é a constante de acoplamento eletromagnética, $\bar{u}(k') \gamma^\mu u(k)$ é a corrente leptônica e $1/q^2$ é o propagador do fóton. O elemento de matriz $\langle X | J_\mu^{em} | p \rangle$ está relacionado à corrente eletromagnética entre os estados hadrônicos p e X . Considerando um espalhamento não polarizado e inclusivo, teremos que a seção de choque diferencial inclusiva deste processo será dada por:

$$d\sigma = \frac{2\alpha^2}{q^4 E} L^{\nu\mu} W_{\nu\mu} \frac{dk'}{E'}, \quad (1.4)$$

onde:

$$L^{\nu\mu} = [k^\nu k'^\mu + k^\mu k'^\nu - (k \cdot k') g^{\nu\mu}] \quad (1.5)$$

e

$$W_{\nu\mu} = \sum_X (2\pi)^3 \delta^4(p_X - p - q) \frac{E}{2M} \langle p | J_\nu^{em} | X \rangle \langle X | J_\mu^{em} | p \rangle \quad (1.6)$$

são os tensores leptônico e hadrônico, respectivamente. M é a massa do próton. O tensor hadrônico não possui uma forma exata, visto que a corrente eletromagnética hadrônica é desconhecida, no entanto, ele pode ser expresso em termos dos quadri-vetores q e p . Sua forma geral, invariante de Lorentz, é dada por [2]:

$$W_{\nu\mu} = -W_1 g_{\nu\mu} + \frac{W_2}{M^2} p_\nu p_\mu + \frac{W_4}{M^2} q_\nu q_\mu + \frac{W_5}{M^2} (p_\nu p_\mu + q_\nu q_\mu). \quad (1.7)$$

A conservação de corrente para o vértice hadrônico $q^\nu W_{\nu\mu} = q^\mu W_{\nu\mu} = 0$ implica que:

$$W_5 = -\frac{p \cdot q}{q^2} W_2 \quad (1.8)$$

e

$$W_4 = \left(\frac{p \cdot q}{q^2} \right)^2 W_2 + \frac{M^2}{q^2} W_1 . \quad (1.9)$$

Portanto, somente duas das quatro funções de estrutura são independentes. Consequentemente,

$$W_{\nu\mu} = W_1 \left(-g_{\nu\mu} + \frac{q_\nu q_\mu}{q^2} \right) + W_2 \frac{1}{M^2} \left(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right) \left(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right) . \quad (1.10)$$

As funções W_i 's devem ser determinadas experimentalmente, pois como o vértice hadrônico é desconhecido, a predição teórica dessas funções torna-se inviável. Contraindo o tensor hadrônico com o tensor leptônico, a seção de choque no referencial de laboratório resulta em [2, 5, 6]:

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{4\alpha^2}{q^4} E'^2 \left\{ 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} W_1(\nu, Q^2) + \cos^2 \frac{\theta}{2} W_2(\nu, Q^2) \right\} \quad (1.11)$$

onde:

$$\begin{aligned} -Q^2 &= q^2 = (k - k')^2 < 0 \rightarrow \text{momentum transferido} \\ \nu &= \frac{p \cdot q}{M} = E - E' \rightarrow \text{energia transferida} \end{aligned} \quad (1.12)$$

correspondem a virtualidade do bóson trocado e a sua energia no referencial de repouso do núcleon, respectivamente, e θ é o ângulo de espalhamento do elétron. Podemos definir a inelasticidade, a qual mede a razão da energia do bóson trocado com relação à energia do lépton incidente no referencial de repouso do núcleon, dada por: $y = \nu/E$.

A massa do elétron tem sido negligenciada nas expressões apresentadas, visto estarmos interessados no regime de altas energias. Considerando as variáveis de Mandelstam, definidas por:

$$s = (p + k)^2 = E_{CM}^2 , \quad (1.13)$$

$$t = (k - k')^2 = -Q^2 , \quad (1.14)$$

$$u = (k - p_X)^2 , \quad (1.15)$$

com

$$s + t + u = m^2 + m'^2 + M^2 + W^2 , \quad (1.16)$$

podemos escrever a seção de choque como:

$$\frac{d\sigma}{dt du} = \frac{4\pi\alpha^2}{s^2 t^2} \frac{1}{(s + u)} \left\{ - (s + u) t M W_1(\nu, Q^2) - u s \nu W_2(\nu, Q^2) \right\} . \quad (1.17)$$

No limite de Bjorken, definido por [7]:

$$\left. \begin{array}{l} Q^2 \rightarrow \infty \\ \nu \rightarrow \infty \end{array} \right\} \text{ com } x = \frac{Q^2}{2M\nu} \text{ fixo,} \quad (1.18)$$

as funções de estrutura do DIS dependem unicamente da variável x e não de Q^2 e ν individualmente, ou seja,

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

e

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

com as funções $F_1(x)$ e $F_2(x)$ sendo finitas. Este limite implica que a seção de choque do espalhamento inelástico elétron - próton, que é fortemente dependente de Q^2 , passe a depender apenas da variável $x = Q^2/2M\nu$, no limite de altas energias. O fato da dependência em Q^2 da seção de choque desaparecer, sugere que a interação ocorre com partículas pontuais, internas ao próton. Esta é a base do Modelo de Pártons.

1.2 Modelo de Pártons

O modelo de Pártons (representado na Fig.1.2) consiste em considerar que, em um DIS, o fóton virtual interage com um dos quarks constituintes do próton. Este processo é analisado em um referencial em que o próton se move muito rapidamente, de modo que a dilatação do tempo diminui a taxa com que os quarks interagem uns com os outros. Assim, o quark aparece essencialmente livre durante o curto espaço de tempo (aproximadamente $1/Q$) em que interage com o fóton.

O modelo de pártons considera que [2]:

1) Em um sistema de momentum infinito $p \rightarrow \infty$, os hádrons comportam-se como um conjunto de partículas pontuais, carregados e quase-livres: os pártons. Estes deslocam-se paralelamente ao hádron com momentum transversal $\vec{p}_T = 0$, portando fração de momentum x_i de modo que $\sum_i x_i p_i = p$, onde p_i é o momentum portado pelo quark q_i .

2) A seção de choque do espalhamento inelástico lépton-hádron $l + N \rightarrow l + X$ é a soma incoerente (soma de probabilidades) das seções de choque elástica do espalhamento lépton-párton $l + q_i \rightarrow l + q_i$. Estas hipóteses justificam-se em um sistema de referência onde o momentum do hádron seja tal que as massas e o momentum transversal p_T dos pártons possam ser desprezados, ou seja,

$$|p| \gg M, m, p_T . \quad (1.19)$$

A partir deste modelo, definimos $q_i(x_i)$ como a probabilidade de encontrarmos um párton do tipo i no interior do hádron, com fração de momentum $x_i = p_i/p$. Portanto, o número de pártons i no hádron é dado por:

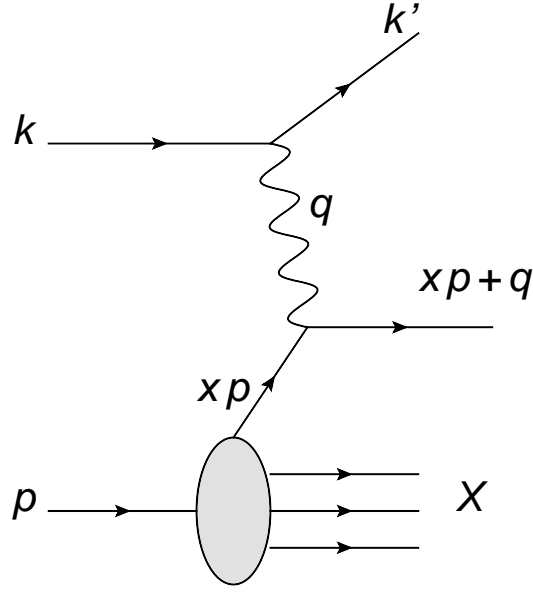


Fig. 1.2: Modelo de Pártons

$$N_i = \int_0^1 q_i(x_i) dx_i . \quad (1.20)$$

Além disso, a conservação de momentum implica

$$\sum_i \int_0^1 x_i q(x_i) dx_i = 1 , \quad (1.21)$$

onde a soma é realizada sobre todos os partons que constituem o hádron. O modelo de partons permite escrever a seção de choque diferencial do espalhamento lépton-próton em função da seção de choque diferencial do espalhamento lépton-parton, ou seja:

$$\frac{d\sigma}{dt du}^{\text{lépton-hádron}} = \sum_i \int_0^1 dx q_i(x) \frac{d\sigma}{dt du}^{\text{lépton-parton } i} , \quad (1.22)$$

onde soma-se sobre os partons carregados (quarks) que interagem com o fóton virtual. A seção de choque para o processo elástico \$l+q_i \to l+q_i\$ em termos das variáveis de Mandelstam é dada por:

$$\frac{d\sigma}{dt du}^{\text{lépton-parton } i} = x_i \frac{d\sigma}{dt d\hat{u}} = \frac{2\pi\alpha^2 e_i^2}{t^2} x_i \left(\frac{s^2 + u^2}{s^2} \right) \delta[t + x_i(s + u)] , \quad (1.23)$$

onde assumimos que no limite de altas energias (limite de Bjorken):

$$s = 2k \cdot p , \quad (1.24)$$

$$t = -2k \cdot k' , \quad (1.25)$$

$$u = -2k' \cdot p , \quad (1.26)$$

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

$$\hat{s} = 2k \cdot p_i = x_i s , \quad (1.27)$$

$$\hat{t} = -2k \cdot k' = t , \quad (1.28)$$

$$\hat{u} = -2k' \cdot p_i = x_i u , \quad (1.29)$$

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

Substituindo-se (1.23) em (1.22), e comparando com (1.17), obtém-se, no limite de Bjorken, que:

$$2xF_1(x) = F_2(x) \quad (1.30)$$

e

$$F_2(x) = \sum_i x_i e_i^2 q_i(x_i) , \quad (1.31)$$

onde

$$x_i = \frac{-t}{s+u} = \frac{Q^2}{2M\nu} = x \quad (1.32)$$

e e_i é a fração da carga do elétron portada pelo párton de sabor i .

A conservação de momentum no processo elástico (a função δ em (1.23)) impõe a identificação da variável cinemática x com a fração de momentum do párton x_i . Outra forma de obtermos essa identidade é considerar a colisão do fóton de momentum q com um párton de momentum $x'p$ gerando um párton de momentum p' . A conservação do quadrimomentum implica

$$x'p + q = p' \rightarrow 2x'p \cdot q = -q^2 = Q^2 \quad (1.33)$$

e

$$x' = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = x , \quad (1.34)$$

onde desconsideramos a massa dos quarks.

A expressão (1.30) é denominada relação de Callan - Gross [8], e surge diretamente da hipótese dos pártions que interagem com o fóton possuírem spin 1/2.

1.3 Propriedades da QCD

A QCD é a teoria das interações fortes, a qual descreve a interação entre quarks e glúons, partículas estas que constituem a estrutura dos hádrons. Esta teoria prediz a evolução das distribuições partônicas utilizando - se, para tanto, das equações DGLAP. As duas propriedades mais importantes da QCD são: liberdade assintótica e confinamento.

A constante de acoplamento da QCD, α_s , é solução da equação do grupo de renormalização [9, 10]:

$$\frac{d\alpha_s(Q^2)}{dt} = \beta(\alpha_s(Q^2)) , \quad (1.35)$$

onde

$$t = \log \frac{Q^2}{\mu^2}, \quad \beta(\alpha_s) = \mu^2 \frac{d\alpha_s}{d\mu^2} , \quad (1.36)$$

sendo μ a escala de renormalização da teoria. Em QCD, a função β é dada pela expansão perturbativa

$$\beta(\alpha_s) = -b\alpha_s^2[1 + b'\alpha_s + O(\alpha_s^2)] , \quad (1.37)$$

onde

$$b = \frac{(33 - 2n_f)}{12\pi}, \quad b' = \frac{(153 - 19n_f)}{2\pi(33 - 2n_f)} \quad (1.38)$$

e n_f é o número de sabores ativos. Conseqüentemente:

$$\frac{d\alpha_s(Q^2)}{dt} = -b\alpha_s(Q^2)[1 + b'\alpha_s(Q^2) + O(\alpha_s^2(Q^2))] . \quad (1.39)$$

Truncando a série, obtemos como solução

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu)}{1 + \alpha_s(\mu)bt} . \quad (1.40)$$

Portanto, podemos observar que quando $t \rightarrow \infty$, a constante de acoplamento α_s tende a zero com uma potência inversa de $\log Q^2$, como mostra a Fig. 1.3 [11]. Esta é a propriedade da liberdade assintótica, a qual caracteriza a interação entre duas partículas através de uma “carga” efetiva (parâmetro de acoplamento), que é função da distância entre elas. No caso de teorias como a QCD, o acoplamento vai a zero quando a separação torna-se muito pequena (grande Q). Isto justifica o fato dos quarks e glúons apresentarem-se como livres no limite de Bjorken, e também, por isso, o modelo de pártons é um bom modelo neste limite. Já o “confinamento” dos quarks consiste no fato da interação aumentar em longas distâncias (pequeno Q). Neste caso a descrição perturbativa não é aplicável.

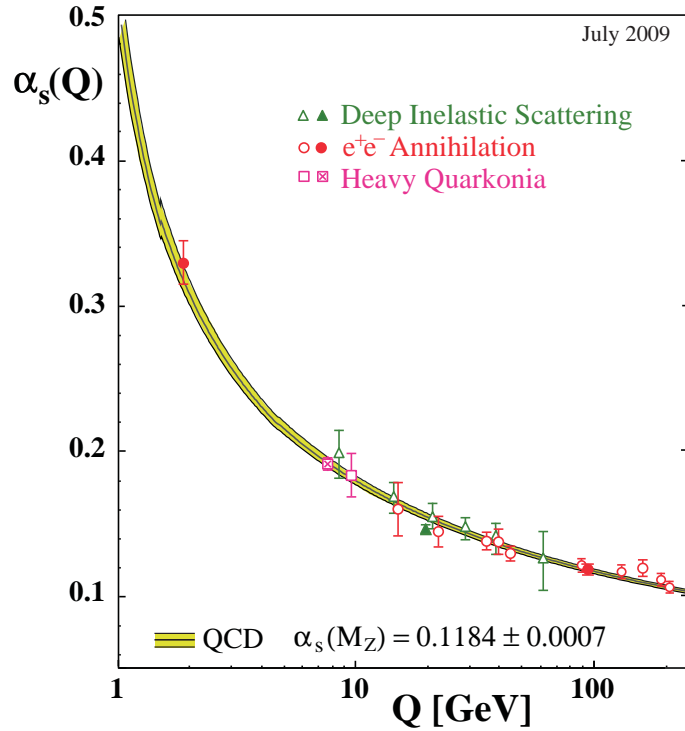


Fig. 1.3: Medidas de α_s em função de Q [11].

1.4 Equações DGLAP

O Modelo de Pártons ignora o fato de que os quarks podem emitir glúons (a Fig. 1.4 apresenta dois exemplos de diagramas ignorados). Portanto a presença dos glúons como os portadores de carga da interação forte produz violações de escalamento das funções de estrutura, como mostra a Fig.1.5.

No Modelo de Pártons, o próton é descrito sendo formado por três quarks (quarks de valência). Entretanto, a QCD considera que cada um destes quarks está envolto por uma nuvem de glúons virtuais e por pares quark-antiquark (quarks de mar). Portanto a QCD prediz que o número de pártons observados no espalhamento depende de Q^2 , ou seja, ocorre a quebra de escalamento das distribuições partônicas. Desta forma, o momentum transferido em um espalhamento está relacionado ao “poder” de resolução do mesmo, ou seja, quanto

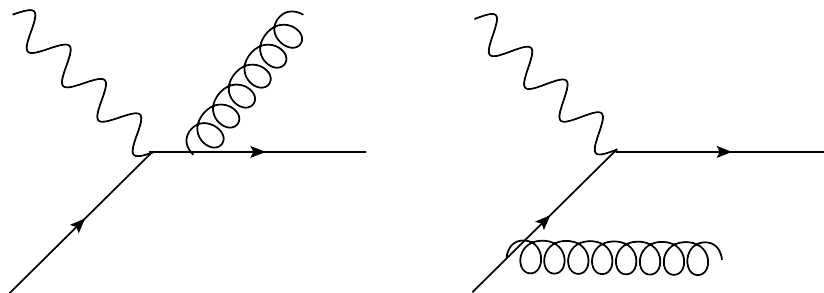


Fig. 1.4: Exemplos de diagramas desconsiderados no modelo de pártons.

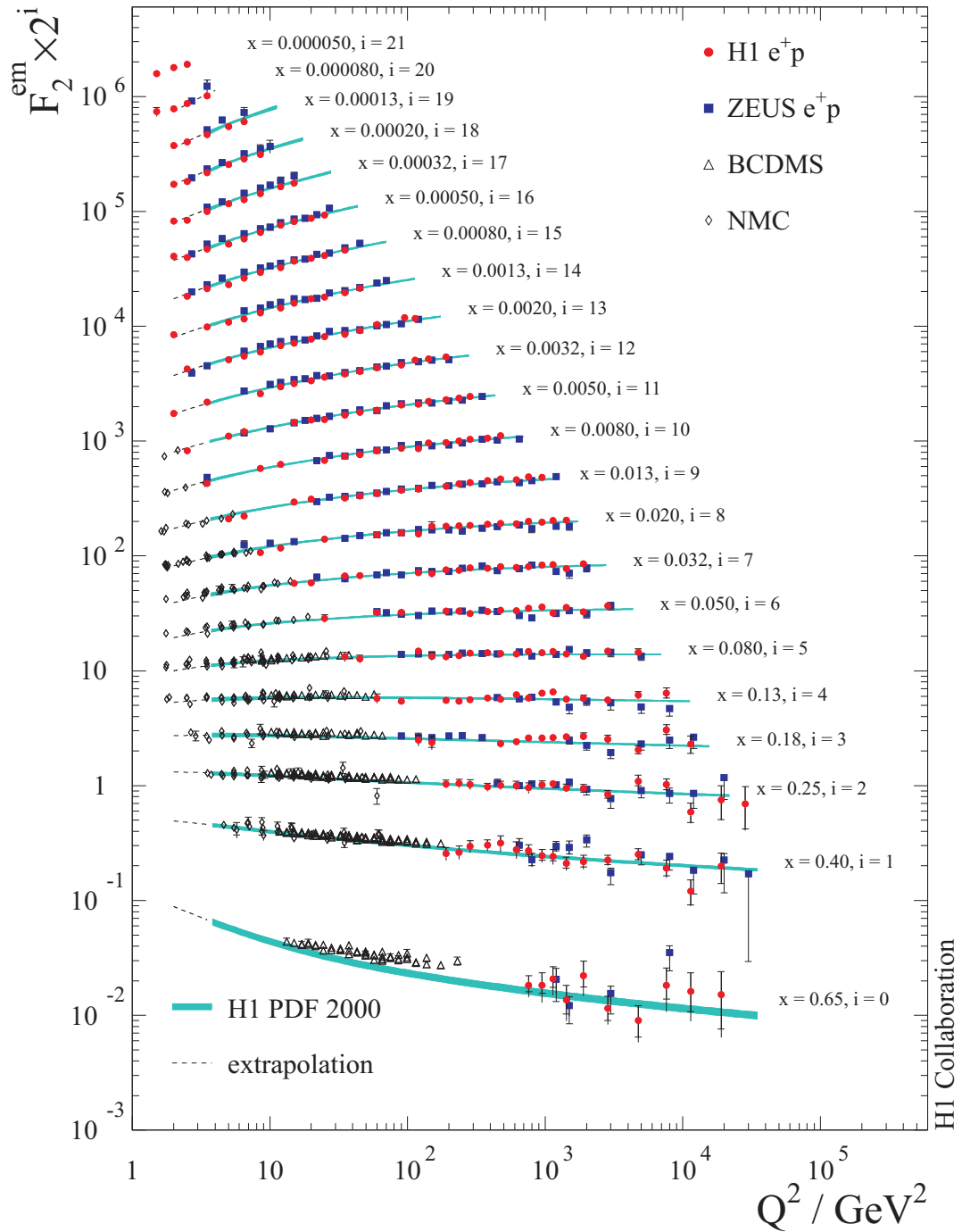


Fig. 1.5: Dados de HERA para a função de estrutura F_2^{em} [12].

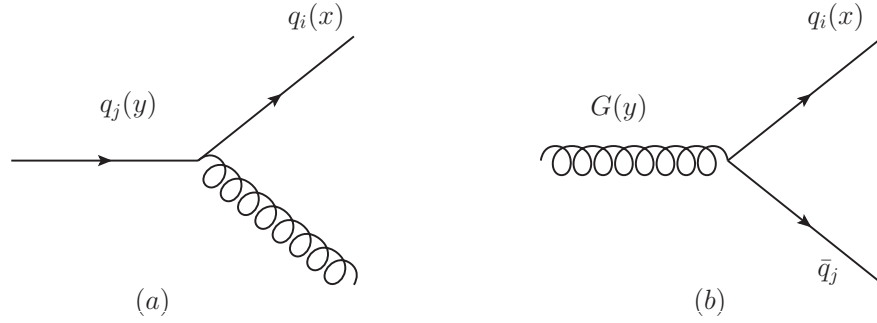


Fig. 1.6: (a) Quark q_i originado a partir da emissão de um glúon por um quark q_j . (b) Glúon decai em um par $q\bar{q}$.

maior o momentum transferido, mais detalhes da estrutura hadrônica envolvida no processo podem ser observados [9].

Assumimos Q^2 grande o suficiente para ser tratado perturbativamente. Podemos determinar pártons de tamanho $1/\sqrt{Q^2}$ dentro do hádron. Se Q^2 é aumentado para $Q'^2 > Q^2$ podemos determinar constituintes menores de tamanho $1/\sqrt{Q'^2}$. Para um dado “poder” de resolução $1/\sqrt{Q'^2}$, a distribuição de pártons do tipo a é denotada por $N_a(x_a, Q'^2)$. Os constituintes menores b com $1/\sqrt{Q'^2}$ carregam algum momenta do párton x_a com

$$\frac{x_b}{x_a} < 1, \quad (1.41)$$

o que resulta em uma diminuição na distribuição de momentum para grande x e um aumento para pequenas frações de momentum. Ou seja, $N_a(x_a, Q'^2) < N_b(x_b, Q'^2)$. A variação das funções de distribuição $\Delta N(x, Q'^2)$ quando Q^2 é aumentado por ΔQ^2 pode ser tratada agora usando teoria de perturbação. Para mais baixa ordem, $\Delta N(x, Q'^2)$ é proporcional a constante de acoplamento $\alpha_s(Q'^2)$. Portanto, a função distribuição parece depender apenas da fração de momentum portada pelo párton. A variação na função distribuição de pártons é dada por [9]:

$$\Delta N_b(x_b, Q'^2) = \frac{\alpha_s(Q'^2)}{2\pi} P_{ba} \left(\frac{x_b}{x_a} \right) N_a(x_a, Q'^2) \frac{\Delta Q^2}{Q^2}, \quad (1.42)$$

As funções P_{ba} são chamadas funções de desdobramento, pois descrevem a quebra de um párton do tipo “a” em pártons do tipo “b”, quando Q^2 é aumentado. O quociente $\Delta Q^2/Q^2 = \Delta \ln Q^2$ é introduzido para manter a variação do momenta transferido adimensional. Para obter a variação total somamos sobre todos os pártons do tipo “a” que podem “conter” pártons do tipo “b” e integramos sobre os momenta do párton $x_a > x_b$, o que conduz a equação

$$\Delta N_b(x_b, Q'^2) = \frac{\alpha_s(Q'^2)}{2\pi} \sum_b \int_{x_b}^1 P_{ba} \left(\frac{x_b}{x_a} \right) N_a(x_a, Q'^2) \frac{dx_a}{x_a} \Delta \ln Q^2. \quad (1.43)$$

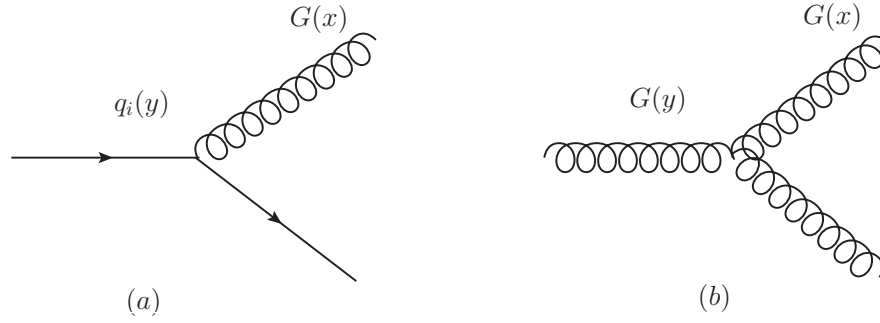


Fig. 1.7: (a) Glúon originado a partir de um quark q_i . (b) Glúon emite um par de glúons.

Na forma diferencial esta equação pode ser escrita como:

$$\frac{\partial N_b(x_b, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \sum_b \int_{x_b}^1 P_{ba} \left(\frac{x_b}{x_a} \right) N_a(x_a, Q^2) \frac{dx_a}{x_a}. \quad (1.44)$$

Considerando que um quark de sabor i pode ser obtido da emissão de um glúon por um quark de sabor j e fração de momentum y , ou pela criação de um par $q^i \bar{q}^j$ a partir de um glúon de fração de momentum y , como mostra a Fig.1.6, temos que a equação de evolução para a distribuição de quarks é dada por $q^i(x, Q^2)$:

$$\frac{\partial q^i(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left\{ P_{q_i q_j} \left(\frac{x}{y} \right) q^j(y, Q^2) + P_{q^i G} \left(\frac{x}{y} \right) G(y, Q^2) \right\}. \quad (1.45)$$

Considerando que um glúon de fração de momentum x pode surgir a partir de um quark do tipo i e fração de momentum y , ou a partir de um glúon de fração de momentum y , como mostra a Fig.1.7, temos que a equação de evolução para a distribuição de glúons é dada por:

$$\frac{\partial G(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left\{ \sum_i P_{Gq^i} \left(\frac{x}{y} \right) q^i(y, Q^2) + P_{GG} \left(\frac{x}{y} \right) G(y, Q^2) \right\}. \quad (1.46)$$

As equações (1.45) e (1.46) foram propostas independentemente por Dokshitzer [13], Gribov e Lipatov [14], Altarelli e Parisi [15] sendo, portanto, denominadas equações DGLAP. Estas são um conjunto de equações íntegro-diferenciais acopladas que advém da QCD perturbativa. A condição inicial, no entanto, é não-perturbativa e deve ser determinada a partir dos dados experimentais.

As funções de desdobramento podem ser calculadas em QCD perturbativa como uma expansão em α_s

$$P_{ij}(x, \alpha_s) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha_s}{2\pi} \right)^{n-1} P_{ij}^{n-1}(x). \quad (1.47)$$

Em mais baixa ordem, Altarelli - Parisi obtiveram os seguintes resultados [15]:

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right], \quad (1.48)$$

$$P_{qG}(z) = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2], \quad (1.49)$$

$$P_{GG}(z) = 6 \left[\frac{1-z}{z} + \frac{z}{(1-z)_+} + z(1-z) + \left(\frac{11}{12} - \frac{n_f}{18} \right) \delta(1-z) \right], \quad (1.50)$$

$$P_{Gq}(z) = \frac{4}{3} \left[\frac{1+(1-z)^2}{z} \right], \quad (1.51)$$

onde usaram que

$$\int_0^1 \frac{dz f(z)}{(1-z)_+} = \int_0^1 dz \frac{f(z) - f(1)}{1-z}, \quad (1.52)$$

na regularização da divergência para $z = 1$. Através dos resultados obtidos por Altarelli-Parisi, podemos observar que as funções P_{qq} e P_{qG} são regulares em $z \rightarrow 0$, mas as funções P_{GG} e P_{Gq} são singulares neste limite. Logo, estas crescem indefinidamente com $z \rightarrow 0$, o que representa um crescimento acentuado na distribuição de glúons em pequeno x , enquanto o crescimento na distribuição de quarks é moderado. Portanto, em pequeno x , a distribuição de glúons domina.

1.5 Solução da DGLAP em pequeno x

Em pequeno x a distribuição de glúons é dominante, ou seja, neste limite é relevante apenas obter a evolução da distribuição de glúons, desprezando-se a distribuição de quarks. Portanto, podemos escrever (1.46) no regime de pequeno x , como:

$$\frac{\partial G(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left\{ P_{GG}\left(\frac{x}{y}\right) G(y, Q^2) \right\}, \quad (1.53)$$

que pode ser reescrita na forma:

$$\frac{\partial G(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_0^1 dy \int_0^1 dz \delta(x - yz) P_{GG}(z) G(y, Q^2). \quad (1.54)$$

Integrando em x , obtemos:

$$\int_0^1 \frac{dx}{x} x^n \frac{\partial G(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_0^1 dy \int_0^1 dz \int_0^1 \frac{dx}{x} x^n \delta(x - yz) P_{GG}(z) G(y, Q^2). \quad (1.55)$$

Definindo a transformada de Mellin:

$$F(w, \varphi) = f(x) = \frac{1}{2\pi i} \int dy e^{wy} F(y, \varphi)$$

e sua inversa:

$$F(y, \varphi) = f(x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} dw e^{wy} F(w, \varphi) ,$$

teremos que

$$A_n = \int_0^1 \frac{dz}{z} z^n P_{GG}(z) ,$$

$$\tilde{G}(n, Q^2) = \int_0^1 \frac{dy}{y} y^n G(y, Q^2) .$$

Logo, resulta:

$$\frac{\partial \tilde{G}(n, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_0^1 \frac{dz}{z} z^n P_{GG}(z) \int_0^1 \frac{dy}{y} y^n G(n, Q^2) , \quad (1.56)$$

$$\frac{\partial \tilde{G}(n, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} A_n \tilde{G}(n, Q^2) . \quad (1.57)$$

Usando que P_{GG} pode ser expressa, para $z \rightarrow 0$, por

$$P_{GG}(z) = \frac{6}{z} , \quad (1.58)$$

teremos:

$$A_n = \frac{6}{n-1} . \quad (1.59)$$

Logo,

$$\frac{\partial \tilde{G}(n, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \frac{6}{n-1} \tilde{G}(n, Q^2) , \quad (1.60)$$

cuja solução é dada por:

$$\tilde{G}(n, Q^2) = C_n \exp(\gamma_s \log Q^2) , \quad (1.61)$$

onde:

$$\gamma_s = \frac{3\alpha_s}{\pi(n-1)} .$$

Assumindo:

$$C_n = \frac{\tilde{G}(Q_0^2)}{(Q_0^2)^{\gamma_s}} , \quad (1.62)$$

então:

$$\tilde{G}(n, Q^2) = \tilde{G}(Q_0^2) \exp\left(\frac{3\alpha_s}{\pi} \frac{t}{n-1}\right) . \quad (1.63)$$

Usando a transformada de Mellin inversa, podemos escrever:

$$xG(x, Q^2) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} dn x^{-(n-1)} \tilde{G}(n, Q^2) , \quad (1.64)$$

$$xG(x, Q^2) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} dn \exp[H(n)] \tilde{G}(n, Q^2) , \quad (1.65)$$

onde:

$$H(n) = (n-1) \log\left(\frac{1}{x}\right) + \frac{3\alpha_s}{\pi} \frac{t}{n-1} .$$

Para grandes valores de $\log(1/x)$ e t , estimamos $H(n)$ expandindo sobre seu ponto de sela

$$f(x) \approx f(x_0) + \frac{1}{2} |f''(x_0)| |x - x_0|^2 ,$$

o que resulta em:

$$xG(x, Q^2) = \text{constante} \sqrt{\frac{\pi(n-1)^3}{6\alpha_s t}} \exp\left[(n-1) \log\left(\frac{1}{x}\right) + \frac{3\alpha_s}{\pi} \frac{t}{(n-1)}\right] . \quad (1.66)$$

Sendo:

$$(n-1) = \sqrt{\frac{3\alpha_s t}{\pi \log(1/x)}}$$

para $dH/dt = 0$, então:

$$xG(x, Q^2) = \text{constante} \left[\frac{\log(1/x)}{\frac{\alpha_s}{2\pi} \log(Q^2/Q_0^2)} \right]^{3/4} \exp \left\{ 2 \left[\frac{3\alpha_s}{\pi} \log\left(\frac{1}{x}\right) \log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \right]^{1/2} \right\}, \quad (1.67)$$

a qual é a solução da DGLAP no regime de pequeno x . Esta solução nos mostra que a distribuição de glúons cresce infinitamente com o decréscimo de x , ou seja, em altas energias, temos um número muito grande de glúons portando pequena fração de momentum do núcleon.

1.6 Conclusão

Os cálculos de processos de espalhamento duro para altas energias em QCD perturbativa são baseados no cálculo perturbativo da seção de choque de espalhamento e nas distribuições partônicas dos hádrons envolvidos no processo. Entretanto, como a QCD perturbativa prediz apenas a evolução das distribuições partônicas, a determinação destas para alguma escala $Q^2 = Q_0^2$ deve ser feita a partir de experimentos. O procedimento consiste em parametrizar a dependência em x de f_i para algum Q_0^2 , grande o suficiente para que a QCD perturbativa seja aplicável e, então, evoluir em Q^2 usando as equações de evolução DGLAP. Os parâmetros utilizados são determinados pelo ajuste aos dados experimentais disponíveis de DIS e processos relacionados, a fim de determinar as densidades partônicas para todo x e Q^2 onde existem dados, as quais podem ser usadas para caracterizar as funções de estrutura e para calcular as seções de choque de outros processos de alta energia. Essas distribuições são usualmente determinadas através de análises globais, que serão estudadas no capítulo seguinte.

Capítulo 2

Distribuições Partônicas do Núcleon e do Núcleo

As distribuições partônicas são usualmente determinadas através de análises globais dos dados de DIS e processos relacionados, em que o maior número possível de observáveis é incluído para restringir as várias distribuições partônicas, visto que diferentes processos fornecem informações de distintas distribuições em diferentes regiões cinemáticas. Diversos grupos propõe distintas parametrizações para determinar as distribuições partônicas. Neste capítulo apresentamos o método da análise global, assim como alguns grupos que contribuem na determinação das distribuições partônicas do núcleon e do núcleo, seus pressupostos e resultados.

2.1 Análise Global

A análise global das distribuições partônicas consiste em utilizar os dados experimentais de diversos processos, juntamente com as equações de evolução partônicas (equações DGLAP, por exemplo), a fim de obter um conjunto de distribuições partônicas universal que melhor ajuste os dados existentes. Estas distribuições partônicas podem, então, ser utilizadas para a predição de outros observáveis físicos de interesse. O procedimento usual para a análise global envolve os seguintes passos [16]:

- Desenvolver um programa que resolva numericamente as equações de evolução, as quais são um conjunto de equações íntegro-diferenciais acopladas (DGLAP, por exemplo);
- Escolher um conjunto de dados experimentais que melhor vincule as distribuições partônicas;
- Selecionar o esquema de fatorização (DIS ou \overline{MS}) e optar por um conjunto consistente de escalas de fatorização para todos os processos;
- Especificar uma condição inicial, vincular os parâmetros e ajustar os dados.

A Tab. 2.1 apresenta alguns processos utilizados na análise global, assim como as distribuições vinculadas por cada processo. A Fig. 2.1 mostra as distribuições gluônicas preditas pelo grupo MRST [17], que utiliza o método da análise global com os dados dos processos explanados na Tab. 2.1. Podemos notar que as predições das distribuições gluônicas apre-

sentam, grande incerteza em pequeno x .

Processos	Principais subprocessos	PDFs vinculados
$\ell^\pm N \rightarrow \ell^\pm X$	$\gamma^* q \rightarrow q$	$g(x < 0.01), q, \bar{q}$
$\ell^+(\ell^-)N \rightarrow \bar{\nu}(\nu)X$	$W^* q \rightarrow q'$	"
$\nu(\bar{\nu})N \rightarrow \ell^-(\ell^+)X$	$W^* q \rightarrow q'$	"
$\nu N \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$W^* s \rightarrow c \rightarrow \mu^+$	s
$\ell N \rightarrow \ell Q X$	$\gamma^* Q \rightarrow Q$ $\gamma^* g \rightarrow Q\bar{Q}$	$Q = c, b$ $g(x < 0.01)$
$pp \rightarrow \gamma X$	$qg \rightarrow \gamma q$	g
$pN \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$q\bar{q} \rightarrow \gamma^*$	\bar{q}
$pp, pn \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$u\bar{u}, d\bar{d} \rightarrow \gamma^*$ $u\bar{d}, d\bar{u} \rightarrow \gamma^*$	$\bar{u} - \bar{d}$
$ep, en \rightarrow e\pi X$	$\gamma^* q \rightarrow q$	
$p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \ell^\pm X$	$ud \rightarrow W$	$u, d, u/d$
$p\bar{p} \rightarrow \text{jet} + X$	$gg, qg, q\bar{q} \rightarrow 2j$	$q, g(0.01 < x < 0.5)$

Tab. 2.1: Espalhamento lépton-núcleo e processos duros relacionados (dados usados na análise global da distribuição de pártons) e sua sensibilidade a distribuição de pártons [16].

2.2 Núcleon

Para as distribuições partônicas no núcleo, analisamos as parametrizações CTEQ (The Coordinated Theoretical - Experimental Project on QCD) [18] e MSTW (Martin, Roberts, Stirling e Thorne) [19], as quais diferem em alguns pontos como, por exemplo:

- Na ordem da evolução DGLAP: A MSTW resolve a DGLAP em ordem dominante (LO), e além da ordem dominante (NLO e NNLO), enquanto que a CTEQ resolve a DGLAP em LO e NLO;

- No valor da escala inicial: MSTW usa $Q_0 = 1\text{GeV}$ e CTEQ usa $Q_0 = 1.3\text{GeV}$;

- Na forma da parametrização inicial:

$$\text{MSTW: } f_i(x, Q_0^2) = A_i x^{a_i} [1 + b_i \sqrt{x} + c_i x] (1-x)^{d_i}$$

$$\text{CTEQ: } xf(x, Q_0) = A_0 x^{A_1} (1-x)^{A_2} e^{A_3} (1 + e^{A_4} x)^{A_5}$$

- No número de parâmetros livres: MSTW possui 20 parâmetros livres e a CTEQ possui 15 parâmetros livres.

Ambas as parametrizações utilizam na análise global os dados de processos DIS, Drell Yan e produção de jatos. A Fig.2.2 apresenta uma comparação entre as predições das parametrizações CTEQ e MSTW para as distribuições gluônicas no núcleo. Analisando-a

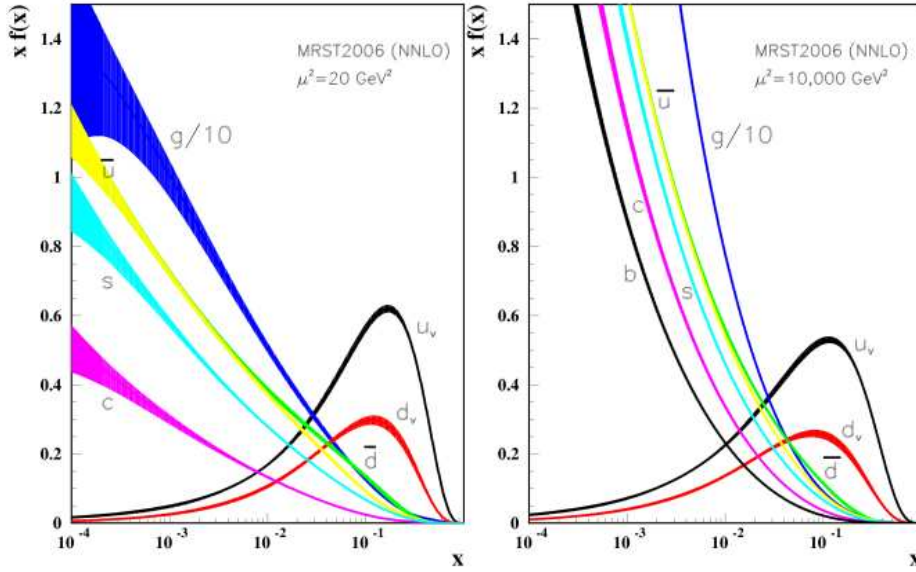


Fig. 2.1: Distribuições partônicas preditas pelo grupo MRST [16].

notamos que os resultados apresentados diferem em pequeno x , região onde a distribuição de glúons domina. Esta grande diferença se deve ao fato dos diferentes pressupostos adotados por estes grupos na análise global para dois valores da escala μ^2 e da função de estrutura não vincular precisamente xg nesta região cinemática.

2.3 Núcleo

2.3.1 Dados das Funções de Estrutura Nuclear

Há algum tempo, a colaboração EMC descobriu que a função de estrutura F_2 do ferro difere da função de estrutura correspondente ao deuteron, muito além das correções triviais do movimento de Fermi [20]. Desde então, muitos experimentos dedicados ao estudo de efeitos nucleares em DIS foram realizados no CERN, SLAC, FNAL, com o objetivo de explorar a diferença das funções de estrutura nuclear e do deutério [21, 22, 23]. A razão das funções de estrutura é escrita como:

$$R_{F_2}^A(x, Q^2) = \frac{\frac{1}{A_2} F_2^{A_2}(x, Q^2)}{\frac{1}{A_1} F_2^{A_1}(x, Q^2)}, \quad (2.1)$$

onde $A_{1,2}$ representam o número de núcleons no núcleo e $F_2^{A_{1,2}}$ são as funções de estrutura nuclear.

A Fig.2.3 apresenta dados da razão das funções de estrutura F_2^A/F_2^d no intervalo $0 \leq x \leq 1$, onde F_2^A é a função de estrutura por núcleon de um núcleo com número de massa

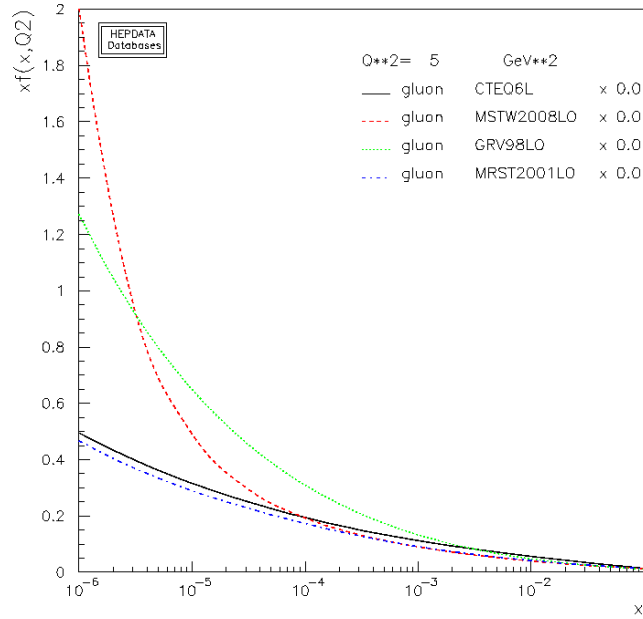


Fig. 2.2: Distribuições glúônicas previstas pelos grupos CTEQ, MSTW, GRV e MRST.

A e F_2^d refere-se ao deutério. Na ausência de efeitos nucleares, a razão é normalizada a um. Algumas regiões distintas com efeitos nucleares característicos podem ser identificadas: em $x < 0.1$ observa-se uma redução F_2^A/F_2^d , chamada sombreamento nuclear. O declive em $0.3 < x < 0.8$ é chamado efeito EMC. O enaltecimento entre as regiões de EMC e sombreamento denomina-se antisombreamento. Para $x > 0.8$ o reforço observado na função de estrutura é dito movimento de Fermi nuclear.

Apresentamos a seguir as informações existentes sobre os efeitos nucleares nas funções de estrutura [21, 23].

- Região de Sombreamento

Medidas de E665 no Fermilab e NMC no CERN fornecem informações sistemáticas e detalhadas sobre a dependência em x e A da razão das funções de estrutura F_2^A/F_2^d . Alvos nucleares variando de He a Pb foram usados. A Fig.2.4 mostra dados de alguns

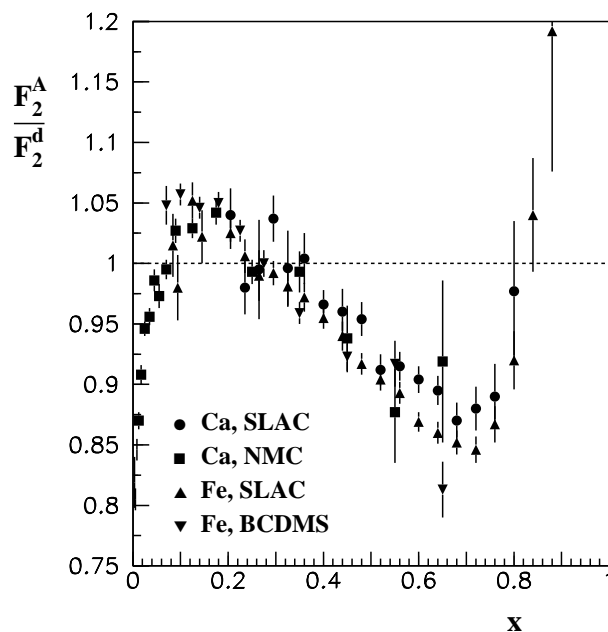


Fig. 2.3: Razão das funções de estrutura F_2^A/F_2^d para ^{40}Ca e ^{56}Fe , tomadas de NMC, SLAC e BCDMS [22].

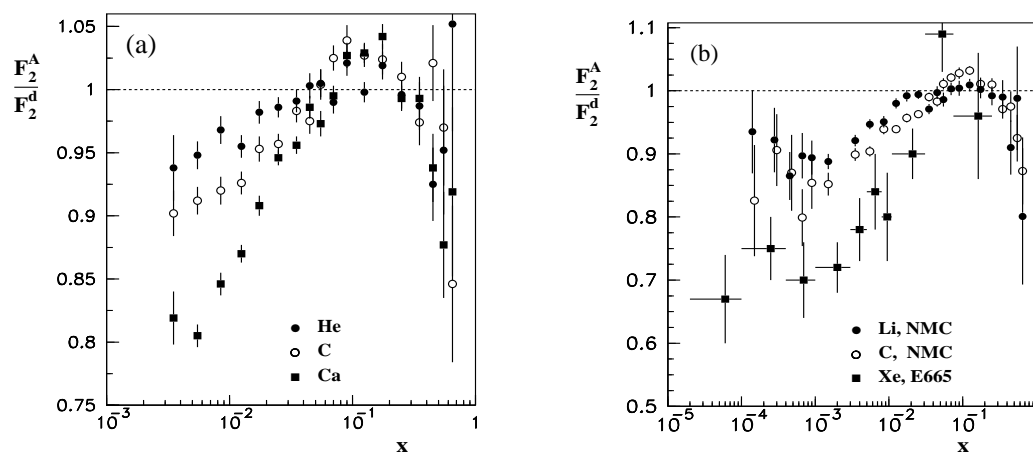


Fig. 2.4: (a) Dados de NMC para a razão das funções de estrutura F_2^A/F_2^d para ^4He , ^{12}C , ^{40}Ca . (b) Razão F_2^A/F_2^d para ^6Li , ^{12}C e ^{131}Xe [22].

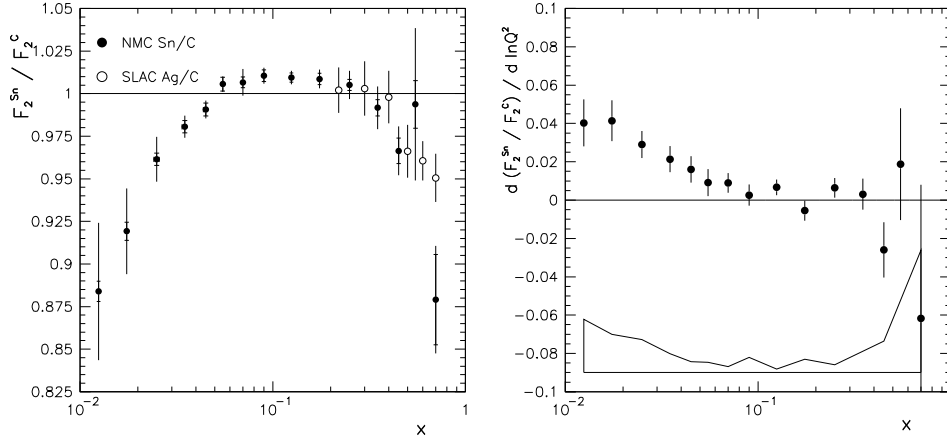


Fig. 2.5: *Direita:* dados de NMC para a razão F_2^{Sn}/F_2^C . Em grande x dados de SLAC para F_2^{Ag}/F_2^C são adicionados. *Esquerda:* resultados para o slope logarítmico $d(F_2^{Sn}/F_2^C)/d \ln Q^2$ de NMC. A barra de erro representa as incertezas estatísticas. A banda indica o tamanho dos erros sistemáticos [22].

núcleos. Na região $5 \times 10^{-3} < x < 0,1$ a razão das funções de estrutura decresce com o decrescimento de x . A região de sombreamento aumenta sistematicamente com o número de massa nuclear. O efeito de sombreamento depende apenas fracamente do momentum transferido Q^2 . Uma investigação mais precisa dessa questão foi realizada para a razão das funções de estrutura de Sn e C apresentada na Fig.2.5. Ela revela que o sombreamento decresce linearmente com $\ln Q^2$ para $x < 0,1$. A taxa deste decrescimento torna-se menor com o aumento de x . Em $x > 0,1$ não é encontrada uma dependência significativa de F_2^{Sn}/F_2^C em Q^2 . O efeito de sombreamento também foi observado no DIS do deutério. A Fig.2.6, mostra dados de E665 e NMC para a razão das funções de estrutura do deuteron e do próton F_2^d/F_2^p . Em $x < 0.1$ essa razão é menor que 1.

- Região de Antisombreamento

Os dados de NMC têm estabelecido um pequeno, mas significativo, reforço da razão das funções de estrutura em $0,1 < x < 0,2$. O reforço observado é da ordem de poucos por cento. Para carbono e cálcio isso equivale a 2%. Em $0.2 < x < 0.3$ observamos um decréscimo na razão das funções de estrutura. Uma medida mais precisa desse reforço foi obtida de F_2^{Sn}/F_2^C , mostrada na Fig.2.5. Dentro da precisão dos dados, uma dependência não significativa em Q^2 foi encontrada nessa região.

- Região de Efeito EMC

A região intermediária $0,2 < x < 0,8$ foi explorada no CERN e no SLAC. Na região cinemática $2GeV^2 < Q^2 < 15GeV^2$ os dados foram tomados pela colaboração E139 para diversos alvos nucleares entre deutério e ouro. A medida da razão de estrutura decresce com o aumento de x e tem um mínimo em $x \approx 0.6$. A magnitude da

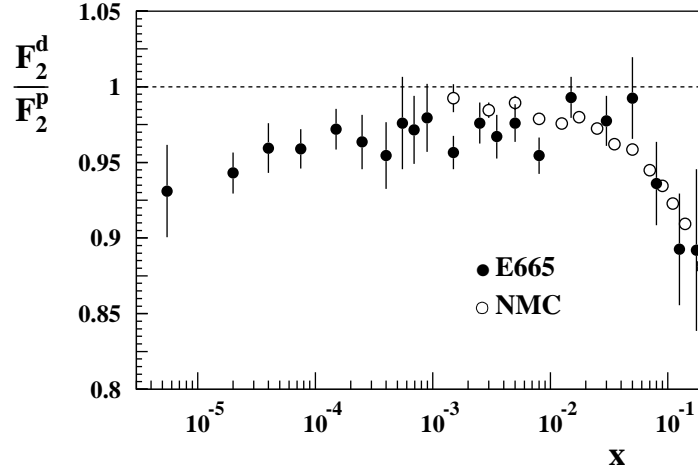


Fig. 2.6: Razão das funções de estrutura F_2^d/F_2^p . Dados de E665 e NMC [22].

diminuição cresce logaritmicamente com o número de massa nuclear. O efeito observado concorda com os dados da razão das funções de estrutura de ferro e nitrogênio com deutério de BCDMS, tomados em grandes valores de Q^2 , $14\text{GeV}^2 < Q^2 < 200\text{GeV}^2$. Esses dados implicam que uma forte dependência em Q^2 da razão das funções de estrutura é excluída.

- Região de Movimento de Fermi

Em $x > 0,8$ a razão das funções de estrutura cresce acima de 1, mas a informação experimental é bastante escassa. A função de estrutura do núcleon livre F_2^N decresce com $(1-x)^3$ quando se aproxima o seu limite cinemático em $x = 1$. Claramente, efeitos nucleares cada vez menores aparecem nesse limite cinemático, quando apresentado na forma da razão F_2^A/F_2^N .

Temos portanto:

- $R_{F_2}^A > 1$ para $x > 0,8 \rightarrow$ região de movimento de Fermi;
- $R_{F_2}^A < 1$ para $0,25 - 0,3 < x < 0,8 \rightarrow$ região EMC;
- $R_{F_2}^A > 1$ para $0,1 < x < 0,25 - 0,3 \rightarrow$ região de antisombreamento;
- $R_{F_2}^A < 1$ para $x < 0,1 \rightarrow$ região de sombreamento.

A representação destas regiões é mostrada na Fig. 2.7. Em nosso trabalho, estamos

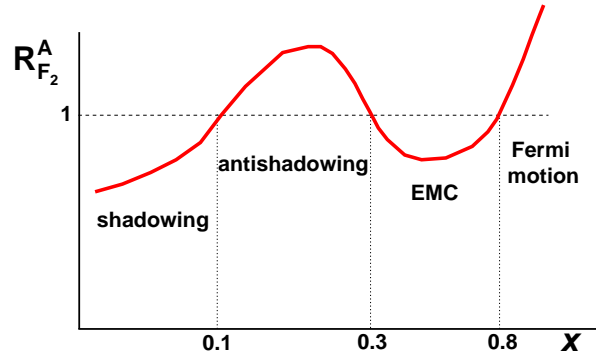


Fig. 2.7: Efeitos nucleares [23].

interessados na região de pequeno x e, portanto, nas regiões de sombreamento (shadowing) e antisombreamento (antishadowing).

2.3.2 Parametrizações

Apesar de se ter conhecimento, há algum tempo, da existência de efeitos nucleares, a magnitude destes ainda não foi precisamente determinada. Atualmente temos diferentes parametrizações que predizem os efeitos nucleares. Para a distribuição partônica no núcleo, assumimos as parametrizações EPS (Eskola, Paukkunen e Salgado) [24], EKS (Eskola, Kolehinen e Ruuskanen) [25], HKN (Hirai, Kumano e Nagai) [26] e DS (de Florian e Sassot) [27]. Estas diferem, por exemplo [23]:

- Em sua forma na escala inicial. Por exemplo, em EPS e EKS o sombreamento satura para x muito pequeno, contrariamente a DS. Estes vínculos restringem as contribuições de mar e de valência em regiões de antisombreamento em EPS e EKS, mas não mostram antisombreamento para o mar de quarks em HKN. Além disso, o valor de Q_0^2 varia, por exemplo, de $\sim 0,4 GeV^2$ (DS) até $2,25 GeV^2$ (EPS, EKS);

- No uso de diferentes conjuntos de dados experimentais. Por exemplo, dados de Drell-Yan são usados em EPS, EKS e DS, mas não em HKN. Além disso, dados da dependência em Q^2 da razão nuclear são incluídos em EPS, EKS e DS, mas não em HKN. Fator este que vincula a distribuição de glúons em pequeno e moderado x ;

- Na ordem da evolução DGLAP. A evolução é feita em LO em EPS e EKS e em NLO em HKN e DS, o que acaba modificando a dependência em Q^2 da razão nuclear;

- No tratamento de efeitos de isospin e no uso de regras de soma como restrição adicional para a evolução. Por exemplo, simetria de isospin da razão nuclear é assumida em EPS e EKS, mas não em HKN. Conservação de momentum, carga e número bariônico são usadas

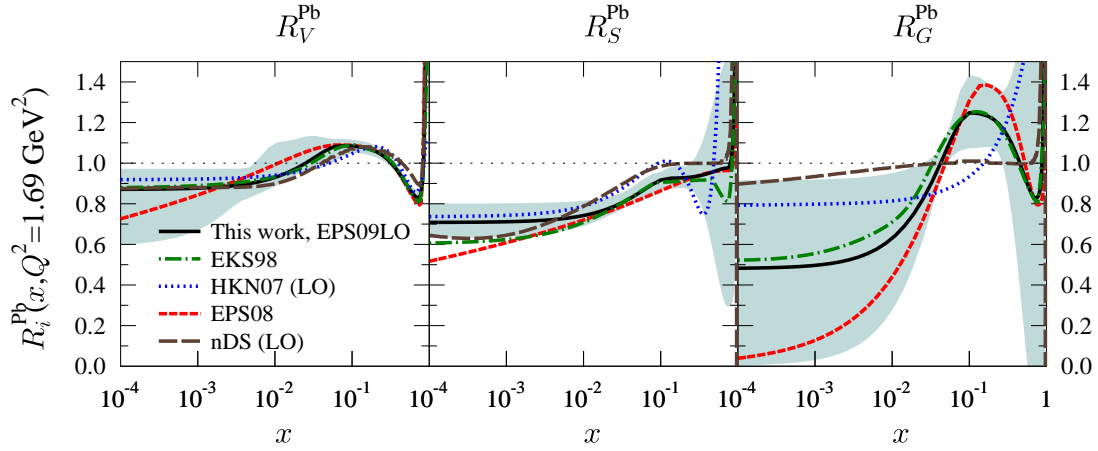


Fig. 2.8: Razão Nuclear de quarks de mar, quarks de valência e glúons em $Q^2 = 1.69 \text{ GeV}^2$ para núcleos de Pb predita pelas parametrizações EKS98, nDS, HKN07, EPS08 e EPS09 [28].

em HKN e DS, mas conservação de carga não é usada em EPS e HKN;

- Nas diferentes densidades partônicas do núcleon usadas nas análises.

Como podemos ver na Fig.2.8, o comportamento da distribuição de glúons em pequeno x encontra-se indeterminado, visto que as parametrizações apresentam previsões muito distintas da magnitude dos efeitos nucleares. Portanto como atualmente não dispomos de colisores elétron- núcleo, os quais poderiam ser utilizados para determinar a dinâmica glúônica, é necessário buscar alternativas para estimar os dados requeridos nos experimentos disponíveis, sendo este o objetivo deste trabalho.

2.4 Conclusão

Neste capítulo apresentamos o método da análise global, utilizado com o intuito de obter um conjunto de distribuições partônicas universal ajustado aos dados existentes. Além disso, discutimos as parametrizações propostas por alguns grupos que utilizam este método para a determinação da distribuição de pártons no núcleon e no núcleo. Mostramos também que existem efeitos nucleares, ou seja, o comportamento de um núcleon analisado separadamente difere do comportamento deste quando inserido no meio nuclear, mas a magnitude destes efeitos ainda é incerta. Portanto, é importante buscarmos uma alternativa para restringir o comportamento da distribuição de pártons em pequeno x , apontando, dessa forma, a parametrização adequada para descrever essas distribuições.

Capítulo 3

Produção Difrativa de Mésons Vetoriais

Nosso objetivo neste capítulo é revisar a produção difrativa de mésons vetoriais, cuja seção de choque depende quadraticamente da distribuição de glúons do alvo. Consequentemente, tal processo é ideal para vincular o comportamento desta distribuição no regime de altas energias. A fim de obter a seção de choque para a produção difrativa de mésons vetoriais iremos revisar a representação de dipolos de cor, a qual é conveniente neste regime. Este modelo considera que o fóton se dissocia em um par quark - antiquark e este par, então, interage com o alvo. O DIS é apresentado neste formalismo como o espalhamento do próton pelo par. Apresentamos também a fatorização k_{\perp} , que considera o momentum transversal dos glúons envolvidos no processo. Por fim, abordamos processos de espalhamento difrativo e produção difrativa de mésons vetoriais. A revisão feita neste capítulo segue a abordagem da Ref. [29].

3.1 O Espalhamento Profundamente Inelástico na Representação de Dipolos de Cor

No regime de pequeno x é conveniente tratar o DIS no formalismo de dipolos de cor [29, 30]. Esta abordagem descreve o DIS em altas energias no referencial de repouso do próton, no qual, quando $x \rightarrow 0$, o fóton virtual se dissocia em um par quark- antiquark a uma distância muito grande do alvo. Então, depois de um longo tempo, o par $q\bar{q}$ espalha o próton. Como o tempo de interação é muito pequeno comparado ao tempo de formação do par, a dimensão transversal do dipolo $q\bar{q}$ permanece aproximadamente congelada durante todo o processo. A seguir, analisamos detalhadamente este processo.

No referencial de repouso do alvo, o momentum do fóton dado por:

$$q = (\nu, 0, 0, \sqrt{\nu^2 + Q^2}) . \quad (3.1)$$

Tomando as variáveis do cone de luz, dadas por:

$$q^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}[q^0 + q^3] \quad (3.2)$$

e

$$q^- = \frac{1}{\sqrt{2}}[q^0 - q^3] , \quad (3.3)$$

temos:

$$q = \left(q^+, \frac{-Q^2}{2q^+}, \vec{0} \right) , \quad (3.4)$$

com $q^+ \simeq \sqrt{2}\nu$ no limite de Bjorken.

Denominando κ (κ') o momentum do quark (antiquark) do par, temos:

$$\kappa = \left(zq^+, \frac{\vec{k}^2}{2zq^+}, \vec{k} \right) \quad (3.5)$$

e

$$\kappa' = \left((1-z)q^+, \frac{\vec{k}^2}{2(1-z)q^+}, -\vec{k} \right) , \quad (3.6)$$

onde z ($1-z$) é a fração de momentum do fóton do cone de luz portada pelo quark (antiquark). A massa invariante quadrada do par é expressa por:

$$M^2 = (\kappa - \kappa')^2 = \frac{\vec{k}^2}{z(1-z)} . \quad (3.7)$$

A energia do par é dada por

$$E_{par} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(q^+ + \frac{\vec{k}^2}{2z(1-z)q^+} \right) \quad (3.8)$$

e a energia do fóton

$$E_{\gamma^*} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(q^+ - \frac{Q^2}{2q^+} \right) . \quad (3.9)$$

A diferença de energia ΔE entre o par $q\bar{q}$ e o fóton virtual é, então:

$$\Delta E = E_{par} - E_{\gamma^*} = \frac{1}{2\sqrt{2}q^+} \left(Q^2 + \frac{\vec{k}^2}{z(1-z)} \right) , \quad (3.10)$$

isto é:

$$\Delta E \cong \frac{Q^2}{\sqrt{2}q^+} = m_N x , \quad (3.11)$$

sendo que $\kappa^2 < z(1-z)Q^2$, isto é, $M^2 < Q^2$. Pelo princípio de incerteza, o tempo de formação do par é $\tau_f = 1/\Delta E$. Logo,

$$\tau_f \sim \frac{1}{\Delta E} \sim \frac{1}{m_N x} . \quad (3.12)$$

Portanto, em pequeno x , o tempo de formação do par τ_f é muito maior do que o tempo típico de interação $\tau_{int} \sim R_p$, onde R_p é o raio do próton. Podemos dizer que o par viaja uma longa distância $l \sim 1/m_N x$ antes de espalhar o alvo. Consequentemente, a dimensão transversa do par permanece congelada durante a interação com o próton, e podemos interpretar o DIS em pequeno x como o espalhamento do dipolo de cor $q\bar{q}$ de tamanho fixo com o alvo.

A seção de choque do DIS neste formalismo é representada por [29, 31]:

$$\sigma^{\gamma^*p} = \int dz \int d\rho^2 |\Psi(z, \rho)|^2 \sigma(x, \rho) , \quad (3.13)$$

onde ρ é o raio transversal do par $q\bar{q}$, Ψ é a função de onda que descreve a dissociação do fóton virtual no dipolo e $\sigma(x, \rho)$ é a seção de choque de interação entre o par e o alvo.

3.2 A Fatorização k_\perp e a Seção de Choque de Dipolo

A expressão (3.13) pode ser derivada analiticamente utilizando-se o formalismo de fatorização k_\perp [32], o qual generaliza a fatorização colinear [33], considerando o momentum transversal dos pártons interagentes (Fig. 3.1). Neste formalismo, a seção de choque γ^*p é dada por [29, 30]:

$$\sigma_\lambda^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \int \frac{d\vec{k}^2}{\vec{k}^2} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} f\left(\frac{x}{x'}, \vec{k}^2\right) \sigma_\lambda^{\gamma^*g}(x', \vec{k}^2, Q^2) , \quad (3.14)$$

onde $f\left(\frac{x}{x'}, \vec{k}^2\right)$ é a distribuição de glúons não integrada. Em $\ln(1/x)$ dominante, podemos escrever:

$$f\left(\frac{x}{x'}, \vec{k}^2\right) \cong f(x, \vec{k}^2) , \quad (3.15)$$

logo,

$$\sigma_\lambda^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \int \frac{d\vec{k}^2}{\vec{k}^2} f(x, \vec{k}^2) \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \sigma_\lambda^{\gamma^*g}(x', \vec{k}^2, Q^2) . \quad (3.16)$$

A seção de choque do processo elementar $\gamma^*(q) + g(k) \rightarrow q(k_1) + \bar{q}(k_2)$ é dada por:

$$\sigma_\lambda^{\gamma^*g}(x', \vec{k}^2, Q^2) = \frac{\beta}{8\pi^2 W^4 \vec{k}^2} \int \frac{dz}{z(1-z)} \int d^2\vec{\kappa} \delta\left(\beta - \frac{z\vec{\kappa}^2 + (1-z)(\vec{\kappa} + \vec{k})^2 \epsilon^2}{z(1-z)W^2}\right) H_\lambda \quad (3.17)$$

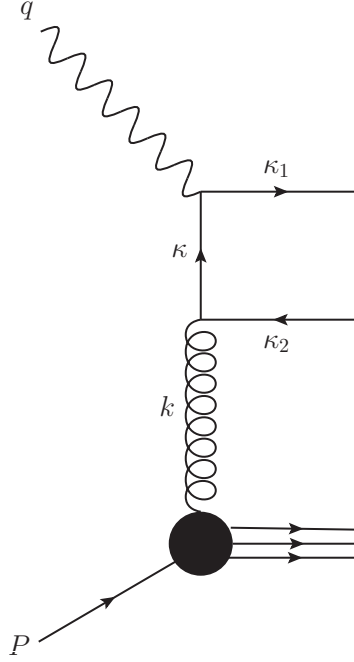


Fig. 3.1: Representação de uma interação no formalismo de fatorização k_{\perp} .

onde $\epsilon^2 = Q^2 z(1-z)$, $\beta = x/x'$ é a fração do momentum longitudinal do próton portada pelo glúon, W é a energia de centro de massa do sistema fóton virtual - próton e

$$H_{\lambda} = 8\pi^2 \alpha_s \alpha_{em} e_q^2 \frac{z(1-z)W^4}{Q^2} \left\{ \frac{N_{\lambda}(\vec{\kappa}, \vec{\kappa})}{(\vec{\kappa} + \epsilon^2)^2} + \frac{N_{\lambda}(\vec{\kappa} + \vec{k}, \vec{\kappa} + \vec{k})}{[(\vec{\kappa} + \vec{k})^2 + \epsilon^2]^2} - \frac{2N_{\lambda}(\vec{\kappa}, \vec{\kappa} + \vec{k})}{(\vec{\kappa}^2 + \epsilon^2)[(\vec{\kappa} + \vec{k})^2 + \epsilon^2]} \right\},$$

com

$$N_L(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = 4z^2 (1-z)^2 Q^4$$

e

$$N_T(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = Q^2 [z^2 + (1-z)^2] \vec{k}_1 \cdot \vec{k}_2.$$

A seção de choque $\gamma^* p$ pode, então, ser reescrita como:

$$\sigma_{\lambda}^{\gamma^* p}(x, Q^2) = \frac{\alpha_{em}}{Q^2} \sum_q e_q^2 \int \frac{d\vec{k}^2}{k^4} \int_0^1 dz \int d^2 \vec{\kappa} \alpha_s(\mu^2) f(\beta, \vec{k}^2) H_{\lambda}. \quad (3.18)$$

Usando que:

$$\begin{aligned}
 \int \frac{d^2 \vec{\kappa}}{(\vec{\kappa}^2 + \epsilon^2)[(\vec{\kappa} + \vec{k})^2 + \epsilon^2]} &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2 \vec{\kappa}_1 \int d^2 \vec{\kappa}_2 \int d^2 \vec{\rho} \frac{e^{i\vec{\rho} \cdot (\vec{\kappa}_1 + \vec{k}) - i\vec{\rho} \cdot \vec{\kappa}_2}}{(\vec{\kappa}_1^2 + \epsilon^2)(\vec{\kappa}_2^2 + \epsilon^2)} \\
 &= \int d^2 \vec{\rho} e^{i\vec{\rho} \cdot \vec{k}} \left| \frac{1}{2\pi} \int d^2 \kappa \frac{e^{i\vec{\rho} \cdot \vec{\kappa}}}{\vec{\kappa}^2 + \epsilon^2} \right|^2
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

e

$$\int d^2 \vec{\kappa} \frac{\vec{\kappa}^2 + \vec{\kappa} \cdot \vec{k}}{(\vec{\kappa}^2 + \epsilon^2)[(\vec{\kappa} + \vec{k})^2 + \epsilon^2]} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2 \vec{\kappa}_1 \int d^2 \vec{\kappa}_2 \int d^2 \vec{\rho} \frac{\vec{\nabla} e^{i\vec{\rho} \cdot (\vec{\kappa}_1 + \vec{k})} \vec{\nabla} e^{-i\vec{\rho} \cdot \vec{\kappa}_2}}{(\vec{\kappa}_1^2 + \epsilon^2)(\vec{\kappa}_2^2 + \epsilon^2)} \tag{3.20}$$

e realizando a integração angular, podemos escrever:

$$\sigma_{L,T}^{*g} = \int_0^1 dz \int d^2 \vec{\rho} |\Psi_{L,T}(z, \rho)|^2 \sigma(x, \rho) , \tag{3.21}$$

onde

$$|\Psi_L(z, \rho)|^2 = \frac{6\alpha_{em}}{(2\pi)^2} \sum_q 4e_q^2 Q^2 z^2 (1-z)^2 K_0^2(\epsilon\rho) , \tag{3.22}$$

$$|\Psi_T(z, \rho)|^2 = \frac{6\alpha_{em}}{(2\pi)^2} \sum_q e_q^2 [z^2 + (1-z)^2] \epsilon^2 K_1^2(\epsilon\rho) \tag{3.23}$$

e

$$\sigma(x, \rho) = \frac{4\pi}{3} \int \frac{d^2 \vec{k}}{\vec{k}^4} \alpha_s f(x, \vec{k}^2) (1 - e^{i\vec{k} \cdot \vec{\rho}}) , \tag{3.24}$$

nos quais K_0 e K_1 são funções de Bessel, e L e T descrevem a polarização longitudinal e transversal do fóton, respectivamente. $|\Psi_{L,T}|^2$ pode ser interpretada como a probabilidade do fóton virtual flutuar em um par $q\bar{q}$ e depois interagir com o alvo. A interação é representada por $\sigma(x, \rho)$, a qual está relacionada a distribuição de glúons não integrada.

Uma importante relação entre a seção de choque de dipolo e a densidade de glúons é obtida reescrevendo-a da seguinte forma:

$$\sigma(x, \rho) = \frac{\pi}{3} \rho^2 \int \frac{d^2 \vec{K}}{\vec{K}^2} \alpha_s \frac{4[1 - J_0(K\rho)]}{(K\rho)^2} \frac{\partial [xg(x, \vec{K}^2)]}{\partial \ln \vec{K}^2} . \tag{3.25}$$

Aproximando $4[1 - J_0(\xi^2)]$ pela função passo $\Theta(A - \ln \xi^2)$ com $A \approx 10$, resulta [29]:

$$\sigma(x, \rho) \sim \frac{\pi^2}{3} \rho^2 \alpha_s(\rho) x g(x, A/\rho^2) . \tag{3.26}$$

Esta relação demonstra que $\sigma(x, \rho) \propto \rho^2$, o que implica que a interação se anula para $\rho \rightarrow 0$. Esta propriedade é denominada transparência de cor.

No formalismo colinear, o momentum transverso dos glúons é desconsiderado, visto que $Q^2 \gg k^2$. Logo, a seção de choque gluônica independe de k^2 . Temos, então, que:

$$\sigma_\lambda^{\gamma^*g}(x', \vec{k}^2, Q^2) \rightarrow \sigma_\lambda^{\gamma^*g}(x', Q^2), \quad (3.27)$$

onde λ representa a polarização do fóton. Logo, a seção de choque do processo γ^*p neste esquema de fatorização é dada por:

$$\sigma_\lambda^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \sigma_\lambda^{\gamma^*g}(x', Q^2) \int \frac{d\vec{k}^2}{\vec{k}^2} f\left(\frac{x}{x'}, \vec{k}^2\right), \quad (3.28)$$

Sendo,

$$g\left(\frac{x}{x'}, Q^2\right) = \int \frac{d\vec{k}^2}{\vec{k}^2} f\left(\frac{x}{x'}, \vec{k}^2\right), \quad (3.29)$$

a distribuição de glúons do próton. Então:

$$\sigma_\lambda^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \sigma_\lambda^{\gamma^*g}(x', Q^2) g\left(\frac{x}{x'}, Q^2\right) \quad (3.30)$$

é a seção de choque γ^*p no formalismo colinear.

3.3 A Mecânica Quântica do Espalhamento Difrativo

A difração de partículas é um efeito essencialmente mecânico quântico. Devido a isto, algumas idéias sobre difração desenvolvidas há muito tempo atrás, quando o conhecimento de interações fortes era bastante incompleto, provaram ser válidas também à luz das modernas teorias de fenômenos hadrônicos [29].

Considere T a matriz de transição, que descreve o espalhamento elástico e difrativo de um hádron (dito N). Assumimos que a amplitude de espalhamento seja puramente imaginária, e definimos $T = i\mathcal{D}$, onde \mathcal{D} é real. Considere agora a base dos estados hadrônicos $|i\rangle$ com os mesmos números quânticos. O espalhamento difrativo leva esses estados em outros, enquanto o espalhamento elástico leva cada estado nele mesmo. Assim, $\mathcal{D}_{ik} \equiv \langle k|\mathcal{D}|i\rangle$ é a amplitude da transição difrativa $|k\rangle \rightarrow |i\rangle$. Os elementos diagonais $\mathcal{D}_{ii} \equiv \langle i|\mathcal{D}|i\rangle$ são as amplitudes elásticas. Como exemplo, considere o seguinte conjunto de estados:

$$\{|i\rangle\} = \{|\gamma\rangle, |\rho\rangle, |\omega\rangle, |\phi\rangle\}. \quad (3.31)$$

Os elementos da matriz \mathcal{D} são, então, as amplitudes do processo mostrado na Fig. 3.2.

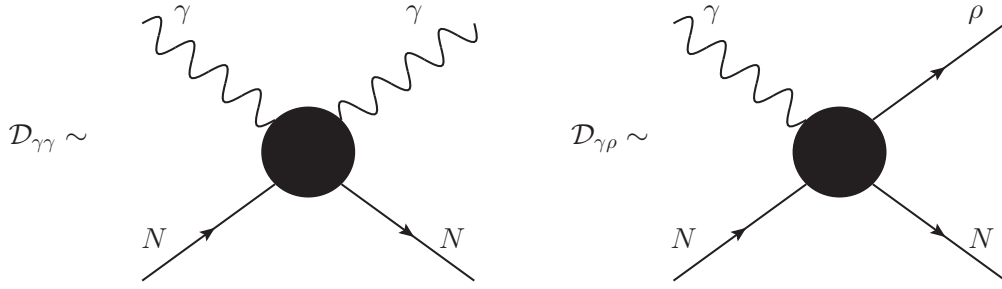


Fig. 3.2: Dois dos elementos da matriz \mathcal{D} para o conjunto de estados considerado.

Introduzimos um conjunto completo de autoestados de \mathcal{D} :

$$\mathcal{D}|\alpha\rangle = d_\alpha|\alpha\rangle . \quad (3.32)$$

O autovalor d_α é proporcional a seção de choque total do espalhamento αN , que chamamos σ_α ,

$$\sigma_\alpha = \sigma_{tot}^{\alpha N} = \frac{1}{s} \text{Im} \langle \alpha | i \mathcal{D} | \alpha \rangle = \frac{1}{s} d_\alpha . \quad (3.33)$$

Expandindo os estados físicos $|i\rangle$ em termos de $|\alpha\rangle$

$$|i\rangle = \sum_{\alpha} C_{i\alpha} |\alpha\rangle , \quad (3.34)$$

os elementos de matriz \mathcal{D} serão dados por:

$$\mathcal{D}_{ik} = \langle k | \mathcal{D} | i \rangle = \sum_{\alpha} \sum_{\beta} C_{k\alpha}^* C_{i\beta} \langle \alpha | \mathcal{D} | \beta \rangle = \sum_{\alpha} C_{k\alpha}^* C_{i\beta} d_\alpha . \quad (3.35)$$

Todos os observáveis físicos podem ser calculados a partir de σ_α e dos coeficientes $C_{i\alpha}$. Em particular, a amplitude elástica

$$\sigma_{tot}^{iN} = \frac{i}{s} \mathcal{D}_{ii} = \sum_{\alpha} |C_{i\alpha}|^2 \sigma_\alpha \quad (3.36)$$

gera, imediatamente, a seção de choque total para o espalhamento iN , via teorema ótico. Em geral, dado um operador O , seu valor esperado no estado $|i\rangle$ é

$$\begin{aligned} \langle O \rangle = \langle i | O | i \rangle &= \sum_{\alpha\beta} \langle i | \alpha \rangle \langle \alpha | O | \beta \rangle \langle \beta | i \rangle \\ &= \sum_{\alpha\beta} C_{i\alpha} C_{i\beta}^* \langle \alpha | O | \beta \rangle . \end{aligned} \quad (3.37)$$

Se O é diagonal na base $|\alpha\rangle$, então (3.37) torna-se:

$$\langle O \rangle = \sum_{\alpha} |C_{i\alpha}|^2 O_{\alpha}, \quad (3.38)$$

onde $O_{\alpha} = \langle \alpha | O | \alpha \rangle$. Assim, podemos reescrever (3.36) como:

$$\sigma_{tot}^{iN} = \langle \sigma_{\alpha} \rangle. \quad (3.39)$$

Por definição, a seção de choque difrativa em $t = 0$ é:

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\sigma_{iN}^D}{dt} \right|_{t=0} &= \frac{1}{16\pi s^2} \sum_{k \neq i} \mathcal{D}_{ik}^2 \\ &= \frac{1}{16\pi s^2} \left(\sum_k \mathcal{D}_{ik}^2 - \mathcal{D}_{ii}^2 \right). \end{aligned} \quad (3.40)$$

Usando a completeza dos estados $|i\rangle$, a equação (3.40) torna-se:

$$\left. \frac{d\sigma_{iN}^D}{dt} \right|_{t=0} = \frac{1}{16\pi s^2} \left(\langle i | \mathcal{D}^2 | i \rangle - \langle i | \mathcal{D} | i \rangle^2 \right) \quad (3.41)$$

e expandindo $|i\rangle$ em (3.34), finalmente temos:

$$\left. \frac{d\sigma_{iN}^D}{dt} \right|_{t=0} = \frac{1}{16\pi} \left(\langle \sigma_{\alpha}^2 \rangle - \langle \sigma_{\alpha} \rangle^2 \right). \quad (3.42)$$

Esta é uma equação que expressa a seção de choque da dissociação difrativa em termos dos valores esperados. Uma vez que os autoestados $|\alpha\rangle$ tenham sido encontrados, o cálculo de $d\sigma^D/dt$ é bastante simples.

3.4 O DIS Difrativo na Representação de Dipolos de Cor

Nesta seção aplicamos o formalismo desenvolvido na seção anterior para o DIS difrativo (DDIS), um caso particular de difração dura. Em DDIS, os autoestados difrativos, isto é, os estados que diagonalizam a matriz de difração, são os dipolos de cor $q\bar{q}$. O tempo de vida dos dipolos é muito maior do que o tempo de interação e estes mantêm sua dimensão transversa congelada durante o processo de espalhamento. Assim os autoestados $|\alpha\rangle$, definidos na seção prévia, devem ser identificados com os estados de Fock $q\bar{q}$ nos quais o fóton virtual flutua antes de encontrar o alvo. A seção de choque do espalhamento dipolo - próton é $\sigma(x, \rho)$ e corresponde a σ_{α} . Em conclusão, a equação (3.42) transforma-se na seguinte expressão para a seção de choque DDIS:

$$\left. \frac{d\sigma_{L,T}^D}{dt} \right|_{t=0} = \frac{1}{16\pi} \left(\langle \sigma^2(x, \rho) \rangle_{L,T} - \langle \sigma(x, \rho) \rangle_{L,T}^2 \right), \quad (3.43)$$

onde os valores esperados são definidos como:

$$\langle \sigma(x, \rho) \rangle_{L,T} = \int_0^1 dz \int d^2\vec{\rho} |\Psi_{L,T}(z, \rho)|^2 \sigma(x, \rho). \quad (3.44)$$

Visto que $\langle \sigma(x, \rho) \rangle_{L,T} = \sigma_{L,T}^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \mathcal{O}(\alpha_{em})$, podemos negligenciar $\langle \sigma(x, \rho) \rangle_{L,T}^2$ em (3.43) e, por isso, obtemos:

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\sigma_{L,T}^D}{dt} \right|_{t=0} &= \frac{1}{16\pi} \langle \sigma^2(x, \rho) \rangle_{L,T} \\ &= \frac{1}{16\pi} \int_0^1 dz \int d^2\rho |\Psi_{L,T}(z, \rho)|^2 \sigma^2(x, \rho). \end{aligned} \quad (3.45)$$

Podemos observar que quando $\rho \rightarrow 0$:

$$\sigma(x, \rho) \sim \rho^2 \quad \text{em pequeno } \rho. \quad (3.46)$$

Assim, pares de pequena dimensão interagem muito pouco com o próton (transparência de cor). Uma avaliação mais precisa de $\sigma(x, \rho)$ em pequeno ρ , resulta:

$$\sigma(x, \rho) \sim \rho^2 \alpha_s(\rho) \ln \left(\ln \frac{\rho^2}{\rho_0^2} \right), \quad (3.47)$$

cujos comportamento conduz a seção de choque transversa,

$$\sigma_T^{\gamma^*p} \sim \frac{1}{Q^2} \ln^2 \left(\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} \right). \quad (3.48)$$

Em grande ρ , devido ao confinamento, a seção de choque satura em algum valor típico de seção de choque hádron-núcleon σ_0

$$\sigma(x, \rho) \sim \sigma_0 \quad \text{em grande } \rho. \quad (3.49)$$

Como K_0 e K_1 caem exponencialmente em grande y a contribuição dominante para $\sigma_{L,T}^{\gamma^*p}$ vem dos pares $q\bar{q}$ de tamanho

$$\rho \sim \frac{1}{\xi^2} = \frac{1}{Q^2 z(1-z)} \quad (3.50)$$

Assim os pares assimétricos ($z \approx 0$ ou $z \approx 1$), nos quais um dos pártons carrega a maior parte do momentum (configuração de jato alinhado), têm grande tamanho $\rho \geq R \gg 1/Q$, onde $R \sim 1$ é o raio de confinamento. Os pares simétricos ($z \approx 1/2$) onde o quark e o antiquark carregam frações de momentum iguais, têm tamanhos menores $\rho \leq 1/Q$.

Consideremos a configuração simétrica, $z \sim 1/2$ e $\rho \sim 1/Q$. Devido ao comportamento exponencial das funções de Bessel modificadas K_0 e K_1 introduzimos um corte na integral em ρ . Podemos estimar $\sigma_L^{\gamma^*p}, T$ fazendo as aproximações: $K_0(\epsilon r \sim \Theta(1 - \epsilon r))$ e $K_1(\epsilon r \sim \Theta(1 - \epsilon r))/\epsilon r$. Assim:

$$\sigma^{\gamma^*pT} \sim \int dz [z^2 + (1-z)^2] \int_0^{1/Q^2} d\rho^2 \frac{1}{\rho^2} \sigma^2(\rho) \sim \int dz [z^2 + (1-z)^2] \frac{1}{Q^2} \sim \frac{1}{Q^2} \quad (3.51)$$

e

$$\sigma^{\gamma^*pL} \sim Q^2 \int dz [z^2 + (1-z)^2] \int_0^{1/Q^2} d\rho^2 \frac{1}{\rho^2} \sigma^2(\rho) \sim Q^2 \int dz [z^2 + (1-z)^2] \frac{1}{Q^4} \sim \frac{1}{Q^2} \quad (3.52)$$

Podemos observar que para uma configuração simétrica, as seções de choque transversal e longitudinal têm mesma dependência em Q^2 .

Consideremos agora a configuração assimétrica, $z \sim \mu^2/Q^2$ e $\rho \sim 1/\mu$, onde $\mu \sim 1/\rho$. Assim:

$$\sigma^{\gamma^*pT} \sim \int dz [z^2 + (1-z)^2] \int_{1/\mu^2}^{\infty} d\rho^2 \frac{1}{\rho^2} \sigma^2(\rho) \sim \int dz [z^2 + (1-z)^2] \frac{1}{\mu^2} \sim \frac{\mu^2}{Q^2} \frac{1}{\mu^2} \sim \frac{1}{Q^2} \quad (3.53)$$

e

$$\sigma^{\gamma^*pL} \sim \int dz [z^2 + (1-z)^2] \int_{1/\mu^2}^{\infty} d\rho^2 \frac{1}{\rho^2} \sigma^2(\rho) \sim \int dz [z^2 + (1-z)^2] \frac{1}{\mu^2} \sim Q^2 \frac{\mu^6}{Q^4} \frac{1}{\mu^6} \sim \frac{\mu^2}{Q^4} \quad (3.54)$$

os pares de grande dimensão comportam -se diferentemente dos pares de pequena dimensão. Na configuração de jato alinhado $\sigma_L^{\gamma^*p}$ é suprimida por um fator $1/Q^2$ em relação a $\sigma_T^{\gamma^*p}$.

Uma análise semelhante para a seção de choque difrativa implica as seguintes contribuições de pares de pequena dimensão:

$$\left. \frac{d\sigma_T^D}{dt} \right|_{t=0} \sim \int dz [z^2 + (1-z)^2] \int_0^{1/Q^2} d\rho^2 \epsilon^2 \frac{1}{\epsilon^2 \rho^2} \sigma^2(\rho) \sim \frac{1}{Q^4} \quad (3.55)$$

e

$$\left. \frac{d\sigma_L^D}{dt} \right|_{t=0} \sim Q^2 \int dz z^2 (1-z)^2 \int_0^{1/Q^2} d\rho^2 \sigma^2(\rho) \sim Q^2 \frac{1}{Q^6} = \frac{1}{Q^4} . \quad (3.56)$$

e de grande dimensão:

$$\left. \frac{d\sigma_T^D}{dt} \right|_{t=0} \sim \int dz [z^2 + (1-z)^2] \int_{1/\mu^2}^{\infty} d\rho^2 \epsilon^2 \frac{1}{\epsilon^2 \rho^2} \sigma^2(\rho) \sim \frac{\mu^2}{Q^2} \frac{1}{\mu^4} = \frac{1}{\mu^2 Q^2} \quad (3.57)$$

e

$$\left. \frac{d\sigma_L^D}{dt} \right|_{t=0} \sim Q^2 \int dz z^2(1-z)^2 \int_{1/\mu^2}^{\infty} d\rho^2 \sigma^2(\rho) \sim Q^2 \frac{\mu^6}{Q^6} \frac{1}{\mu^6} = \frac{1}{Q^2}, \quad (3.58)$$

onde $\mu \sim m_q \sim 1/R$.

Reescrevendo (3.44) e (3.45), temos:

$$\sigma_{L,T}^{\gamma^*p} \sim W_{L,T}^\alpha \sigma_\alpha \quad (3.59)$$

e

$$\left. \frac{d\sigma_{L,T}^D}{dt} \right|_{t=0} \sim W_{L,T}^\alpha \sigma_\alpha^2, \quad (3.60)$$

onde α denota os dipolos de cor e introduzimos as funções $W_{L,T}^\alpha$ que incorporam as funções de onda do fóton e integrações. As seções de choque de dipolo σ_α são quantidades universais que comportam-se como:

$$\sigma_\alpha \sim \frac{1}{Q^2} \quad \text{dipolos de pequena dimensão} \quad (3.61)$$

e

$$\sigma_\alpha \sim \frac{1}{\mu^2} \quad \text{dipolos de grande dimensão}. \quad (3.62)$$

Os pesos $W_{L,T}^\alpha$ dependem do estado de polarização do fóton virtual. Temos,

$$W_T^\alpha \sim 1; \quad W_L^\alpha \sim 1 \quad \text{dipolos de pequena dimensão} \quad (3.63)$$

e

$$W_T^\alpha \sim \frac{\mu^2}{Q^2}; \quad W_L^\alpha \sim \frac{\mu^4}{Q^4} \quad \text{dipolos de grande dimensão}. \quad (3.64)$$

Portanto, podemos concluir que o DDIS é dominado por pares assimétricos de grande dimensão (a chamada configuração de jato alinhado), com a seção de choque de dipolo próxima ao limite de saturação. Em contraste, o DIS inclusivo recebe contribuições comparáveis a pares de pequena e grande dimensão. Assim, apesar de Q^2 ser uma escala, o DDIS é largamente não-perturbativo. Para torná-lo mais perturbativo, devemos relacionar estados finais especiais: por exemplo, jatos de grande p_\perp , charme, mésons vetoriais polarizados longitudinalmente. Para essa configuração “dura” o dipolo é forçado a ter pequena dimensão transversa, para que a teoria de perturbação seja aplicável. No caso inclusivo, em vez disso, os fenômenos de curta distância (duro) e os de longa distância (suave) coexistem. Analisando a dependência em energia pode-se discriminar entre essas duas contribuições, visto que a componente “dura” é esperada crescer mais rápido com a energia do que a “suave”, em M^2 (massa invariante do sistema difratado) fixo. Podemos também observar que a componente longitudinal é, geralmente, suprimida em relação a contribuição transversal.

3.5 Produção Difrativa de Mésons Vetoriais em $t = 0$

Uma importante classe de reações difrativas em que podemos usar um tratamento perturbativo é a produção de mésons vetoriais em DIS: $\gamma^*p \rightarrow Vp$. Esta é uma reação quasi-elástica no sentido de que o fóton e o méson V têm os mesmos números quânticos. Para um estudo da QCD perturbativa é necessária (embora, às vezes, não suficiente) uma escala dura, que pode ser a virtualidade do fóton Q^2 , a massa do quark pesado no caso da produção de $J/\Psi, \Psi', \Upsilon$ ou o momentum transferido t . Nesta seção consideramos o caso frontal $t = 0$. Diagramas de troca de dois glúons para leptoprodução de méson vetorial são mostrados na Fig. 3.3 (Uma descrição alternativa da fotoprodução de mésons vetoriais é apresentada na Ref. [34]). Visto que em altas energias (pequeno x) o tempo de flutuação $\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ e o tempo de formação $q\bar{q} \rightarrow V$ são, ambos, muito maiores do que o tempo de interação do par $q\bar{q}$ com o próton, a amplitude de espalhamento $\gamma^*p \rightarrow Vp$ pode ser fatorizada no produto da transição $\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$, o espalhamento do sistema $q\bar{q}$ com o alvo via troca de um singleto de cor de dois glúons, e a recombinação do par $q\bar{q}$ formando o méson observado. Assim, o único ingrediente extra com relação a abertura da produção $q\bar{q}$ é a função de onda do méson vetorial.

Vamos analisar a produção de quarkonium em $t = 0$. Quando um fóton virtual se dissocia em um par $q\bar{q}$ pesado ($c\bar{c}$, por exemplo), a massa do quark atua como um corte infravermelho que mantém o processo longe do regime “suave”. Assim, pode-se estudar perturbativamente não apenas a leptoprodução de méson vetorial pesado (grande Q^2), mas também sua fotoprodução ($Q^2 \approx 0$). A recombinação do par $c\bar{c}$ em um J/Ψ (ou Ψ') depende da função de onda. Isto introduz uma dependência no modelo e, conseqüentemente, alguma incerteza nos cálculos. No caso de um estado ligado $q\bar{q}$ pesado, assim como um J/Ψ (Υ), uma abordagem simplificada baseada em uma representação não-relativística do par $c\bar{c}$ ($b\bar{b}$) é o suficiente para entender as principais características do processo [35]. Por outro lado, um estudo mais preciso requer uma consideração cuidadosa da função de onda do J/Ψ e dos possíveis efeitos relativísticos [36]. Vamos assumir, por simplicidade, que o quark e o antiquark têm mesma fração de momentum longitudinal (isto é $z = 1/2$) e não têm momentum transverso relativo ($\vec{\kappa}_\perp$). A função de onda do quarkonium é portanto (na representação de momentum):

$$\Psi(z, \vec{\kappa}) \sim \delta\left(z - \frac{1}{2}\right) \delta^2(\vec{\kappa}) . \quad (3.65)$$

As funções de estrutura difrativa são dadas por:

$$xF_{T,V}^D(x, Q^2) \propto \frac{Q^2 + M_V^2}{(Q^2 + W_V^2)^5} [\alpha_s x g(x, \tilde{Q}^2)]^2 \quad (3.66)$$

e

$$xF_{L,V}^D(x, Q^2) \propto \frac{Q^6}{(Q^2 + W_V^2)^5} [\alpha_s x g(x, \tilde{Q}^2)]^2 \quad (3.67)$$

onde:

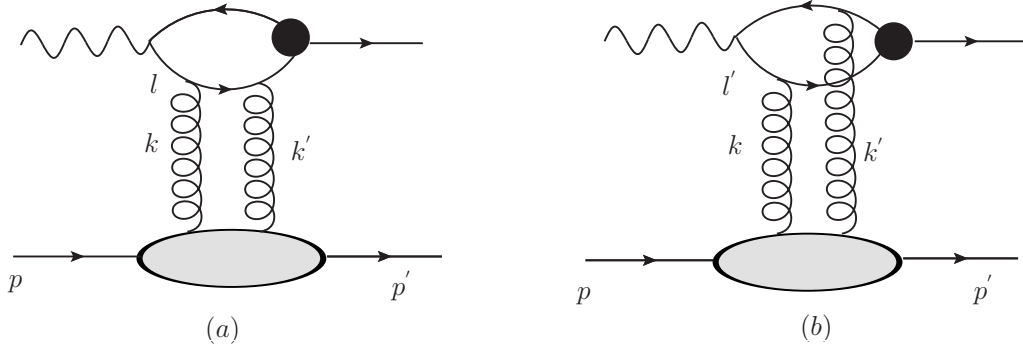


Fig. 3.3: *Leptoprodução de méson vetorial via troca de dois glúons.*

$$x = \frac{Q^2 + M_V^2}{Q^2 + W^2} \quad (3.68)$$

e

$$\tilde{Q}^2 = \frac{1}{4}(Q^2 + M_V^2) . \quad (3.69)$$

A produção longitudinal de J/Ψ é, portanto, reforçada em relação a produção transversa por um fator Q^2/M_V^2 .

Na representação de dipolos de cor podemos expressar a amplitude para este processo da seguinte forma:

$$A \propto \Psi^\gamma \otimes \sigma^{q\bar{q}} \otimes \Psi^V , \quad (3.70)$$

o qual implica que a seção de choque γp seja proporcional ao quadrado da distribuição de glúons no limite colinear. Tal expressão pode ser derivada analiticamente considerando-se o formalismo de fatorização k_\perp [36]. Tem-se que a amplitude frontal para a produção difrativa de J/Ψ por um fóton polarizado transversalmente é:

$$A_T(W^2, t = 0) = -4\pi^2 i \alpha_s W^2 \int \frac{dk^2}{k^4} \left(\frac{1}{l^2 - m_c^2} - \frac{1}{l'^2 - m_c^2} \right) f(x, k^2) e_c g_\Psi M_\Psi . \quad (3.71)$$

A seção de choque é

$$\frac{d\sigma_T^{\gamma^{(*)}p \rightarrow \Psi p}}{dt} = \frac{1}{16\pi W^4} |A_T|^2 . \quad (3.72)$$

A constante g_Ψ especifica o acoplamento $c\bar{c}$ a J/Ψ e pode ser determinada a partir da amplitude $\Gamma_{e^+e^-}^\Psi$ do decaimento $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$. Encontra-se

$$e_c^2 g_\Psi^2 = \frac{\Gamma_{e^+e^-}^\Psi M_\Psi}{12\alpha_{em}} . \quad (3.73)$$

Os dois termos entre parênteses em (3.71) correspondem aos diagramas (a) e (b) da Fig. 3.3, respectivamente. Fatores de cor originam os sinais opostos nas duas contribuições. Os denominadores dos propagadores dos quarks aparecendo em (3.71) são:

$$l^2 - m_c^2 = -2\tilde{Q}^2 - 2\vec{K}^2 \quad (3.74)$$

e

$$l'^2 - m_c^2 = -2\tilde{Q}^2 . \quad (3.75)$$

Na aproximação de $\ln \tilde{Q}^2$ dominante, a amplitude (3.71) fica [36]:

$$A_T \simeq 2\pi^2 i e_c g_\Psi M_\Psi \alpha_s(\tilde{Q}^2) W^2 \frac{xg(x, \tilde{Q}^2)}{\tilde{Q}^4} \quad (3.76)$$

e, portanto, a seção de choque transversa é:

$$\left. \frac{d\sigma_T^{\gamma^{(*)}p \rightarrow \Psi p}}{dt} \right|_{t=0} = \frac{16\Gamma_{e^+e^-}^\Psi M_\Psi^3 \pi^3}{3\alpha_{em}(Q^2 + M_\Psi^2)^4} \left[\alpha_s(\tilde{Q}^2) xg(x, \tilde{Q}^2) \right]^2 , \quad (3.77)$$

Logo, seção de choque completa (longitudinal+transversal) na aproximação de $\ln \tilde{Q}^2$ dominante é escrita como:

$$\left. \frac{d\sigma^{\gamma^{(*)}p \rightarrow \Psi p}}{dt} \right|_{t=0} = \frac{16\Gamma_{e^+e^-}^\Psi M_\Psi^3 \pi^3}{3\alpha_{em}(Q^2 + M_\Psi^2)^4} \left[\alpha_s(\tilde{Q}^2) xg(x, \tilde{Q}^2) \right]^2 \left(1 + \frac{Q^2}{M_\Psi^2} \right) . \quad (3.78)$$

No limite da fotoprodução estabelecemos $Q^2 = 0$ em (3.78), o que implica que a contribuição longitudinal desaparece. O tratamento perturbativo ainda é legítimo, visto que a massa do méson assegura uma escala suficientemente dura. A dependência em W da seção de choque é determinada pelo comportamento em x da distribuição de glúons. Iremos explorar esta propriedade nesta dissertação.

3.6 Conclusão

Neste capítulo tratamos de processos de produção difrativa de mésons vetoriais, cuja seção de choque depende quadraticamente da distribuição de glúons. No capítulo seguinte abordaremos a fotoprodução de quarkonium em interações ultraperiféricas, salientando a sensibilidade da seção de choque com a energia da distribuição de glúons, demonstrando que a medida deste observável pode contribuir para a determinação desta distribuição.

Capítulo 4

Interações Ultraperiféricas

Nosso objeto de estudo são interações ultraperiféricas. Nesta tipo de interação, os núcleos interagem apenas eletromagneticamente, para tanto o parâmetro de impacto, “ b “, deve ser maior do que a soma dos raios dos núcleos (como mostra a Fig.4.1), de forma a suprimir a interação hadrônica. Para descrever este tipo de interação é vantajoso utilizar o conceito de fluxo de fótons equivalentes. Neste capítulo abordamos este conceito, assim como a fotoprodução de mésons em colisões pp , enfatizando a sensibilidade da seção de choque e da distribuição de rapidez no comportamento com a energia da distribuição de glúons.

4.1 O Fluxo de Fótons Equivalentes

Os campos eletromagnéticos associados com prótons e núcleos ultra-relativísticos podem ser tratados como um fluxo de fótons equivalentes. Esta teoria, denominada teoria de fótons equivalentes ou fótons virtuais foi formulada, independentemente, por Weizsäcker [37] e Williams [38], estimulados pelo trabalho de Fermi [39], que ao estudar o problema de perda de energia de um projétil por ionização da matéria observou semelhanças com o processo de absorção de radiação X nos átomos. Esta teoria, portanto, estabelece uma relação entre processos induzidos por partículas carregadas e por fótons. A seguir, analisamos esta relação.

Para uma transformação de Lorentz de um sistema k para um sistema k' movendo-se com velocidade v relativa a k , a transformação dos campos pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} E'_1 &= E_1 & B'_1 &= B_1 \\ E'_2 &= \gamma(E_2 - \beta B_3) & B'_2 &= \gamma(B_2 + \beta E_3) \\ E'_3 &= \gamma(E_3 + \beta B_2) & B'_3 &= \gamma(B_3 + \beta E_2) \end{aligned} \quad (4.1)$$

Consideremos uma carga q movendo-se ao longo da direção x_1 com velocidade \vec{v} , como mostra a Fig.4.2(a). No referencial de repouso da carga, k' , os campos elétrico e magnético são dados por:

$$\begin{aligned} E'_1 &= -\frac{qvt'}{r'^3} & B'_1 &= 0 \\ E'_2 &= -\frac{qb}{r'^3} & B'_2 &= 0 \\ E'_3 &= 0 & B'_3 &= 0 \end{aligned} \quad (4.2)$$

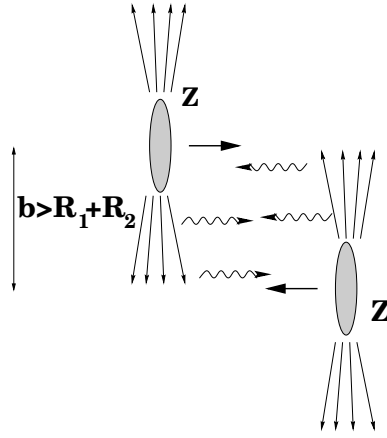


Fig. 4.1: Representação de uma interação ultraperiférica.

Em termos das coordenadas de k , podemos reescrever estes campos como:

$$E'_1 = -\frac{q\gamma vt}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}} \quad , \quad E'_2 = -\frac{qb}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}} \quad (4.3)$$

No referencial k , podemos escrever:

$$\begin{aligned} E_1 &= E'_1 = -\frac{q\gamma vt}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}} \\ E_2 &= \gamma E'_2 = -\frac{\gamma qb}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}} \\ E_3 &= \gamma\beta E'_2 = \beta E_2 \end{aligned} \quad (4.4)$$

Para $\beta \approx 1$ os campos $E_2(t)$ e $B_3(t)$ são completamente equivalentes a um pulso de radiação plano-polarizada P_1 incidente em S na direção x_1 (Fig.4.2(c)). Não há um campo magnético para acompanhar $E_1(t)$ e assim formar um pulso de radiação P_2 incidente ao longo da direção x_2 . Contudo, se o movimento das partículas carregadas em S é não relativístico neste sistema de coordenadas, podemos adicionar o campo magnético necessário para criar o pulso P_2 sem afetar a física do problema, pois as partículas em S respondem apenas a forças elétricas.

Desta forma, o campo eletromagnético da partícula torna-se equivalente à superposição de dois pulsos de radiação P_1 e P_2 (Fig.4.2(c)). Logo, pode-se calcular a quantidade de energia incidente sobre o alvo por unidade de área e por intervalo de frequência, através de

$$I_1(\omega, b) = \frac{c}{2\pi} |E_2(\omega)|^2 \quad e \quad I_2(\omega, b) = \frac{c}{2\pi} |E_1(\omega)|^2 \quad , \quad (4.5)$$

onde $E_2(\omega)$ e $E_1(\omega)$ são as transformadas de Fourier dos campos $E_2(t)$ e $E_1(t)$.

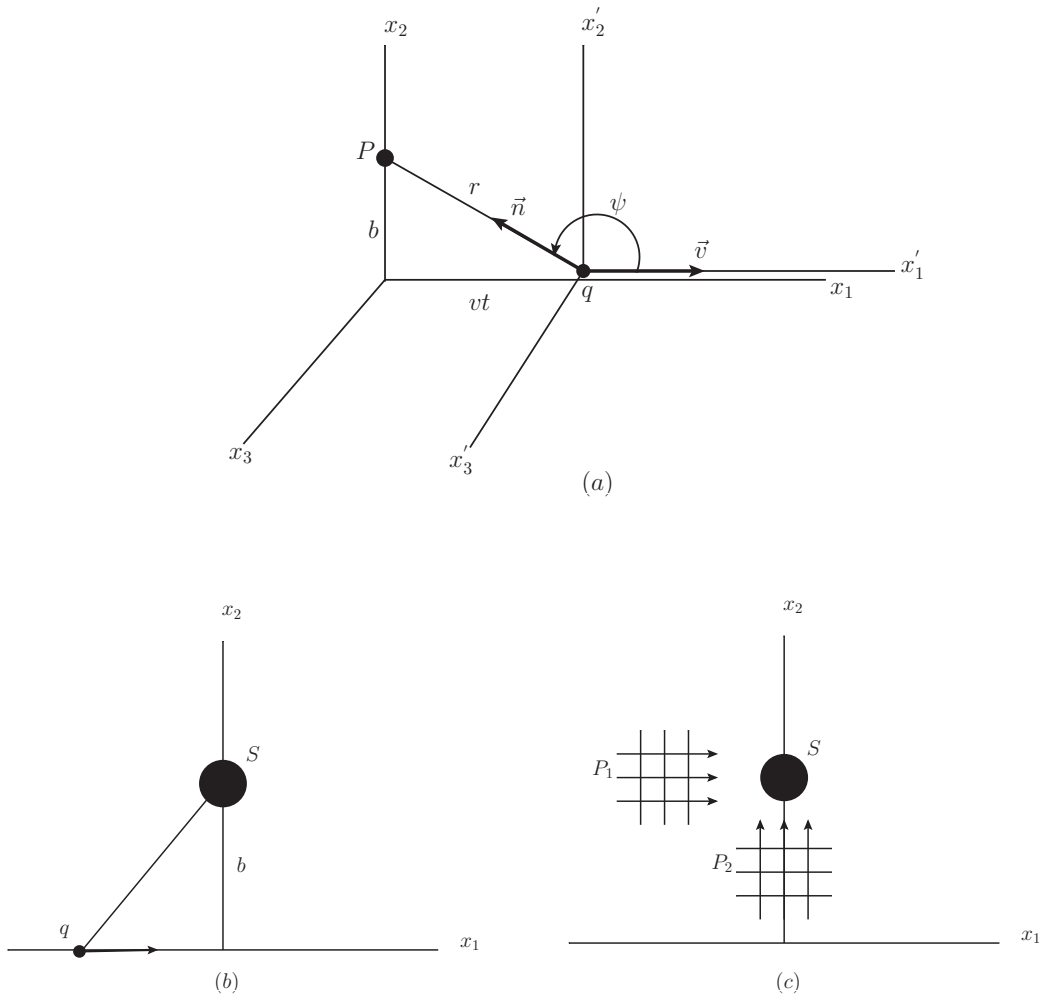


Fig. 4.2: (a) Partícula de carga q movendo-se com velocidade v no eixo x_1 . (b) Partícula passando por um sistema S e (c) pulsos de radiação equivalentes.

A partir do conhecimento da distribuição de intensidade de fótons equivalentes podemos determinar a probabilidade de excitação de um processo eletromagnético em uma colisão periférica de prótons em termos da seção de choque relativa ao mesmo processo induzido por fótons,

$$P(b) = \int I(\omega, b) \sigma_\gamma(\hbar\omega) d(\hbar\omega) = \int N(\omega, b) \sigma_\gamma(\omega) \frac{d\omega}{\omega}, \quad (4.6)$$

onde $I(\omega, b) = I_1(\omega, b) + I_2(\omega, b)$, σ_γ é a seção de choque de excitação fotonuclear à energia do fóton $E_\gamma = \hbar\omega$ e a integração é realizada em todo o intervalo de frequência.

A grandeza $N(\omega, b)$ é denominada "número de fótons equivalentes" incidente sobre o alvo por unidade de superfície. Sua expressão, obtida através da Eq.(4.5), é dada por:

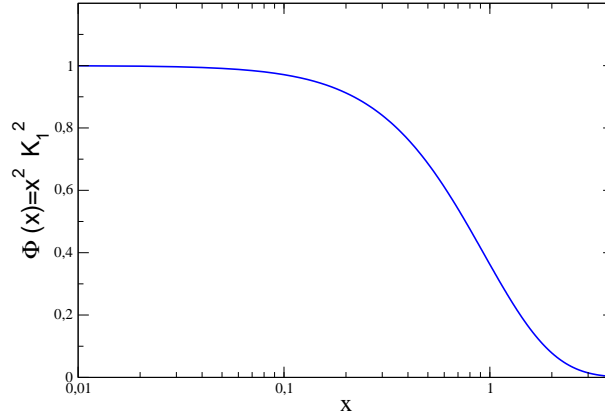


Fig. 4.3: Espectro de fótons equivalentes em função de $x = \omega b/\gamma v$.

$$N(\omega, b) = \frac{Z_1^2 \alpha}{\pi^2} \left(\frac{\omega}{\gamma v} \right)^2 \left(\frac{c}{v} \right)^2 \left[K_1^2(x) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(x) \right], \quad (4.7)$$

onde $x = \omega b/\gamma v$, K_0 e K_1 são funções de Bessel modificadas e $\alpha = e^2/\hbar c$. O primeiro termo na Eq. (4.7) representa o número de fótons do pulso P_1 e o segundo a contribuição do pulso P_2 , desprezível quando $\gamma \gg 1$. A distribuição de fótons P_1 é representada na Fig. 4.3. Pelas características da função $K_1(x)$, pode-se constatar que a função distribuição de fótons equivalentes é significativamente diferente de zero para valores de x até 1. Em particular, a condição $x = 1$ constitui o limite de energia dos fótons. Isto implica que, em uma colisão com parâmetro de impacto b , a energia máxima dos fótons é

$$k_\gamma^{max} = \frac{\gamma \hbar c}{b}. \quad (4.8)$$

Este valor representa o corte de energia. Assim, em uma colisão periférica somente os estados com energia igual ou inferior a este limite podem ser excitados. Para $\gamma \simeq 100$ ocorre a produção de pares de léptons, mésons e estados hadrônicos de ressonâncias exóticas.

A seção de choque de excitação é obtida integrando a Eq. (4.6) sobre os parâmetros de impacto entre $b = R$ e $b = \infty$. O valor de R depende do processo considerado. No caso de uma colisão periférica de íons com excitação coulombiana do núcleo, $R = R_1 + R_2$, onde R_1 e R_2 são os raios dos dois núcleos interagentes. Assim,

$$\sigma = \int_R^\infty 2\pi b P(b) db = \int n(\omega) \sigma_\gamma(\omega) \frac{d\omega}{\omega}, \quad (4.9)$$

onde

$$n(\omega) = \int_R^\infty 2\pi b N(\omega, b) db = \frac{2}{\pi} Z_1^2 \alpha \left(\frac{c}{v} \right)^2 \left[\xi K_0 K_1 - \frac{v^2 \xi^2}{2c^2} (K_1^2 - K_0^2) \right] \quad (4.10)$$

é a função distribuição total de fótons equivalentes com frequência ω . As funções de Bessel modificadas são, agora, funções do parâmetro $\xi = \omega R/\gamma v$.

Para $\gamma \gg 1$, exceto no caso de frequências muito baixas, tais que $\omega R/c \ll 1$, podemos escrever (4.10) como:

$$n(\omega) = \frac{1}{\pi} Z_1^2 \alpha \ln \left[\left(\frac{\delta}{\xi} \right)^2 + 1 \right] \simeq \frac{2}{\pi} Z_1^2 \alpha \ln \left(\frac{\delta}{\xi} \right), \quad (4.11)$$

onde $\delta = 0,681\dots$, é um número relacionado a constante de Euler. Este resultado mostra que a seção de choque de excitação de um determinado processo tende a aumentar logicamente com γ .

O fluxo de fótons equivalentes também pode ser obtido em termos do fator de forma como [41]

$$f(x) = \frac{dn_\gamma}{dx} = \frac{\alpha Z^2}{\pi} \frac{1-x+1/2x^2}{x} \int_{Q_{min}^2}^{\infty} \frac{Q^2 - Q_{min}^2}{Q^4} |F(Q^2)|^2 dQ^2, \quad (4.12)$$

onde Q^2 é o quadrimomentum transferido pelo projétil cujo fator de forma é $F(Q^2)$, α é a constante de estrutura fina e $Q_{min}^2 = (xM_A)^2/(1-x)$, onde M_A é a massa do projétil. O espectro de fótons equivalentes de prótons de alta energia foi calculado por Drees e Zeppenfeld [42]. Eles utilizaram o fator de forma do dipolo elétrico $F_E(Q^2) = 1/(1+Q^2/0.71GeV^2)^2$ e encontraram que

$$f(x) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1-x+1/2x^2}{x} \left[\ln A - \frac{11}{6} + \frac{3}{A} - \frac{3}{2A^2} + \frac{1}{3A^3} \right], \quad (4.13)$$

onde $A = 1 + (0.71GeV^2)/Q_{min}^2$. Este termo pode ser derivado de (4.12) negligenciando o segundo termo contendo Q_{min}^2 dentro da integral, isto é, fazendo a aproximação $(Q^2 - Q_{min}^2/Q^4) \approx 1/Q^2$. Se este termo é incluído, temos:

$$f(x) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1-x+1/2x^2}{x} \left[\frac{A+3}{A-1} \ln A - \frac{17}{6} - \frac{4}{3A} + \frac{1}{6A^2} \right]. \quad (4.14)$$

Os efeitos de incluir o momento de dipolo magnético e o correspondente fator de forma do próton foram investigados por Kniehl [43]. A Eq.(4.12) pode, a princípio, ser usada também para o espectro de fótons de íons pesados relativísticos, com um fator de forma apropriado. Para uma colisão entre dois íons pesados é mais apropriado calcular o espectro de fótons equivalentes como uma função do parâmetro de impacto, pois nessa representação as interações hadrônicas podem ser excluídas facilmente.

O espectro de energia produzido por uma partícula pontual interagindo com um alvo em um parâmetro de impacto mínimo, b_{min} , pode ser calculado analiticamente e o resultado é [40]

$$f(x) = \frac{\alpha Z^2}{\pi} \frac{1}{x} \left\{ 2Y K_0(Y) K_1(Y) - Y^2 [K_1^2(Y) - K_0^2(Y)] \right\}, \quad (4.15)$$

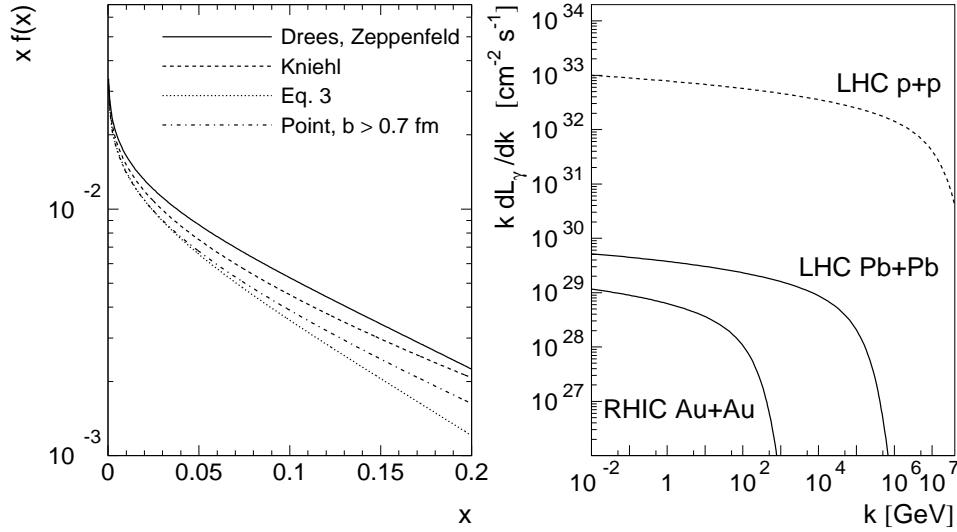


Fig. 4.4: *Esquerda: Comparação de diferentes cálculos do espectro de fótons equivalentes para prótons de alta energia. x é a fração da energia do próton portada pelo fóton. Direita: Luminosidade de fótons equivalentes em colisões próton-próton e núcleo-núcleo no RHIC e no LHC. k é a energia do fóton no referencial de repouso do alvo [41].*

onde $Y = xM_A b_{min}$.

O espectro de fótons devido a prótons de alta energia está representado na Fig.4.4 (esquerda). Incluindo o fator $(Q^2 - Q_{min}^2)/Q^2$ na integral da Eq. (4.12) conduz a uma redução no fluxo de fótons comparada com o resultado de Drees e Zeppenfeld. Incluindo o efeito do momento magnético do próton resulta um fluxo maior que o dado pela Eq.(4.14), mas menor do que o fluxo dado por (4.13). As diferenças entre as diversas aproximações crescem com x . Em $x = 0.05$, as Eqs. (4.13) e (4.14) afastam-se dos resultados de Kniehl por aproximadamente 15% e em $x = 0.01$ por 8%. As três aproximações apresentam resultados similares ao de uma carga pontual com um parâmetro de impacto mínimo de $b_{min} = 0.7 fm$ (curva traço-pontilhada na Fig.4.4).

Devemos notar que o espectro discutido é para um único próton. Em uma colisão pp , o fluxo efetivo de fótons pode ser reduzido se os prótons não interagirem hadronicamente e permanecerem intactos. Isto introduz uma incerteza no espectro efetivo de fótons.

O espectro de fótons pode ser convertido em uma luminosidade de fótons equivalentes, multiplicando $f(x)$ pela luminosidade correspondente ao feixe, \mathcal{L} . Os resultados para interações $Au + Au$ em RHIC e $Pb + Pb$ e $p + p$ em LHC são mostradas na Fig. 4.4 (direita). Comparando as luminosidades de fótons equivalentes em colisões $Pb + Pb$ e $p + p$ percebe-se que, em baixas energias do fóton, a luminosidade em $p + p$ é maior que em $Pb + Pb$ por um fator $\mathcal{L}_{pp}/(Z^2 \mathcal{L}_{PbPb})$. O espectro do fóton, além disso, estende-se para maiores energias em colisões $p + p$, devido a feixes de maior energia ($\sqrt{s} = 14 vs. 5.5 TeV$ em LHC) e momento transferido. As luminosidades do fóton na Fig. 4.4 são para os seguintes valores do

AB	\mathcal{L}_{AB} ($mb^{-1}s^{-1}$)	$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	γ_L	k_{max} (GeV/c)	$\sqrt{s_{\gamma N}^{max}}$ (GeV)	$\sqrt{s_{\gamma\gamma}^{max}}$ (GeV)
RHIC						
Au + Au	0.4	0.2	106	3.0	34.7	6.0
pp	6000	0.5	266	87	296	196
LHC						
O + O	160	7	3730	243	1850	486
Ar + Ar	43	6.3	3360	161	1430	322
Pb + Pb	0.42	5.5	2930	81	950	162
pO	10000	9.9	5270	343	2610	686
pAr	5800	9.39	5000	240	2130	480
pPb	420	8.8	4690	130	1500	260
pp	10^7	14	7455	2452	8390	4504

Tab. 4.1: *Parâmetros e limites cinemáticos para processos projétil-alvo em RHIC e LHC [44].*

parâmetro de impacto: $b_{min} = 0.7fm$ (pp), $14fm$ ($AuAu$) e $14.2fm$ ($PbPb$).

A Tab. 4.1 mostra valores de luminosidades de RHIC e LHC em suas diferentes configurações (\mathcal{L}_{AB}), energias de centro de massa núcleon-núcleon ($\sqrt{s_{NN}}$), fatores de Lorentz ($\gamma_L = \sqrt{s_{NN}}/2m_p$), energias de centro de massa γA máxima por núcleon ($\sqrt{s_{\gamma N}} = W_{\gamma N} = [2k_{max}\sqrt{s_{NN}}]^{1/2}$), energias máximas do fóton ($k_{max} = \gamma_L \hbar c / R_A$) e energias de centro de massa $\gamma\gamma$ máximas ($\sqrt{s_{\gamma\gamma}}$) para colisões AA , pA e pp em LHC e $AuAu$ e pp em RHIC. Podemos notar, por exemplo, que $\sqrt{s_{\gamma N}^{max}} = 8390GeV$ para colisões pp e $\sqrt{s_{\gamma N}^{max}} = 950GeV$ para $PbPb$ em LHC, valores até agora não explorados experimentalmente. Portanto, a dependência em energia da produção de J/Ψ e Υ poderá ser estudada em energias além de HERA.

4.2 Fotoprodução de Mésons em Interações pp

A partir da discussão anterior temos que colisões hádron-hádron podem ser usadas para estudar interações fóton-hádron. Em particular, interessam os processos de fotoprodução em que uma escala perturbativa esteja presente, o que justifica o tratamento teórico do processo usando a QCD perturbativa. Exemplos de processos perturbativos são a fotoprodução de quarks pesados ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$) e de quarkonium (J/Ψ , Υ). Neste trabalho, trataremos deste último caso, sendo a fotoprodução de quarks pesados objeto de estudo de nosso grupo [45]. A seção de choque para este processo é escrita como:

$$\sigma_{pp \rightarrow p \otimes V \otimes p \otimes}(\sqrt{s_{pp}}) = \int n(\omega) \sigma_{\gamma p \rightarrow V p} \left(W_{\gamma p}^2 = 2\omega\sqrt{s_{pp}} \right) d\omega, \quad (4.16)$$

onde \otimes representa a presença de um intervalo de rapidez no estado final e

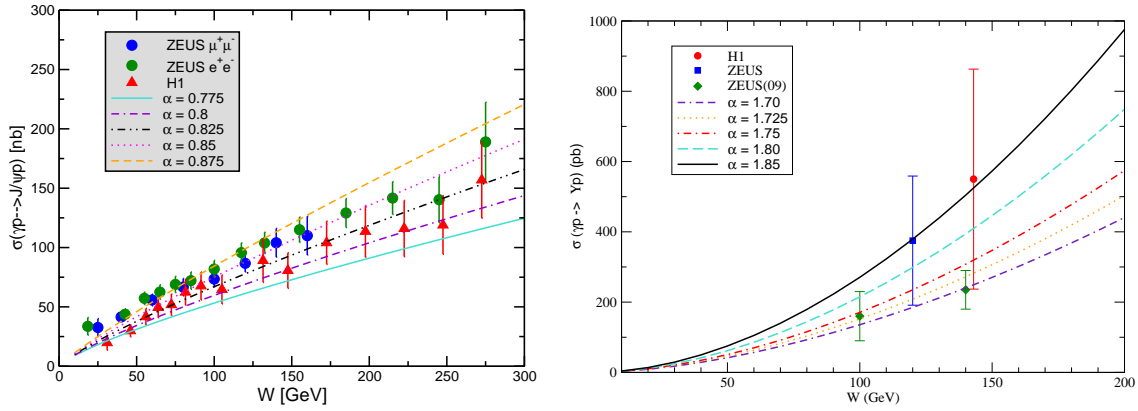


Fig. 4.5: Seção de choque do processo $\gamma p \rightarrow J/\Psi$ (esquerda) e $\gamma p \rightarrow \Upsilon$ (direita), para diferentes valores de α . Dados de HERA [46, 47, 48, 49].

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow Vp} = \frac{1}{B_V} \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0}, \quad (4.17)$$

sendo B_V o parâmetro de inclinação medido experimentalmente. Como vimos no capítulo anterior, a seção de choque diferencial da fotoprodução difrativa de mésons é proporcional ao quadrado da distribuição de glúons, sendo sua forma exata dada por [35, 50]:

$$\left. \frac{d\sigma(\gamma h \rightarrow Vh)}{dt} \right|_{t=0} = \frac{\pi^3 \Gamma_{ee} M_V^3 \alpha_s^2(\bar{Q}^2)}{48\alpha} \times [xg_h(x, \bar{Q}^2)]^2, \quad (4.18)$$

onde xg_h é a distribuição de glúons no alvo, $x = 4\bar{Q}^2/W^2$ com W sendo a energia de centro de massa e $\bar{Q}^2 = M_V^2/4$. Temos, portanto, que a seção de choque $\sigma_{pp \rightarrow pVp}$ irá depender fortemente da distribuição de glúons. O estado final deste processo consiste dos dois prótons e o produto do decaimento do méson vetorial, sendo, portanto, caracterizado por dois intervalos de rapidez separando o estado final central de ambos os feixes.

Outro observável que pode ser medido nestes processos é a distribuição de rapidez, que é dada por:

$$\frac{d\sigma}{dY} [pp \rightarrow p \otimes V \otimes p] = \omega \frac{dn}{d\omega} \sigma_{\gamma p \rightarrow Vp}(\omega) = x f(x) \sigma_{\gamma p \rightarrow Vp}(x), \quad (4.19)$$

com $Y \propto \ln(2\omega/M_V)$ e $f(x)$ dado por (4.15). Portanto, a distribuição de rapidez pode nos fornecer informações sobre o comportamento com a energia da seção de choque γp e, conseqüentemente, da distribuição de glúons.

A fim de avaliar a sensibilidade deste observável com a energia, iremos assumir que a distribuição de glúons no próton possa ser aproximada por

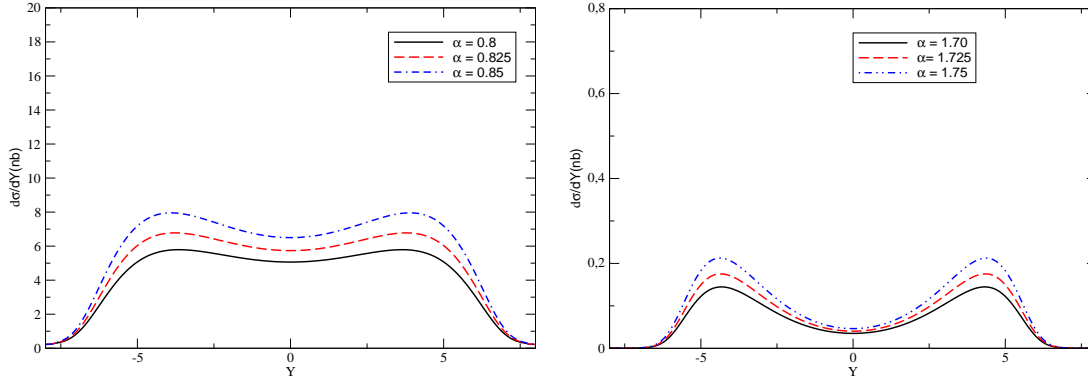


Fig. 4.6: Distribuição de rapidez para a produção de J/Ψ (esquerda) Υ (direita) em colisões pp com energia de centro de massa igual a 7 TeV, considerando diferentes valores de α .

$$xg = Ax^{-\lambda}, \quad (4.20)$$

onde A e λ são constantes a serem determinadas. Tal comportamento é razoável considerando-se um intervalo pequeno de Q^2 , no qual podemos desconsiderar as violações de escalamento. Usando que $x = \bar{Q}^2/W^2$, podemos escrever:

$$xg = A \frac{W^{2\lambda}}{\bar{Q}^{2\lambda}}. \quad (4.21)$$

Visto que $\bar{Q}^2 = M_V^2/4$ para a fotoprodução, temos que

$$xg = CW^{2\lambda}, \quad (4.22)$$

onde C é uma nova constante a ser determinada. Consequentemente:

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow Vp} \propto [xg]^2 \propto W^{4\lambda}. \quad (4.23)$$

Definindo $\alpha = 4\lambda$, temos:

$$\sigma \propto W^\alpha. \quad (4.24)$$

Portanto, como a seção do processo pp é proporcional a potência α de W , temos que a distribuição de rapidez também é determinada por esta potência.

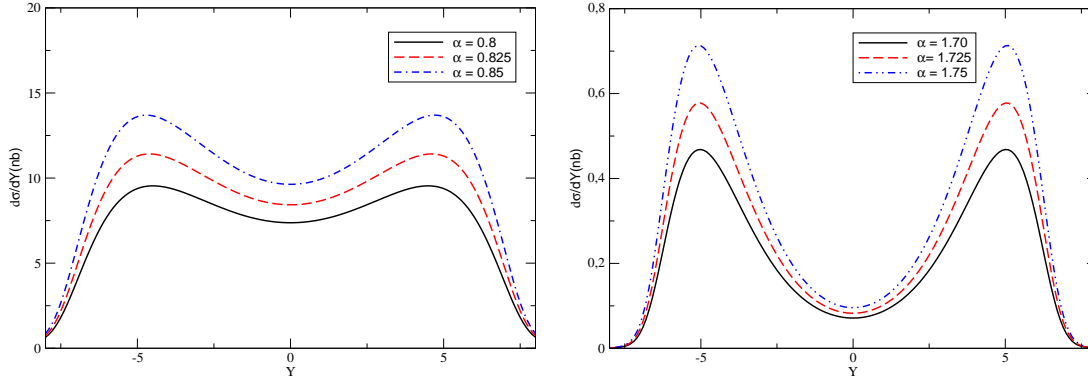


Fig. 4.7: Distribuição de rapidez para a produção de J/Ψ (esquerda) Υ (direita) em colisões pp com energia de centro de massa igual a 14 TeV , considerando diferentes valores de α .

No que segue, assumiremos

$$\sigma_{\gamma p} = DW^\alpha, \quad (4.25)$$

onde D e α serão fixadas pelos dados experimentais.

Para que possamos analisar esta dependência devemos, inicialmente, vincular os valores possíveis de D e α usando os dados experimentais de HERA. A Fig. 4.5 mostra os dados de HERA da seção de choque de produção de J/Ψ (esquerda) e Υ (direita) em colisões γp e a seção de choque para alguns valores de α . Assumimos $D = 1.5$ ($D = 0.054$) para o J/Ψ (Υ). Notamos que os valores de α que melhor descrevem os dados experimentais são: $\alpha = 0.8, 0.825, 0.85$ para o J/Ψ e $\alpha = 1.7, 1.725, 1.75$ para o Υ . A diferença entre os valores encontrados para J/Ψ e Υ demonstra que outros fatores não contemplados pela aproximação (4.25) são importantes.

A Fig. 4.6 apresenta nossas previsões para a distribuição de rapidez da fotoprodução de J/Ψ (esquerda) e Υ (direita) para interações pp com energia de centro de massa igual a 7 TeV , segundo os valores de α que descrevem os dados experimentais de HERA. Temos, portanto, que estas diferem pelo fato da distribuição de rapidez depender da massa do méson. Podemos notar que a distribuição de rapidez para o J/Ψ varia por um fator 1.3 em rapidez central e por um fator 1.4 em $Y = 5$, enquanto que para o Υ em rapidez central as curvas são praticamente indistinguíveis e em $Y = 5$ diferem por um fator 1.5.

A Fig. 4.7 apresenta nossas previsões para a distribuição de rapidez da fotoprodução de J/Ψ (esquerda) e Υ (direita) em interações pp com energia de centro de massa igual a 14 TeV . Como esperado, notamos que a seção de choque cresce com a energia. Para o J/Ψ , a distribuição de rapidez varia por um fator 1.3 em rapidez central e 1.4 em $Y = 5$, enquanto que para o Υ em rapidez central as curvas são praticamente indistinguíveis e em $Y = 5$ diferem por um fator 1.5.

Em colisões $PbPb$, como mostra a Fig. 4.8, temos que o valor da distribuição de rapidez é muito superior comparado aos valores de colisões pp , sendo da ordem de mb , enquanto

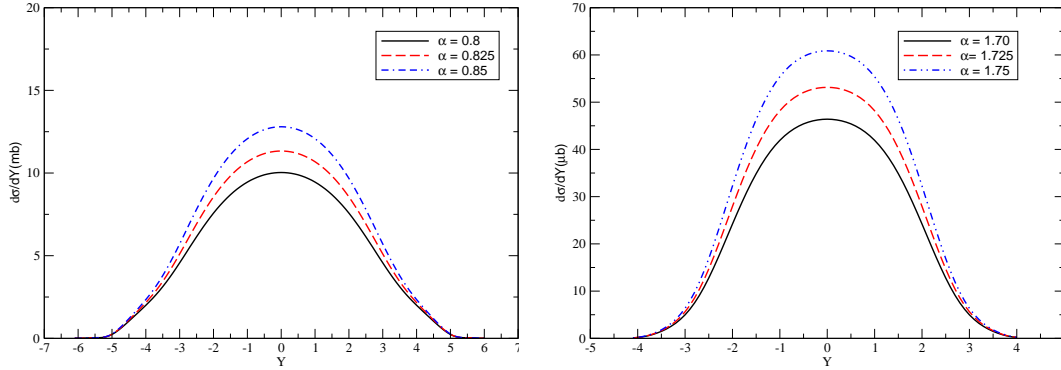


Fig. 4.8: Distribuição de rapidez para a produção de J/Ψ (esquerda) e Υ (direita) em colisões $PbPb$, considerando diferentes valores de α .

que os valores são da ordem de μb nas interações pp . Isto deve ao fato de utilizarmos em nossos cálculos o fluxo do núcleo, dado pela Eq. (4.7), que depende de Z^2 , o que amplifica sensivelmente o fluxo de fótons para um íon relativístico em comparação ao caso do próton. Além disso, consideramos que $xg_A = Axg_p$. Ambos os fatores contribuem para o enaltecimento da seção de choque no caso nuclear. Observamos que, para os diferentes valores de α , a distribuição de rapidez varia por um fator 1.3 para o J/Ψ e Υ , em rapidez central. Podemos observar também que a distribuição de rapidez do J/Ψ apresenta valores muito maiores, devido a sua menor massa. Portanto, este observável é bastante sensível ao comportamento com a energia da distribuição de glúons sendo, então, útil para determinar essa distribuição.

4.3 Conclusão

Neste capítulo abordamos o conceito de fluxo de fótons equivalentes que nos permite trabalhar colisões hádron - hádron coerentes como um processo γN e mostramos também que a seção de choque e a distribuição de rapidez da fotoprodução de quarkonium (J/Ψ , Υ), são sensíveis ao comportamento com a energia da distribuição de glúons, de forma que essa distribuição pode ser determinada através destes dois observáveis. No capítulo seguinte abordaremos detalhadamente interações núcleo-núcleo, mostrando que a seção de choque e a distribuição de rapidez destes processos podem ser usadas na determinação da distribuição de glúons nuclear e na distinção entre as parametrizações para os efeitos nucleares.

Capítulo 5

Colisões Ultraperiféricas e a Distribuição de Glúons Nuclear

Neste capítulo investigamos a fotoprodução de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas de íons pesados dentro da aproximação colinear, usando diferentes parametrizações para a distribuição de glúons nuclear. A seção de choque integrada e a distribuição de rapidez para processos $AA \rightarrow VAA$ ($V = J/\Psi, \Upsilon$) são calculadas para energias do BNL Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) e do CERN Large Hadron Collider (LHC). Também apresentamos uma comparação com os dados recentes do PHENIX para a produção coerente de mésons J/Ψ . Demonstramos que o estudo da fotoprodução de quarkonium pode ser usado para determinar os efeitos nucleares na distribuição de glúons. Os resultados apresentados neste capítulo foram publicados na Ref. [1].

5.1 Resultados

Como vimos no Cap. 3 a seção de choque para a produção de mésons em interações γp é dada por:

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow Vp} = \frac{1}{B_V} \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0}, \quad (5.1)$$

onde

$$\left. \frac{d\sigma(\gamma h \rightarrow Vh)}{dt} \right|_{t=0} = \frac{\pi^3 \Gamma_{ee} M_V^3 \alpha_s^2(\bar{Q}^2)}{48\alpha} \times [xg_h(x, \bar{Q}^2)]^2. \quad (5.2)$$

O cálculo foi realizado há alguns anos atrás em uma aproximação logaritmo dominante ($\log \bar{Q}^2$), assumindo o sistema produzido sendo não-relativístico [35, 50] e aperfeiçoado em distintos aspectos [36, 51].

A forte dependência em xg da seção de choque oferece uma oportunidade para utilizar os dados do experimento HERA para o processo $\gamma^* p \rightarrow J/\Psi p$ a fim de determinar o comportamento da distribuição de glúons na região de pequeno x e Q^2 , que não está restrita por uma análise global [52]. Nas Refs. [36, 51, 52, 53, 54] os autores estimaram as correções relativísticas [$\mathcal{O}(4\%)$], a contribuição da parte real da amplitude de produção [$\mathcal{O}(15\%)$], o efeito dos pártons fora da diagonal [$\mathcal{O}(20\%)$] e correções de LO até NLO [$\mathcal{O}(40\%)$] para a produção exclusiva de mésons vetoriais pesados, dada pela Eq. (4.18).

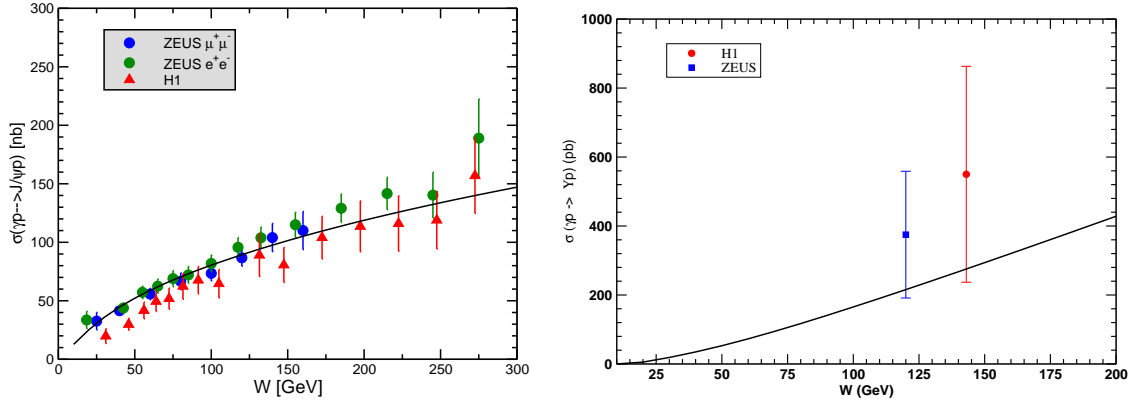


Fig. 5.1: Dependência em energia da seção de choque da fotoprodução exclusiva de J/Ψ (esquerda) e Υ (direita). Comparação com os dados do HERA [46, 47, 48].

A fim de obter a base para nossos cálculos da produção de méson vetorial em interações γA , estimamos inicialmente a seção de choque γp e comparamos com os dados do HERA. Seguindo as Refs. [52, 53] estimamos a seção de choque total para a fotoprodução de J/Ψ e Υ em HERA usando a parametrização MRST(LO) [17] para a distribuição de glúons no núcleon e incluímos as correções discutidas acima. Assumindo uma parametrização exponencial para o comportamento da amplitude em pequeno $|t|$, sendo a seção de choque dada por (5.1). Em nossos cálculos assumimos $B_V = 4.5 \text{ GeV}^{-2}$ como nas Refs. [36, 52], que estão de acordo com a Ref. [55]. Por simplicidade, assumimos o mesmo valor de B para a produção de J/Ψ e Υ . Esta é uma aproximação razoável, pois os dados do HERA mostram que B_V decresce para um valor universal de aproximadamente $4 - 5 \text{ GeV}^2$ como a escala $Q^2 + m_V^2$ cresce, independentemente do méson estudado. Na Fig. 5.1 comparamos nossos resultados com os dados do HERA para J/Ψ (esquerda) e Υ (direita) e demonstramos que são razoavelmente descritos. No caso da produção de Υ , nossa predição está um pouco abaixo dos escassos dados experimentais. Em princípio, o acordo poderia ser melhorado pela escolha de um menor valor de B . No que segue, assumimos que as correções para a produção do méson pesado em LO são independentes do alvo; isto é, consideramos que são as mesmas no caso do próton e do núcleon. Além disso, assumimos que no casos dos alvos nucleares, B é dominado pelo tamanho nuclear, com $B \sim R_A^2$ e a seção de choque diferencial não-frontal é dominada pelo fator de forma nuclear, que é a transformada de Fourier da densidade nuclear. Portanto, consideramos que a seção de choque total da produção do méson vetorial em interações γA é dada por [56]:

$$\sigma(\gamma A \rightarrow VA) = \left. \frac{d\sigma(\gamma A \rightarrow VA)}{dt} \right|_{t=0} \int_{t_{min}}^{\infty} dt |F(t)|^2, \quad (5.3)$$

onde $t_{min} = (M_V^2/2\omega)^2$ e $F(t) = \int d^3r \rho(r) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r})$ é o fator de forma nuclear da distribuição. Aqui usamos a aproximação analítica da distribuição de Woods-Saxon como uma esfera dura de raio R_A , convoluída com o potencial de Yukawa com $a = 0.7 \text{ fm}$. Assim,

o fator de forma nuclear é escrito na forma [57],

$$F(q = \sqrt{|t|}) = \frac{4\pi\rho_0}{Aq^3} [\sin(qR_A) - qR_A \cos(qR_A)] \left[\frac{1}{1 + a^2q^2} \right], \quad (5.4)$$

onde $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$.

O principal fator no cálculo da seção de choque da produção de quarkonium em interações fóton - núcleo é a distribuição de glúons nuclear. Como discutido no Cap. 2, nos últimos anos diversos grupos têm proposto parametrizações para a distribuição de pártons nuclear, que são baseados em diferentes pressupostos e técnicas para realizar um ajuste global de diferentes conjuntos de dados usando as equações de evolução DGLAP [25, 27, 58, 26, 24]. Mais recentemente, um importante passo em direção a uma melhor construção da distribuição de glúons nuclear foi efetuada na Ref. [24], onde os autores incluíram dados recentes do RHIC de produção de hádron com grande p_T em rapidez central em colisões $d + Au$, que provam pequenos valores de x na distribuição de glúons de um alvo de Au , em sua análise global. O resultado notável é que o sombreamento de glúons é muito mais forte do que nas parametrizações prévias. Devido aos insuficientes dados experimentais na região de pequeno x e/ou observáveis fortemente dependentes da distribuição de glúons nuclear, o comportamento desta distribuição encontra-se completamente indefinido.

Na Fig. 5.2, apresentamos os resultados para a razão $R_g \equiv xg_A/A.xg_N$ predita pelas parametrizações EKS [25], DS [27], HKN [26] e EPS [24] em $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$ e $A = 208$. Como podemos ver, essas parametrizações predizem magnitudes muito distintas para os efeitos nucleares. Para grandes valores de x a EKS e a EPS mostram antisombreamento, enquanto este efeito é ausente em HKN e EPS no domínio $x \leq 10^{-1}$. A característica mais surpreendente é, contudo, o valor do sombreamento em diferentes parametrizações. Enquanto este efeito é moderado para DS e HKN e um pouco maior para EKS, a predição EPS tem uma supressão muito maior, comparada com outras parametrizações. Para menor x , $x \simeq 10^{-5}$, enquanto DS e HKN tem aproximadamente 20% de supressão e EKS tem aproximadamente 40% de supressão, para a parametrização EPS este efeito apresenta quase 80% de supressão no glúon nuclear comparado com o glúon contido no próton. Para maior valor de x o comportamento é distinto para todas as parametrizações. Como x cresce, a parametrização DS prediz que R_g cresce continuamente até 1, isto significa que o sombreamento desaparece quando $x \rightarrow 10^{-1}$. O mesmo ocorre para HKN neste limite, mas este aumento começa apenas em $x > 10^{-2}$, com R_g sendo praticamente constante para $10^{-5} < x < 10^{-2}$. Em $x \approx 10^{-1}$, temos que o comportamento predito pelas parametrizações EKS e EPS são similares, com R_g excedendo 1.2. A principal distinção entre estas parametrizações é que em EPS tem-se um crescimento muito acentuado do comportamento de antisombreamento para grandes valores de x e uma supressão muito maior para pequeno x . A diferença entre as distintas parametrizações observadas na Fig.5.2 será ampliada na fotoprodução exclusiva de quarkonium em interações γA devido a dependência quadrática em xg_A da seção de choque. Consequentemente, uma maior diferença entre as predições obtidas usando distintas parametrizações é esperada.

Podemos reescrever a Eq.(4.16) para o caso de uma colisão núcleo-núcleo da seguinte

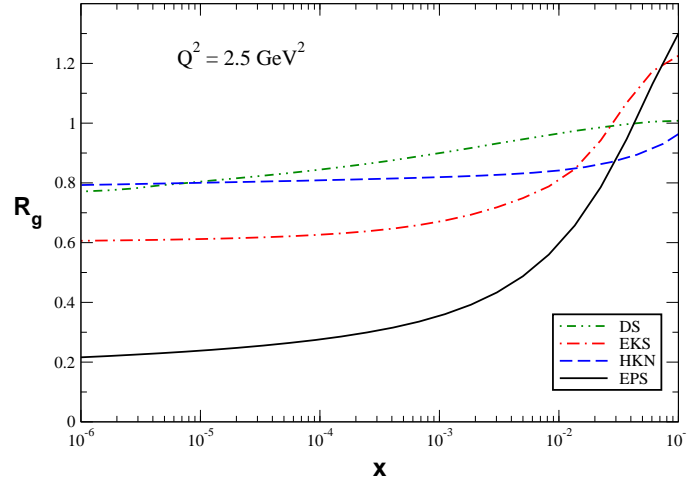


Fig. 5.2: Razão $R_g \equiv xg_A/A.xg_N$ predita pelas parametrizações DS [27], EKS [25], HKN [26] e EPS [24] para $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$ e $A = 208$.

forma:

$$\sigma_{AA \rightarrow AAV} \left(\sqrt{S_{NN}} \right) = \int_{\omega_{min}}^{\infty} d\omega \frac{dN(\omega)}{d\omega} \sigma_{\gamma A \rightarrow VA} \left(W_{\gamma A}^2 = 2\omega\sqrt{S_{NN}} \right), \quad (5.5)$$

onde $V = J/\Psi$ ou Υ , ω é a energia do fóton com $\omega_{min} = m_V^2/4\gamma_L m_p$, $\sqrt{S_{NN}}$ é a energia de centro de massa íon - íon e $dN/d\omega = xf(x)/\omega$ onde $f(x)$ é dado por (4.15). O fator de Lorentz para o LHC é $\gamma_L = 2930$, dando a máxima energia de centro de massa γN , $W_{\gamma A} < 950 \text{ GeV}$. Neste processo o núcleo não é perturbado e o estado final consiste somente de dois núcleos e o produto do decaimento do méson vetorial. Conseqüentemente, o estado final é caracterizado por um pequeno número de partículas produzidas centralmente, com intervalos de rapidez separando o estado final central de ambos os feixes. Além disso, devido ao requerimento de coerência, o momentum transversal é limitado para ser pequeno. Portanto, essas reações podem ser estudadas experimentalmente selecionando eventos com baixa multiplicidade e p_T total pequeno. É importante enfatizar que dados recentes da fotoprodução STAR ρ^0 [61] mostram significativa coerência na produção para $p_T \leq 150 \text{ MeV}$.

No que segue, calculamos a distribuição de rapidez e a seção de choque total para a produção de quarkonium em colisões ultraperiféricas de íons pesados em energias do RHIC e LHC. Além disso, devido ao fato de nenhum dos detectores destes colisores ter a rapidez completamente coberta, também apresentamos nossas predições para $d\sigma/dY$ em $Y = 0$. Assumimos que $xg_A(x, Q^2) = R_g(x, Q^2).A xg_p(x, Q^2)$, com R_g dado pelas parametrizações DS, EKS e EPS e xg_p dado pela parametrização MRST(LO) [17]. Como a parametrização HKN é similar a DS no regime cinemático considerado, ela não é incluída em nossa análise. A distribuição em rapidez Y do estado final produzido pode ser calculada diretamente da Eq. (5.5), usando sua relação com a energia do fóton ω , isto é, $Y \propto \ln(2\omega/m_V)$. Inicialmente, apresentamos nossas predições para a produção de J/Ψ em colisões AA no RHIC, considerando $A = Au$ e $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. A produção em rapidez central no RHIC prova

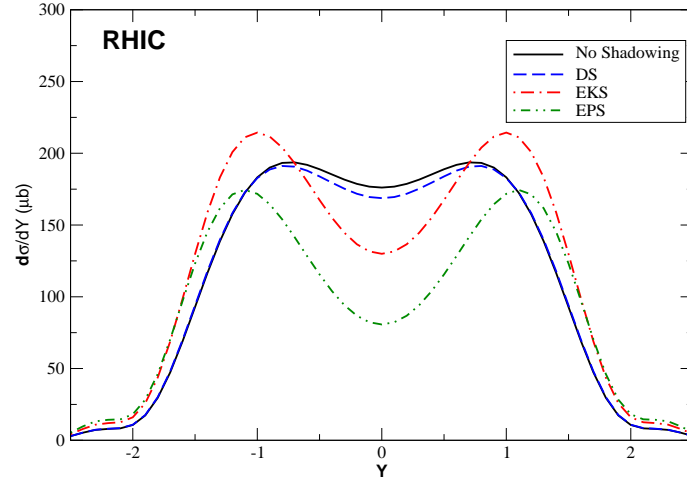


Fig. 5.3: Distribuição de rapidez para a fotoprodução de J/Ψ em colisões AuAu no RHIC.

valores de x da ordem de 10^{-2} , onde existe uma grande diferença entre as distintas parametrizações nucleares (Ver Fig. 5.2). Por comparação, também apresentamos a predição obtida assumindo $R_g = 1.0$ (sem sombreamento). Nossos resultados são mostrados na Fig. 5.3. Temos que a predição DS é similar ao caso sem sombreamento. Este comportamento é esperado devido a pequena magnitude dos efeitos nucleares presente nessa parametrização em $x > 10^{-2}$. Por outro lado, a presença de antisombreamento nas parametrizações EKS e EPS modifica a distribuição de rapidez em grande $|Y|$, implicando um reforço na distribuição. O estudo dessa região cinemática pode ser usado para determinar a magnitude dos efeitos de antisombreamento. Em contraste, o comportamento da distribuição em rapidez central está diretamente associado a magnitude dos efeitos de sombreamento na distribuição de glúons nuclear, que é maior na parametrização EPS em comparação com a EKS. Isto implica uma grande supressão na distribuição de rapidez em $Y = 0$ quando calculada usando a EPS glúon observada na Fig. 5.3. Este comportamento é observado nas predições de $d\sigma/dY|_{y=0}$ mostradas na Tabela 5.1.

Recentemente, a colaboração PHENIX liberou os primeiros dados (preliminares) da seção de choque diferencial da produção coerente de J/Ψ em rapidez central, em colisões ultraperiféricas ouro - ouro com $\sqrt{s} = 200$ GeV acompanhada por quebra de Au [62]. O valor medido foi: $d\sigma/dY|_{Y=0} = 48. \pm 14.(\text{estatístico}) \pm 16.(\text{sistemático}) \mu b$. Quando comparado com os dados de PHENIX, temos que estes são razoavelmente descritos pela predição EPS (Ver Tabela 5.1). Embora seja um resultado muito interessante, pois os valores típicos de x analisados em rapidez central são similares àqueles em rapidez frontal em colisões centrais d+Au que tem motivado a inclusão de um sombreamento forte na parametrização EPS, as atuais incertezas e baixas estatísticas excluem ainda qualquer conclusão detalhada. Como mostrado na Ref. [63] vários modelos, baseados em hipóteses distintas, também descrevem estes dados. Contudo, diferentemente dos modelos propostos nas Refs. [57, 64, 65, 66], o resultado de EPS prediz um reforço na distribuição de rapidez em grande $|Y|$, o que pode ser considerada uma assinatura deste modelo.

Na Fig. 5.4 apresentamos nossas predições para a produção de J/Ψ (esquerda) and Υ

	Íon pesado	Méson	Sem sombreamento	DS	EKS	EPS
RHIC	Au-Au	J/Ψ	175 μb (113 μb)	168 μb (108 μb)	129 μb (83 μb)	80 μb (53 μb)
LHC	Pb-Pb	J/Ψ Υ	12632 μb 42 μb	9879 μb 38 μb	5326 μb 29 μb	953 μb 5 μb

Tab. 5.1: A seção de choque diferencial em rapidez central ($d\sigma/dY|_{y=0}$) para a fotoprodução de méson vetorial em UPC's em energias do RHIC e do LHC. No RHIC também apresentamos entre parênteses as predições considerando a probabilidade de quebra nuclear.

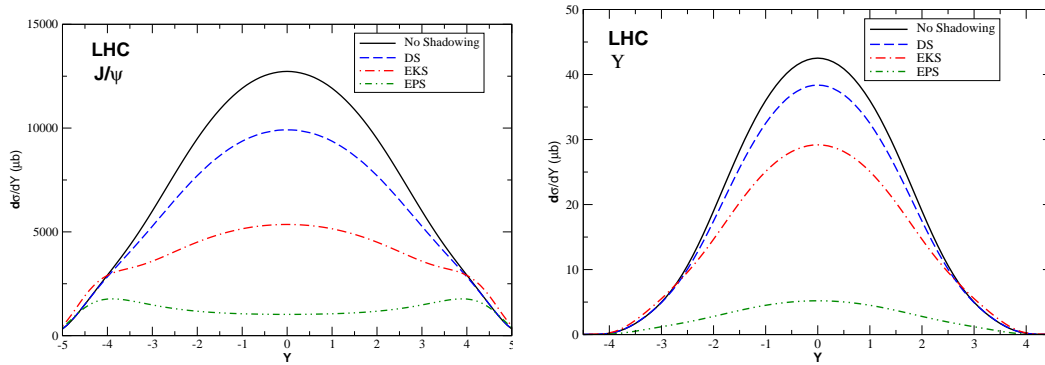


Fig. 5.4: Distribuição de rapidez para a fotoprodução de méson vetorial em UPC's em reações AA em energias do LHC ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$).

(direita) em colisões coerentes AA, considerando $A = Pb$ e $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$. A produção em rapidez central no LHC prova valores de x da ordem de $(6 - 20) \times 10^{-4}$, onde as parametrizações nucleares diferem por um fator 4 (Ver Fig. 5.2). A predição sem sombreamento é apresentada por comparação. Em energias do LHC a distribuição de rapidez é fortemente dependente da magnitude dos efeitos de sombreamento na distribuição de glúons nuclear. Enquanto a predição DS implica uma pequena redução em rapidez central, em comparação ao caso sem sombreamento, a distribuição de rapidez é suprimida por um fator 10 se calculada usando a EPS. Além disso, a diferença entre as predições das três parametrizações é muito grande, o que implica que a distribuição de rapidez para a fotoprodução exclusiva de quarkonium em UPC's no LHC pode ser usada para determinar a magnitude dos efeitos de sombreamento.

Finalmente, na Tabela 5.2 apresentamos nossas predições para a seção de choque integrada para energias do RHIC e do LHC, considerando como entrada as distintas distribuições de glúons nuclear. Neste caso, a predição DS para a seção de choque total é similar ao caso sem sombreamento, como esperado da Fig. 5.3, enquanto a EKS prediz um reforço da ordem de 10 % e a EPS uma supressão de $\approx 20 \%$. Por outro lado, em LHC temos que a seção de choque total é fortemente suprimida por efeitos de sombreamento.

	Íon pesado	Méson	Sem sombreamento	DS	EKS	EPS
RHIC	AuAu	J/Ψ	$363 \mu\text{b}$	$358 \mu\text{b}$	$383 \mu\text{b}$	$304 \mu\text{b}$
LHC	PbPb	J/Ψ	74mb	61mb	39mb	13mb
		Υ	$163 \mu\text{b}$	$148 \mu\text{b}$	$120 \mu\text{b}$	$22 \mu\text{b}$

Tab. 5.2: A seção de choque integrada da fotoprodução de méson vetorial em UPC's em energias do RHIC e do LHC .

Por exemplo, na produção de J/Ψ (Υ) a predição EPS é um fator ≈ 5 (8) menor que no caso sem sombreamento.

No que segue, comparamos nossos resultados para a seção de choque integrada com outras predições teóricas disponíveis. A fotoprodução de J/Ψ em UPC's foi estimada nas Refs. [57, 64, 65, 66, 67]. Em geral, nossas predições em energias do RHIC são maiores que os resultados presentes nas referências citadas quando a quebra nuclear é incluída, com nossa predição EPS sendo quase idêntica àquela mostrada na Ref. [65]. Este resultado está diretamente associado a inclusão dos efeitos de antisombreamento em nossas predições e/ou devido ao diferente tratamento da interação fóton - núcleo. Em energias do LHC, nossas predições são similares àquelas apresentadas nas Refs. [44, 57, 64, 65, 66, 67]. Além disso, nossa predição EPS é quase idêntica ao resultado obtido na Ref. [64] que utiliza um modelo particular de sombreamento nuclear, enquanto nossa predição EKS é similar aos resultados apresentados nas Refs. [57, 65, 67]. Por outro lado, a fotoprodução de Υ em UPC's para energias do LHC foi estimada nas Refs. [67, 68, 69]. Nossa predição sem sombreamento é praticamente idêntica àquela presente na Ref. [69], onde os efeitos nucleares são ignorados. Por outro lado, nossa predição EPS é menor por um fator > 3 do que os resultados apresentados nas Refs. [67, 68, 69], com a EKS sendo maior por um fator > 1.25 do que as predições das Refs. [67, 68]. Estes resultados indicam que o estudo da produção de Υ pode ser usado para discriminar entre os diferentes modelos propostos para a distribuição de glúons nuclear.

Após a publicação da Ref. [1], a colaboração ZEUS divulgou novos dados para fotoprodução do méson Υ em colisões elétron - próton no HERA [49]. Além disso, o grupo EPS propôs uma nova parametrização para os efeitos nucleares nas distribuições partônicas [70], a qual prediz um menor efeito de sombreamento para a distribuição de glúons na região de pequeno x (veja Fig. 5.6). Estas novas informações nos permitem atualizar as Fig. 5.1 e 5.4. Como podemos perceber na Fig. 5.5, nossas predições descrevem satisfatoriamente os novos dados, os quais são mais precisos que os dados antigos. Na Fig. 5.6 apresentamos as predições da parametrização EPS09 para a distribuição de rapidez para a fotoprodução dos mésons J/Ψ e Υ em interações AA em energias do LHC. Temos que o efeito predito é inferior àquela da versão anterior da EPS. Em comparação as parametrizações DS e EKS, a EPS09 prediz menores valores para a distribuição de rapidez na região central, sendo a diferença mais acentuada no caso do Υ . Ambas atualizações não alteram as principais conclusões da Ref. [1].

Por fim, a Fig. 5.7 apresenta uma comparação entre os primeiros dados da produção

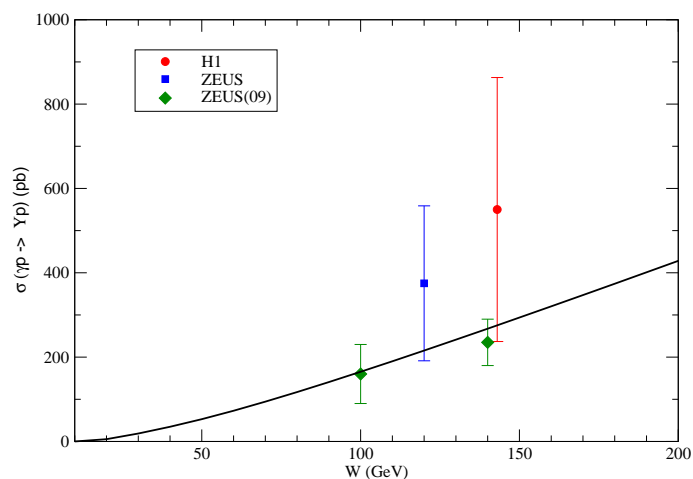


Fig. 5.5: Distribuição de rapidez para a fotoprodução de Υ em colisões AuAu no RHIC.

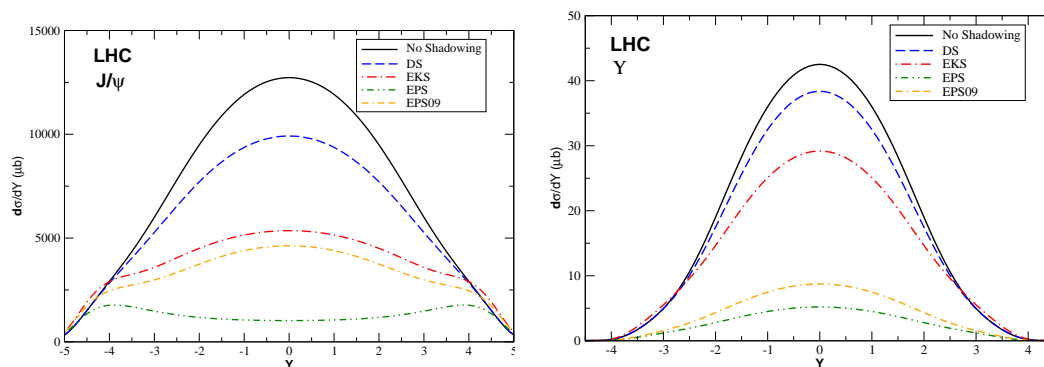


Fig. 5.6: Predição da parametrização EPS09 para a distribuição de rapidez para a fotoprodução de méson vetorial em UPC's em reações AA em energias do LHC ($\sqrt{S_{NN}} = 5.5$ TeV).

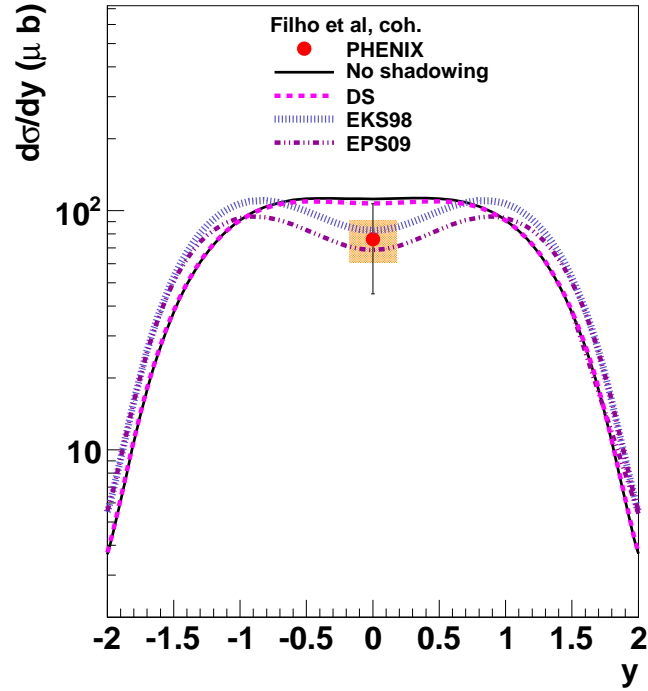


Fig. 5.7: Comparação entre as medidas da distribuição de rapidez da fotoprodução de $J/\Psi + Xn$ e nossas previsões teóricas [71].

de J/Ψ em colisões $Au + Au$ com $\sqrt{s_{nn}} = 200\text{GeV}$ [71] e as nossas previsões para os efeitos nucleares. Percebemos que nossas previsões concordam com os dados, mas estes são ainda escassos e não permitem vincular a distribuição gluônica. Notamos, portanto, a viabilidade de estudar interações ultraperiféricas com fotoprodução de mésons vetoriais, pois estas apresentam uma probabilidade de ocorrência considerável e os observáveis que podem ser medidos trazem informações almejadas sobre a distribuição de glúons.

5.2 Conclusão

Neste capítulo abordamos colisões núcleo-núcleo com fotoprodução dos mésons J/Ψ e Υ , apresentando nossas previsões para a seção de choque e distribuição de rapidez destes processos. Demostramos que estes observáveis podem ser úteis para a determinação da distribuição de glúons nuclear e da magnitude dos efeitos nucleares. Mostramos também que os primeiros dados da produção de J/Ψ concordam com nossas previsões, mas são ainda escassos e não permitem vincular a distribuição de glúons. No LHC, a região de sombreamento poderá ser provada, definindo a parametrização partônica que descreve de forma adequada a magnitude dos efeitos nucleares.

Conclusão

Neste trabalho calculamos a distribuição de rapidez e a seção de choque integrada da fotoprodução nuclear exclusiva de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas de íons pesados dentro da aproximação colinear da QCD. A principal característica deste processo é a dependência quadrática na distribuição de glúons, o que a torna uma excelente prova do comportamento dessa distribuição. Demostramos que este modelo descreve razoavelmente os dados atuais da fotoprodução de méson vetorial no espalhamento elétron - próton. Estudamos este modelo para interações γA e estimamos a seção de choque para processos $A + A \rightarrow A + A + V$ ($V = J/\Psi, \Upsilon$) em energias do RHIC e LHC considerando como entrada diferentes parametrizações para a distribuição de glúons nuclear. Demostramos que a distribuição de rapidez e a seção de choque integrada são fortemente dependentes dos efeitos nucleares. Isto implica que estas quantidades são observáveis eficazes para discriminar entre as distintas distribuições de pártons nucleares. Em particular, o sombreamento descrito pela parametrização EPS é consideravelmente maior que nas PDF's nucleares anteriores. Nossa principal conclusão é que a fotoprodução exclusiva de quarkonium em colisões ultraperiféricas de íons pesados é uma ferramenta útil para ajudar na obtenção da correta distribuição de glúons nuclear.

Futuramente, pretendemos estender nosso estudo ao núcleon a fim de verificar se a fotoprodução de quarkonium em interações pp coerentes pode ser usada para discriminar entre as diferentes parametrizações para a distribuição de glúons no próton. Além disso, objetivamos avançar na compreensão da dinâmica de interações fortes no regime de altas energias.

Bibliografia

- [1] AYALA FILHO, A. L.; GONCALVES, V. P.; GRIEP, M. T. Nuclear shadowing from exclusive quarkonium photoproduction at the BNL RHIC and CERN LHC. *Phys. Rev. C*, v. 78, p. 044904, 2008.
- [2] HALZEN, F.; MARTIN, A. D. *Quarks & Leptons: an introductory course in modern particle physics*. John Wiley, 1984.
- [3] BASSALO, J. M. F. *Eletrodinâmica Quântica*. São Paulo: Livraria da Física, 2006.
- [4] GONCALVES, V. P. *A obtenção da distribuição de glúons na QCD para pequeno x* . Porto Alegre: Curso de Pós-Graduação em Física - UFRGS, Dissertação de mestrado, 1997.
- [5] GONCALVES, V. P. *A Cromodinâmica Quântica para sistemas densos*. Porto Alegre: Curso de Pós-Graduação em Física - UFRGS, Tese de Doutorado, 2000.
- [6] CAZAROTO, E. R. *Espalhamento inelástico profundo em colisões elétron-íon*. São Paulo: Curso de Pós-Graduação em Física - USP, Dissertação de mestrado, 2009.
- [7] BJORKEN, J. D.; PASCHOS, E. A. Inelastic Electron Proton and gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon. *Phys. Rev.*, v. 185, p.1975, 1969.
- [8] CALLAN, C. G.; GROSS, D. J. High-energy electroproduction and the constitution of the electric current. *Phys. Rev. Lett.*, v. 22, p.156, 1969.
- [9] GREINER, W.; SCHARAMM, S.; STEIN, E. *Quantum Chromodynamics.*, New York: Springer, 2002.
- [10] MACKEDANZ, L. F. *Produção e propagação de pártons energéticos no meio nuclear*. Porto Alegre: Curso de Pós-Graduação em Física - UFRGS, Tese de doutorado, 2008.
- [11] BETHKE, S. The 2009 World Average of α_s . *arXiv:0908.1135v2*.
- [12] NEWMAN, P. Deep inelastic lepton nucleon scattering at HERA. *J. Mod. Phys. A*, v. 19, p.1061, 2004.
- [13] 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, p.641, 1977.

- [14] GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. Deep inelastic e p scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, v. 15, p. 438, 1972.
- [15] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl. Phys. B*, v. 126, p. 298, 1977.
- [16] MARTIN, A. D. Proton structure, Partons, QCD, DGLAP and beyond. *arXiv: 0802.0161 [hep.ph]*.
- [17] MARTIN, A. D.; ROBERTS, R. G.; STIRLING, W. J.; THORNE, R. S. MRST2001: Partons and alpha(s) from precise deep inelastic scattering and Tevatron jet data. *Eur. Phys. J. C*, v. 23, p. 73, 2002.
- [18] PUMPLIN, J. *et al* [CTEQ Collaboration]. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP*, v. 07, p. 012, 2002.
- [19] MARTIN, A. D.; STIRLING, W. J.; THORNE, R. S.; WATT, G. Parton distributions for the LHC. *Eur. Phys. J. C*, v. 63, p. 189, 2009.
- [20] AUBERT, J. J. *et al*. [EM Collaboration]. The Ratio of the Nucleon Structure Functions $f_2(n)$ for Iron and Deuterium. *Phys. Lett. B*, v. 123, p. 275, 1983.
- [21] ARNEODO, M. Nuclear effects in structure functions. *Phys. Rept.*, v. 240, p. 301, 1994.
- [22] PILLER, G.; WEISE, W. Nuclear Deep-Inelastic Lepton Scattering and Coherence Phenomena. *Phy. Rept.*, v. 330, p. 1, 2000.
- [23] ARMESTO, N. Nuclear shadowing. *J. Phys. G*, v. 32, p.367, 2006.
- [24] ESKOLA, K. J.; PAUKKUNEN, H.; SALGADO, C. A. An Improved global analysis of nuclear parton distribution functions including RHIC data. *JHEP*, v. 0807, p. 102, 2008.
- [25] ESKOLA, K. J.; KOLHINEN, V. J.; KUUSKANEN, P. V. Scale evolution of nuclear parton distributions. *Nucl. Phys. B*, v. 535, p. 351, 1998. 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, p. 61, 1999.
- [26] 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, p. 065207, 2007); Nuclear parton distribution functions and their uncertainties. *Phys. Rev. C*, v. 70, p. 044905, 2004.
- [27] FLORIAN, D. de; SASSOT, R. Nuclear parton distributions at next to leading order. *Phys. Rev. D*, v. 69, p. 074028, 2004.
- [28] PAUKKUNEN, H. *Global analysis of nuclear parton distribution functions at leading and next-to-leading order perturbative QCD*. Jyvaskyla: Department of Physics - University of Jyvaskyla, Tese de Doutorado, 2009.

- [29] BARONE, V.; PREDAZZI, E. *High-Energy Particle Diffraction*. New York: Springer, 2001.
- [30] FORSHAW, J. R.; ROSS, D. A. *Quantum Chromodynamics and the Pomeron*. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- [31] KUGERATSKI, M. S. *Dipolos de cor e interações a altas energias*. São Paulo: Curso de Pós-Graduação em Física - USP, Tese de doutorado, 2007.
- [32] CATANI, S.; HAUTMANN, F. High-energy factorization and small x deep inelastic scattering beyond leading order. *Nucl. Phys. B*, v. 427, p. 475, 1994.
- [33] COLLINS, J. C.; SOPER, D. E.; STERMAN, G. F. Factorization for Short Distance Hadron - Hadron Scattering. *Nucl. Phys. B*, v. 261, p. 104, 1985.
- [34] GAY DUCATI, M. B.; MARIOTTO, C. B. The Color evaporation model in diffractive J/ψ photoproduction. *Phys. Lett. B*, v. 464, p. 286, 1999; GAY DUCATI, M. B.; GONCALVES, V. P.; MARIOTTO, C. B. Color evaporation and elastic ψ photoproduction at DESY HERA. *Phys. Rev. D*, v. 65, p. 037503, 2002.
- [35] RYSKIN, M. G. Diffractive J/ψ electroproduction in LLA QCD. *Z. Phys. C*, v. 57, p. 89, 1993.
- [36] RYSKIN, M. G.; ROBERTS, R. G.; MARTIN, A. D.; LEVIN, E. M. Diffractive J/ψ photoproduction as a probe of the gluon density. *Z. Phys. C*, v. 76, p. 231, 1997.
- [37] WEIZÄCKER, C. F. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. *Z. Phys.*, v. 88, p. 612, 1934.
- [38] WILLIAMS, E. J. Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. *Phys. Rev.*, v. 45, p. 729, 1934; Correlation of certain collision problems with radiation theory. *Mat. Fys. Meddel*, v. 13, p. 4, 1935.
- [39] FERMI, E. On the Theory of the impact between atoms and electrically charged particles. *Z. Phys.*, v. 29, p. 315, 1924.
- [40] JACKSON, J. D. *Classical Elettrodynamics*, second edition, John - Wiley, 1975.
- [41] NYSTRAND, J. Electromagnetic interactions in nucleus nucleus and proton proton collisions. *Nucl. Phys. A*, v. 752, p. 470, 2005.
- [42] DRESS, M.; ZEPPEFELD, D. Production of supersymmetric particles in elastic ep collisions. *Phys. Rev. D*, v. 39, p. 2536, 1989.
- [43] KNIEHL, B. A. Elastic e p scattering and the Weizsacker-Williams approximation. *Phys. Lett. B*, v. 254, p. 267, 1991.
- [44] HENCKEN, K. *et al.* The Physics of Ultraperipheral Collisions at the LHC. *Phys. Rept.*, v. 458, p. 1, 2008.

- [45] GONCALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T.; MENESES, A. R. Heavy Quark Photoproduction in Coherent Interactions at High Energies. *Phys. Rev. D*, v. 80, p. 034021, 2009.
- [46] ADLOFF, C. *et al.* [H1 Collaboration]. Elastic photoproduction of J / psi and Upsilon mesons at HERA. *Phys. Lett. B*, v. 483, p. 23, 2000.
- [47] CHEKANOV, S. *et al.* [ZEUS Collaboration]. Exclusive photoproduction of J / psi mesons at HERA. *Eur. Phys. J. C*, v. 24, p. 345, 2002.
- [48] BREITWEG, J. *et al.* [ZEUS Collaboration]. Measurement of elastic Upsilon photoproduction at HERA. *Phys. Lett. B*, v. 437, p. 432, 1998.
- [49] CHEKANOV, S. *et al.* [ZEUS Collaboration]. Exclusive photoproduction of Upsilon mesons at HERA. *Phys. Lett. B*, v. 680, p. 4, 2009.
- [50] BRODSKY, S. J.; FRANKFURT, L.; GUNION, J. F.; MUELLER, A. H.; STRIKMAN, M. Diffractive lepton production of vector mesons in QCD. *Phys. Rev. D*, v. 50, p. 3134, 1994.
- [51] FRANKFURT, L.; KOEPF, W.; STRIKMAN, M. Diffractive heavy quarkonium photo- and electroproduction in QCD. *Phys. Rev. D*, v. 57, p. 512, 1998.
- [52] MARTIN, A. D.; NOCKLES, C.; RYSKIN, M. G., TEUBNER, T. Small x gluon from exclusive J/psi production. *Phys. Lett. B*, v. 662, p. 252, 2008.
- [53] MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. G.; TEUBNER, T. Upsilon photoproduction at HERA compared to estimates of perturbative QCD. *Phys. Lett. B*, v. 454, p. 339, 1999.
- [54] IVANOV, D. Y.; SCHAFER, A.; SZYMANOWSKI, L.; KRASNIKOV, G. Exclusive photoproduction of a heavy vector meson in QCD. *Eur. Phys. J. C*, v. 34, p. 297, 2004.
- [55] AKTAS, A. *et al.* [H1 Collaboration]. Elastic J/psi production at HERA. *Eur. Phys. J. C*, v. 46, p. 585, 2006.
- [56] GONCALVES, V. P.; BERTULANI, C. A. Peripheral heavy ion collisions as a probe of the nuclear gluon distribution. *Phys. Rev. C*, v. 65, p. 054905, 2002.
- [57] KLEIN, S. R.; NYSTRAND, J. Exclusive vector meson production in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. C*, v. 60, p. 014903, 1999.
- [58] HIRAI, M.; KUMANO, S.; MIYAMA, M. Determination of nuclear parton distributions. *Phys. Rev. D*, v. 64, p. 034003, 2001.
- [59] ARNEODO, M. *et al.* [New Muon Collaboration]. Measurement of the proton and deuteron structure functions, F_{2p} and F_{2d}, and of the ratio sigma(L)/sigma(T). *Nucl. Phys. B*, v. 483, p. 3, 1997; The Q² dependence of the structure function ratio F_{2 Sn} / F_{2 C} and the difference R_{Sn} - R_C in deep inelastic muon scattering.

- Nucl. Phys. B*, v. 481, p. 23, 1996; The A dependence of the nuclear structure function ratios. *Nucl. Phys. B*, v. 481, p. 3, 1996; The Structure Function Ratios $F_2(\text{Li})/F_2(\text{D})$ and $F_2(\text{C})/F_2(\text{D})$ at small x. *Nucl. Phys. B*, v. 441, p. 12, 1995.
- [60] ADAMS, M. R. *et al.* [E665 Collaboration]. Shadowing in inelastic scattering of muons on carbon, calcium and lead at low $x(\text{Bj})$. *Z. Phys. C*, v. 67, p. 403, 1995.
- [61] ABELEV, B. I. *et al.* [STAR Collaboration]. ρ^0 Photoproduction in Ultra-Peripheral Relativistic Heavy Ion Collisions with STAR. *Phys. Rev. C*, v. 77, p. 34910, 2008.
- [62] D'ENTERRIA, D. G. Coherent photoproduction of J/ψ and high-mass e^+e^- pairs in ultra-peripheral Au + Au collisions at $s(\text{NN})^{1/2} = 200\text{-GeV}$. *nucl-ex/0601001*.
- [63] D'ENTERRIA, D. G. Quarkonia Photoproduction at Nucleus Colliders. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, v. 184, p. 158, 2008.
- [64] FRANKFURT, L.; STRIKMAN, M.; ZHALOV, M. Fading out of J/ψ color transparency in high energy heavy ion peripheral collisions. *Phys. Lett. B*, v. 540, p. 220, 2002.
- [65] GONCALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T. The QCD pomeron in ultraperipheral heavy ion collisions. IV. Photonuclear production of vector mesons. *Eur. Phys. J. C*, v. 40, p. 519, 2005.
- [66] IVANOV, Yu. P.; KOPELIOVICH, B. Z.; SCHIMIDT, I. Vector meson production in ultra-peripheral collisions at LHC. *arXiv:0706.1532 [hep-ph]*.
- [67] GONCALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T. Quarkonium production in coherent hadron-hadron interactions at the LHC. *Phys. Rev. D*, v. 77, p. 014037, 2008.
- [68] FRANKFURT, L.; GUZEY, V.; STRIKMAN, M.; ZHALOV, M. Onset of perturbative color opacity at small x and Upsilon coherent photoproduction off heavy nuclei at LHC. *JHEP*, v. 0308, p. 043, 2003.
- [69] KLEIN, S. R.; NYSTRAND, J. Photoproduction of quarkonium in proton proton and nucleus nucleus collisions. *Phys. Rev. Lett.*, v. 92, p. 142003, 2004.
- [70] ESKOLA, K. J.; PAUKKUNEN, H.; SALGADO, C. A. EPS09: A New Generation of NLO and LO Nuclear Parton Distribution Functions. *JHEP*, v. 0904, p. 065, 2009.
- [71] DEL VALLE, Z. C. [PHENIX Collaboration]. J/ψ and dielectron photoproduction measurements with PHENIX. *arXiv: 0907.4452 [nucl-ex]*.