

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

Investigando a produção de mésons vetoriais e fótons diretos em colisões envolvendo íons pesados no Large Hadron Collider*

Gláuber Sampaio dos Santos

Tese realizada sob orientação do Prof. Dr. Magno Valério Trindade Machado e apresentada ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento do requisito final para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Porto Alegre
2016

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

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

Investigating the vector meson and direct photon production in collisions involving heavy ions at the Large Hadron Collider*

Gláuber Sampaio dos Santos

Tese realizada sob orientação do Prof. Dr. Magno Valério Trindade Machado e apresentada ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento do requisito final para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Porto Alegre
2016

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

Para minha família.

Agradecimentos

- Ao meu orientador, Prof. Dr. Magno Valério Trindade Machado, pelo acompanhamento, suporte, amizade e conhecimento transmitido na elaboração deste trabalho.
- Aos professores Dr. Murilo Rangel, Dr. Marcelo Munhoz, Dr. Rudi Gaelzer e Dr. Emerson Gustavo Luna pela discussão enriquecedora, que tornou o trabalho melhor em sua forma final.
- Aos colegas do GFP AE: Eduardo André Basso, Sony Martins, Fábio Nóbrega e Miriam Griep pela convivência e companheirismo.
- Aos colegas Mateus Rocha e Carlos André Bahia.
- Aos professores e funcionários do IF-UFRGS pela dedicação em manter a qualidade de ensino e pelo apoio técnico e científico.
- Ao Juliano e Marli pela hospitalidade oferecida.
- Aos meus avós maternos, Francelino e Maria Angelita, pelo amor incondicional dedicado ao longo dos anos, especialmente durante minha jornada acadêmica.
- A minha esposa Larissa pela cumplicidade, por fazer parte da minha vida e torná-la agradável e completa.
- E a Deus:
- *"Aquele que habita no esconderijo do Altíssimo, à sombra do Onipotente descansará. Direi do Senhor: Ele é o meu Deus, o meu refúgio, a minha fortaleza, e nele confiarei".*

Resumo

A produção exclusiva de mésons vetoriais bem como a produção direta de fótons têm sido estudadas recentemente em ambos aspectos, experimental e teoricamente. Neste trabalho, investigamos a fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais e os processos de radiação de fótons reais em colisões próton-próton (pp), próton-núcleo (pA) e núcleo-núcleo (AA) nas energias do *Large Hadron Collider* (LHC), considerando a abordagem de dipolos de cor. As massas dos mésons pesados fornecem uma escala perturbativa para o problema, permitindo testar a Cromodinâmica Quântica (QCD) perturbativa. Por outro lado, os mésons leves não têm uma escala perturbativa associada ao processo e, portanto, possibilitam testar o regime não perturbativo da QCD. A transição entre o tratamento duro perturbativo e o regime suave pode ser abordada através dos modelos de saturação partônica dentro do formalismo de dipolos de cor. Além disso, tratamos da produção de fótons diretos, onde estimamos a correspondente seção de choque em colisões pp e pA no LHC. Os fótons diretos são uma importante prova da dinâmica da QCD, sondando a região de pequenas distâncias e, consequentemente, oferecendo acesso a estrutura hadrônica do próton. Para ambas reações tratadas nesta tese, o objetivo central é analisar as incertezas teóricas referentes aos respectivos modelos físicos na descrição dos observáveis em colisões hadrônicas no regime de altas energias.

Abstract

The exclusive production of vector mesons as well as the prompt photon production have been studied recently, both experimentally and theoretically. In this work, we investigated the exclusive photoproduction of vector mesons and the real photon radiation processes in proton-proton (pp), proton-nucleus (pA) and nucleus-nucleus (AA) collisions at the Large Hadron Collider (LHC) energies, considering the color dipole approach. The masses of heavy mesons provide a perturbative scale for the problem allowing to test the perturbative Quantum Chromodynamics (QCD). On the other hand, the light mesons do not have a perturbative scale associated to the process, so they allow to test the non-perturbative regime of QCD. The transition between the hard perturbative and the soft regimes can be addressed by the parton saturation models within the color dipole formalism. In addition, we investigated the direct photon production, where we estimate the corresponding cross section in pp and pA collisions at the LHC. The prompt photon is an important probe of QCD dynamics, scanning the small distances region and, consequently, providing access to the hadronic structure of the proton. For both reactions treated in this thesis, the main objective is to analyze the theoretical uncertainties related to the phenomenological models in the description of observables in hadronic collisions at high energy regime.

Lista de artigos relacionados

- G. Sampaio dos Santos, M. V. T. Machado, *Exclusive photoproduction of quarkonium in proton-nucleus collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider*, Phys. Rev. **C 89**, 025201 (2014).
- G. Sampaio dos Santos, M. V. T. Machado, *Light vector meson photoproduction in hadron-hadron and nucleus-nucleus collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider*, Phys. Rev. **C 91**, 025203 (2015).
- G. Sampaio dos Santos, M. V. T. Machado, *On theoretical uncertainty of color dipole phenomenology in the J/ψ and Υ photoproduction in pA and AA collisions at the CERN Large Hadron Collider*, J. Phys. **G 42**, 105001 (2015).
- G. Sampaio dos Santos, M. V. T. Machado, *Exclusive photoproduction of light vector meson in coherent collisions at the LHC energies*, J. Phys. Conf. Ser. **706**, 052017 (2016).
- (Artigo não relacionado aos temas da Tese) G. Sampaio dos Santos, M. V. T. Machado, *Diffraction dissociation in proton-nucleus collisions at collider energies*, Eur. Phys. J. **A 50**, 166 (2014).

Acrônimos

- **ALICE** A Large Ion Collider Experiment
- **ATLAS** A Toroidal LHC Apparatus
- **BFKL** Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov
- **BG** Boosted Gaussian
- **BK** Balitsky-Kovchegov
- **BUW** Boer-Utermann-Wessel
- **CDF** Collider Detector at Fermilab
- **CMS** Compact Muon Solenoid
- **DESY** Deutsches Elektronen-Synchrotron
- **DGLAP** Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi
- **DIS** Deep Inelastic Scattering
- **DLLA** Double Leading Logarithm Approximation
- **DY** Drell-Yan
- **EPS** Eskola-Paukkunen-Salgado
- **GBW** Golec-Biernat-Wüsthoff
- **GLR** Gribov-Levin-Ryskin
- **GM** Gonçalves-Machado
- **HERA** Hadron Elektron Ring Anlage
- **HIJING** Heavy Ion Jet Interaction Generator
- **HKN** Hirai-Kumano-Nagai
- **IIM** Iancu-Itakura-Munier
- **LCG** Light Cone Gaussian
- **LHC** Large Hadron Collider
- **LHCb** Large Hadron Collider beauty
- **LLA** Leading Logarithm Approximation

- **LO** Leading Order
- **MQ** Mueller-Qiu
- **NLO** Next to Leading Order
- **PDF** Parton Distribution Functions
- **PHENIX** Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment
- **QCD** Quantum Chromodynamics
- **QED** Quantum Electrodynamics
- **RGB** Red Green Blue
- **RHIC** Relativistic Heavy Ion Collider
- **SLAC** Stanford Linear Accelerator Center
- **STAR** Solenoidal Tracker at RHIC

Sumário

Introdução	1
1. Cromodinâmica Quântica e colisões hadrônicas em altas energias	3
1.1 A Cromodinâmica Quântica	3
1.1.1 Liberdade assintótica e confinamento	6
1.1.2 Fatorização	8
1.2 Espalhamento Profundamente Inelástico	8
1.2.1 Modelo de pártons	11
1.2.2 As equações de evolução DGLAP	14
1.2.3 A equação de evolução BFKL	19
1.2.4 A saturação de pártons	20
1.2.5 A equação de evolução não linear BK	22
1.3 Conclusão	24
2. Representação de dipolos de cor	25
2.1 O formalismo de fatorização k_T	25
2.2 DIS no formalismo de dipolos de cor	28
2.3 Fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais	32
2.4 Modelos fenomenológicos para σ^{dip}	38
2.4.1 O modelo fenomenológico de GBW	38
2.4.2 O modelo fenomenológico de IIM	39
2.4.3 O modelo nuclear fenomenológico de Glauber-Gribov	40
2.5 Conclusão	41
3. Fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas	42
3.1 O espectro de fótons equivalentes	42
3.2 Fotoprodução de J/ψ , $\psi(2S)$ e Υ em colisões pA	48
3.3 Fotoprodução de ρ e ϕ em colisões pp , pA e AA	53
3.4 Fotoprodução de J/ψ e Υ em colisões pA e AA	57
3.5 Conclusão	62
4. Produção de fótons diretos em energias do LHC	63
4.1 Produção direta de fótons	63
4.1.1 Fótons diretos via dipolos de cor	64

4.2	Produção de fótons diretos em colisões pp e pA	72
4.3	Conclusão	76
Conclusões e Perspectivas		77
Referências		79

Introdução

A composição hadrônica, em sua forma elementar, é constituída de quarks e glúons, que formam os bárions e mésons. Os quarks e glúons, denominados coletivamente de pártons, portam uma carga adicional, a cor, que foi proposta para explicar algumas divergências do modelo de quarks com os resultados experimentais, como a existência de estados ligados de três quarks (férmions) de mesmo sabor. Somente observamos na natureza hádrons desprovidos de cor, ou seja, cor branca, formando o estado singlete de cor. A teoria que trata das interações entre quarks e glúons é a Cromodinâmica Quântica (QCD), a qual possui duas características marcantes - a liberdade assintótica e o confinamento, cujo comportamento está sujeito à magnitude da constante de acoplamento forte, que por sua vez estabelece os regimes perturbativo e não perturbativo da QCD.

A produção exclusiva de mésons vetoriais via processos induzidos por fótons fornece importantes informações sobre a transição da dinâmica suave para a região dura perturbativa e, portanto, testa a interface entre os regimes cinemáticos da QCD. Em colisões ultraperiféricas, dominadas por interações eletromagnéticas, o fluxo de fótons equivalentes proveniente de um dos projéteis estabelece uma fonte para reações fotoprodutoras. A fim de descrever tais processos, podemos utilizar o formalismo de dipolos de cor, onde o fóton flutua num par $q\bar{q}$ e interage com o alvo, cuja interação é modelada através da seção de choque de dipolos; e o resultado é projetado na função de onda do méson observado. Logo, os graus de liberdade são as funções de onda do fóton e do méson e a seção de choque de dipolos. As correspondentes funções de onda são calculadas baseando-se em teoria de perturbação, enquanto a seção de choque que contém a informação não perturbativa é modelada. Em altas energias, espera-se uma transição entre as dinâmicas suaves e duras, que pode ser descrita na representação de dipolos pela introdução da escala de saturação, a qual caracteriza a limitação da densidade máxima do espaço de fase que pode ser alcançada na função de onda de hádrons. É possível investigar simultaneamente nos processos nucleares ultraperiféricos, as dinâmicas relativas as seções de choque fóton-próton e fóton-núcleo. A principal vantagem do uso de alvos nucleares é o alto fluxo de fótons equivalentes atingido, favorecendo as interações induzidas por fótons. Consequentemente, estudos das interações γp e γA podem prover informações valiosas sobre as regiões cinemáticas da QCD em altas energias.

Outro objeto importante de estudo em colisões de partículas, que tem longa história e está relacionado com o espalhamento profundamente inelástico é a produção de fótons diretos. O grande apelo da radiação de fótons reside no fato que a interação com o meio ocorre apenas eletromagneticamente, e também que o processo fornece uma medida clara, uma vez que observamos fótons reais no estado final. Por este motivo, a produção isolada de fótons fornece um observável único para investigar a Cromodinâmica Quântica em altas

energias. Em particular, fótons diretos permitem estudar os efeitos de saturação esperados para determinar as condições iniciais em colisões hadrônicas bem como as propriedades do meio criado em reações nucleares. Também é possível descrever a produção de fótons na abordagem de dipolos de cor. Apesar do processo se parecer como um bremsstrahlung eletromagnético, a seção de choque pode ser expressa via a seção de choque elementar da interação dipolo-alvo. Uma oportunidade única para o estudo da produção direta de fótons no cenário de altas energias é proporcionada com o advento do LHC, permitindo explorar um novo regime cinemático não alcançado por outros aceleradores.

Neste trabalho, investigamos colisões ultraperiféricas com fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais leves (ρ e ϕ) e pesados (J/ψ , $\psi(2S)$ e Υ) bem como a produção de fótons diretos, ambas em energias do LHC, a fim de comparar a consistência dos modelos fenomenológicos empregados e analisar as incertezas teóricas nas predições dos observáveis.

Esta Tese está estruturada da seguinte forma: no Capítulo 1, apresentamos as propriedades básicas da QCD, assim como a interpretação do Espalhamento Profundamente Inelástico - DIS, segundo o modelo de pártons. Além disso, revisamos os principais resultados das equações de evolução lineares, DGLAP e BFKL, baseadas em QCD perturbativa, e discutimos os possíveis efeitos não lineares associados as altas densidades partônicas da QCD.

No Capítulo 2, introduzimos o formalismo de dipolos de cor e o respectivo esquema de fatorização, que considera o momento transversal do párton interagente num processo de espalhamento. Neste formalismo, a descrição dos processos é fatorizada na forma da função de onda dos dipolos e da sua seção de choque de interação com o alvo, oferecendo uma abordagem simples para aplicações fenomenológicas, como a produção exclusiva de mésons vetoriais, assunto de interesse nesta Tese.

No Capítulo 3, tratamos das colisões ultraperiféricas com fotoprodução coerente e incoerente de mésons. Para descrever tais interações é apropriado revisar o conceito de fluxo de fótons equivalentes. Além disso, apresentamos nossas predições para a distribuição de rapidez da fotoprodução dos mésons leves ρ e ϕ e dos pesados J/ψ , $\psi(2S)$ e Υ em colisões pp , pA e AA em energias do LHC. Nós comparamos diretamente nossos resultados teóricos com os recentes dados das colaborações ALICE e CMS para a produção de ρ em colisões AA com energia de 2,76 TeV e de J/ψ em colisões pA com energia de 5,02 TeV. Adicionalmente, confrontamos nossas predições com os dados disponíveis da colaboração LHCb para a fotoprodução de Υ em colisões pp com $\sqrt{s} = 7$ e 8 TeV.

No Capítulo 4, abordamos o processo de fótons diretos no sistema de repouso do alvo, onde a descrição dos observáveis é feita através da seção de choque de dipolos. Apresentamos nossas estimativas para a produção direta de fótons em colisões pp e pA em energias do LHC, analisando a distribuição de momento transversal da seção de choque invariante.

Por fim, no último capítulo da Tese resumimos nossos principais resultados e conclusões deste trabalho.

Capítulo 1

Cromodinâmica Quântica e colisões hadrônicas em altas energias

Este capítulo tem como objetivo introduzir a física necessária para o entendimento da estrutura hadrônica, a qual é fundamental na descrição de processos em QCD de altas energias. Apresentamos o espalhamento profundamente inelástico (DIS), um modo simples de analisar a estrutura hadrônica, e sua interpretação segundo o modelo de pártons. Abordamos as equações de evolução lineares baseadas em QCD perturbativa, DGLAP e BFKL, bem como os efeitos não lineares que surgem na região cinemática de altas densidades da QCD. Portanto, neste capítulo serão discutidos os elementos fundamentais na compreensão desta Tese, sendo de particular interesse o tratamento da fenomenologia dos processos envolvendo quarks e glúons em altas energias.

1.1 A Cromodinâmica Quântica

O Modelo Padrão [1] da Física de Partículas descreve as interações fundamentais forte, fraca e eletromagnética (exceto a gravitacional), bem como as partículas elementares e suas interações. Os seus constituintes básicos são os quarks e léptons, que conjuntamente com as suas respectivas antipartículas formam toda a matéria. As interações entre estes férmions são mediadas pela troca de bósons vetoriais. Cada interação fundamental é caracterizada através dos entes físicos campo, carga e partícula mediadora.

A Cromodinâmica Quântica (QCD) é a teoria quântica de campos que descreve as interações fortes, a qual permite calcular a propagação e interação dos quarks e glúons, partículas que constituem a estrutura dos hádrons. A QCD está fundamentada no grupo $SU(3)$, no qual há um grau de liberdade denominado carga de cor. A carga da interação forte surgiu como uma solução para a construção da função de onda, por exemplo, do bárion Δ^{++} . Este hádron é formado por três quarks u , tem spin $3/2$, sendo todos alinhados paralelamente. Entretanto, quarks são férmions e, pelo Princípio da Exclusão de Pauli, não podem existir três férmions idênticos ocupando o mesmo estado quântico. Para solucionar o problema, foi proposto que os quarks têm uma carga adicional, a cor, que deve assumir três valores: vermelho, verde e azul (*red, blue, green* - RGB) [2, 3], conjuntamente com as anticores para os antiquarks. Por outro lado, os glúons, partículas mediadoras da interação forte,

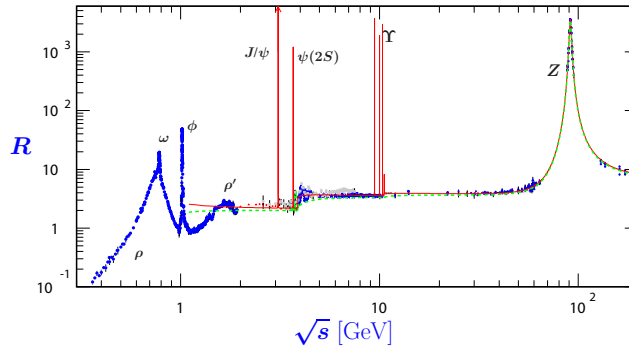


Fig. 1.1: A razão R em função da energia de centro de massa \sqrt{s} . Figura extraída de [6].

são objetos bicolores, portando uma carga de cor e anticor. Experimentalmente, quarks e glúons não são detectados diretamente, somente detectam-se os hádrons sem cor [2]. Isto requer um vínculo extra definindo que apenas estados singleto de cor do grupo SU(3) podem existir na natureza. Devido a todas as possibilidades de neutralizar a cor de um hádron, mediante a troca de glúons entre quarks, são requeridas oito diferentes combinações de cor de glúons. Portanto, hádrons são constituídos de um tripleto das cores fundamentais de quarks (q_R, q_G, q_B), onde os bárions (qqq) e mésons ($q\bar{q}$) são os estados assintóticos permitidos. A idéia de cor tem sido verificada em muitos experimentos envolvendo interações em altas energias. Um teste experimental para os graus de liberdade de cor vem do cálculo da razão entre a seção de choque de aniquilação e^+e^- em hádrons e a seção de choque de produção de um par de múons [4, 5, 6],

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hádrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}. \quad (1.1)$$

A seção de choque para a produção de quarks é similar a de múons, exceto pela carga elétrica do quark (e_q) e número de cor (N_c), isto implica

$$R = N_c \sum_q e_q^2. \quad (1.2)$$

Dependendo da energia do processo, distintos sabores de quarks podem ser produzidos, o que justifica a soma na expressão acima,

$$R = \begin{cases} \frac{2}{3}N_c & (\text{u, d, s}), \\ \frac{10}{9}N_c & (\text{u, d, s, c}), \\ \frac{11}{9}N_c & (\text{u, d, s, c, b}). \end{cases} \quad (1.3)$$

A Fig.1.1 mostra as predições de R comparadas aos valores medidos, os quais apresentam uma boa concordância com os cálculos considerando que $N_c = 3$.

A fim de computar a amplitude de espalhamento associada às interações fortes, é preciso aplicar as regras de Feynman, que podem ser derivadas da densidade Lagrangeana da QCD [5, 7],

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{clássica} + \mathcal{L}_{gauge-fixa} + \mathcal{L}_{fantasma}. \quad (1.4)$$

A densidade Lagrangeana clássica, correspondente a dinâmica de quarks e glúons, é dada por

$$\mathcal{L}_{clássica} = \mathcal{L}_{qqg} + \mathcal{L}_{gg}, \quad (1.5)$$

onde \mathcal{L}_{qqg} pode ser escrita como

$$\mathcal{L}_{qqg} = \sum_q \bar{q}_a (i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ab} - \alpha_s \gamma^\mu (t_{ab}^C \mathcal{A}_\mu^C) - m) q_b, \quad (1.6)$$

com α_s sendo a constante de acoplamento forte. O quark(antiquark) é representado pelo espinor $q_b(\bar{q}_a)$, enquanto que $a(b) = 1, \dots, 3$ é o índice de cor(anticor). Em (1.6), as quantidades γ^μ são as matrizes de Dirac e \mathcal{A}_μ^C são os campos de glúons com um índice de Lorentz μ e de cor $C = 1, \dots, 8$. Cada campo gluônico atua na cor do quark através de uma das matrizes t_{ab}^C geradoras do grupo SU(3) [8]. O termo $\bar{q}_a \alpha_s \gamma^\mu t_{ab}^C \mathcal{A}_\mu^C q_b$ expressa a interação quark-glúon, que pode ser interpretada da seguinte maneira: ao interagir com o quark, o glúon absorve a sua cor, substituindo a cor do quark. A outra parte da densidade Lagrangeana clássica é puramente gluônica,

$$\mathcal{L}_{gg} = -\frac{1}{4} F_{\alpha\beta}^A F_A^{\alpha\beta}. \quad (1.7)$$

O tensor que descreve os campos de glúons é dado por

$$F_{\alpha\beta}^A = \partial_\alpha \mathcal{A}_\beta^A - \partial_\beta \mathcal{A}_\alpha^A - \alpha_s f^{ABC} \mathcal{A}_\alpha^B \mathcal{A}_\beta^C, \quad (1.8)$$

onde f^{ABC} são as constantes de estrutura da QCD, definidas pela relação de comutação

$$[t^A, t^B] = i f^{ABC} t^C. \quad (1.9)$$

As interações gluônicas estão contidas no termo $F_{\alpha\beta}^A F_A^{\alpha\beta}$, o qual dá origem aos vértices de três e quatro glúons da QCD. Isto ocorre devido à presença do termo $\alpha_s f^{ABC} \mathcal{A}_\alpha^B \mathcal{A}_\beta^C$ com dois campos de glúons. Esta característica é típica em QCD no Modelo Padrão, ou seja, os bósons vetoriais interagem entre si. Em termos do fluxo de cor, a emissão de um glúon absorve a cor do glúon emissor, alterando-a mutuamente. As regras de Feynman para os vértices qqg e gg são mostradas na Fig.1.2. Os demais termos da densidade Lagrangeana da QCD, $\mathcal{L}_{gauge-fixa}$ e $\mathcal{L}_{fantasma}$, não são essenciais nesta Tese, por isso não serão aqui discutidos. Maiores detalhes a respeito destes termos podem ser obtidos em [5, 6].

A QCD oferece uma boa descrição teórica a processos com grande escala de momento transferido, diferentemente do que ocorre para processos com pequeno momento transferido. Estas distintas escalas de momento estão associadas a duas propriedades da QCD: a liberdade assintótica e o confinamento, as quais serão discutidas a seguir.

$$-i\alpha_s t_{ba}^A \gamma^\mu$$

$$-\alpha_s f^{ABC} [(p - q)^\rho g^{\mu\nu} + (q - r)^\mu g^{\nu\rho} + (r - p)^\nu g^{\rho\mu}]$$

$$-i\alpha_s^2 f^{XAC} f^{XBD} [g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\nu\gamma}] + (C, \gamma) \leftrightarrow (D, \rho) + (B, \nu) \leftrightarrow (C, \gamma)$$

Fig. 1.2: Regras de Feynman para os vértices qqg e gg da QCD. Figura extraída de [8].

1.1.1 Liberdade assintótica e confinamento

A constante de acoplamento α_s é uma quantidade que determina a intensidade da força exercida numa interação forte, a qual depende da distância ou da escala de momento entre as partículas. A constante de acoplamento é obtida por meio da equação do grupo de renormalização,

$$\frac{d\alpha_s(Q^2)}{dt} = \beta(\alpha_s(Q^2)), \quad (1.10)$$

onde

$$t = \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right), \quad (1.11)$$

$$\beta(\alpha_s) = \mu^2 \frac{d\alpha_s}{d\mu^2}, \quad (1.12)$$

sendo μ a escala de renormalização da teoria. A função β expressa a dependência de α_s na escala de energia de um determinado processo, sendo dada pela expansão perturbativa

$$\beta(\alpha_s) = -\alpha_s^2 [b_0 + b_1 \alpha_s + \mathcal{O}(\alpha_s^2)], \quad (1.13)$$

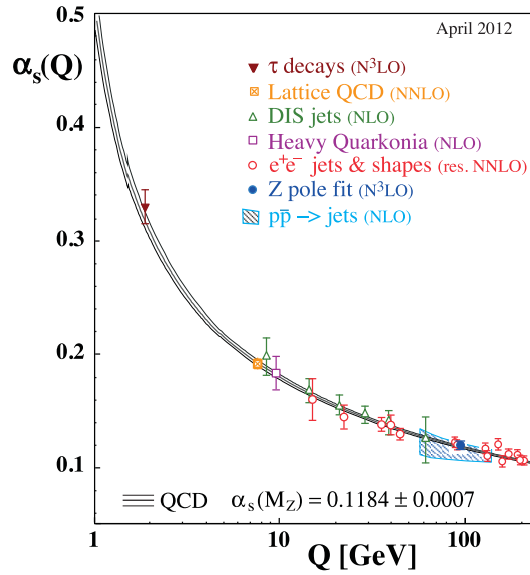


Fig. 1.3: A evolução da constante de acoplamento forte em função de Q . Figura extraída de [9].

com os coeficientes definidos como

$$b_0 = \frac{(33 - 2n_f)}{12\pi}, \quad (1.14)$$

$$b_1 = \frac{(153 - 19n_f)}{2\pi(33 - 2n_f)}, \quad (1.15)$$

em que n_f é o número de sabores de quarks. Substituindo (1.13) em (1.10) obtemos uma equação diferencial,

$$\frac{d\alpha_s(Q^2)}{dt} = -\alpha_s^2(Q^2)[b_0 + b_1\alpha_s(Q^2) + \mathcal{O}(\alpha_s^2)], \quad (1.16)$$

que pode ser resolvida truncando a série. Portanto, a constante de acoplamento da Cromodinâmica Quântica é dada, em ordem mais baixa, por

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b_0 \log(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}, \quad (1.17)$$

onde Λ_{QCD} é um parâmetro de escala ($\Lambda_{QCD} = \mu$) da QCD com valor em torno de 200 MeV. A evolução de $\alpha_s(Q^2)$ tem sido testada em muitos experimentos, como mostra a Fig.1.3. Com o aumento da energia a constante de acoplamento tende a zero, isto ocorre quando a distância entre as partículas torna-se pequena, conseqüentemente a força forte é enfraquecida. Neste regime os quarks e glúons interagem pouco, ou seja, manifestam-se assintoticamente livres (liberdade assintótica). Isto justifica o emprego de teoria de perturbação para o cômputo das amplitudes de espalhamento no regime de altas energias, em que $\alpha_s(Q^2)$ é suficientemente pequena. Para baixas energias (longas distâncias), o parâmetro de acoplamento

crece, sendo a interação amplificada, fazendo com que quarks e glúons permaneçam fortemente ligados nos hádrons (confinamento). Neste cenário, a QCD perturbativa não pode ser empregada. Existem poucos observáveis que são livres de dependência não perturbativa, e podem ser calculados de primeiros princípios em teoria de perturbação. Entretanto, em alguns casos é possível separar as dinâmicas de pequeno e grande momento, através dos teoremas de fatorização, assunto abordado a seguir.

1.1.2 Fatorização

Fatorização é um procedimento no qual a seção de choque pode ser escrita como a convolução de dois fatores: a seção de choque para o espalhamento duro¹ entre quarks e glúons, com funções que contenham informações não perturbativas [10, 11]. Logo, a essência da fatorização é a separação entre o regime perturbativo e o não perturbativo. Isto é possível devido as escalas de tempo que caracterizam um processo de espalhamento. A escala de tempo pequena é da ordem de $1/Q$, onde Q deve ser grande o suficiente para possibilitar a expansão perturbativa em séries de potências de $\alpha_s(Q^2)$. A escala de tempo grande é da ordem do tamanho do hádron, a qual inclui a ligação e recombinação dos constituintes, ou seja, após a interação estes sofrem o processo não perturbativo da hadronização, dando origem a hádrons no estado final. Então, podemos escrever esquematicamente [10],

$$\sigma(Q^2, m^2) = \hat{\sigma} \left(\alpha_s(\mu^2), \frac{Q^2}{\mu^2} \right) \otimes f(\mu^2, m^2), \quad (1.18)$$

onde $\hat{\sigma}(\alpha_s(\mu^2), Q^2/\mu^2)$ são as seções de choque de interação dos constituintes elementares; enquanto que $f(\mu^2, m^2)$ são as funções de origem não perturbativa, evoluídas na escala do parâmetro m . A escala μ define o limite entre as dinâmicas de curtas e grandes distâncias. A convolução, representada pelo símbolo \otimes , é expressa em termos do momento do constituinte que origina o espalhamento e inclui a soma sobre todos os tipos de constituintes. O espalhamento profundamente inelástico (DIS), tema da próxima seção, é um exemplo de processo onde o teorema de fatorização é aplicado.

1.2 Espalhamento Profundamente Inelástico

A idéia básica do espalhamento profundamente inelástico é investigar a estrutura hadrônica através da interação de um lépton de alta energia com um nucleon. Esta é a forma mais simples de sondar a estrutura hadrônica, pois apenas uma das partículas participantes do espalhamento possui subestrutura. As interações neste processo podem ocorrer por meio da troca de bósons de calibre γ^* , Z^0 para corrente neutra e W^\pm para corrente carregada. No caso de corrente neutra, o lépton no estado final é do mesmo tipo que o inicial, enquanto que para corrente carregada os léptons finais e iniciais são diferentes. Considerando o DIS

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

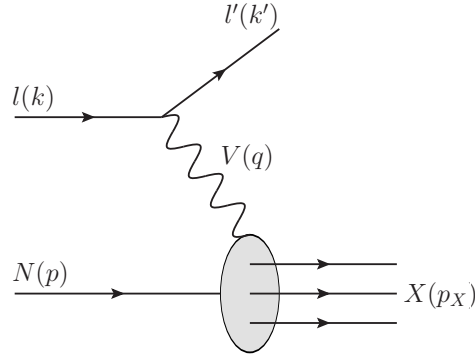


Fig. 1.4: Processo profundamente inelástico lépton-núcleon intermediado por um bóson vetorial de calibre $V(q) = \gamma^*, Z^0$ e W^\pm .

elétron-próton, representado como

$$l(k)N(p) \rightarrow l'(k')X(p_X), \quad (1.19)$$

onde o elétron de quadrimomento k adquire quadrimomento k' pela troca de um fóton virtual de momento q com o próton de momento p e massa m_N . Após a colisão, a energia de centro de massa do subprocesso bóson-núcleon é transferida para o estado hadrônico final X com momento p_X e massa invariante W . O esquema na Fig.1.4 representa o DIS. Se somente o lépton no estado final é detectado, o processo é dito inclusivo, ao passo que ao selecionar um determinado estado final como os mésons J/ψ , Υ , ..., o processo é dito semi-inclusivo. O DIS é descrito pelas variáveis cinemáticas invariantes de Lorentz. A virtualidade é definida por

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2, \quad (1.20)$$

e determina o poder de resolução com que o fóton virtual resolve a estrutura hadrônica. A variável adimensional de Bjorken, introduzida no texto que segue, é uma quantidade importante no tratamento do DIS,

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2m_N \nu} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - m_N^2}, \quad (1.21)$$

onde W corresponde ao quadrado da energia do sistema fóton-próton no referencial de centro de massa,

$$W^2 = (p + q)^2. \quad (1.22)$$

A energia transferida no sistema de repouso do nucleon, ou seja, a diferença de energia entre os estados inicial e final do elétron é dada por $\nu = E - E'$. O processo é dito profundo, pois $Q^2 \gg m_N^2$, portanto o fóton penetra na estrutura hadrônica, e é caracterizado inelástico devido a $W^2 \gg m_N^2$, fragmentando o nucleon. As variáveis x e Q^2 são particularmente úteis para a interpretação física do DIS. No sistema de laboratório, a seção de choque diferencial inclusiva para o espalhamento descrito em (1.19) pode ser escrita como

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}(ep \rightarrow eX) = \frac{2\pi\alpha_{em}^2}{x^2 s^2 Q^2} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}, \quad (1.23)$$

sendo α_{em} o acoplamento eletromagnético e $s = (k + p)^2$ o quadrado da energia total do sistema elétron-próton no referencial de centro de massa. $L_{\mu\nu}$ é o tensor leptônico, descrito completamente pela Eletrodinâmica Quântica (QED). Este é calculado pelas regras de Feynman da QED, e em ordem dominante assume a seguinte forma [2],

$$L_{\mu\nu} = 2(k_\mu k'_\nu + k'_\nu k_\mu - k \cdot k' g_{\mu\nu}). \quad (1.24)$$

Por outro lado, $W^{\mu\nu}$ é o tensor hadrônico, que deve conter toda a informação sobre a interação fóton-próton, porém sua forma é desconhecida. No entanto, podemos parametrizá-lo [2] em termos dos quadrivetores q e p pertencentes ao seu vértice usando a conservação de corrente $q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0$, e a simetria $W^{\mu\nu} = W^{\nu\mu}$,

$$W^{\mu\nu} = \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right) F_1(x, Q^2) + \left(p^\mu - \frac{q \cdot p}{q^2} q^\mu\right) \left(p^\nu - \frac{q \cdot p}{q^2} q^\nu\right) \frac{F_2(x, Q^2)}{q \cdot p}, \quad (1.25)$$

as funções $F_{1,2}(x, Q^2)$ caracterizam a estrutura do nucleon e, por isso, são chamadas de funções de estrutura. A forma final da seção de choque do DIS (1.23) é obtida após a contração dos tensores (1.24) e (1.25), resultando em:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} \left[y^2 x F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2) \right], \quad (1.26)$$

onde $y = \nu/E$ é a variável inelasticidade, que no referencial de repouso do nucleon representa a fração de energia transferida entre o elétron e o sistema hadrônico. Além disso, é possível decrever o DIS em termos do espalhamento $\gamma^* p$. A seção de choque total de absorção do fóton virtual com helicidade λ pode ser definida como [12],

$$\sigma_\lambda^{\gamma^* p}(x, Q^2) = \frac{2\pi^2\alpha_{em}}{m_N\sqrt{\nu^2 + Q^2}} \epsilon_\mu^{(\lambda)} \epsilon_\nu^{(\lambda)*} W^{\mu\nu}, \quad (1.27)$$

onde $\epsilon_\mu^{(\lambda)}$ é o vetor de polarização do fóton virtual, e determina os projetores de helicidade,

$$d_{\mu\nu}^{(\Sigma)} = \sum_{\lambda=0,\pm 1} \epsilon_\mu^{(\lambda)} \epsilon_\nu^{(\lambda)*} = - \left(g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{Q^2} \right), \quad (1.28)$$

$$\begin{aligned} d_{\mu\nu}^{(L)} &= \epsilon_\mu^{(0)} \epsilon_\nu^{(0)*} \\ &= - \frac{Q^2}{m_N^2(\nu^2 + Q^2)} \left(p_\mu + \frac{q \cdot p}{Q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu + \frac{q \cdot p}{Q^2} q_\nu \right), \end{aligned} \quad (1.29)$$

$$d_{\mu\nu}^{(T)} = \frac{1}{2} [\epsilon_\mu^{(+1)} \epsilon_\nu^{(+1)*} + \epsilon_\mu^{(-1)} \epsilon_\nu^{(-1)*}] = \frac{1}{2} [d_{\mu\nu}^{(\Sigma)} - d_{\mu\nu}^{(L)}]. \quad (1.30)$$

Conseqüentemente, podemos calcular as seções de choque de fotoprodução longitudinal (L) e transversal (T),

$$\sigma_L^{\gamma^* p}(x, Q^2) = \frac{2\pi^2\alpha_{em}}{m_N\sqrt{\nu^2 + Q^2}} d_{\mu\nu}^{(L)} W^{\mu\nu} = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} [F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2)], \quad (1.31)$$

$$\sigma_T^{\gamma^* p}(x, Q^2) = \frac{2\pi^2\alpha_{em}}{m_N\sqrt{\nu^2 + Q^2}} d_{\mu\nu}^{(T)} W^{\mu\nu} = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} 2xF_1(x, Q^2), \quad (1.32)$$

reescritas na forma

$$\sigma_{L,T}^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} F_{L,T}(x, Q^2), \quad (1.33)$$

em termos das funções de estrutura longitudinal e transversal, que satisfazem as relações

$$F_L(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2), \quad (1.34)$$

$$F_T(x, Q^2) = 2xF_1(x, Q^2). \quad (1.35)$$

Finalmente, a seção de choque total de fotoprodução virtual σ^{γ^*p} é dada por

$$\begin{aligned} \sigma^{\gamma^*p}(x, Q^2) &= \sigma_L^{\gamma^*p}(x, Q^2) + \sigma_T^{\gamma^*p}(x, Q^2) \\ &= \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} F_2(x, Q^2), \end{aligned} \quad (1.36)$$

sendo proporcional à F_2 . Nos anos 60, resultados experimentais do SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*) mostraram que a função de estrutura $F_2(x, Q^2)$ apresentava fraca dependência em Q^2 para um dado x fixo. Este fenômeno ficou conhecido como escalonamento de Bjorken [13]. Uma explicação para tal comportamento de F_2 foi dada por Feynman dentro do modelo de pártons. Feynman denominou quarks e glúons coletivamente de pártons.

1.2.1 Modelo de pártons

No modelo de pártons, considera-se que o próton é constituído de partículas pontuais carregadas, as quais não interagem entre si. Esta interpretação é justificada num cenário onde o próton se move rapidamente, e devido a dilatação temporal, os pártons parecem congelados, implicando que a taxa com que os quarks interagem uns com os outros diminui. Desta forma, em um processo DIS, o fóton virtual interage com o quark que se manifesta livre durante um curto espaço de tempo, isto leva ao escalonamento observado experimentalmente no SLAC, $F_i(x, Q^2) \rightarrow F_i(x)$. Portanto, os pártons comportam-se como um conjunto de partículas livres, movendo-se paralelamente ao hádron e portando uma fração ξ de seu momento total, tal que

$$\sum_q \xi_q p = p. \quad (1.37)$$

Estas hipóteses aplicam-se num referencial relativístico onde o próton tem o momento $p \rightarrow \infty$, de forma que se pode desprezar a massa e o momento transversal dos pártons, ou seja,

$$|p| \gg m_N, m_q, p_T. \quad (1.38)$$

A fim de descrever um espalhamento segundo o modelo de pártons, torna-se necessária a definição de densidade partônica $f_q(\xi)$, que expressa a probabilidade de encontrar um quark com fração de momento ξ do próton. Considerando a conservação de momento no vértice γ^*q , conforme a Fig.1.5, temos a relação

$$m_q^2 = (\xi p + q)^2 = 0, \quad (1.39)$$

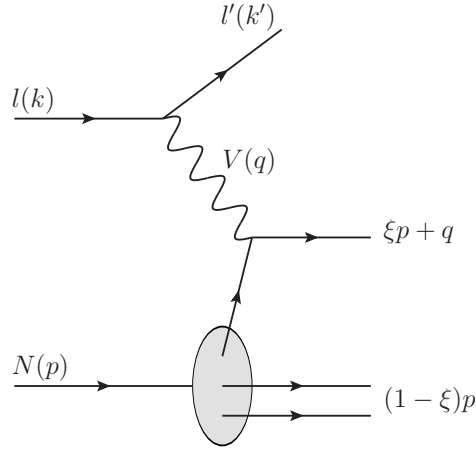


Fig. 1.5: Modelo de pártons.

que implica em

$$\xi = x. \quad (1.40)$$

Logo, a variável de Bjorken x pode ser interpretada como a fração de momento do próton carregada pelo párton interagente. Além disso, os quarks fundamentais portam-se de forma incoerente. Conseqüentemente, a seção de choque total σ^{γ^*p} é a soma das probabilidades de interação elástica fóton-quark $\hat{\sigma}_{L,T}^{\gamma^*q}$ ponderada pela distribuição de pártons $f_q(\xi)$,

$$\sigma^{\gamma^*p} = \sum_q \int_0^1 d\xi f_q(\xi) \hat{\sigma}_{L,T}^{\gamma^*q}, \quad (1.41)$$

a expressão acima apresenta a fatorização do DIS. As seções de choque do subprocesso partônico são dadas por [6],

$$\hat{\sigma}_L^{\gamma^*q}(x, Q^2) = 0, \quad (1.42)$$

$$\hat{\sigma}_T^{\gamma^*q}(x, Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} e_q^2 \delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right), \quad (1.43)$$

onde $\hat{\sigma}_L^{\gamma^*q}$ é nula devido a conservação de helicidade. Comparando (1.42) com (1.31) é possível identificar que

$$F_2(x, Q^2) = 2xF_1(x, Q^2), \quad (1.44)$$

esta relação é uma consequência direta que pártons são férmions e possuem spin 1/2, e é conhecida como relação de Callan-Gross [14]. A seção de choque total (1.41) após a substituição de (1.43) é escrita como

$$\sigma^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} \sum_q \int_0^1 d\xi f_q(\xi) e_q^2 \delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right), \quad (1.45)$$

comparando com (1.36) resulta que

$$F_2(x, Q^2) = \sum_q \int_0^1 d\xi f_q(\xi) e_q^2 \delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right) = \sum_q e_q^2 x f_q(x), \quad (1.46)$$

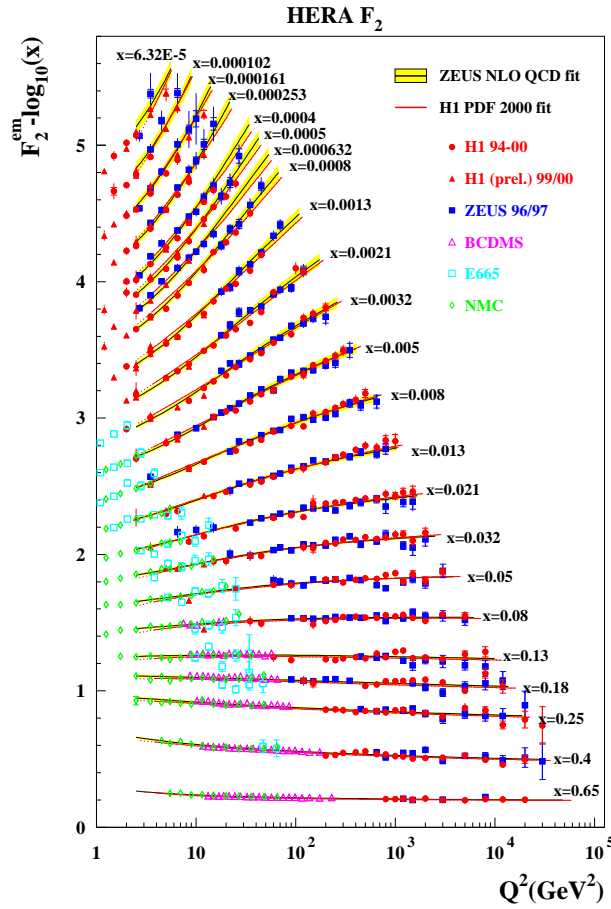


Fig. 1.6: Resultados de F_2 comparados aos dados providos pelas diferentes colaborações para um conjunto de valores de Q^2 . Figura extraída de [8].

confirmando o escalonamento de Bjorken para as funções de estrutura. O modelo de pártons descreve o DIS desconsiderando a dinâmica dos portadores de carga da interação forte entre quarks, os glúons, o que produz implicações experimentais. De acordo com a QCD, quarks podem emitir glúons, que por sua vez podem flutuar em pares quark-antiquark, denominados de quarks de mar. Estas flutuações formam uma nuvem que envolve os quarks de valência dos hádrons, responsáveis por sua espectroscopia. Entretanto, esta não é alterada, pois os números quânticos de pares de partículas e antipartículas se cancelam. Quanto maior for a virtualidade, ou seja, menor o comprimento de onda do fóton virtual, maior a probabilidade de encontrar um párton portando menor fração de momento x do hádron, e portanto maiores detalhes da estrutura hadrônica são sondados. A QCD prediz que a quantidade de pártons num dado espalhamento também depende da virtualidade Q^2 , quebrando o escalonamento das distribuições partônicas. A violação do escalonamento de Bjorken, como pode ser vista a partir de $x = 10^{-2}$ na Fig.1.6, é uma assinatura da emissão de glúons. A dependência de F_2 em Q^2 é de ordem logarítmica, e a sua evolução pode ser tratada de forma perturbativa, o resultado são as equações de evolução DGLAP (desenvolvidas por Dokshitzer [15], Gribov e Lipatov [16], Altarelli e Parisi [17]), conteúdo tratado na sequência do texto.

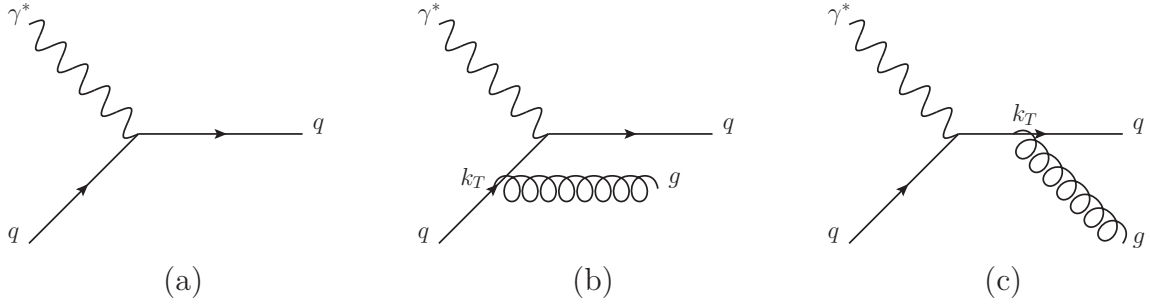


Fig. 1.7: Processos γ^*q que contribuem para o DIS; (a) diagrama em ordem $\mathcal{O}(\alpha_s)$ associado ao modelo de pártons; (b,c) diagramas de ordem $\mathcal{O}(\alpha_{em}\alpha_s)$ do modelo de pártons da QCD.

1.2.2 As equações de evolução DGLAP

Na seção anterior, introduzimos $f_q(\xi)$ como a probabilidade de encontrar o quark com momento $p_q = \xi p$, onde $0 \leq \xi \leq 1$. No entanto, ao considerar a emissão de glúons pelos quarks como estabelece a QCD, estes adquirem uma fração de momento

$$z = \frac{Q^2}{2p_{q \cdot q}} = \frac{x}{\xi} \leq 1, \quad (1.47)$$

tal vínculo, $x = z\xi$, deve ser considerado na forma fatorizada de F_2 em (1.46),

$$\begin{aligned} F_2(x, Q^2) &= \sum_q \int_0^1 dz \int_0^1 d\xi f_q(\xi) e_q^2 \delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right) \delta\left(z - \frac{x}{\xi}\right), \\ \frac{F_2(x, Q^2)}{x} &= \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_q(\xi) \delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right). \end{aligned} \quad (1.48)$$

Desta forma, podemos incluir os diagramas de correção ao modelo de pártons iniciados por quarks, ou seja, o bremsstrahlung de glúons, conforme mostra a Fig.1.7. Os glúons emitidos não são colineares aos quarks, portanto, adquirem uma componente de momento transversal $k_T \neq 0$. A dependência logarítmica em F_2 surge da integração sobre o espectro de glúons, tal que as contribuições dos diagramas (b,c) na Fig.1.7 produzem o fator:

$$\frac{\alpha_s}{2\pi} \int_{\mu^2}^{Q^2} \frac{dk_T^2}{k_T^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right). \quad (1.49)$$

O corte no limite inferior μ^2 é inserido para remover a divergência quando $k_T^2 \rightarrow 0$, enquanto que para grandes Q^2 o termo $\log(Q^2/\mu^2)$ será absorvido na redefinição de distribuição de quarks. Logo, a seção de choque partônica $\gamma^*q \rightarrow qg$ é dada por [2],

$$\hat{\sigma}(\gamma^*q \rightarrow qg) \simeq \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right). \quad (1.50)$$

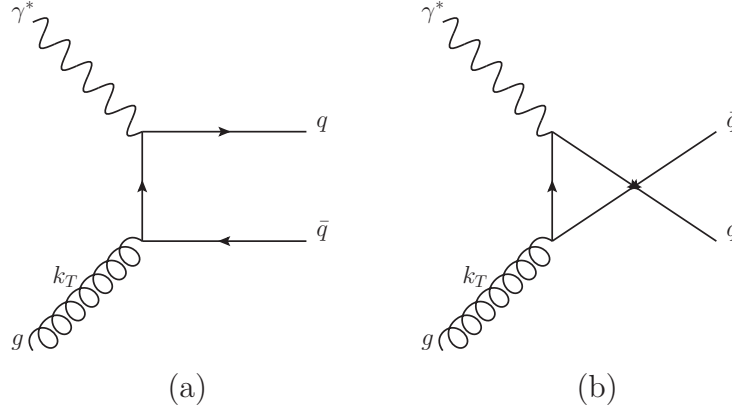


Fig. 1.8: Processos γ^*g que contribuem para o DIS; (a,b) diagramas de ordem $\mathcal{O}(\alpha_{em}\alpha_s)$ do modelo de pártons da QCD com glúons no estado inicial.

Adicionando esta contribuição em (1.48), encontramos que a QCD modifica F_2 na forma:

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_q(\xi) \left[\delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) \right], \quad (1.51)$$

a qual é reescrita como

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_q e_q^2 \left[f_q(x) + \Delta f_q(x, Q^2) \right], \quad (1.52)$$

onde

$$\Delta f_q(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_q(\xi) P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right), \quad (1.53)$$

é a mudança na densidade de quarks quando a estrutura hadrônica é provada por um intervalo de Q^2 , ou seja, $\Delta \log Q^2$. Conseqüentemente, (1.53) pode ser reescrita na forma de uma equação íntegro-diferencial

$$\frac{d}{d \log Q^2} f_q(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_q(\xi, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right), \quad (1.54)$$

conhecida como equação DGLAP. Contudo, a fim de obter a evolução completa na densidade de quarks, deve-se somar a contribuição de glúons no estado inicial, $\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}$ (veja Fig.1.8), dada por [2],

$$\hat{\sigma}(\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}) \simeq f_g(\xi) \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}\right) \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right), \quad (1.55)$$

onde $f_g(\xi)$ representa a densidade de glúons. Portanto, substituindo (1.55) em (1.54) a forma final da evolução da distribuição de quarks torna-se

$$\frac{d}{d \log Q^2} f_q(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left[f_q(\xi, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) + f_g(\xi, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}\right) \right]. \quad (1.56)$$

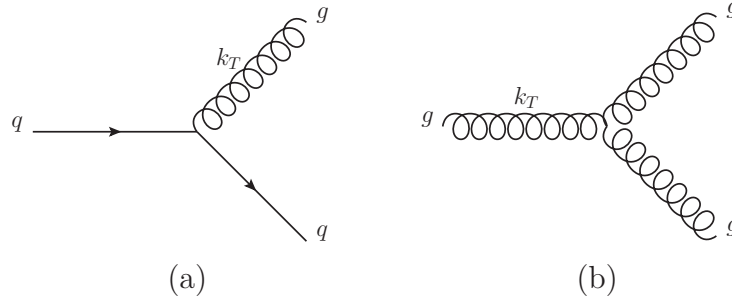


Fig. 1.9: Diagramas em ordem $\mathcal{O}(\alpha_s)$ desconsiderados pelo modelo de pártons; (a,b) diagramas que contribuem para a evolução de glúons como estabelece a QCD.

Correspondentemente, a equação DGLAP para a evolução de glúons, conforme os diagramas na Fig.1.9, é expressa como [2]:

$$\frac{d}{d \log Q^2} f_g(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left[\sum_{q, \bar{q}} f_q(\xi, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{\xi} \right) + f_g(\xi, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{\xi} \right) \right]. \quad (1.57)$$

$P_{ij}(x/\xi)$ são as funções de desdobramento. $P_{qq}(x/\xi)$ representa a probabilidade de um quark de fração de momento x emitir um glúon com fração de momento ξ , tornando-se um quark com o momento reduzido pela fração z . A função $P_{qg}(x/\xi)$ representa a probabilidade de um quark de fração de momento z ser originado a partir da flutuação de um glúon com fração de momento ξ em um par $q\bar{q}$. A possibilidade de um glúon de fração de momento z surgir a partir de um quark com momento ξ , ou a partir de um glúon com momento ξ via o vértice de três glúons, é considerada em $P_{gq}(x/\xi)$ e $P_{gg}(x/\xi)$, respectivamente. A QCD perturbativa permite calcular as funções de desdobramento como uma expansão em α_s ,

$$P_{ij} \left(z = \frac{x}{\xi}, \alpha_s \right) = \sum_n \left(\frac{\alpha_s}{2\pi} \right)^n P_{ij}^n(z), \quad (1.58)$$

e em ordem mais baixa (LO - *Lowest Order*) são dadas por [17],

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right], \quad (1.59)$$

$$P_{qg}(z) = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2], \quad (1.60)$$

$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \left[\frac{1+(1-z)^2}{z} \right], \quad (1.61)$$

$$P_{gg}(z) = 6 \left[\frac{1-z}{z} + \frac{z}{(1-z)_+} + z(1-z) + \left(\frac{11}{12} - \frac{n_f}{18} \right) \delta(1-z) \right], \quad (1.62)$$

onde a prescrição

$$\int_0^1 \frac{dz}{(1-z)_+} = \int_0^1 dz \frac{f(z) - f(1)}{(1-z)}, \quad (1.63)$$

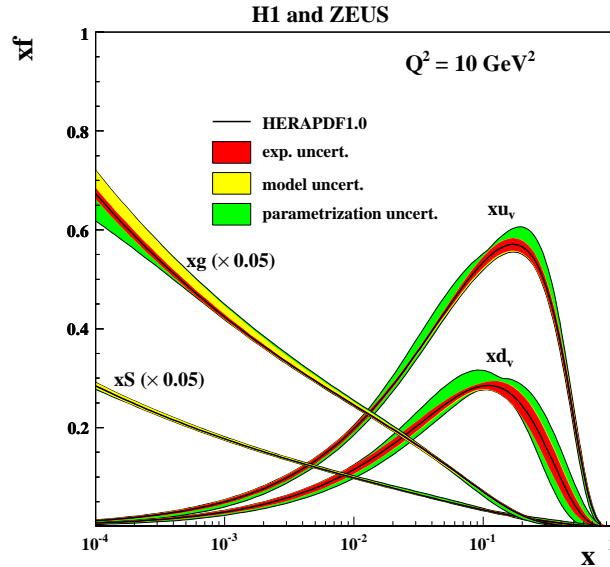


Fig. 1.10: Distribuições partônicas no próton como função da variável de Bjorken x em uma escala $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. Figura extraída de [18].

é usada para remover a singularidade em $z = 1$. As funções P_{qq} e P_{qg} são regulares em $z \rightarrow 0$, ao passo que P_{gq} e P_{gg} são singulares neste limite. Logo, com $z \rightarrow 0$ ($z = x/\xi$), ou seja, a região cinemática de pequeno x é provada, estas funções crescem de forma indefinida, de modo que a distribuição de glúons cresce fortemente, enquanto que o crescimento na distribuição de quarks é moderado. Isto permite concluir que a distribuição glúônica domina em pequeno x .

As funções de distribuição partônicas (PDF's) não podem ser calculadas diretamente em teoria de perturbação. Por outro lado, sua evolução em Q^2 pode ser calculada perturbativamente via as equações DGLAP, que são um conjunto de equações íntegro-diferenciais acopladas, porém não predizem as condições iniciais. Estas são de natureza não perturbativa, devendo ser determinadas a partir de dados experimentais. Um procedimento típico para extrair as PDF's de dados do DIS consiste em introduzir as PDF's em uma escala inicial Q_0^2 e evoluir estas com a DGLAP para uma outra escala Q^2 , e finalmente comparar F_2 em grandes valores de Q^2 com os dados. Assim, possibilita-se separar as PDF's para diferentes tipos de pártons, como mostramos na Fig.1.10. Em $x \approx 1/3$, os quarks de valência dominam a estrutura hadrônica, onde se observa os picos na distribuição dos quarks u e d . À medida que x diminui, os quarks de mar originados de flutuações de glúons superam a quantidade de quarks de valência. Entretanto, a diferença torna-se notável em pequeno x ($x < 10^{-2}$), região cinemática dominada por glúons.

Experimentalmente, com base nos resultados das PDF's conjuntamente com a regra de soma de momento, os dados mostraram que os quarks e antiquarks portam metade do

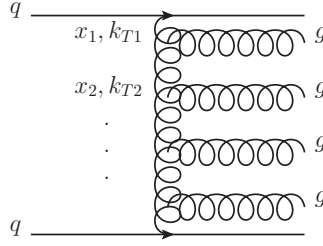


Fig. 1.11: *Cascata partônica, estas ramificações gluônicas são conhecidas como diagrama escada.*

momento total do próton,

$$\sum_q \int_0^1 x [f_q(x) + f_{\bar{q}}(x)] dx \approx 0,5, \quad (1.64)$$

sugerindo que a metade restante do momento seja portada por pártons que não possuem carga elétrica, associando estes aos glúons. Esta é a primeira evidência indireta dos glúons, que não são detectados diretamente em experimentos de DIS, pois são eletricamente neutros. Podemos verificar em (1.49) que a emissão de n glúons contribui com um termo da ordem

$$\left[\alpha_s(Q^2) \log \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \right]^n, \quad (1.65)$$

conhecido como aproximação de logaritmo dominante (LLA - *Leading Logarithm Approximation*). Isto implica que a evolução DGLAP considera que a interação partônica ocorre mediante uma cascata de glúons, onde surge um forte ordenamento no momento transversal dos pártons,

$$k_{T1}^2 \gg k_{T2}^2 \gg \dots \gg k_{Tn}, \quad (1.66)$$

representado na Fig.1.11. Sendo o comportamento das distribuições partônicas governado por glúons na região de pequeno x , a equação DGLAP para $f_g(x, Q^2)$ pode ser aproximada por

$$\frac{d}{d \log Q^2} f_g(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_g(\xi, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{\xi} \right), \quad (1.67)$$

para a qual uma solução com α_s fixo pode ser obtida

$$x f_g(x, Q^2) \propto \exp \left[2 \sqrt{\frac{N_c \alpha_s}{\pi} \log \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \log \left(\frac{1}{x} \right)} \right], \quad (1.68)$$

isto indica que em pequeno x e grande Q^2 a densidade de glúons cresce acentuadamente. Este resultado corresponde à aproximação de duplo logaritmo dominante (DLLA - *Double Leading Logarithm Approximation*), onde os logaritmos ressonados têm a forma

$$\left[\alpha_s(Q^2) \log \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \log \left(\frac{1}{x} \right) \right]^n, \quad (1.69)$$

sendo a descrição válida para grandes valores de $1/x$ e Q^2 , satisfazendo a condição

$$\alpha_s(Q^2) \log\left(\frac{1}{x}\right) \ll \alpha_s(Q^2) \log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) < 1. \quad (1.70)$$

Para processos onde x é pequeno ($x \leq 10^{-3}$) e Q^2 moderado ($Q^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$), a aproximação de duplo logaritmo dominante torna-se inválida, sendo outra classe de logaritmos necessária para descrever a dinâmica das distribuições partônicas; esta é a proposta da equação de Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) [19, 20, 21, 22].

1.2.3 A equação de evolução BFKL

A equação de evolução partônica BFKL considera o ordenamento no momento longitudinal nas cadeias gluônicas do diagrama escada e não prevê ordenamento no momento transversal, veja Fig.1.11,

$$x_1 \gg x_2 \gg \dots \gg x_n, \quad (1.71)$$

$$k_{T1}^2 \sim k_{T2}^2 \sim \dots \sim k_{Tn}^2, \quad (1.72)$$

e ressona termos da chamada aproximação $\log(1/x)$ dominante,

$$\left[\alpha_s(Q^2) \log\left(\frac{1}{x}\right) \right]^n, \quad (1.73)$$

sendo seu limite de aplicabilidade

$$\alpha_s(Q^2) \log\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \ll \alpha_s(Q^2) \log\left(\frac{1}{x}\right) < 1. \quad (1.74)$$

Os limites acima são atendidos se x for suficientemente pequeno, o que torna a equação BFKL apropriada para descrever a dinâmica gluônica em altas energias quando $x \rightarrow 0$, uma vez que $s \approx Q^2/x$. Com a quebra da validade da aproximação de duplo log da DGLAP, isto é, quando o ordenamento no momento transversal é atenuado, o espaço de fase não está restrito ao ordenamento k_T e uma integração sobre todo este espaço de fase é requerida (veja (1.49)). Assim, a equação BFKL deve ser escrita em termos da função de glúons não integrada $\mathcal{F}(x, k_T^2)$, cuja relação com a densidade de glúons usual segue como:

$$x f_g(x, Q^2) = \int_0^{Q^2} dk_T^2 \frac{\mathcal{F}(x, k_T^2)}{k_T^2}. \quad (1.75)$$

$\mathcal{F}(x, k_T^2)$ fornece a probabilidade de encontrar um glúon no hádron com momento longitudinal x e momento transversal k_T . Em ordem dominante a equação BFKL pode ser escrita na seguinte forma

$$\frac{\partial \mathcal{F}(x, k_T^2)}{\partial \log(1/x)} = \frac{N_c \alpha_s}{\pi} k_T^2 \int_0^\infty \frac{dk_T'^2}{k_T'^2} \left(\frac{\mathcal{F}(x, k_T'^2) - \mathcal{F}(x, k_T^2)}{|k_T'^2 - k_T^2|} + \frac{\mathcal{F}(x, k_T^2)}{\sqrt{4k_T'^2 + k_T^2}} \right), \quad (1.76)$$

e sua solução para α_s fixo é proporcional à

$$\mathcal{F}(x, k_T^2) \sim \left(\frac{x}{x_0}\right)^{-\lambda}, \quad (1.77)$$

$$\lambda = \frac{\alpha_s N_c}{\pi} 4 \log 2 \sim 0,5. \quad (1.78)$$

Neste formalismo, o comportamento $x^{-\lambda}$ prediz que a distribuição de glúons cresce intensamente devido a estrutura $1/x$, de modo que no limite de altas energias tal comportamento reflete-se na função $F_2(x, Q^2)$ e, conseqüentemente, de acordo com (1.36) na seção de choque σ^{γ^*p} . Este resultado viola o limite de unitariedade de Froissart-Martin [23, 24], o qual restringe a taxa de crescimento da seção de choque total com a energia s em valores assintóticos, $\sigma \leq C(\ln s)^2$, C é uma constante; a BFKL prevê $\sigma \sim s^\lambda$ não satisfazendo esta condição. Também podemos verificar que tanto DGLAP quanto BFKL predizem um crescimento indefinido da densidade gluônica com o decréscimo de x . Porém, tal comportamento não deve persistir continuamente, limitando a região de validade em x das equações DGLAP e BFKL. Logo, quando o campo gluônico definido em (1.8) alcançar uma densidade tal que [6],

$$\frac{F_{\alpha\beta}^A}{Q^2} \sim \frac{1}{\alpha_s}, \quad (1.79)$$

espera-se que algum efeito na região de pequeno x surja a fim de limitar o crescimento da densidade de glúons. Veremos a seguir que este efeito associado a dinâmica de altas densidades gluônicas origina a saturação partônica.

1.2.4 A saturação de pártons

Com base nos formalismos discutidos anteriormente, vimos que a densidade de glúons cresce intensamente em pequeno x e/ou em altas energias, onde o tamanho transversal dos glúons, $r_T \sim 1/k_T$, pode ser considerado similar. Isto significa que em altas energias o próton produz muitos glúons com as mesmas dimensões. Mas devido ao tamanho finito do próton este comportamento não deve persistir indefinidamente. Então, em valores muito pequenos de x o número de glúons pode tornar-se tão denso que os glúons iniciam a sobrepor-se, e o efeito de recombinação deve ser levado em consideração. A recombinação gluônica, $gg \rightarrow g$, é desconsiderada por ambas equações DGLAP e BFKL, pois estas assumem que a densidade de pártons é tal que somente o subprocesso partônico de desdobramento é relevante. Gribov, Levin, Ryskin (GLR) [25] e, posteriormente, Mueller e Qiu (MQ) [26] propuseram que em altas densidades partônicas, onde os efeitos não lineares surgem, pode-se estimar o regime de saturação partônica. Este formalismo considera a evolução QCD representada por diagramas de múltiplas escadas, também denominados de diagramas fan, conforme ilustra a Fig.1.12. No DIS, o fóton interage com o último párton da ramificação com fração de momento x e virtualidade Q^2 , o limite da QCD perturbativa é definido na virtualidade inicial Q_0^2 , sendo Q^2 o maior valor de transferência de momento da cadeia. No esquema GLR o efeito não linear da recombinação é descrito pela inserção de um termo quadrático na distribuição de glúons, portanto

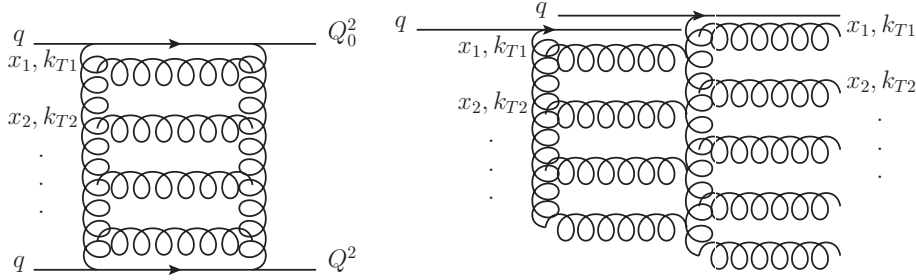


Fig. 1.12: Painel esquerdo: diagrama fan. Painel direito: efeito não linear de recombinação gluônica.

$$\frac{\partial \mathcal{F}(x, k_T^2)}{\partial \log(1/x)} = \frac{N_c \alpha_s}{\pi} k_T^2 \int_0^\infty \frac{dk_T'^2}{k_T'^2} \left(\frac{\mathcal{F}(x, k_T'^2) - \mathcal{F}(x, k_T^2)}{|k_T'^2 - k_T^2|} + \frac{\mathcal{F}(x, k_T^2)}{\sqrt{4k_T'^2 + k_T^2}} \right) - \frac{\alpha_s^2}{R_p^2} [\mathcal{F}(x, k_T^2)]^2. \quad (1.80)$$

Este resultado é obtido pela modificação na equação BFKL devido ao acréscimo do termo quadrático de correção a fim de restaurar a unitariedade em altas energias. O sinal negativo é inserido visando o controle do crescimento das distribuições. Mueller e Qiu mostraram que (1.80) pode ser derivada na aproximação de duplo logaritmo dominante com a ressonância de diagramas fan, o que conduz a

$$\frac{\partial^2 x f_g(x, Q^2)}{\partial \log(1/x) \partial \log Q^2} = \frac{N_c \alpha_s}{\pi} x f_g(x, Q^2) - \frac{N_c \alpha_s^2}{Q^2 R_p^2} [x f_g(x, Q^2)]^2, \quad (1.81)$$

a equação acima, conhecida como equação GLR-MQ, é convertida em (1.80) via a definição (1.75). Uma propriedade da equação GLR-MQ é a introdução de uma escala de saturação Q_s^2 , a qual permite estimar quando a saturação será relevante. Isto acontecerá quando os termos não linear e linear em (1.81) se tornarem idênticos

$$Q_s^2(x, Q^2) = \frac{\alpha_s \pi}{R_p^2} x f_g(x, Q_s^2). \quad (1.82)$$

Uma condição quantitativa [6] para a saturação pode ser obtida por comparar a seção de choque de recombinação, $\sigma \sim \alpha_s/Q^2$, com a densidade superficial gluônica no próton, $\rho \sim x f_g(x, Q^2)/\pi R_p^2$, sendo πR_p^2 a área transversal do próton. A condição para ocorrer a saturação é quando $\sigma \rho \sim 1$, o que leva a (1.82). A escala de saturação separa a evolução linear da não linear da QCD. O regime linear é caracterizado por $Q^2 > Q_s^2$, sendo o comportamento conduzido por cascatas partônicas individuais, onde estas não interagem entre si; enquanto que para $Q^2 < Q_s^2$, a evolução é governada pelo regime não linear ou de saturação, no qual pártons de cascatas distintas interagem devido a superposição espacial, a Fig.1.12 exemplifica este regime. Na Fig.1.13 uma representação das formulações para a evolução das densidades partônicas é exibida. Com o aumento da resolução Q^2 do sistema para x fixo, um maior número de glúons com área cada vez menor são sondados em uma determinada região do próton, e o sistema torna-se mais diluído, longe da possibilidade de superposição, comportamento previsto pela DGLAP. Equivalentemente, o comportamento de x para Q^2

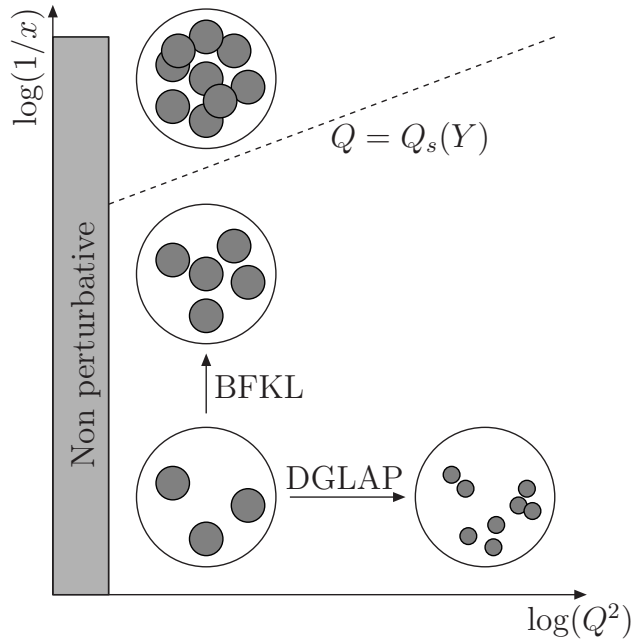


Fig. 1.13: As distintas evoluções partônicas no próton e seus respectivos regimes cinemáticos. Figura extraída de [27].

fixo é controlado pelo formalismo BFKL, onde aumentando a energia corresponde num aumento de pártons no interior do próton, onde individualmente possuem a mesma área, pois manteve-se a resolução do sistema. No momento em que a soma das áreas individuais dos glúons for comparável ou mesmo superior a área total do próton, o processo de recombinação é relevante, e o regime de saturação gluônica é atingido. Este é o regime cinemático da QCD de altas densidades partônicas, mesmo que α_s seja pequena permitindo o uso da QCD perturbativa, o sistema é tão denso que manifestações de efeitos não lineares são esperadas. Apesar da equação GLR-MQ prever a saturação partônica, esta considera apenas o primeiro termo não linear, portanto, sua região de validade não se estende a densidades muito altas, onde termos de ordem superior devem ser incluídos na descrição.

Outra abordagem de evolução não linear da QCD baseada numa extensão da BFKL foi desenvolvida por Balitsky e Kovchegov, e leva o nome de equação BK [28, 29].

1.2.5 A equação de evolução não linear BK

A equação BK é evoluída na variável rapidez, $Y = \ln(1/x)$, sendo válida na aproximação de logaritmo dominante, na qual potências de $[\alpha_s(Q^2) \ln(1/x)]^n$ são contadas. Sua formulação advém da generalização da BFKL com os efeitos de saturação levados em conta pela introdução de termos não lineares que unitarizam a equação BFKL. A representação física adotada vem do fóton incidente gerar um par $q\bar{q}$, denominado de dipolo, que interage com o alvo via uma cascata evolutiva de glúons. Cada glúon é tratado como um par $q\bar{q}$; logo,

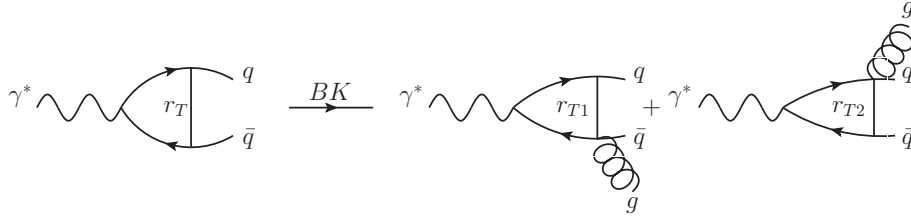


Fig. 1.14: Representação da evolução do par $q\bar{q}$ segundo a equação BK.

temos uma subdivisão de dipolos em relação ao dipolo inicial, os quais são oriundos na cascata. Tais dipolos sofrem múltiplos espalhamentos com os constituintes do alvo, implicando na ressonância das múltiplas trocas do diagrama tipo escada. No entanto, o formalismo BK é descrito através da QCD perturbativa, onde cada par $q\bar{q}$ da cascata interage independentemente com o alvo e de forma que não haja correlações entre os mesmos. Como resultado, a dinâmica BK fornece a evolução em Y da amplitude \mathcal{N} de espalhamento dipolo-hádron, escrita como [28, 29],

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{N}(r_T, Y)}{\partial Y} &= \int \frac{d^2 z}{2\pi} K(r_T, r_{T1}, r_{T2}) [\mathcal{N}(r_{T1}, Y) + \mathcal{N}(r_{T2}, Y) - \mathcal{N}(r_T, Y) \\ &- \mathcal{N}(r_{T1}, Y)\mathcal{N}(r_{T2}, Y)] . \end{aligned} \quad (1.83)$$

$K(r_T, r_{T1}, r_{T2})$ tem interpretação probabilística, expressando a possibilidade de um glúon ser emitido pelo par $q\bar{q}$,

$$K(r_T, r_{T1}, r_{T2}) = \frac{\alpha_s N_c}{\pi} \frac{r_T^2}{r_{T1}^2 r_{T2}^2} . \quad (1.84)$$

A emissão do glúon está associada ao tamanho do dipolo. Se $q(\bar{q})$ emitir um glúon, o raio de separação do par antes da emissão não será o mesmo, sendo a nova separação transversa $r_{T1}(r_{T2})$, como mostram os diagramas na Fig.1.14. Na equação BK acima, z representa a nova posição transversal do quark ou do antiquark que emitiu o glúon. Tal interpretação justifica em (1.83) as duas novas amplitudes de espalhamento dipolo-hádron que surgem após a emissão, e consideram os novos tamanhos r_{T1} e r_{T2} dos dipolos. A equação BK pode ser escrita em termos da matriz S de espalhamento dipolo-hádron, cujo o vínculo com a correspondente amplitude de espalhamento é $S = 1 - \mathcal{N}$. A solução de \mathcal{N} em termos de S é conhecida como lei de Levi-Tuchin [30], que é a solução analítica de BK na região de saturação, tendo a forma que segue

$$\mathcal{N}(r_T, Y) = 1 - S_0 \exp \left[\frac{\ln^2(r_T^2 Q_s^2(Y))}{2c} \right] , \quad (1.85)$$

em que c denota uma constante. Discutiremos mais adiante as propriedades da amplitude de espalhamento dipolo-nucleon.

1.3 Conclusão

Este capítulo apresentou uma revisão da física relevante para o entendimento da estrutura do próton, ingrediente fundamental dos teoremas de fatorização, que são empregados na descrição de colisões hadrônicas em altas energias. Abordamos as propriedades básicas da Cromodinâmica Quântica, a qual descreve as interações fortes. Apresentamos o DIS, processo pelo qual a estrutura hadrônica é investigada, bem como sua análise de acordo com o modelo de pártons. Revisamos os principais resultados das equações de evolução lineares baseadas em QCD perturbativa, DGLAP e BFKL. Por fim, discutimos o regime de altas densidades da QCD, onde os efeitos não lineares são introduzidos a fim de controlar o aumento da quantidade de glúons que constitui o próton em pequeno x . No próximo capítulo trataremos os processos em altas energias por meio da representação do formalismo de dipolos.

Capítulo 2

Representação de dipolos de cor

Este capítulo tem como objetivo introduzir a fatorização que trata do momento transversal do parton envolvido em uma interação, ou seja, a fatorização k_T . Desta forma, abordamos a representação do DIS no regime de altas energias no sistema de repouso do alvo, sendo os graus de liberdade os dipolos de cor. Também estendemos este cenário para a fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais. Uma componente importante para avaliarmos estes observáveis é a seção de choque de dipolos, a qual é tratada através de modelos fenomenológicos que permitem incluir o efeito de saturação partônica, fenômeno relevante em processos a altas energias.

2.1 O formalismo de fatorização k_T

Os teoremas de fatorização permitem calcular observáveis como, por exemplo, a seção de choque total, via a convolução entre a seção de choque para o espalhamento entre partons, calculável perturbativamente, com as densidades partônicas, que contêm informações não perturbativas. A fatorização colinear [10], a qual considera que os partons são colineares aos nucleons aos quais pertencem, não portando momento transversal, foi aplicada no tratamento do DIS, veja (1.41). Entretanto, no limite de pequeno x , há uma forma de fatorização que leva em consideração a dependência no momento transversal do parton interagente em um processo, denominada de fatorização k_T [31, 32]. No limite de altas energias, na representação de espaço de momento, a fórmula de fatorização k_T para a seção de choque γ^*p com fótons de polarização λ é escrita como [12, 33],

$$\sigma_{\lambda}^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \frac{\mathcal{G}}{(2\pi)^4} \int \frac{d^2k_T}{k_T^2} \int \frac{d^2k'_T}{k'^2_T} \phi_{\lambda}^{\gamma^*}(k_T^2, Q^2) \phi_p(k'^2_T) F(x, k_T, k'_T), \quad (2.1)$$

onde \mathcal{G} é o fator de cor para a troca singleto de cor e $k_T(k'_T)$ são os momentos transversos dos glúons trocados no espalhamento. As quantidades $\phi_{\lambda}^{\gamma^*}(k_T^2, Q^2)$ e $\phi_p(k'^2_T)$ são os fatores de impacto do fóton virtual e do próton, respectivamente. $F(x, k_T, k'_T)$ representa a evolução gluônica e define a dinâmica do processo, sendo calculada em QCD perturbativa e independe das partículas externas. Esta pode representar a dinâmica DGLAP bem como a descrição BFKL. No formalismo BFKL, $F(x, k_T, k'_T)$ é a função de Green para o espalhamento entre glúons. Como resultado, a dependência em energia do processo é determinada

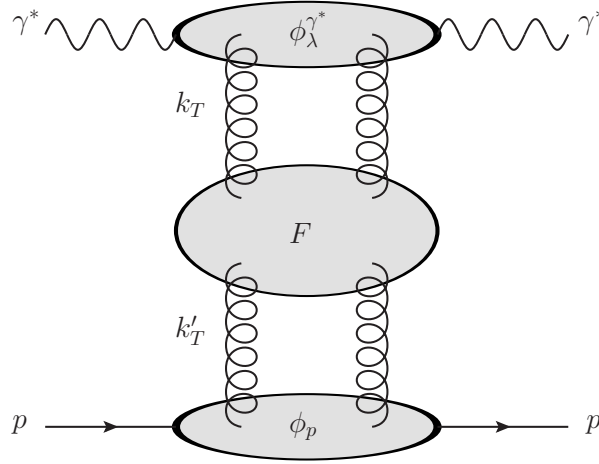


Fig. 2.1: Representação do DIS, onde os blocos superior e inferior, correspondem, respectivamente, aos fatores de impacto do fóton virtual e do próton.

por esta função, sendo a energia de centro de massa do sistema γ^*p definida por W^2 , onde $x \approx Q^2/W^2$. Veja na Fig.2.1 a representação do processo descrito anteriormente, onde os fatores de impacto que definem a estrutura dos objetos interagindo correspondem aos blocos superior e inferior do diagrama. A distribuição de glúons usual é obtida através da distribuição de glúons não integrada, a qual dá origem a fatorização k_T devido ao espectro de emissão de glúons conforme (1.49),

$$xf_g(x, Q^2) = \int^{Q^2} \frac{dk_T^2}{k_T^2} \mathcal{F}(x, k_T^2). \quad (2.2)$$

Além disso, a função de glúons não integrada, que expressa a probabilidade de encontrar um parton portando fração do momento longitudinal x e transverso k_T , está relacionada com o fator de impacto do próton $\phi_p(k_T^2)$ e o núcleo perturbativo $F(x, k_T, k_T')$ por meio da relação

$$\mathcal{F}(x, k_T^2) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^2k_T'}{k_T'^2} \phi_p(k_T'^2) k_T^2 F(x, k_T, k_T'), \quad (2.3)$$

possibilitando reescrever (2.1) na seguinte forma

$$\sigma_{\lambda^{\gamma^*}p}(x, Q^2) = \frac{1}{2\pi} \int \frac{d^2k_T}{k_T^4} \mathcal{F}(x, k_T^2) \phi_\lambda^{\gamma^*}(k_T^2, Q^2), \quad (2.4)$$

onde absorvemos o fator \mathcal{G} na definição de ϕ_p . Portanto, no limite de pequeno x , a fatorização k_T estabelece que a seção de choque é computada através da convolução do fator de impacto do fóton com a distribuição de glúons não integrada. Diferentemente da fatorização colinear, onde há ordenamento no momento transversal, o esquema de fatorização k_T não considera tal ordenamento nas cadeias de glúons. Isto também se reflete no ordenamento dos momentos transversos das ramificações gluônicas entre as equações DGLAP e BFKL. Os fatores de impacto, os quais descrevem o acoplamento entre as partículas envolvidas na interação e a

escada de glúons são, por definição, fatorizados da evolução gluônica $F(x, k_T, k'_T)$. O fator de impacto do próton não pode ser calculado em teoria de perturbação, pois o mesmo é definido em termos da escala de pequeno momento da dinâmica do nucleon e, por isso, deve ser modelado. Logo, o fator de impacto do próton contém a informação não perturbativa da estrutura hadrônica e está vinculado à $\mathcal{F}(x, k_T^2)$. Uma vez que tenhamos uma avaliação perturbativa de $F(x, k_T, k'_T)$, possibilita-se o conhecimento da evolução em x de $\mathcal{F}(x, k_T^2)$, dada uma distribuição inicial $\mathcal{F}(x_0, k_T^2)$ e isto permite extrair uma forma específica de ϕ_p . Por outro lado, o fator de impacto do fóton ou equivalentemente a seção de choque para o subprocesso $\gamma^* g(k) \rightarrow q\bar{q}$, é computada em QCD perturbativa como função do momento transversal do glúon, sendo dada por

$$\phi_\lambda^{\gamma^*}(k_T^2, Q^2) = 2k_T^2 \int_0^1 \frac{dx'}{x'} \hat{\sigma}_\lambda^{\gamma^* g}(x', k_T^2, Q^2). \quad (2.5)$$

Os fatores de impacto longitudinal e transversal do fóton, na representação de espaço de momento transversal, são obtidos na forma que segue [12],

$$\phi_L^{\gamma^*} = 8\alpha_s \alpha_{em} \sum_q e_q^2 \int dz Q^2 z^2 (1-z)^2 \int d^2 p_T \left[\frac{1}{D_1} - \frac{1}{D_2} \right], \quad (2.6)$$

$$\phi_T^{\gamma^*} = 2\alpha_s \alpha_{em} \sum_q e_q^2 \int dz [z^2 + (1-z)^2] \int d^2 p_T \left[\frac{k_T^2 + 2Q^2 \epsilon^2}{D_1 \cdot D_2} - \frac{\epsilon^2}{D_1^2} - \frac{\epsilon^2}{D_2^2} \right], \quad (2.7)$$

onde

$$D_1 = p_T^2 + \epsilon^2, \quad (2.8)$$

$$D_2 = (p_T + k_T)^2 + \epsilon^2, \quad (2.9)$$

com $\epsilon^2 = Q^2 z(1-z) + m_q^2$ e z é a fração de momento longitudinal carregada pelo quark. Consequentemente, a seção de choque $\sigma_{L,T}^{\gamma^* p}$ é obtida diretamente de (2.4),

$$\begin{aligned} \sigma_L^{\gamma^* p}(x, Q^2) &= \frac{4\alpha_s \alpha_{em}}{\pi} \int \frac{d^2 k_T}{k_T^4} \mathcal{F}(x, k_T^2) \sum_q e_q^2 \int dz Q^2 z^2 (1-z)^2 \int d^2 p_T \\ &\times \left[\frac{1}{D_1} - \frac{1}{D_2} \right], \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \sigma_T^{\gamma^* p}(x, Q^2) &= \frac{\alpha_s \alpha_{em}}{\pi} \int \frac{d^2 k_T}{k_T^4} \mathcal{F}(x, k_T^2) \sum_q e_q^2 \int dz [z^2 + (1-z)^2] \int d^2 p_T \\ &\times \left[\frac{k_T^2 + 2Q^2 \epsilon^2}{D_1 \cdot D_2} - \frac{\epsilon^2}{D_1^2} - \frac{\epsilon^2}{D_2^2} \right]. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Na próxima seção, continuaremos a discutir a seção de choque $\sigma_\lambda^{\gamma^* p}$ do DIS no regime cinemático de altas energias, mas para tanto, consideraremos a representação de espaço de coordenadas transversas e a fatorização correspondente. A partir deste tratamento obtaremos a seção de choque de dipolos de cor.

2.2 DIS no formalismo de dipolos de cor

Vimos que no sistema de referência onde o nucleon tem momento infinito, a dinâmica pode ser entendida considerando que os pártons do nucleon manifestam-se livres em um determinado instante de tempo de tal modo que a partícula de prova detecta estes constituintes como partículas reais. Por outro lado, em altas energias ou na região cinemática de pequeno x , é conveniente tratarmos os processos no sistema de referência em que o nucleon está em repouso. O formalismo de dipolos de cor descreve o DIS no regime de pequeno x assumindo que o próton esteja em repouso, ou seja, considerando o alvo estacionário. Neste referencial, a evolução está relacionada às flutuações da partícula de prova. Tal cenário admite que o fóton tem energia suficiente para flutuar num par quark-antiquark, constituindo um dipolo de cor, o qual depois de um longo tempo interage com o nucleon por meio da troca de glúons. O tempo de formação do par pode ser estimado pelo princípio da incerteza, através da diferença em energia entre o par $q\bar{q}$ e o fóton virtual. No sistema de repouso do alvo, a partir das variáveis do cone de luz q^\pm , definimos o momento do fóton virtual q , do quark κ e do antiquark κ' ,

$$q = \left(q^+, \frac{Q^2}{2q^+}, 0 \right), \quad (2.12)$$

$$\kappa = \left(zq^+, \frac{\kappa^2}{2zq^+}, \kappa \right), \quad (2.13)$$

$$\kappa' = \left((1-z)q^+, \frac{\kappa'^2}{2(1-z)q^+}, -\kappa' \right), \quad (2.14)$$

onde $z(1-z)$ é a fração de momento do cone de luz do fóton carregada pelo quark(antiquark) e $q^+ \simeq \sqrt{2}\nu$ sendo $\nu = \kappa - \kappa'$. O quadrado da massa invariante do par é determinado por

$$M_{q\bar{q}}^2 = (\kappa + \kappa')^2 = \frac{\kappa^2}{z(1-z)}. \quad (2.15)$$

O princípio de incerteza fornece o tempo de vida do dipolo, ou seja, o tempo de formação do par, expresso por $\tau_f \sim 1/\Delta E$, onde $\Delta E = E_{q\bar{q}} - E_{\gamma^*}$. Das equações (2.13) e (2.14) é possível obter a energia do par,

$$E_{q\bar{q}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(q^+ + \frac{\kappa^2}{2z(1-z)q^+} \right), \quad (2.16)$$

enquanto que a energia do fóton virtual tem a forma

$$E_{\gamma^*} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(q^+ - \frac{Q^2}{2q^+} \right), \quad (2.17)$$

resultando em

$$\Delta E \simeq \frac{Q^2}{\sqrt{2}q^+} = m_N x, \quad (2.18)$$

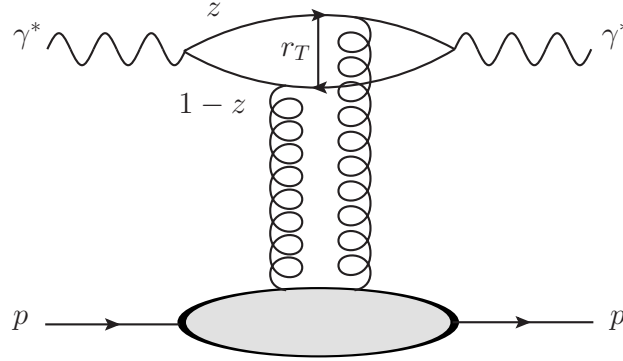


Fig. 2.2: Representação do DIS no formalismo de dipolos de cor, onde adotamos o sistema de repouso do próton.

com m_N a massa do nucleon e x a variável de Bjorken. Então, o tempo de formação é dado por

$$\tau_f \sim \frac{1}{m_N x}, \quad (2.19)$$

com a condição $\kappa^2 \leq z(1-z)Q^2$, isto é, $M^2 \leq Q^2$. Podemos concluir que, quando $x \rightarrow 0$, τ_f também conhecido como comprimento de coerência, torna-se maior que o tempo típico de interação $\tau_{int} \sim R_p$, onde R_p denota o raio do próton. Isto implica que o tamanho transversal r_T do dipolo permanece congelado durante a interação com o próton e como consequência, interpretamos o DIS em pequeno x como o espalhamento de um dipolo de cor de tamanho fixo por um nucleon [12, 33], veja a Fig.2.2. Desta forma, no sistema de repouso do alvo a descrição mais conveniente do processo pode ser obtida na representação de espaço de distâncias transversas ou equivalentemente chamada de representação mista, sendo fixada a posição dos pártons durante o espalhamento em tal espaço. Um resultado desta característica permite escrever a seção de choque $\sigma_{L,T}^{\gamma^* p}$ em termos da separação transversa do dipolo através de uma transformada de Fourier, sendo r_T a variável conjugada ao momento transversal k_T [34]. A partir das relações

$$\int d^2 p_T \left[\frac{1}{D_1} - \frac{1}{D_2} \right] = \frac{1}{2} \int d^2 r_T \left(1 - e^{i\vec{k}_T \cdot \vec{r}_T} \right) K_0^2(\epsilon r_T), \quad (2.20)$$

$$\int d^2 p_T \left[\frac{k_T^2 + 2Q^2 \epsilon^2}{D_1 \cdot D_2} - \frac{\epsilon^2}{D_1^2} - \frac{\epsilon^2}{D_2^2} \right] = 2 \int d^2 r_T \left(1 - e^{i\vec{k}_T \cdot \vec{r}_T} \right) K_1^2(\epsilon r_T), \quad (2.21)$$

onde K_0 e K_1 correspondem as funções de MacDonald, reescrevemos (2.10) e (2.11) na

representação transversa como

$$\begin{aligned} \sigma_L^{\gamma^*p}(x, Q^2) &= \frac{4\alpha_s\alpha_{em}}{\pi} \int \frac{d^2k_T}{k_T^4} \mathcal{F}(x, k_T^2) \sum_q e_q^2 \int dz Q^2 z^2 (1-z)^2 \int d^2p_T \\ &\times \frac{1}{2} \int d^2r_T (1 - e^{i\vec{k}_T \cdot \vec{r}_T}) K_0^2(\epsilon r_T), \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} \sigma_T^{\gamma^*p}(x, Q^2) &= \frac{\alpha_s\alpha_{em}}{\pi} \int \frac{d^2k_T}{k_T^4} \mathcal{F}(x, k_T^2) \sum_q e_q^2 \int dz [z^2 + (1-z)^2] \int d^2p_T \\ &\times 2 \int d^2r_T (1 - e^{i\vec{k}_T \cdot \vec{r}_T}) K_1^2(\epsilon r_T). \end{aligned} \quad (2.23)$$

Ambas seções de choque de fotoabsorção ainda podem ser escritas em uma forma compacta,

$$\sigma_{L,T}^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \int_0^1 dz \int d^2r_T |\Psi_{L,T}^{\gamma^*}(z, r_T)|^2 \sigma^{dip}(x, r_T). \quad (2.24)$$

A estrutura da expressão acima resulta da fatorização no espaço de distâncias transversas entre as funções de onda do fóton virtual e a seção de choque de interação. A quantidade $\psi_{L,T}^{\gamma^*}(z, r_T)$ representa as funções de onda de cone de luz da flutuação $q\bar{q}$ do fóton virtual. As expressões são bem estabelecidas e definidas por [12, 33],

$$|\Psi_L^{\gamma^*}(z, r_T)|^2 = \frac{2N_c\alpha_{em}}{(2\pi)^2} \sum_q 4e_q^2 Q^2 z^2 (1-z)^2 K_0^2(\epsilon r_T), \quad (2.25)$$

$$|\Psi_T^{\gamma^*}(z, r_T)|^2 = \frac{2N_c\alpha_{em}}{(2\pi)^2} \sum_q e_q^2 [z^2 + (1-z)^2] \epsilon^2 K_1^2(\epsilon r_T), \quad (2.26)$$

sendo N_c o número de cor. Se compararmos (2.24) com (2.4) identificamos que os fatores de impacto $\phi_{L,T}^{\gamma^*}$ estão vinculados às funções de onda $\Psi_{L,T}^{\gamma^*}$ por meio da relação:

$$\phi_{L,T}^{\gamma^*} = \frac{8\pi^2\alpha_s}{3} \int dz \int d^2r_T |\Psi_{L,T}^{\gamma^*}(z, r_T)|^2 (1 - e^{i\vec{k}_T \cdot \vec{r}_T}). \quad (2.27)$$

O comportamento exponencial assintótico das funções $K_{0,1}$ com r implica que a contribuição dominante em $\sigma_{L,T}^{\gamma^*p}$ advém de pares $q\bar{q}$ com tamanho transverso controlado por

$$r_T^2 = \frac{1}{\epsilon^2} = \frac{1}{Q^2 z(1-z)}. \quad (2.28)$$

Como efeito, pares assimétricos, onde um dos pártons carrega fração de momento $z \approx 0$ ou $z \approx 1$, têm grande tamanho, $r_T \geq R \gg 1/Q$, sendo R o raio de confinamento, e tal configuração recebe o nome de jato alinhado. Por outro lado, pares simétricos, portando parcelas idênticas de momento $z \approx 1/2$, têm pequeno tamanho, $r_T \leq 1/Q$. Representamos na Fig.2.3 as distintas configurações que o par $q\bar{q}$ pode assumir. A seção de choque σ^{dip} fornece a seção de choque de espalhamento efetivo do dipolo de cor com separação transversa fixa [35, 36],

$$\sigma^{dip}(x, r_T) = \frac{4\pi\alpha_s}{3} \int \frac{d^2k_T}{k_T^4} \mathcal{F}(x, k_T^2) (1 - e^{i\vec{k}_T \cdot \vec{r}_T}), \quad (2.29)$$

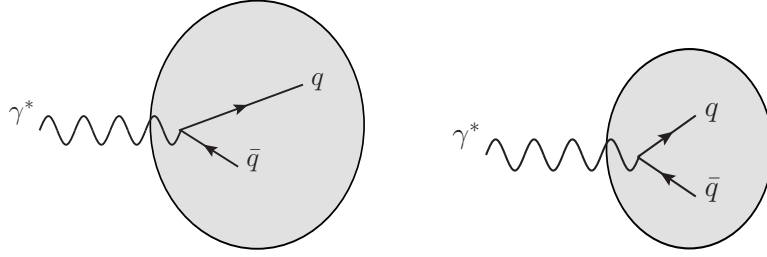


Fig. 2.3: Painel esquerdo: pares assimétricos de grande tamanho. Painel direito: pares simétricos de pequeno tamanho.

sendo diretamente dependente da distribuição de glúons não integrada. Em nível de Born, considerando a troca de dois glúons, a seção de choque de dipolos está relacionada com o fator de forma de dois quarks do próton [37],

$$\sigma^{dip}(x, r_T) = \frac{16\alpha_s^2}{3} \int d^2k_T \frac{[1 - \langle p | e^{i\vec{k}_T \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)} | p \rangle] [1 - e^{i\vec{k}_T \cdot \vec{r}_T}]}{k_T^4}. \quad (2.30)$$

Para pequeno r_T o fator $[1 - e^{i\vec{k}_T \cdot \vec{r}_T}]$ controla o comportamento de σ^{dip} , resultando em $\sigma^{dip} \sim r_T^2$, esta propriedade é chamada de transparência de cor, isto indica que a matéria comporta-se de forma quase transparente para pequenos dipolos. Além disso, ainda tratando-se do cenário de pequenas distâncias, σ^{dip} pode ser expressa em termos da densidade de glúons [38],

$$\sigma^{dip}(x, r_T) \sim \frac{\pi^2}{3} r_T^2 \alpha_s (Q^2 \sim 1/r_T^2) x f_g(x, Q^2 \sim 1/r_T^2). \quad (2.31)$$

A proporcionalidade de σ^{dip} com a densidade de glúons do alvo implica que somente os quarks oriundos do desdobramento de glúons contribuem no cômputo de (2.31). Em outras palavras, os quarks de valência são desconsiderados e (2.31) é somente aplicável quando quarks de mar dominam, ou seja, em pequeno x [6]. Em contraste, para grandes r_T , a seção de choque de dipolo deve saturar devido ao confinamento, sendo proporcional à seção de choque hádron-nucleon σ_0 ,

$$\sigma^{dip}(x, r_T) \sim \sigma_0. \quad (2.32)$$

Uma consequência destas características é que a formulação (2.24) se torna completamente geral, não dependendo da aplicabilidade da QCD perturbativa, uma vez que é determinada da estrutura espaço-tempo do processo. Outra implicação importante de σ^{dip} reside no seu caráter universal, dado que esta somente depende das separações transversas do dipolo de cor, portanto, definida a dinâmica para o cálculo de σ^{dip} podemos usá-la para descrever distintos processos. Existem outros processos que envolvem a seção de choque de dipolos, como por exemplo, a fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais, discutida na seção que segue.

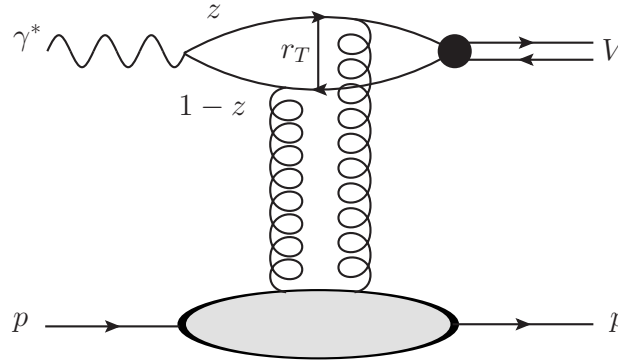


Fig. 2.4: Processo de fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais no formalismo de dipolos.

2.3 Fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais

Os constituintes fermiônicos do méson vetorial, os quarks e antiquarks, têm spin paralelo e, conseqüentemente tal partícula possui spin 1. Quando o méson vetorial é formado pelo estado ligado de quarks(antiquarks) pesados, quarks charm ($c\bar{c}$) e bottom ($b\bar{b}$) por exemplo, recebe o nome de quarkonium. Para distinguir estados de quarkonium de uma mesma família (charmonium e bottomonium), utiliza-se a notação espectroscópica $n^{2S+1}L_J$, em que n é o número quântico principal, L o momento angular orbital, S o spin total e J o momento angular total. Também caracterizamos os estados de quarkonium pelos números quânticos J^{PC} , onde $P = (-1)^{L+1}$ é a paridade e $C = (-1)^{L+S}$ a conjugação de carga. Em particular, os valores [39] da massa do estado de charmonium J/ψ e bottomonium Υ correspondem a $m_{J/\psi} = 3,096 \text{ GeV}$ e $m_\Upsilon = 9,460 \text{ GeV}$. A aplicabilidade da QCD perturbativa reside na escala dura para o problema. Neste cenário, pode ser a virtualidade Q^2 do fóton, a massa do quark pesado quando se trata de produção de quarkonium, ou o momento transferido t no espalhamento. Em particular, temos o processo $\gamma^*p \rightarrow Vp$, em que o fóton e o méson V são descritos pelos mesmos números quânticos, caracterizando uma reação quase-elástica. O processo é dito exclusivo porque estamos considerando apenas os eventos que produzem a partícula V de interesse, onde o nucleon permanece intacto. Isto é distinto do processo (1.19), que pode ser inclusivo, sendo as partículas produzidas, de todos os tipos, representadas por X , ou semi-inclusivo, onde há seleção de um estado final, porém o nucleon é fragmentado. O espalhamento é fatorizado no sistema de repouso do alvo devido a sucessão no tempo dos seguintes subprocessos: o fóton virtual flutua no par $q\bar{q}$ formando o dipolo, o qual interage com o alvo após um longo tempo e, em seguida, o par converte-se no méson vetorial no estado final, veja a Fig.2.4. A formulação da produção de mésons vetoriais está associada diretamente com o caso anterior, mas, aqui, devemos substituir a função de onda do fóton no estado final pela função de onda do méson vetorial. Logo, as componentes importantes são as funções de onda do fóton virtual e do méson vetorial bem como a seção de choque de interação dipolo-nucleon σ^{dip} . Tal fato indica que a amplitude de espalhamento

tem a seguinte estrutura

$$\mathcal{M}(\gamma^* p \rightarrow V p) \propto \Psi_{h,\bar{h}}^{\gamma^*\lambda} \otimes \sigma^{dip} \otimes \Psi_{h,\bar{h}}^{V^*\lambda}, \quad (2.33)$$

onde $h(\bar{h})$ denota a helicidade do quark(antiquark) e está correlacionada à helicidade do fóton e do méson. As funções de onda de cone de luz $\Psi_{h,\bar{h}}^{(\gamma^*,V^*)\lambda}$ na representação mista (z, r_T) , são obtidas de uma transformada de Fourier das funções de onda no espaço de momento,

$$\Psi_{h,\bar{h}}^{(\gamma^*,V^*)\lambda}(z, r_T) = \int \frac{d^2 k_T}{(2\pi)^2} e^{i\vec{k}_T \cdot \vec{r}_T} \Psi_{h,\bar{h}}^{(\gamma^*,V^*)\lambda}(z, k_T). \quad (2.34)$$

$\Psi_{h,\bar{h}}^{(\gamma^*,V^*)\lambda}(z, k_T)$ são determinadas via técnicas perturbativas [40], sendo $\lambda = L, T$ correspondente às componentes longitudinal e transversal do fóton,

$$\Psi_{h,\bar{h}}^{\gamma^*\lambda}(z, k_T) = \sqrt{\frac{N_c}{4\pi}} \frac{\bar{u}_h(k_T)}{\sqrt{z}} \left(e e_q \gamma^\mu \cdot \epsilon^{\gamma^*\lambda} \right) \frac{v_{\bar{h}}(-k_T)}{\sqrt{1-z}} \Phi^{\gamma^*}(z, k_T), \quad (2.35)$$

com $\epsilon^{\gamma^*\lambda}$ o vetor polarização do fóton, e o acoplamento eletromagnético, e_q a carga fracionária do quark, $\bar{u}(v)$ os espinores envolvidos no vértice $\gamma \rightarrow q\bar{q}$, e γ^μ as matrizes gama. A parte escalar da função de onda Φ^{γ^*} é dada por [41],

$$\Phi^{\gamma^*}(z, k_T) = \frac{z(1-z)}{z(1-z)Q^2 + k_T^2 + m_q^2}, \quad (2.36)$$

onde m_q representa a massa do quark. Então, a forma explícita das funções de onda de cone de luz normalizadas do fóton são escritas como [41],

$$\Psi_{h,\bar{h}}^{\gamma^*L} = \sqrt{\frac{N_c}{4\pi}} \delta_{h,-\bar{h}} e e_q 2z(1-z) Q \frac{K_0(\epsilon r_T)}{2\pi}, \quad (2.37)$$

$$\Psi_{h,\bar{h}}^{(\gamma^*=\pm)T} = \pm \sqrt{\frac{N_c}{2\pi}} e e_q \left[i e^{\pm i\theta_{r_T}} (z \delta_{h\pm, \bar{h}\mp} - (1-z) \delta_{h\mp, \bar{h}\pm}) \partial_{r_T} + m_q \delta_{h\pm, \bar{h}\pm} \right] \frac{K_0(\epsilon r_T)}{2\pi} \quad (2.38)$$

sendo $\epsilon^2 = Q^2 z(1-z) + m_q^2$. A massa do quark é introduzida para prevenir que as funções $K_{0,1}(\epsilon r_T)$ se tornem nulas com $Q^2 \rightarrow 0$, ou seja, quando o limite de fotoprodução é atingido. Temos expressões similares para os mésons vetoriais, onde é assumida a mesma corrente vetorial como no caso do fóton, mas com um fator de vértice $\Gamma_\lambda(z, k_T)$ desconhecido,

$$\Psi_{h,\bar{h}}^{V^*\lambda}(z, k_T) = \sqrt{\frac{N_c}{4\pi}} \frac{\bar{u}_h(k_T)}{\sqrt{z}} \left(\gamma^\mu \cdot \epsilon^{V^*\lambda} \right) \frac{v_{\bar{h}}(-k_T)}{\sqrt{1-z}} \Phi^{V^*\lambda}(z, k_T), \quad (2.39)$$

com a parte escalar da função do méson de massa m_V tendo a seguinte forma

$$\Phi^{V^*\lambda}(z, k_T) = \frac{z(1-z)\Gamma_\lambda(z, k_T)}{-z(1-z)m_V^2 + k_T^2 + m_q^2}. \quad (2.40)$$

Conforme mencionado antes, as funções de onda do fóton virtual são bem conhecidas, porém as funções de onda dos mésons não são calculadas de primeiros princípios em QCD

e portanto, são determinadas através de modelos. Uma possibilidade de parametrização é [41]:

$$\Psi_{h,\bar{h}}^{V^*L} = \sqrt{\frac{N_c}{4\pi}} \delta_{h,-\bar{h}} \frac{1}{m_V z(1-z)} [z(1-z)m_V^2 + \delta(m_q^2 - \nabla_{r_T}^2)] \phi_L^{V^*}(z, r_T), \quad (2.41)$$

$$\Psi_{h,\bar{h}}^{V^*(\gamma=\pm)T} = \pm \sqrt{\frac{N_c}{4\pi}} \frac{\sqrt{2}}{z(1-z)} [ie^{\pm i\theta_{r_T}} (z\delta_{h\pm, \bar{h}\mp} - (1-z)\delta_{h\mp, \bar{h}\pm}) \partial_{r_T} + m_q \delta_{h\pm, \bar{h}\pm}] \phi_T^{V^*}(z, r_T), \quad (2.42)$$

onde $\nabla_r^2 \equiv (1/r)\partial_r + \partial_r^2$. Dentre as diferentes convenções para as funções de onda dos mésons vetoriais, aqui apresentamos o modelo BG (*Boosted Gaussian*) proposto em [42, 43],

$$\phi_{L,T}^{V^*}(z, r_T) = N_{L,T} 4z(1-z) \sqrt{2\pi R^2} \exp \left[-\frac{m_q^2 R^2}{8z(1-z)} + \frac{m_q^2 R^2}{2} - \frac{2z(1-z)r_T^2}{R^2} \right], \quad (2.43)$$

e o modelo LCG (*Light Cone Gaussian*) [40, 44],

$$\phi_L^{V^*}(z, r_T) = N_L \exp \left[-r_T^2 / (2R_L^2) \right], \quad (2.44)$$

$$\phi_T^{V^*}(z, r_T) = N_T z(1-z) \exp \left[-r_T^2 / (2R_T^2) \right]. \quad (2.45)$$

Os parâmetros R e $N_{L,T}$ são definidos por meio da normalização das funções de onda,

$$\sum_{h,\bar{h}} \int dz d^2 r_T |\Psi_{h,\bar{h}}^{V^*\lambda}|^2 = 1, \quad (2.46)$$

bem como pelo decaimento eletrônico,

$$\int_0^1 dz \phi_{L,T}^{V^*}(z, r_T = 0) = \sqrt{\frac{\pi}{N_c}} \frac{f_V}{2e_q}. \quad (2.47)$$

O acoplamento do méson com a corrente eletromagnética, f_V , está relacionado com a largura do decaimento eletrônico $\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}$ via

$$\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-} = \frac{4\pi\alpha_{em}}{3} \frac{f_V^2}{m_V}. \quad (2.48)$$

A característica comum entre os modelos BG e LCG reside na dependência Gaussiana na separação transversa. A relação com a helicidade segue da estrutura das funções de onda do fóton virtual. Quanto ao termo δ na equação (2.41), BG considera $\delta = 1$, enquanto que LCG assume $\delta = 0$. Além disso, ambas parametrizações são construídas com os mesmos vínculos determinados por (2.46) e (2.47). Deste modo, podemos definir as funções de overlap (do inglês *overlap functions*) entre as funções de onda do fóton virtual e do méson,

$$\Phi_\lambda^{\gamma^*V^*}(z, r_T, m_q) = \sum_{h,\bar{h}} \Psi_{h,\bar{h}}^{\gamma^*\lambda}(z, r_T, m_q) \Psi_{h,\bar{h}}^{V^*\lambda}(z, r_T, m_q), \quad (2.49)$$

onde as componentes longitudinal e transversal são dadas, respectivamente, por

$$\Phi_L^{\gamma^*V^*} = \frac{N_c e e_q 2Q}{(2\pi)^2} \left[z(1-z) M_V K_0(\epsilon r_T) \phi_L(z, r_T) - \frac{K_0(\epsilon r_T) \nabla_{r_T}^2 \phi_L(z, r_T)}{M_V} \right], \quad (2.50)$$

$$\Phi_T^{\gamma^*V^*} = \frac{N_c e e_q}{(2\pi)^2} \left[\frac{(z^2 + (1-z)^2) \epsilon K_1(\epsilon r_T) \partial_{r_T} \phi_T(z, r_T)}{z(1-z)} + \frac{m_q^2 K_0(\epsilon r_T) \phi_T(z, r_T)}{z(1-z)} \right] \quad (2.51)$$

Retornando à expressão (2.33), a parte imaginária da amplitude de espalhamento elástico do par $q\bar{q}$ é escrita como

$$\text{Im}\mathcal{M}(s, t) = \sum_{h, \bar{h}} \int dz d^2 r_T \Psi_{h, \bar{h}}^{\gamma^* \lambda}(z, r_T) \sigma^{dip}(x, t, r_T) \Psi_{h, \bar{h}}^{V^* \lambda}(z, r_T). \quad (2.52)$$

A fim de obter a seção de choque total de fotoprodução exclusiva do méson vetorial, deve-se efetuar a integração em t considerando a transferência de momento nula, resulta que [42],

$$\sigma(\gamma^* p \rightarrow V p) = \frac{1}{16\pi B_V} |\text{Im}\mathcal{M}(s, t=0)|^2 (1 + \beta^2), \quad (2.53)$$

onde B_V é o parâmetro de inclinação (*slope*) encontrado em [45], onde assume-se um comportamento $e^{-B_V|t|/2}$ para a amplitude. A quantidade β é a razão entre as partes real e imaginária da amplitude, $\beta = \tan(\pi\lambda/2)$, em que $\lambda = \lambda(W_{\gamma^* p}, Q^2)$ é a potência efetiva da parte imaginária dependente da energia e da virtualidade do fóton. Além destas correções à $\sigma(\gamma^* p \rightarrow V p)$, outra correção é requerida por meio do efeito de *skewness*, que está associado aos diferentes momentos transversos dos glúons trocados no espalhamento. Tal efeito é inserido ao multiplicar a seção de choque total por $R_{q,g}^2$, aqui seguimos a parametrização de [46],

$$R_{q,g} = \frac{2^{2\lambda+3}}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\lambda + \frac{5}{2})}{\Gamma(\lambda + 3 + p)}, \quad (2.54)$$

com Γ denotando a função gama, sendo $p = 0$ para quarks e $p = 1$ para glúons. A forma de (2.53) implica que a seção de choque $\gamma^* p$ é proporcional à distribuição de glúons quadrática, dado que σ^{dip} tem dependência em $x f_g(x, Q^2)$, veja (2.29). Isto leva à dependência em energia devido à x na distribuição de glúons, isto é, $x \sim Q^2/W_{\gamma^* p}^2$. Como resultado, $\sigma(\gamma^* p \rightarrow V p)$ tem sido fitada como uma lei de potência em $W_{\gamma^* p}$ reproduzindo os dados de fotoprodução de mésons vetoriais em HERA, onde as curvas demonstram uma transição em energia, ou seja, curvas menos acentuadas à curvas mais acentuadas com a variação da massa do méson. Também podemos verificar este comportamento para um determinado méson variando Q^2 , onde a seção de choque cresce com o aumento de Q^2 , como exemplo, apresentamos a seção de choque para o méson ρ , $\sigma(\gamma^* p \rightarrow \rho p)$, veja a Fig.2.5. Além disso, é possível investigar o comportamento em Q^2 da fotoprodução de ρ . Os dados foram fitados para um determinado intervalo de Q^2 através de

$$\sigma(\gamma^* p \rightarrow \rho p) \sim \frac{1}{(Q^2 + m_\rho)^n}, \quad (2.55)$$

com m_ρ correspondendo a massa do méson observado e $n \approx 2.60$. A dependência em Q^2 para a produção do méson ρ pode ser vista na Fig.2.6. Em pequeno Q^2 , a curva apresenta um declive menor. Além disso, na Fig.2.6 mostramos separadamente a dependência em Q^2 das componentes σ_L e σ_T . Notamos que para grandes valores de Q^2 a componente longitudinal domina em relação à transversal. Isto se reflete na razão $R = \sigma_L/\sigma_T$, a qual indica um crescimento gradual da seção de choque longitudinal comparada à transversal. Por outro lado, a dependência de R em $W_{\gamma^* p}$ para um dado Q^2 não apresenta nenhum vínculo significativo em energia. Isto demonstra que σ_L e σ_T possuem a mesma dependência em energia, a qual é fixada por Q^2 , veja a Fig.2.7.

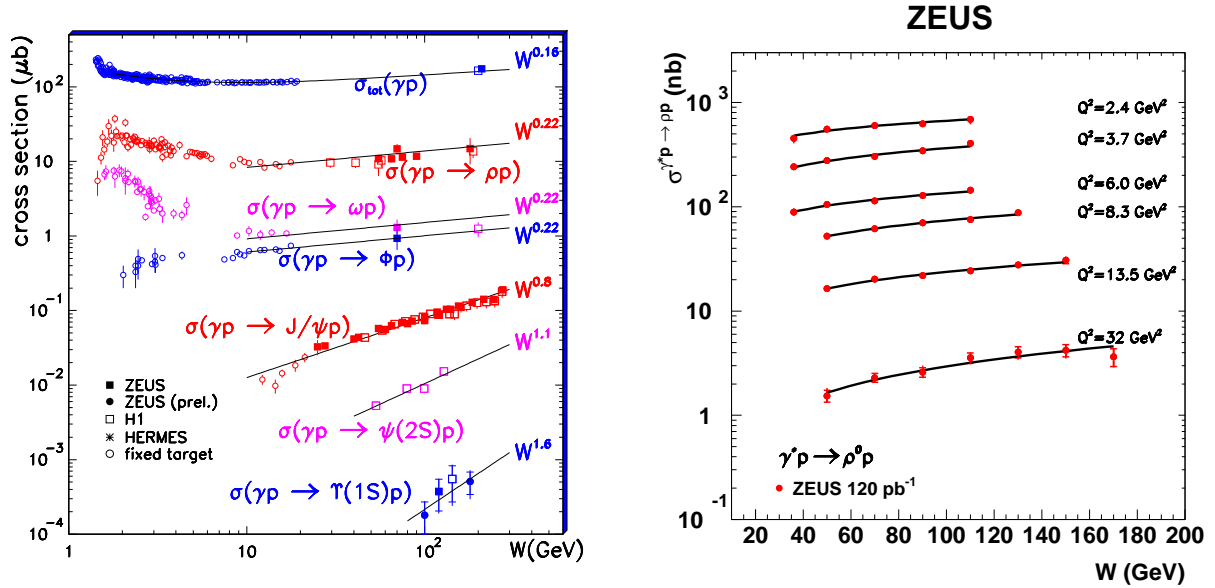


Fig. 2.5: Painel esquerdo: Dependência em energia da seção de choque total de fotoprodução ($Q^2 = 0$) para os mésons $\rho, \omega, \phi, J/\psi, \psi(2S)$ e Υ . As linhas indicam um fit tipo lei de potência em $W^{n_{\gamma^* p}}$. Painel direito: Dependência em energia de $\sigma(\gamma^* p \rightarrow \rho p)$ para diferentes Q^2 . Figuras extraídas de [47].

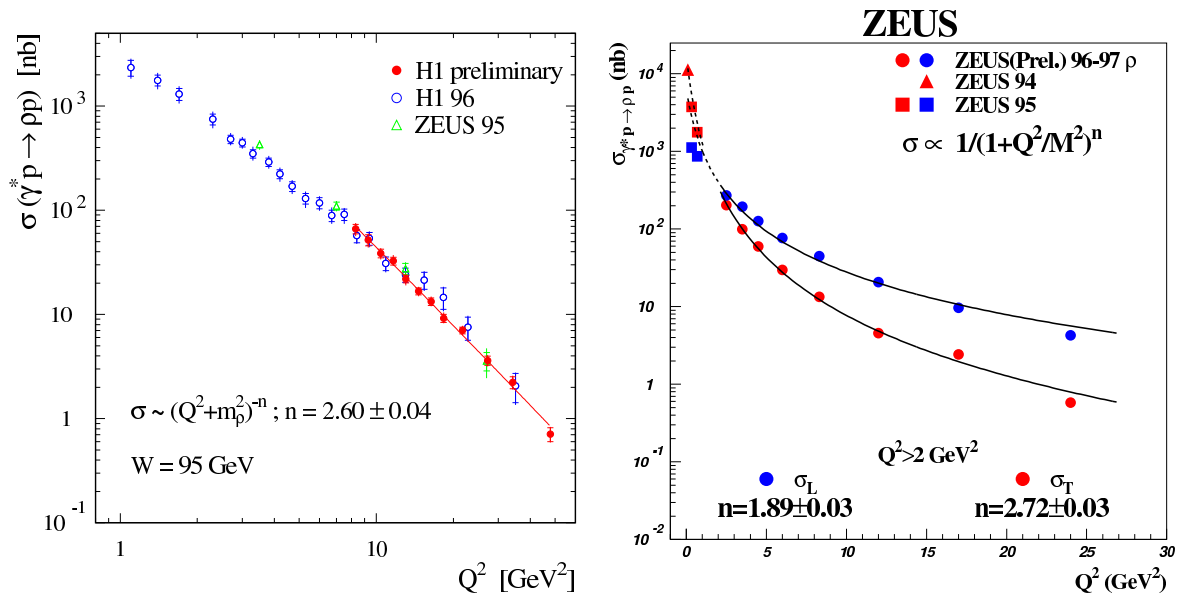


Fig. 2.6: Painel esquerdo: Dependência em Q^2 da seção de choque total de fotoprodução para o méson ρ . Painel direito: As componentes σ_L e σ_T em função de Q^2 . Figuras extraídas de [48].

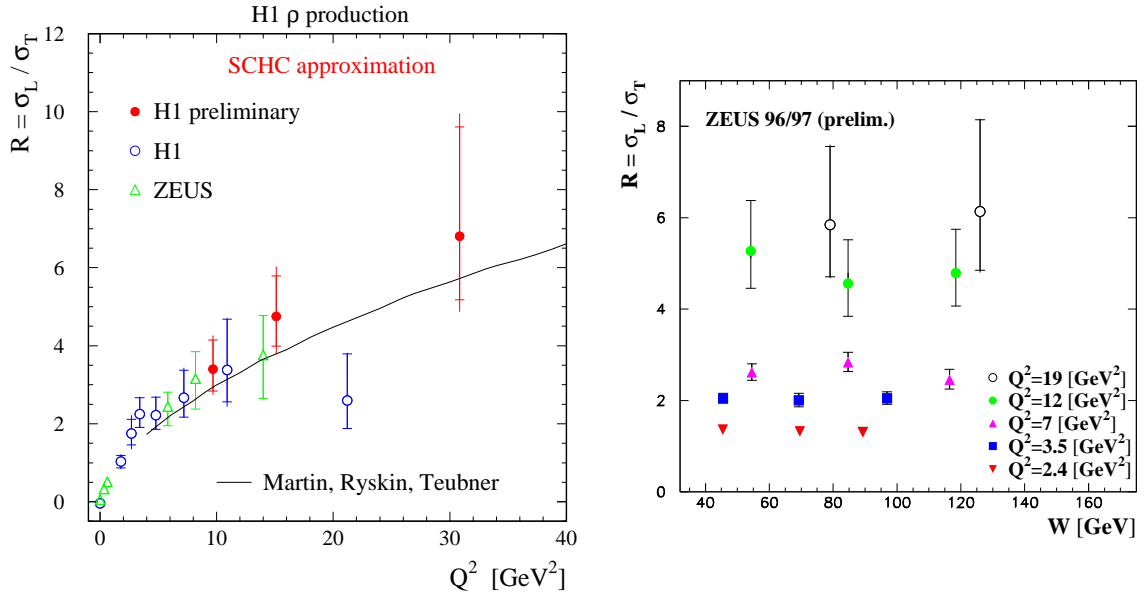


Fig. 2.7: Painel esquerdo: A taxa $R = \sigma_L/\sigma_T$ para produção do méson ρ como função de Q^2 . Figura extraída de [48]. Painel direito: A dependência em energia de R para um conjunto de valores de Q^2 . Figura extraída de [49].

É possível estender a produção exclusiva de mésons vetoriais para o caso nuclear, com o próton substituído por um núcleo A , o qual caracteriza o tipo de processo $\gamma^*A \rightarrow VY$. Quando $Y = A$, o processo é dito coerente, enquanto que $Y = A^*$ temos o caso incoerente. A amplitude imaginária correspondente a versão nuclear é dada por

$$\text{Im}\mathcal{M}_A(s, t) = \sum_{h, \bar{h}} \int dz d^2r_T \Psi_{h, \bar{h}}^{\gamma^* \lambda}(z, r_T) \sigma_A^{dip}(x, t, r_T) \Psi_{h, \bar{h}}^{V^* \lambda}(z, r_T), \quad (2.56)$$

com a seção de choque dipolo-nucleon substituída pela seção de choque dipolo-núcleo σ_A^{dip} . Equivalentemente, as expressões de $\sigma(\gamma^*A \rightarrow VY)$ em um dado parâmetro de impacto b para ambos processos são escritas como [50],

$$\sigma(\gamma^*A \rightarrow VA) = \int d^2b \left| \langle \Psi^{V^*} | 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma^{dip}(x, r_T) T_A(b) \right] | \Psi^{\gamma^*} \rangle \right|^2 (1 + \beta^2), \quad (2.57)$$

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma^*A \rightarrow VA^*) &= \frac{1}{16\pi B_V} \int d^2b T_A(b) \\ &\times \left| \langle \Psi^{V^*} | \sigma^{dip}(x, r_T) \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma^{dip}(x, r_T) T_A(b) \right] | \Psi^{\gamma^*} \rangle \right|^2 (1 + \beta^2). \end{aligned} \quad (2.58)$$

Para o caso nuclear, a correção adicional devido ao efeito de *skewness* permanece requerida. Portanto, a fim de computar a seção de choque exclusiva total de fotoprodução de mésons vetoriais, além de conhecer as funções de onda de cone de luz do fóton e do méson vetorial, necessita-se avaliar a seção de choque de dipolos. Entretanto, σ^{dip} é difícil de prever teoricamente, mas existem diversas parametrizações propostas na literatura. No que segue, abordaremos alguns modelos fenomenológicos para a seção de choque de dipolos.

2.4 Modelos fenomenológicos para σ^{dip}

Uma dificuldade que surge no cômputo de (2.29) é modelar a função de glúons não integrada, de forma razoável e que seja determinada com precisão. De modo geral, este problema é contornado introduzindo uma forma paramétrica para a seção de choque de dipolos. Tais modelos têm como característica principal interpolar a região de pequena separação transversa, descrita pela QCD perturbativa, e a região de grande separação transversa, descrita pela QCD não perturbativa. A seção de choque de dipolos contém toda a informação sobre o alvo e a correspondente física da QCD. Na aproximação eikonal, σ^{dip} é calculada conforme a fórmula abaixo,

$$\sigma^{dip}(x, r_T) = 2 \int d^2b \mathcal{N}(x, b, r_T), \quad (2.59)$$

sendo \mathcal{N} a amplitude de espalhamento dipolo-nucleon, que fornece toda a informação sobre o espalhamento hadrônico num determinado parâmetro de impacto. Podemos assumir a seguinte forma fatorizada para \mathcal{N} ,

$$\mathcal{N}(x, b, r_T) = \mathcal{N}(x, r_T)S(b), \quad (2.60)$$

onde a dependência em b está contida na função S . Após substituir em (2.59), $S(b)$ é integrada dando origem a um parâmetro constante $\sigma_0 = 2\pi R_p^2$, tal que

$$\sigma^{dip}(x, r_T) = \sigma_0 \mathcal{N}(x, r_T). \quad (2.61)$$

σ_0 está vinculado à QCD não perturbativa, sendo considerado como um parâmetro arbitrário, portanto, definido de modo a descrever os dados experimentais. As propriedades de $\mathcal{N}(x, r_T)$, isto é, σ^{dip} , quanto ao tamanho do dipolo são as mesmas discutidas na Seção 2.2. Em pequenos valores de r_T , $\mathcal{N} \sim r_T^2$, implicando que o sistema é fracamente interagente, característica da transparência de cor. No entanto, em grandes r_T , $\mathcal{N} \sim 1$, indicando que o sistema é fortemente interagente, o que implica na saturação de σ^{dip} em um valor constante σ_0 . A propriedade descrita anteriormente vem da saturação glúônica na função de onda do hádron. Os modelos discutidos a seguir levam em conta o conceito de saturação, e são parametrizações para a amplitude \mathcal{N} de espalhamento dipolo-hádron. Aqui, veremos os modelos GBW [51, 52] e IIM [53].

2.4.1 O modelo fenomenológico de GBW

O modelo fenomenológico de saturação de Golec-Biernat e Wüsthoff (GBW) propõe que a seção de choque de dipolos é obtida numa forma inspirada pelos modelos eikonais,

$$\sigma_{GBW}^{dip}(x, r_T) = \sigma_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{r_T^2 Q_s^2(x)}{4} \right) \right], \quad (2.62)$$

onde $Q_s(x)$ é a escala de saturação dependente de x , $Q_s^2(x) = Q_0^2(x_0/x)^\lambda$, com $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$. Os parâmetros são obtidos por ajuste dos dados inclusivos de DIS em HERA para pequeno

x . Para uma análise de 3(4) sabores de quarks resulta que: $\sigma_0 = 23,03(29,12)$ mb, $x_0 = 3,04 \times 10^{-4}(0,41 \times 10^{-4})$ e $\lambda = 0,288(0,277)$. O comportamento da seção de choque total com respeito à x é controlado pelo expoente λ . O modelo GBW satisfaz as características de σ^{dip} , quando $r_T^2 Q_s^2(x) \ll 1$, o modelo reduz-se à transparência de cor; enquanto que para a região $r_T^2 Q_s^2(x) \gg 1$, a exponencial fornece valores que tendem a zero, e a seção de choque satura assumindo um valor constante. O modelo GBW tem sua forma funcional simples, advinda de uma aproximação do regime de altas densidades da QCD. Apesar disto, a parametrização GBW fornece uma boa descrição dos dados de DIS em $x < 10^{-2}$, embora com a restrição de apenas descrever dados de DIS para valores considerados baixos de Q^2 . Tal limitação vem do fato que o modelo não estabelece conexão com a distribuição de glúons e, conseqüentemente, com a equação de evolução DGLAP. Logo, a parametrização GBW não descreve a quebra do escalonamento de Bjorken, conforme predito pela DGLAP. Outro aspecto adicional do modelo é apresentar uma saturação muito intensificada devido ao comportamento $x^{-\lambda}$.

2.4.2 O modelo fenomenológico de IIM

Iancu, Itakura e Munier (IIM) mostraram que os dados experimentais de HERA para $F_2(x, Q^2)$ no regime cinemático $x \leq 10^{-2}$ e $Q^2 < 50 \text{ GeV}^2$, onde espera-se os efeitos de altas densidades da QCD, podem ser bem descritos por uma expressão analítica da amplitude de espalhamento dipolo-próton. A parametrização proposta é uma solução aproximada das equações não lineares da QCD, e interpola o comportamento previsto para pequenos e grandes tamanhos de dipolo. A solução da equação BFKL no limiar de saturação é tomada para \mathcal{N} em pequenos dipolos, $r_T \ll 1/Q_s(x)$, pois apresenta a violação do escalonamento de Bjorken; por outro lado, a lei de Levi-Tuchin descreve o comportamento de \mathcal{N} para $r_T \gg 1/Q_s(x)$. Tanto GBW quanto IIM fitam o mesmo conjunto de parâmetros livres, ou seja, σ_0, x_0 e λ . Alguns aspectos do modelo permanecem de origem não perturbativa. Um deles é a dependência no parâmetro de impacto da amplitude, a qual está contida em $\sigma_0 = 2\pi R_p^2$, onde o próton é tratado como um disco homogêneo de raio R_p . Além disso, a condição inicial de ordem não perturbativa é definida por meio do valor x_0 no qual a escala de saturação assume o valor $Q_s(x) = 1 \text{ GeV}$, sendo que $Q_s^2(x) = (x_0/x)^\lambda$. A dependência em energia da escala de saturação é controlada pelo parâmetro λ . No modelo IIM, a seção de choque de dipolo é parametrizada como segue,

$$\sigma_{IIM}^{dip}(x, r_T) = \sigma_0 \begin{cases} 0,7 \left(\frac{\bar{\tau}^2}{4}\right)^{\gamma_{eff}(x, r_T)}, & \text{para } \bar{\tau} \leq 2, \\ 1 - \exp[-a \ln^2(b\bar{\tau})], & \text{para } \bar{\tau} > 2, \end{cases}$$

onde $\bar{\tau} = r_T Q_s(x)$. A região de transparência de cor, $\bar{\tau} \leq 2$, tem o comportamento governado pela dimensão anômala efetiva, $\gamma_{eff}(x, r_T) = \gamma_s + \frac{\ln(2/\bar{\tau})}{\kappa \lambda Y}$, com $Y = \ln(1/x)$ e $\kappa = 9.9$, os coeficientes γ_s e κ são fixados pela solução da BFKL em LO. A expressão para $\bar{\tau} > 2$, correspondendo a região de saturação, tem a forma funcional correta advinda da solução da equação BK. Os coeficientes a e b são determinados a partir da condição de continuidade da seção de choque de dipolos em $r_T Q_s(x) = 2$. Existem na literatura dois conjuntos de parâmetros para a abordagem IIM, os quais incluem a massa do quark charm no ajuste

dos dados. O primeiro conjunto [54] considera os dados experimentais de DESY-HERA e os valores para os parâmetros são: $\sigma_0 = 27,33$ mb, $x_0 = 0,1632 \times 10^{-4}$, $\lambda = 0,2197$ e $\gamma_s = 0,7376$. O segundo conjunto [55] extrai os valores do resultado combinado de ZEUS e H1 para o DIS inclusivo. Neste caso, os parâmetros são: $\sigma_0 = 21,85$ mb, $x_0 = 0,6266 \times 10^{-4}$, $\lambda = 0,2319$ e $\gamma_s = 0,762$. Tomando o mesmo valor para x , a escala de saturação torna-se maior para o segundo conjunto de valores, dado que x_0 e λ são maiores para o primeiro conjunto de dados. Por outro lado, o valor assintótico de σ_0 é menor para o último grupo de parâmetros. A solução da BFKL é obtida em ordem dominante porque provê uma forma explícita para $\mathcal{N}(x, r_T)$. Contudo, o formalismo LO apresenta uma imprecisão para y não assintótico. A fim de suprir esta insuficiência o expoente λ é considerado com um parâmetro livre.

Os modelos aqui discutidos tratam da parametrização da amplitude de espalhamento dipolo-nucleon, onde o nucleon pode ser, por exemplo, o próton ou o nêutron. Também estamos interessados no processo nuclear, isto é, o espalhamento dipolo-núcleo. Neste caso, devemos estender os modelos para o cenário nuclear, como é o caso do modelo de Glauber-Gribov [56, 57] introduzido a seguir.

2.4.3 O modelo nuclear fenomenológico de Glauber-Gribov

O formalismo de Glauber-Gribov faz referência às interações com núcleos, permitindo inserir correções de unitariedade à seção de choque nuclear. Através dos efeitos de múltiplos espalhamentos levados em conta neste modelo, pode-se limitar o crescimento das distribuições partônicas, como sugere o fenômeno de saturação partônica. Logo, a seção de choque de dipolos (2.59) é generalizada para o caso nuclear,

$$\sigma_{A(A^*)}^{dip}(x, r_T) = 2 \int d^2b \mathcal{N}_{A(A^*)}(x, b, r_T), \quad (2.63)$$

onde $A(A^*)$ especifica o processo coerente(incoerente) com a respectiva amplitude de espalhamento dipolo-núcleo $\mathcal{N}_{A(A^*)}$. A fórmula de Glauber-Gribov para a seção de choque total de um espalhamento coerente entre um estado hadrônico e o núcleo é

$$\sigma_A^{dip}(x, r_T) = 2 \int d^2b \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma^{dip}(x, r_T) T_A(b) \right] \right\}, \quad (2.64)$$

enquanto que para um espalhamento incoerente tal modelo fornece a seguinte expressão

$$\sigma_{A^*}^{dip}(x, r_T) = 2 \int d^2b \sigma^{dip}(x, r_T) \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma^{dip}(x, r_T) T_A(b) \right]. \quad (2.65)$$

$T_A(b)$ é a função perfil nuclear, que descreve a distribuição dos nucleons na área transversal do núcleo, contendo a dependência no parâmetro de impacto b ,

$$T_A(b) = \int dz \rho_A(b, z), \quad (2.66)$$

sendo z a direção do feixe e $\rho_A(b, z)$ a função densidade que determina a distribuição dos nucleons dentro do núcleo. A partir de (2.64) e (2.65) conjuntamente com as funções de onda $\Psi_{h,\bar{h}}^{\gamma^* \lambda}(z, r_T)$ e $\Psi_{h,\bar{h}}^{V^* \lambda}(z, r_T)$, podemos calcular a seção de choque total exclusiva de produção de mésons vetoriais para os processos nucleares coerente e incoerente, veja as expressões (2.57) e (2.58).

2.5 Conclusão

Neste capítulo revisamos o DIS na representação de dipolos de cor bem como apresentamos o respectivo esquema de fatorização com o objetivo de introduzirmos a fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais, assunto de interesse nesta Tese. Neste trabalho, calcularemos a seção de choque total de fotoprodução exclusiva dos mésons vetoriais $\rho, \phi, J/\psi, \psi(2S)$ e Υ em processos nucleares. Na literatura, há diferentes modelos de função de onda dos mésons vetoriais assim como para a seção de choque de dipolos. Particularmente, a fim de obter comparações entre modelos, tratamos das parametrizações BG e LCG para o primeiro caso, ao passo que para o segundo caso empregaremos os modelos fenomenológicos GBW e IIM. No próximo capítulo aplicaremos os diferentes modelos estudados para investigarmos a produção exclusiva de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas.

Capítulo 3

Fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas

Neste capítulo, nosso objetivo é avaliar os processos exclusivos em colisões ultraperiféricas no LHC, através da formulação de dipolos de cor. Em particular, a fotoprodução de mésons vetoriais, sendo conveniente tratarmos do conceito de fluxo de fótons equivalentes, a fim de descrever estas interações. Nossos resultados consideram os processos pp , pA e AA , onde em nossas previsões investigamos as incertezas teóricas advindas da abordagem de dipolos.

3.1 O espectro de fótons equivalentes

Interações fóton-fóton e fóton-hádron podem ser estudadas em colisões hadrônicas. Em princípio, tal fato pode ser surpreendente, uma vez que estas colisões são dominadas pelas interações fortes entre hádrons. O requerimento para suprimir tais interações vem da escolha de processos com grande parâmetro de impacto, onde as interações eletromagnéticas passam a ser dominantes. Neste tipo de colisão, o parâmetro de impacto deve ser maior do que a soma dos raios dos hádrons/núcleos interagentes. Devido a ação coerente de todos os prótons no núcleo, o campo eletromagnético produzido ao redor do mesmo é muito forte, atuando por um período curto de tempo. Segundo Fermi [58], que desenvolveu o método de fótons equivalentes, este campo eletromagnético dependente do tempo produzido por uma partícula relativística carregada pode ser substituído por um fluxo de fótons virtuais. Posteriormente, Weizsäcker [59] e Williams [60] estenderam a teoria de Fermi para incluir partículas ultrarelativísticas, sendo esta formulação conhecida como método de Weizsäcker-Williams. A Fig.3.1 mostra o campo produzido por uma partícula relativística de Lorentz. Na formulação de fótons equivalentes, o efeito dos campos de uma partícula carregada que se move rapidamente está associado aos campos de um pulso de radiação. No texto que segue, analisamos esta relação. As transformações de Lorentz dos campos \vec{E} e \vec{B} entre um sistema S' que se move com velocidade constante v em relação a um sistema S são dadas

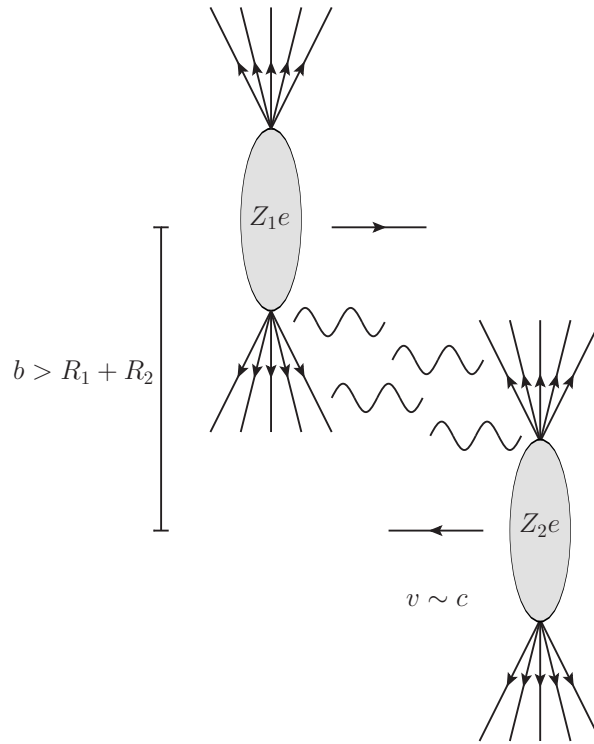


Fig. 3.1: Um núcleo com carga Ze em movimento a altas velocidades é cercado por um forte campo eletromagnético, o qual pode ser visto como uma nuvem de fótons virtuais. Numa colisão nuclear, estes fótons podem interagir entre si ou com o outro núcleo.

por

$$E'_1 = E_1, \quad (3.1)$$

$$E'_2 = \gamma[E_2 - \beta B_3], \quad (3.2)$$

$$E'_3 = \gamma[E_3 + \beta B_2], \quad (3.3)$$

$$B'_1 = B_1, \quad (3.4)$$

$$B'_2 = \gamma[B_2 + \beta E_3], \quad (3.5)$$

$$B'_3 = \gamma[B_3 - \beta E_2], \quad (3.6)$$

com o fator de Lorentz $\gamma = (1 - \beta)^{-1/2}$, onde $\beta = v/c$, e adotando o movimento dos sistemas inerciais paralelo ao eixo x_1 . Discutiremos a seguir como o campo eletromagnético criado por uma partícula de carga q que se desloca em S' com velocidade constante \vec{v} é visto em S num ponto P localizado em um dado parâmetro de impacto, veja Fig.3.2. Em outras palavras, conhecidos os campos elétrico e magnético no referencial de repouso da partícula, vamos obter os valores correspondentes no referencial inercial S . No ponto P , os campos

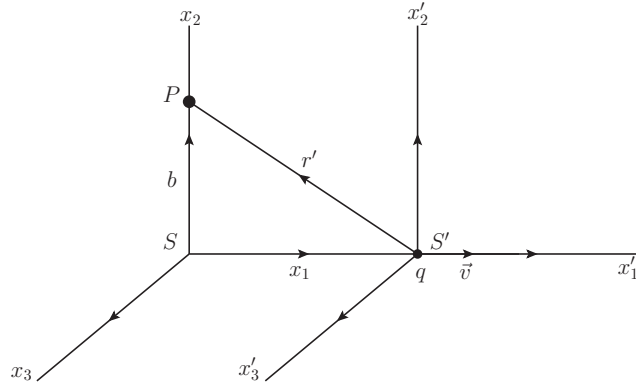


Fig. 3.2: Movimento na direção do eixo x_1 da partícula de carga q e velocidade \vec{v} .

valem

$$E'_1 = -\frac{qv t'}{(r')^3}, \quad (3.7)$$

$$E'_2 = \frac{qb}{(r')^3}, \quad (3.8)$$

$$E'_3 = 0, \quad (3.9)$$

$$B'_1 = 0, \quad (3.10)$$

$$B'_2 = 0, \quad (3.11)$$

$$B'_3 = 0. \quad (3.12)$$

No sistema S' , o ponto P têm as coordenadas $x'_1 = -vt'$, $x'_2 = b$, $x'_3 = 0$ e a distância $r' = \sqrt{b^2 + (vt')^2}$. Como estamos interessados no comportamento dos campos eletromagnéticos no sistema S , devemos expressar r' e t' em termos das coordenadas deste referencial, e para este fim usamos a transformação temporal de Lorentz,

$$t' = \gamma \left[t - \frac{\beta}{c} x_1 \right] = \gamma t, \quad (3.13)$$

dado que a coordenada x_1 do ponto P em S é nula. Consequentemente,

$$E'_1 = -\frac{qv\gamma t}{[b^2 + (v\gamma t)^2]^{3/2}}, \quad (3.14)$$

$$E'_2 = \frac{qb}{[b^2 + (v\gamma t)^2]^{3/2}}. \quad (3.15)$$

Finalmente, em função do sistema S , temos que os campos transformam-se tal que

$$E_1 = E'_1 = -\frac{qv\gamma t}{[b^2 + (v\gamma t)^2]^{3/2}}, \quad (3.16)$$

$$E_2 = \gamma E'_2 = \frac{q\gamma b}{[b^2 + (v\gamma t)^2]^{3/2}}, \quad (3.17)$$

$$B_3 = \gamma\beta E'_2 = \beta E_2. \quad (3.18)$$

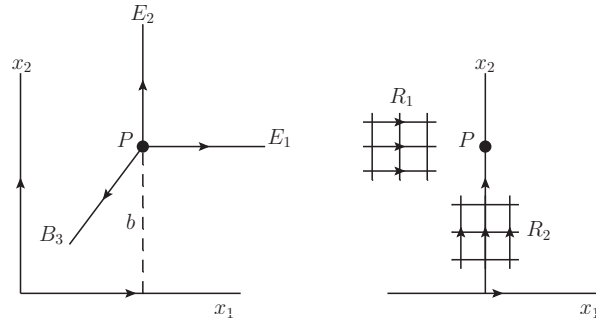


Fig. 3.3: Painel esquerdo: representação do campo gerado no ponto P pelo movimento da partícula. Painel direito: pulsos R_1 e R_2 da radiação equivalente.

Para $\beta \rightarrow 1$, isto é, $v \sim c$, um observador no ponto P não consegue distinguir o campo criado pela partícula em movimento e o campo de um pulso de radiação plana polarizada que se propaga na mesma direção da partícula. Os campos $E_2(t)$ e $B_3(t)$ correspondem a um pulso de radiação R_1 incidente em P na direção x_1 . Em contraste, um pulso R_2 que se desloca na direção x_2 , não reproduz exatamente o campo criado por $E_1(t)$, ou seja, não existe nenhum campo magnético para acompanhar $E_1(t)$ e assim formar um pulso de radiação R_2 . Apesar disto, se o movimento das partículas carregadas no sistema de coordenadas S não é relativístico, podemos adicionar o campo magnético necessário para criar o pulso R_2 sem alterar a física do problema, porque as partículas em S respondem somente a forças elétricas. Logo, de modo equivalente, é possível associar o campo eletromagnético da partícula à superposição de dois pulsos de radiação R_1 e R_2 . Ilustramos na Fig.3.3 a situação física descrita acima. Na sequência do texto, usaremos unidades naturais, $\hbar = c = 1$. A fotoprodução de mésons vetoriais pode ser classificada em duas categorias, coerente ou incoerente. Nos processos coerentes, os comprimentos de onda dos fótons são da mesma ordem de grandeza do raio do íon, $\lambda_\gamma \sim R_A$, isto é, os fótons acoplam-se coerentemente com todo o campo eletromagnético do alvo. Para os processos incoerentes, o fóton é espalhado por um único nucleon, desde que seu comprimento de onda tenha a mesma ordem de magnitude do raio do nucleon, $\lambda_\gamma \sim R_N$. A condição de coerência limita a virtualidade $Q^2 = -q^2$ do fóton,

$$Q^2 \leq \frac{1}{R_A^2}. \quad (3.19)$$

A partir da cinemática do processo, o fóton possui quadrimomento $q^\mu = (\omega, q_T, q_3 = \omega/v)$, em que ω e q_T são, respectivamente, a energia e a quantidade de movimento transversal do fóton, onde o hádron(núcleo) move-se com velocidade v . Isto leva a uma transferência de momento invariante de

$$Q^2 = \frac{\omega^2}{\gamma^2} + q_T^2, \quad (3.20)$$

com o vínculo de coerência limitando a máxima energia do fóton,

$$\omega < \omega_{max} \approx \frac{\gamma}{R_A}, \quad (3.21)$$

e a componente perpendicular do seu momento,

$$q_T \leq \frac{1}{R_A}. \quad (3.22)$$

O método de fótons equivalentes explora a semelhança entre os campos de uma partícula carregada que se move rapidamente e os campos de um pulso de radiação, e correlaciona os efeitos da partícula relativística carregada com algum sistema em termos dos efeitos produzidos pela interação da radiação correspondente com o mesmo sistema [61]. Portanto, no caso mais geral, podemos escrever a seção de choque total de fotoprodução de um estado V como

$$\sigma_V = \int d\omega \frac{dN_\gamma(\omega)}{d\omega} \sigma_V^\gamma(\omega), \quad (3.23)$$

onde $\sigma_V^\gamma(\omega)$ é a seção de choque do processo e $dN_\gamma(\omega)/d\omega$ é o fluxo de fótons equivalentes. O último é avaliado no espaço de parâmetro de impacto, sendo obtido via a integração da seguinte relação

$$\frac{dN_\gamma(\omega)}{d\omega} = \int \frac{d^3 N_\gamma(\omega, b)}{d\omega d^2 b} d^2 b, \quad (3.24)$$

com o integrando representando o fluxo de fótons equivalentes por unidade de área e energia, ou seja, correspondendo ao número de fótons equivalentes. É possível calcular esta quantidade através da transformada de Fourier dos campos da carga em movimento $E_{1,2}(t)$,

$$\frac{d^3 N_\gamma(\omega, b)}{d\omega d^2 b} = \frac{1}{2\pi} [|E_1(\omega)|^2 + |E_2(\omega)|^2], \quad (3.25)$$

em que

$$E_{1,2}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{1,2}(t) e^{i\omega t} dt. \quad (3.26)$$

Como resultado, temos que

$$\frac{d^3 N_\gamma(\omega, b)}{d\omega d^2 b} = \frac{Z^2 \alpha_{em}}{\pi^2} \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \left[K_1^2(x) + \frac{K_0^2(x)}{\gamma^2} \right], \quad (3.27)$$

sendo α_{em} a constante de estrutura fina, K_i as funções de Bessel modificadas e $x = \omega b/\gamma$. Em (3.27), o primeiro termo refere-se ao número de fótons do pulso R_1 , enquanto o segundo termo vem da contribuição do pulso R_2 , que torna-se desprezível quando $\gamma \gg 1$. Integrando o número de fótons equivalentes sobre os parâmetros de impacto entre $b = R$ e $b = \infty$, no qual o valor de R depende do processo considerado, o fluxo total de fótons de um núcleo de carga Z é dado por [62, 63, 64],

$$\begin{aligned} \frac{dN_\gamma^Z(\omega)}{d\omega} &= \int_R^\infty \frac{d^3 N_\gamma(\omega)}{d\omega d^2 b} d^2 b \\ &= \frac{2Z^2 \alpha_{em}}{\pi} \left[\xi K_0(\xi) K_1(\xi) + \frac{\xi^2}{2} (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right], \end{aligned} \quad (3.28)$$

onde, agora, as funções de Bessel modificadas passam a ser dependentes do parâmetro $\xi = \omega R/\gamma$. Visto que $dN_\gamma^Z(\omega)/d\omega$ é proporcional a Z^2 , processos induzidos por fótons são

altamente favorecidos quando núcleos pesados colidem. Também, é possível obter o fluxo de fótons equivalentes para o próton ($Z = 1$), sendo o espectro de energia calculado via o fator de forma [65],

$$\frac{dN_\gamma^p(\omega, Q^2)}{dz} = \frac{\alpha_{em}}{\pi} \frac{1-z+1/2z^2}{z} \int_{Q_{min}^2}^{\infty} \frac{Q^2 - Q_{min}^2}{Q^4} |F(Q^2)|^2 dQ^2, \quad (3.29)$$

aqui, Q^2 é o quadrimomento transferido pelo projétil cujo fator de forma é $F(Q^2)$, $Q_{min}^2 = \omega^2/\gamma^2$ representa o mínimo momento transferido, e z denota a fração de energia do próton carregada pelo fóton, $z = \omega/E$. Drees e Zeppenfeld [66] obtiveram o espectro de fótons equivalentes de prótons de alta energia usando o fator de forma de dipolo elétrico, $F_E(Q^2) = 1/(1+Q^2/0.71 \text{ GeV}^2)^2$. Admitindo a aproximação $(Q^2 - Q_{min}^2)/Q^4 \approx 1/Q^2$, Drees e Zeppenfeld encontraram o seguinte resultado

$$\frac{dN_\gamma^p(\omega)}{d\omega} = \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \left[1 + \left(1 - \frac{2\omega}{\sqrt{s}} \right)^2 \right] \left(\ln \chi - \frac{11}{6} + \frac{3}{\chi} - \frac{3}{2\chi^2} + \frac{1}{3\chi^3} \right), \quad (3.30)$$

com $\chi = 1 + (0.71 \text{ GeV}^2)/Q_{min}^2$ e \sqrt{s} a energia de centro de massa da colisão. Com o conhecimento do fluxo de fótons, podemos expressar a seção de choque de fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais como uma convolução da seção de choque $\sigma_V^\gamma(\omega)$ e o fluxo de fótons $dN_\gamma/d\omega$. É conveniente representar a seção de choque em termos da variável rapidez y do estado final, isto é, considerar as distribuições em rapidez. A seção de choque diferencial, $d\sigma_V/dy$, está relacionada com a seção de choque diferencial com respeito a energia do fóton, $d\sigma_V^\gamma/d\omega$, por meio da relação $d\sigma_V/dy = \omega d\sigma_V^\gamma/d\omega$. Para colisões simétricas hádron-hádron, tais como próton-próton (pp), temos somente o processo γp , portanto, dominante. Nestas colisões, ambos prótons podem atuar como fonte ou alvo do fluxo de fótons equivalentes. Tendo isto em vista, a seção de choque diferencial é escrita como

$$\frac{d\sigma}{dy}(pp \rightarrow p \otimes V \otimes p) = \left[\omega \frac{dN_\gamma^p(y)}{d\omega} \sigma(\gamma p \rightarrow Vp) \right] + \left[\omega \frac{dN_\gamma^p(-y)}{d\omega} \sigma(\gamma p \rightarrow Vp) \right], \quad (3.31)$$

onde $y = \ln(2\omega/m_V)$ e \otimes representa a presença de um intervalo de rapidez sem produção de partículas no estado final. Em particular, a convenção $y(-y)$ denota o fluxo de fótons do próton incidente da esquerda(direita). Neste caso, os fluxos e as seções de choque do processo são idênticas, implicando numa distribuição de rapidez manifestamente simétrica a partir da rapidez central ($y = 0$). Por outro lado, em colisões próton-núcleo (pA), o núcleo atua preferencialmente como fonte emissora dos fótons e o próton como alvo. No entanto, ainda há uma pequena contribuição em que o próton atua como fonte de fótons e o núcleo como alvo, ou seja, os processos γA . Evidentemente, a parcela dominante vem da interação γp , dado que o fluxo de fótons devido ao núcleo é maior do que o do próton. Assim, as expressões de ambos os tipos de fluxos são requeridas para colisões pA ,

$$\frac{d\sigma}{dy}(pA \rightarrow p \otimes V \otimes A) = \left[\omega \frac{dN_\gamma^Z(y)}{d\omega} \sigma(\gamma p \rightarrow Vp) \right] + \left[\omega \frac{dN_\gamma^p(-y)}{d\omega} \sigma(\gamma A \rightarrow VA) \right]. \quad (3.32)$$

Uma vez que os fluxos e as seções de choque são distintas, a distribuição de rapidez exhibe forma assimétrica, com a contribuição γp apresentando picos em rapidez positiva, ao passo

que a parcela γA tem contribuição importante em rapidez negativa. Similarmente ao processo pp , empregamos a mesma forma fatorizada para a distribuição de rapidez da seção de choque de uma colisão núcleo-núcleo (AA),

$$\frac{d\sigma}{dy}(AA \rightarrow A \otimes V \otimes A) = \left[\omega \frac{dN_\gamma^Z(y)}{d\omega} \sigma(\gamma A \rightarrow VA) \right] + \left[\omega \frac{dN_\gamma^Z(-y)}{d\omega} \sigma(\gamma A \rightarrow VA) \right], \quad (3.33)$$

onde temos apenas o processo γA e a distribuição de rapidez é manifestamente simétrica. A seguir, apresentaremos nossas previsões para a fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais em colisões pp , pA e AA em energias do LHC.

3.2 Fotoprodução de J/ψ , $\psi(2S)$ e Υ em colisões pA

Conforme foi visto anteriormente, a distribuição de rapidez é dada por (3.32) com $dN_\gamma^Z/d\omega$ e $dN_\gamma^p/d\omega$ expressos por (3.28) e (3.30), respectivamente. O referencial teórico considerado é o formalismo de dipolos de cor, discutido no Cap.2. Aqui, adotamos, correspondentemente, (2.53) e (2.57) para as seções de choque $\sigma(\gamma p \rightarrow Vp)$ e $\sigma(\gamma A \rightarrow VA)$. Nas avaliações numéricas, usamos o modelo BG [42, 43] para a função de onda do méson vetorial e o modelo fenomenológico IIM [53] para a seção de choque de dipolos, o qual contém as principais propriedades da física de saturação. Em relação à seção de choque γA , introduzimos a razão nuclear referente a densidade de glúons $R_g(x, Q^2, b)$,

$$\sigma_A^{dip}(x, r_T) = 2 \int d^2b \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} R_g(x, Q^2, b) \sigma^{dip}(x, r_T) T_A(b) \right] \right\}.$$

Antes de apresentar as nossas estimativas [67] para a produção de quarkonium, vamos discutir o papel desempenhado por $R_g(x, Q^2, b)$ na seção de choque $\sigma(\gamma A \rightarrow VA)$. Devido à estrutura do núcleo, efeitos associados à presença do meio nuclear modificam o comportamento das distribuições partônicas. A magnitude da razão nuclear entre as funções de estrutura nuclear/nucleônica permite avaliar estes efeitos nucleares, que são distintos para cada região cinemática mapeada pela variável de Bjorken x . Informação sobre a quantidade de pártons em um núcleo (A) ou nucleon (N) para uma determinada escala (Q^2) está relacionada com as funções de estrutura,

$$F_2^N(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 x q_N(x, Q^2), \quad (3.34)$$

$$F_2^A(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 x q_A(x, Q^2), \quad (3.35)$$

com a razão definida como [68],

$$R_{F_2}^A(x, Q^2) = \frac{F_2^A(x, Q^2)}{A F_2^N(x, Q^2)}. \quad (3.36)$$

O resultado, $R_{F_2}^A(x, Q^2) = 1$, considera a distribuição partônica no núcleo como a superposição de pártons no nucleon, assumindo que não há influência do meio nuclear, porém

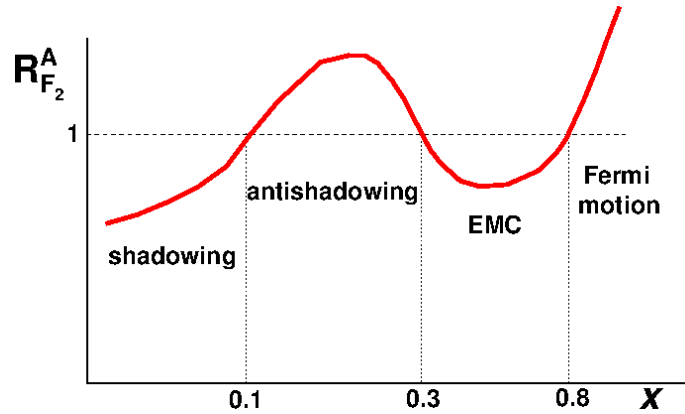


Fig. 3.4: Regiões cinemáticas e os seus respectivos efeitos nucleares. Figura extraída de [68].

este comportamento não é observado. Experimentalmente, verifica-se que as distribuições partônicas em núcleos são diferentes da superposição dos seus constituintes partônicos em nucleons. Em outras palavras, a função de estrutura medida no nucleon ligado ao núcleo é diferente da função de estrutura deste mesmo nucleon no espaço livre. Na Fig.3.4, ilustramos estas distintas regiões cinemáticas. Aqui, a região cinemática relevante é a de pequeno x , ou seja, a região de sombreamento (*shadowing*), caracterizada a seguir. Em $x < 0,1$, a razão das funções de estrutura é menor do que 1 e decresce com x decrescente, isto é, a medida da função de estrutura nuclear é menor do que a nucleônica. Isto pode estar relacionado a origem de um glúon através da interação de um par de glúons de pequeno x . A região de sombreamento aumenta sistematicamente com o número de massa atômica A , sendo que este efeito depende apenas fracamente do momento transferido Q^2 . Existem na literatura diferentes parametrizações que predizem os efeitos nucleares, dentre elas: EPS (Eskola, Paukkunen e Salgado) [69], HKN (Hirai, Kumano e Nagai) [70, 71] e HIJING [72, 73]. Na Fig.3.5, apresentamos os resultados da razão de glúons nestas parametrizações, que indicam distintas magnitudes para os efeitos nucleares. Dependendo da fração de momento x dos pártons, as funções de distribuição nucleares podem ser suprimidas (sombreamento) comparadas com as distribuições partônicas usuais. Em particular, existe grande incerteza na distribuição de glúons nuclear. O sombreamento de glúons é moderado para HKN, sendo intensificado nas parametrizações EPS e HIJING, onde a última tem uma maior supressão. Para pequeno x , $x \leq 10^{-4}$, HKN e EPS ($Q^2 = 4,3 \text{ GeV}$) apresentam, respectivamente, supressão de aproximadamente 15 e 25%, ao passo que HIJING prediz supressão em torno de 55%. Há uma relação entre rapidez e a fração de momento x ,

$$x = \frac{m_V}{\sqrt{s}} e^{\pm y}, \quad (3.37)$$

onde m_V é a massa do méson, e s é o quadrado da energia de centro de massa. Consequentemente, é possível associar a distribuição de rapidez com a região cinemática mapeada por x , restringindo os efeitos nucleares. Além disso, a variável rapidez do estado de quarkonium

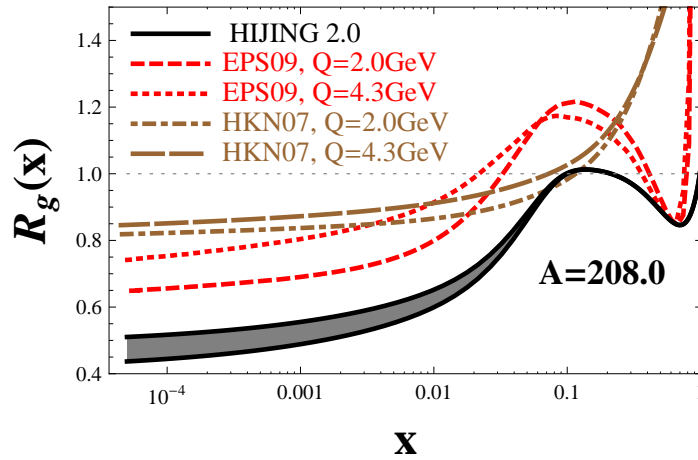


Fig. 3.5: Razão de glúons nuclear, $R_g \equiv xg_A/A.xg_N$, predita pelas parametrizações EPS, HKN (em duas diferentes escalas de Q^2) e HIJING, considerando $A = 208.0$. Figura extraída de [73].

pode ser aproximada a pseudorapidez η , quando o momento p portado pela partícula é elevado tal que sua massa pode ser ignorada, $p \gg m$, logo

$$\eta \equiv -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \approx y. \quad (3.38)$$

Medidas experimentais são feitas da variável pseudorapidez, uma vez que os detectores cobrem uma região angular θ bem definida com respeito ao eixo de colisão do feixe de partículas. Recentemente, foi demonstrado que a abordagem de dipolos com $R_g = 1$ (sem efeito nuclear de sombreamento) não descreve os dados de ALICE para a produção coerente de J/ψ no LHC em colisões $PbPb$ com $\sqrt{s_{AA}} = 2,76$ TeV [74, 75]. A seção de choque em rapidez central é superestimada por um fator 2. O motivo consiste na seção de choque fóton-núcleo não incluir nenhuma correção para o sombreamento de glúons nuclear. Adicionalmente, nenhum dos glúons irradiados durante o processo participam das múltiplas interações no núcleo, esta é uma característica da aproximação eikonal, embora a seção de choque de dipolos σ^{dip} inclua todos os possíveis efeitos de radiação gluônica. Em [76], onde as correções nucleares referentes a emissão de glúons tomam parte, mostrou-se que esta contribuição pode ser absorvida em R_g . Em nossos cálculos, adotamos a parametrização HIJING, pois apresenta boa descrição dos dados de ALICE para a fotoprodução de J/ψ , como pode ser visto na Fig.3.6. Outra razão desta escolha reside na dependência no parâmetro de impacto de $R_g(x, b)$, ausente nas parametrizações HKN e EPS. A Fig.3.7 apresenta nossos resultados para a distribuição de rapidez da fotoprodução coerente de J/ψ em colisões pPb com $\sqrt{s_{pA}} = 5,02$ TeV, onde por comparação, as curvas são obtidas usando $R_g = 1$ e $R_g(x, b)$ proposto pela HIJING. Como esperado, o efeito de sombreamento de glúons tem um pequeno impacto no caso pA , dado que a interação fóton-próton provê uma contribuição menor, sendo relevante na região de rapidez negativa, onde alcança-se pequenos valores de x no núcleo. Verificamos que a distribuição de rapidez é suprimida por um fator 0,72 em

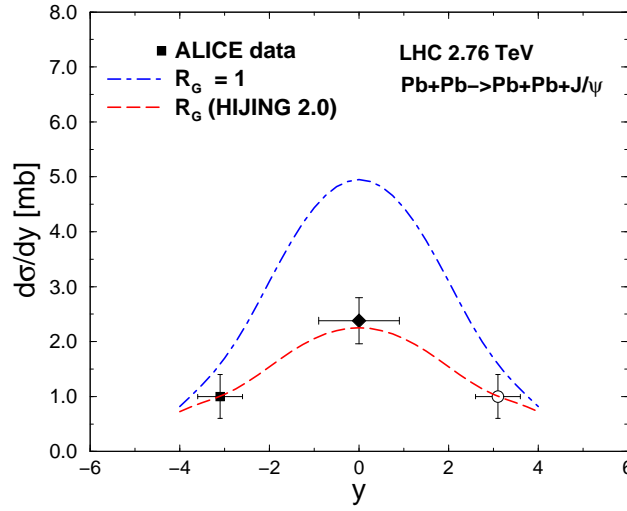


Fig. 3.6: Distribuição de rapidez para a fotoprodução coerente de J/ψ em colisões PbPb no LHC com $\sqrt{s_{AA}} = 2,76$ TeV comparada com os dados de ALICE [73, 74]. Figura extraída de [67].

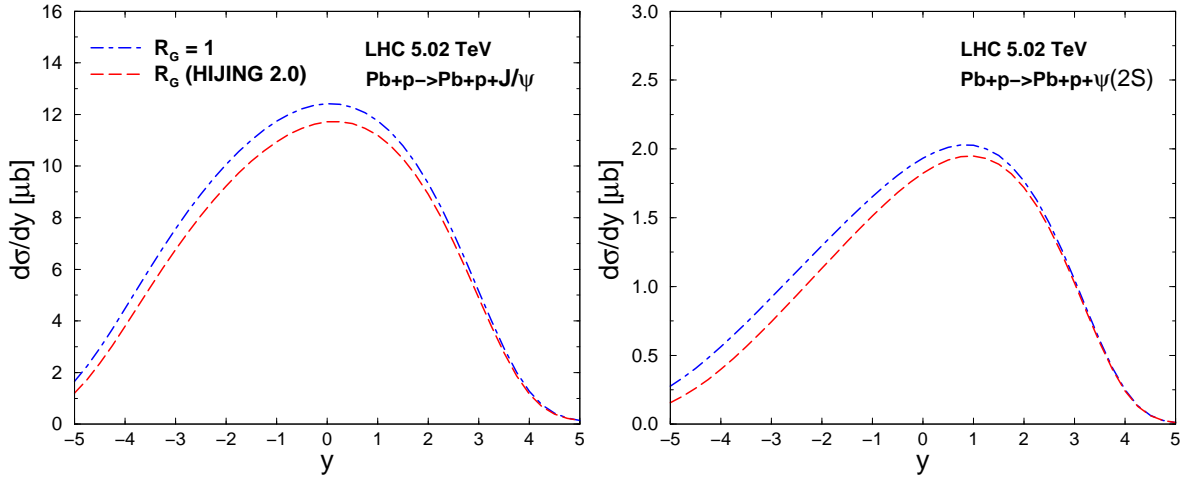


Fig. 3.7: Distribuição de rapidez para a fotoprodução coerente de J/ψ (painel esquerdo) e $\psi(2S)$ (painel direito) em colisões pPb com $\sqrt{s_{pA}} = 5,02$ TeV. A curva ponto-tracejada representa $R_g = 1$ e a curva tracejada denota $R_g(x, b)$ predito pela HIJING. Figura extraída de [67].

$y = -5$ e $0,94$ em $y = 0$. Ainda se tratando de estados de charmonium, na Fig.3.7 mostramos os resultados referentes a distribuição de rapidez da fotoprodução do estado excitado $\psi(2S)$ em processos pPb com $\sqrt{s_{pA}} = 5,02$ TeV. A supressão é similar ao caso do estado fundamental J/ψ , sendo o fator de $0,62$ em $y = -5$. A investigação da produção de Υ é apresentada na Fig.3.8. Claramente, a supressão em rapidez negativa é mais acentuada em relação a J/ψ e $\psi(2S)$, principalmente para $y < -2$. Isto se deve ao fato de a interação

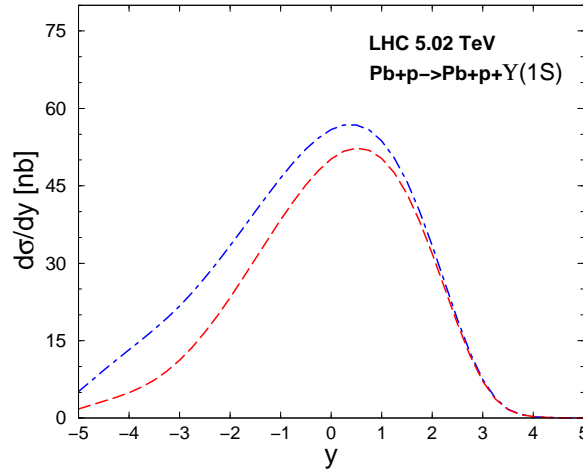


Fig. 3.8: Distribuição de rapidez para a fotoprodução coerente de Υ em colisões pPb com $\sqrt{s_{pA}} = 5,02$ TeV. A curva ponto-tracejada representa $R_g = 1$ e a curva tracejada denota $R_g(x, b)$ predito pela HIJING. Figura extraída de [67].

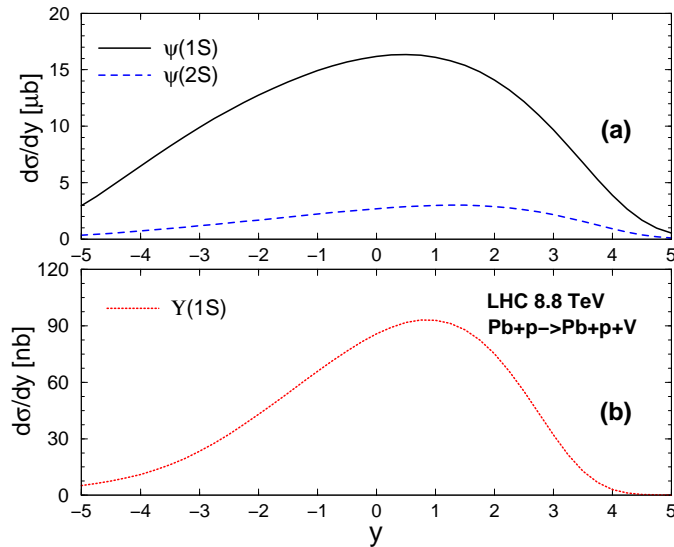


Fig. 3.9: Distribuição de rapidez para a fotoprodução coerente de J/ψ (linha sólida), $\psi(2S)$ (linha tracejada) e Υ (linha pontilhada) em colisões pPb com $\sqrt{s_{pA}} = 8,8$ TeV. Estes resultados são obtidos usando $R_g(x, b)$ via HIJING. Figura extraída de [67].

fóton-núcleo contribuir mais no caso Υ em comparação com os estados de charmonium. Ou seja, os múltiplos espalhamentos dos dipolos de cor são menos suprimidos quanto a produção de J/ψ . Este cenário está diretamente relacionado com o valor de x_A provado na produção de Υ . Por exemplo, em $y = -3$ obtém-se $x_A \simeq 10^{-4}$, que pode ser comparado com $x_A \simeq 10^{-5}$ para o charmonium no mesmo valor de rapidez. Nossas previsões para as colisões pPb de mais alta energia são mostradas na Fig.3.9, sendo a energia de centro de

massa $\sqrt{s_{pA}} = 8,8 \text{ TeV}$. Em (a), analisamos a produção de charmonium. As estimativas seguem a mesma tendência com $\sqrt{s_{pA}} = 5,02 \text{ TeV}$, ou seja, $\psi(2S)$ tem uma supressão mais pronunciada do que J/ψ . Diferentemente do caso anterior, a seção de choque é maior por um fator 1,3. Em (b), a predição para o estado Υ está feita. Neste caso, a seção de choque é enaltecida por um fator 1,5 em relação ao resultado da produção com menor energia de centro de massa.

3.3 Fotoprodução de ρ e ϕ em colisões pp , pA e AA

Em particular, os mésons vetoriais leves como ρ e ϕ não têm uma escala perturbativa associada ao processo no limite de fotoprodução. Portanto, estes podem testar o regime não perturbativo da QCD. A transição entre o tratamento perturbativo e o regime suave pode ser abordada pelos modelos de saturação inseridos no formalismo de dipolos de cor. Nestes formalismos, a escala de saturação caracteriza a limitação da densidade de pártons que pode ser alcançada na função de onda dos hádrons. Além disso, a escala típica que governa a dinâmica da produção de mésons leves é a escala de saturação, sendo que neste cenário, os fótons são considerados como dipolos de cor na representação de cone de luz mista, em que a sua dimensão transversal é tratada como congelada durante a interação. A abordagem descrita acima possui uma boa concordância fenomenológica na descrição da foto-eletroprodução de mésons vetoriais no regime de energia DESY-HERA, considerando prótons como alvo [77]. A possibilidade de investigação da produção fotonuclear em energias similares foi fornecida pelas medições no RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) para a produção de ρ e J/ψ no processo coerente ouro-ouro [78, 79]. Aqui, nosso objetivo é analisar as incertezas teóricas sobre nossas predições [80] para a fotoprodução de mésons vetoriais leves em colisões pp , pA e AA no LHC utilizando a abordagem de dipolos de cor. A fim de comparar a dependência de distintos modelos para a função de onda do méson bem como para a seção de choque de dipolos, temos adotado as parametrizações BG [42, 43] e LCG [40, 44] para o primeiro caso, enquanto que para o segundo caso empregamos os modelos fenomenológicos GBW [51, 52] e IIM [53]. Em particular, admitimos dois conjuntos de parâmetros para o modelo IIM, denotados por IIM-old [54] e IIM-new [55]. Vamos começar pelo cálculo da distribuição de rapidez para a produção de ρ e ϕ em colisões próton-próton com $\sqrt{s_{pp}} = 7 \text{ TeV}$, conforme mostra a Fig.3.10. Em (a), apresentamos os resultados para a produção de ρ tendo em conta a função de onda BG e as abordagens fenomenológicas GBW e IIM para σ^{dip} . O comportamento em grande rapidez é semelhante para os diferentes modelos. No entanto, em rapidez central há uma dependência evidente da escolha dos modelos. Encontramos que $d\sigma/dy(y=0) = 0,9, 0,83, 0,95 \mu\text{b}$ para IIM-old, IIM-new e GBW, respectivamente. O desvio é da ordem de 14% neste caso. Agora, em (b), mostramos os resultados para a função de onda LCG. Na região de $y=0$ obtemos que $d\sigma/dy(y=0) = 0,80, 0,45, 0,85 \mu\text{b}$ para IIM-old, IIM-new e GBW, respectivamente. As estimativas usando a função de onda LCG são menores do que no caso da função de onda BG. Além disso, há uma intensa supressão quando o modelo IIM-new é considerado, sendo o fator de 1,8. Em relação à produção do méson ϕ , em (a) apresentamos as predições usando a função de onda BG e em (b) os valores correspondentes para a função de onda LCG, veja a Fig.3.11.

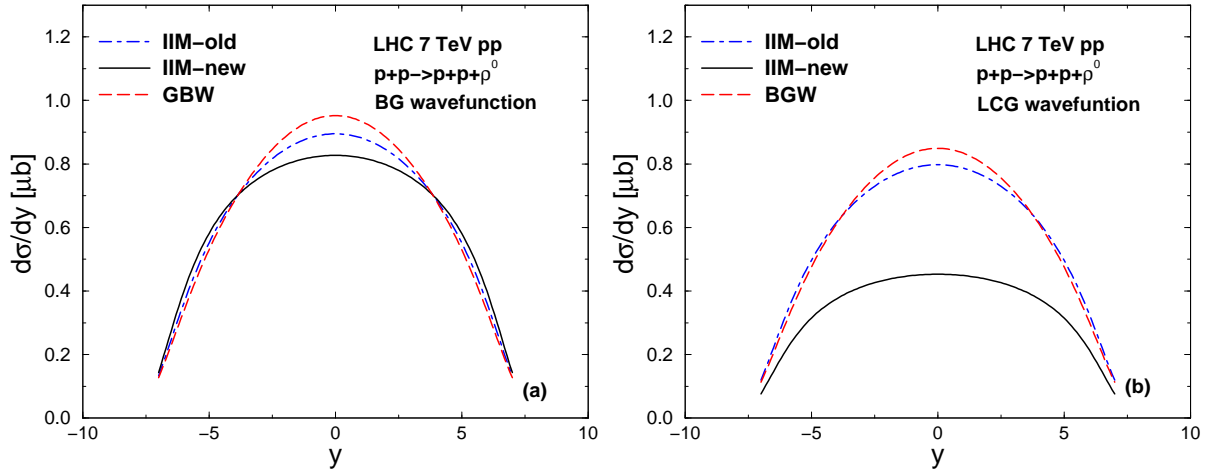


Fig. 3.10: *Predições para a distribuição de rapidez da fotoprodução coerente de ρ em colisões pp com $\sqrt{s_{pp}} = 7$ TeV, considerando as funções de onda BG (a) e LCG (b), e distintos modelos para a seção de choque de dipolos. Figura extraída de [80].*

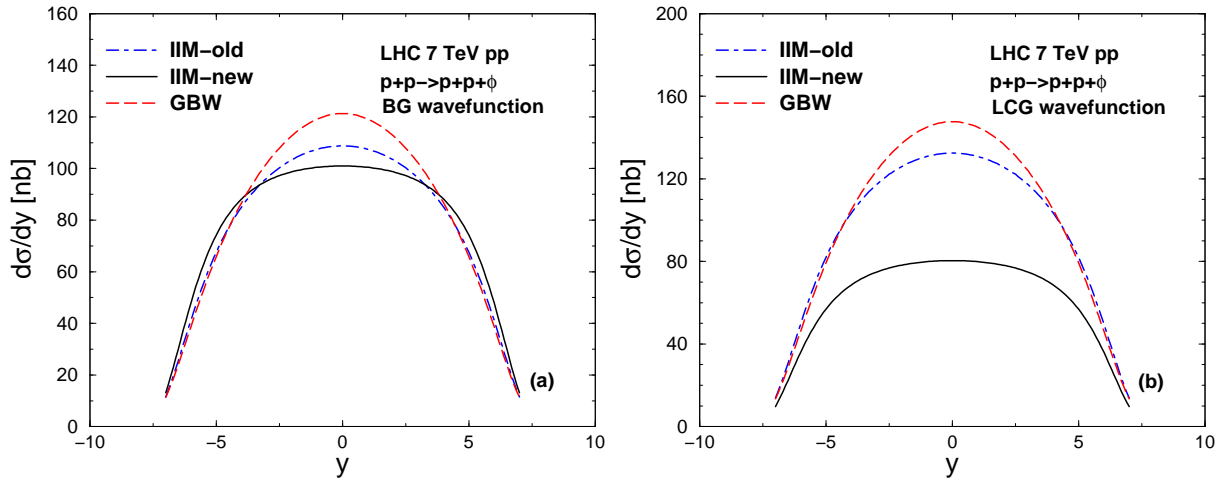


Fig. 3.11: *Predições para a distribuição de rapidez da fotoprodução coerente de ϕ em colisões pp com $\sqrt{s_{pp}} = 7$ TeV, considerando as funções de onda BG (a) e LCG (b), e distintos modelos para a seção de choque de dipolos. Figura extraída de [80].*

Em rapidez central verificamos que $d\sigma/dy(y = 0) = 108,8$ nb (IIM-old), 101 nb (IIM-new) e 121,3 nb (GBW) adotando a parametrização BG, enquanto que $d\sigma/dy(y = 0) = 132,4$ nb (IIM-old), 80,4 nb (IIM-new) e 147,7 nb (GBW) assumindo a parametrização LCG. Em contraste com a fotoprodução de ρ , os valores das seções de choque em $y = 0$ são maiores por um fator de 20% utilizando LCG em vez de BG, pelo menos para os modelos IIM-old e GBW. Isto pode ser devido à estrutura mais rica da função de onda BG em comparação com a função de onda LCG. Novamente, uma redução em $d\sigma/dy$ é observada quando analisamos os efeitos da escolha do modelo IIM-new. A Fig.3.12 mostra nossa análise para a distribuição de

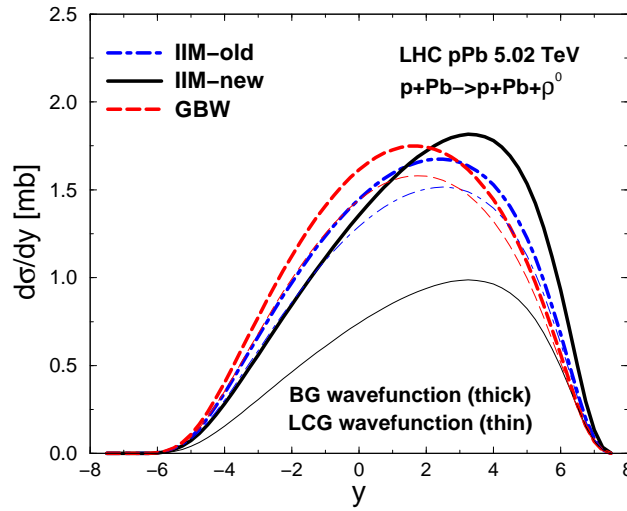


Fig. 3.12: *Predições para a distribuição de rapidez da fotoprodução coerente de ρ em colisões pPb com $\sqrt{s_{pA}} = 5,02$ TeV, considerando as funções de onda BG (linhas espessas) e LCG (linhas finas), e distintos modelos para a seção de choque de dipolos. Figura extraída de [80].*

rapidez da fotoprodução de ρ em interações pPb (de modo simplificado, contamos somente a interação dominante γp) com $\sqrt{s_{pA}} = 5,02$ TeV, onde as curvas são fornecidas via as funções de onda BG e LCG. Podemos ver uma forte dependência da escolha da função de onda do méson assim como da seção de choque de dipolos, onde o menor valor de $d\sigma/dy$ é provido pela parametrização IIM-new e função de onda LCG. Por exemplo, em $y = 3$, estimamos uma supressão de aproximadamente 45% em relação ao conjunto IIM-new e BG. O padrão apresentado para a produção de ρ em processos pA é similar aos resultados obtidos para a produção de quarkonium. Agora, como pode ser visto na Fig.3.13, investigamos a produção fotonuclear do méson leve ρ em colisões $PbPb$ no LHC considerando $\sqrt{s_{AA}} = 2,76$ TeV. Em (a), apresentamos os resultados para a distribuição de rapidez da produção coerente de ρ admitindo a função de onda BG. O recente dado preliminar de ALICE [81] para a fotoprodução nuclear de ρ , $d\sigma/dy(y = 0) = 420 \pm 10$ (estatístico) $_{-55}^{+30}$ (sistemático) mb, é também mostrado. Como resultado, temos que $d\sigma/dy(y = 0) = 661,5$ mb (IIM-old), 747 mb (IIM-new) e 685,6 mb (GBW), respectivamente. Em qualquer caso, as predições são em média 50% maiores do que o resultado experimental. A incerteza teórica associada com os modelos para a seção de choque de dipolos permanece como no caso próton-próton. Existe uma distinção da estimativa para o modelo IIM-new e função de onda BG comparada ao caso pp , sendo esta maior do que o conjunto IIM-old e GBW. Em (b), são exibidos os resultados adotando a parametrização LCG, incluindo a predição de GM [82], que também considerou a abordagem de dipolos de cor. Desta vez, obtemos, correspondentemente, os seguintes valores: $d\sigma/dy(y = 0) = 469,5$ mb (GM), 585,1 mb (IIM-old), 409 mb (IIM-new) e 603,3 mb (GBW). Os resultados são menores do que para a função de onda BG, além disso, a predição com o modelo IIM-new é consistente com os dados dentro das barras de erro. Na Fig.3.14, são apresentadas as estimativas para a produção fotonuclear incoerente

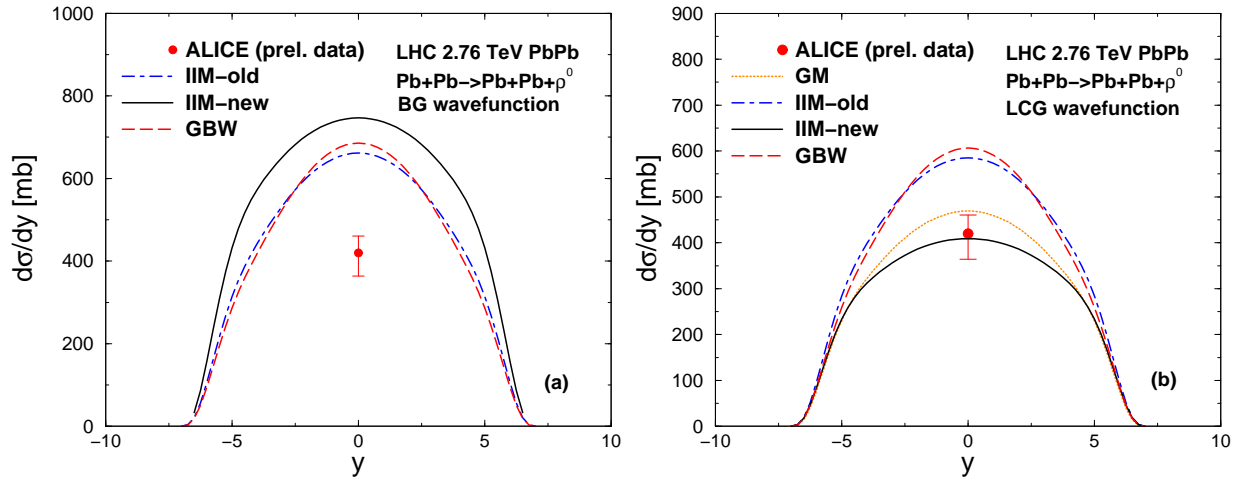


Fig. 3.13: *Predições para a distribuição de rapidez da fotoprodução coerente de ρ em colisões PbPb com $\sqrt{s_{AA}} = 2,76$ TeV, considerando as funções de onda BG (a) e LCG (b), e distintos modelos para a seção de choque de dipolos. O dado preliminar de ALICE [81] para rapidez central é também apresentado. Figura extraída de [80].*

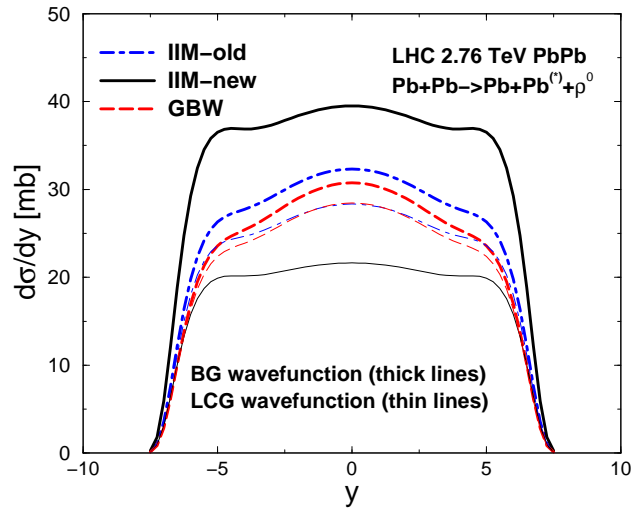


Fig. 3.14: *Predições para a distribuição de rapidez da fotoprodução nuclear incoerente de ρ em colisões PbPb com $\sqrt{s_{AA}} = 2,76$ TeV, considerando as funções de onda BG (linhas espessas) e LCG (linhas finas), e distintos modelos para a seção de choque de dipolos. Figura extraída de [80].*

de ρ , $Pb + Pb \rightarrow Pb + \rho + Pb^*$, com energia de centro de massa igual a 2,76 TeV. De modo similar ao caso coerente, as predições empregando a função de onda BG são maiores do que a opção LCG, e podem introduzir uma incerteza por um fator 2 em rapidez central, veja a estimativa para IIM-new. O principal resultado é que a produção incoerente de ρ é da

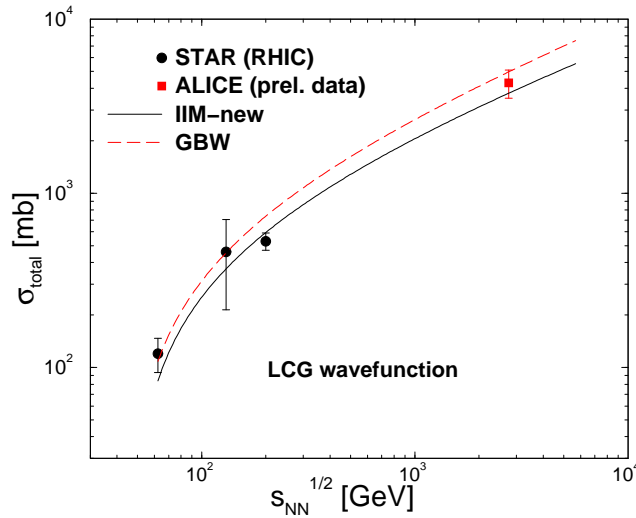


Fig. 3.15: A seção de choque total para a produção coerente de ρ em colisões PbPb em função da energia $\sqrt{s_{NN}}$. As curvas são para os modelos de seção de choque de dipolos IIM-new e GBW, onde em ambos consideramos a parametrização LCG. As medições de STAR (RHIC) [79] em baixas energias e o dado preliminar de ALICE [81] são também apresentados. Figura extraída de [80].

ordem de 30 ± 10 mb em $y = 0$, contrastando com 600 ± 200 mb para o caso coerente. Estes valores são obtidos adotando o modelo IIM-new e analisando as diferenças das estimativas entre as funções BG e LCG. Na Fig.3.15, apresentamos a seção de choque integrada (sobre toda a rapidez) como uma função da energia $\sqrt{s_{NN}}$, incluindo os resultados de menor energia ($\sqrt{s_{NN}} = 62, 4, 130$ e 200 GeV) da colaboração STAR no RHIC [79]. O dado preliminar de ALICE [81], $\sigma_{total}^{coh} = 4,3 \pm 0,1$ (estatístico) $_{-0,5}^{+0,6}$ (sistemático) b, também é apresentado. Mostramos as previsões usando os modelos IIM-new e GBW para a seção de choque de dipolos e a parametrização LCG. Comparando os modelos aqui investigados a estes dados, temos somente apresentado a seção de choque coerente (não incluímos as contribuições que levam em conta a quebra do núcleo [83]) e também uma interpolação do RHIC para o LHC é realizada. Verificamos que a abordagem de dipolos de cor descreve razoavelmente a dependência em energia de σ_{total} , reproduzindo os dados correspondentes a baixos e altos valores. Como uma previsão para a futura energia projetada de $5,5$ TeV, obtemos as seguintes seções de choque (integradas em y): $\sigma_{0n0n}^{coh} = 5,30$ (7, 21) b, empregando a função de onda LCG e os modelos IIM-new e (GBW), respectivamente.

3.4 Fotoprodução de J/ψ e Υ em colisões pA e AA

As recentes medidas da fotoprodução exclusiva de quarkonium realizadas pelas colaborações ALICE [74, 75, 84] e LHCb [85, 86] no LHC, impuseram sérias restrições aos modelos teóricos para a produção de mésons vetoriais. Aqui, investigamos a incerteza teórica sobre

as previsões para a fotoprodução dos estados J/ψ e Υ em colisões nucleares no LHC, dentro da abordagem de dipolos de cor. Os resultados [87] apresentados são uma extensão do nosso trabalho em [67], onde agora uma análise sobre a dependência dos modelos para a seção de choque de dipolos, da massa do quark pesado bem como das funções de onda do méson vetorial é realizada. Inicialmente, salientamos que nossas previsões para as colisões pA consideram o processo $p + Pb \rightarrow p + Pb + V$, diferentemente do processo levado em conta em [67], isto é, $Pb + p \rightarrow Pb + p + V$, o que implica em distintas direções dos projéteis e, conseqüentemente, na distribuição da variável rapidez. Na Fig.3.16, comparamos nossos resultados para a distribuição de rapidez da fotoprodução de J/ψ tendo em vista o mesmo conjunto de funções de onda e modelos de seção de choque de dipolos, discutidos anteriormente. Em (a), apresentamos as estimativas para a parametrização BG, ao passo que em (b) os valores correspondem a parametrização LCG. Conforme podemos ver, o comportamento em grande rapidez tende a ser semelhante para os diferentes modelos. Entretanto, em valores médios de rapidez, $2 < y < 4$, há uma clara dependência de modelo. As abordagens IIM-old e GBW fornecem resultados bastante similares, enquanto IIM-new produz uma normalização global maior do que os outros. Isto se deve principalmente ao menor valor tomado da massa do quark charm, sendo $m_c = 1,27$ GeV para IIM-new e $m_c = 1,4$ GeV para IIM-old e GBW. Também são introduzidos os dados de ALICE [84] para o intervalo de rapidez, $2,5 < y < 4$, além de três intervalos distintos: $[3, 5, 4, 0]$, $[3, 0, 4, 0]$ e $[2, 5, 3, 0]$. Usando a função de onda BG, o modelo GBW parece ser consistente com os dados dentro das barras de erro. Com respeito ao cenário fornecido pela escolha da função de onda LCG, a opção IIM-new proporciona a melhor descrição dos dados. Além disso, observa-se um menor desvio das estimativas entre IIM-old e IIM-new. Isto é devido à diferença na função ϕ_T , que não depende explicitamente de m_c no caso LCG. Em geral, as previsões via LCG são menores do que o caso BG. A colaboração ALICE também mediu a seção de choque para o processo, $p + Pb \rightarrow p + Pb + J/\psi$, na região de rapidez $-3,6 < y < -2,6$, onde $d\sigma/dy(-3,6 < y < -2,6) = 2,46 \pm 0,31$ (estatístico) $\pm_{-0,27}^{+0,23}$ (sistemático) μb . Nós incluímos esta medida na Fig.3.16, e a função de onda LCG está em melhor concordância com os dados em relação a função de onda BG. Agora, passamos para as previsões referentes a distribuição de rapidez da fotoprodução de Υ em colisões pPb com $\sqrt{s_{pA}} = 5,02$ TeV, veja a Fig.3.17. As incertezas teóricas sobre os modelos de função de onda e seção de choque de dipolos são pequenas quando confrontadas com o caso J/ψ . Aqui, consideramos apenas a contribuição $\sigma(\gamma p \rightarrow p + \Upsilon)$ (a contribuição fotonuclear é desprezada). Para efeito de comparação, na Fig.3.18 mostramos os resultados para a distribuição de rapidez da fotoprodução de J/ψ em colisões $PbPb$ no LHC com $\sqrt{s_{AA}} = 2,76$ TeV. Os dados de ALICE [74, 75] para rapidez central ($y = 0$) e frontal ($|y|$) bem como os dados preliminares de CMS [88] estão inseridos. As conclusões permanecem as mesmas para colisões pPb : a incerteza relativa à função de onda é grande, principalmente em rapidez central. A função de onda LCG é preferida com respeito a função de onda BG (apesar do modelo para a seção de choque de dipolos). Adicionalmente, avaliamos a fotoprodução exclusiva nuclear de Υ em colisões $PbPb$ (sem quebra nuclear) na energia de $\sqrt{s_{AA}} = 2,76$ TeV, levando em conta as contribuições coerente e incoerente assim como as incertezas teóricas associadas ao formalismo de dipolos, conforme mostra a Fig.3.19 e Fig.3.20, respectivamente. As curvas em (a) correspondem ao resultado usando BG e as estimativas com LCG são apresentadas em (b). Tratando da produção coerente, a incerteza teórica relacionada com os modelos de função

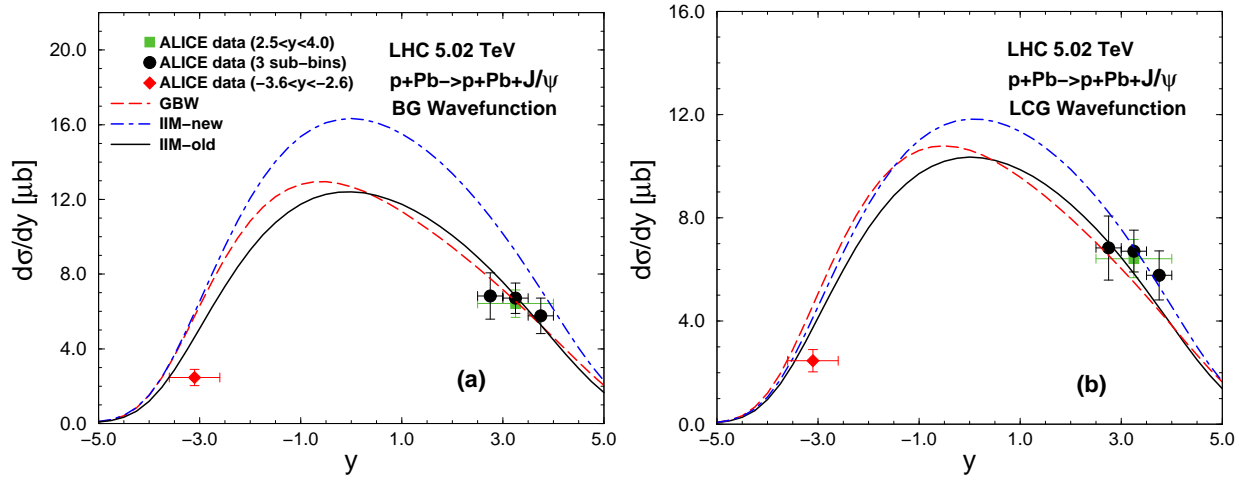


Fig. 3.16: *Predições para a distribuição de rapidez da fotoprodução coerente de J/ψ em colisões pPb com $\sqrt{s_{pA}} = 5,02$ TeV, considerando as funções de onda BG (a) e LCG (b), e distintos modelos para a seção de choque de dipolos. Os dados de ALICE [84] são também incluídos. Figura extraída de [87].*

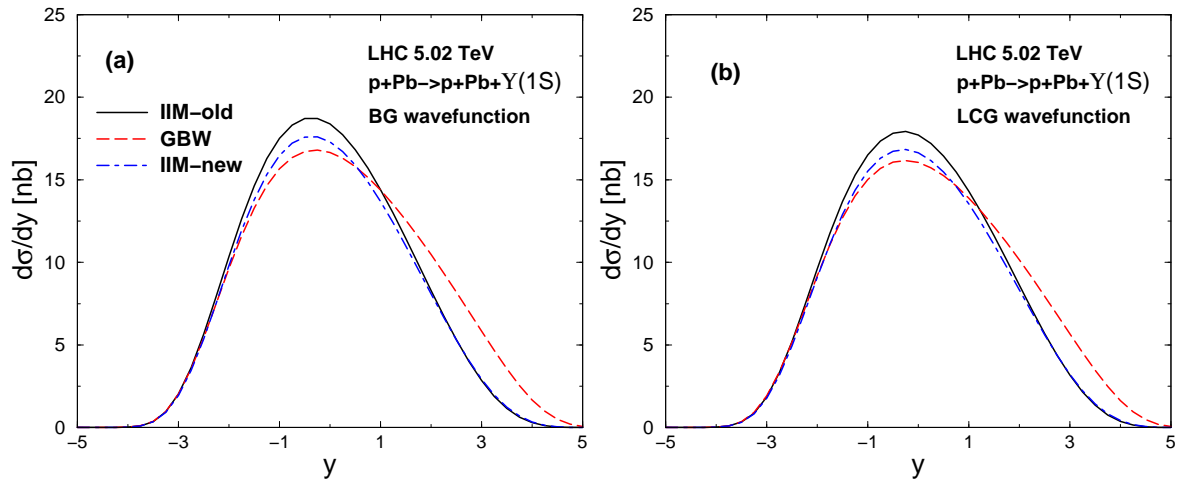


Fig. 3.17: *Predições para a distribuição de rapidez da fotoprodução coerente de Υ em colisões pPb com $\sqrt{s_{pA}} = 5,02$ TeV, considerando as funções de onda BG (a) e LCG (b), e distintos modelos para a seção de choque de dipolos. Figura extraída de [87].*

de onda é diferente em comparação com o caso pA , onde agora as predições são similares. A principal razão consiste no valor da massa para o quark bottom ($m_b = 4,2$ GeV), o qual é o mesmo em ambas parametrizações. Checamos que o desvio entre os resultados é significativo para os distintos modelos de seção de choque de dipolos, principalmente em grande rapidez. Quanto à produção incoerente, $Pb + Pb \rightarrow Pb + \Upsilon + Pb^*$, o desvio é mínimo

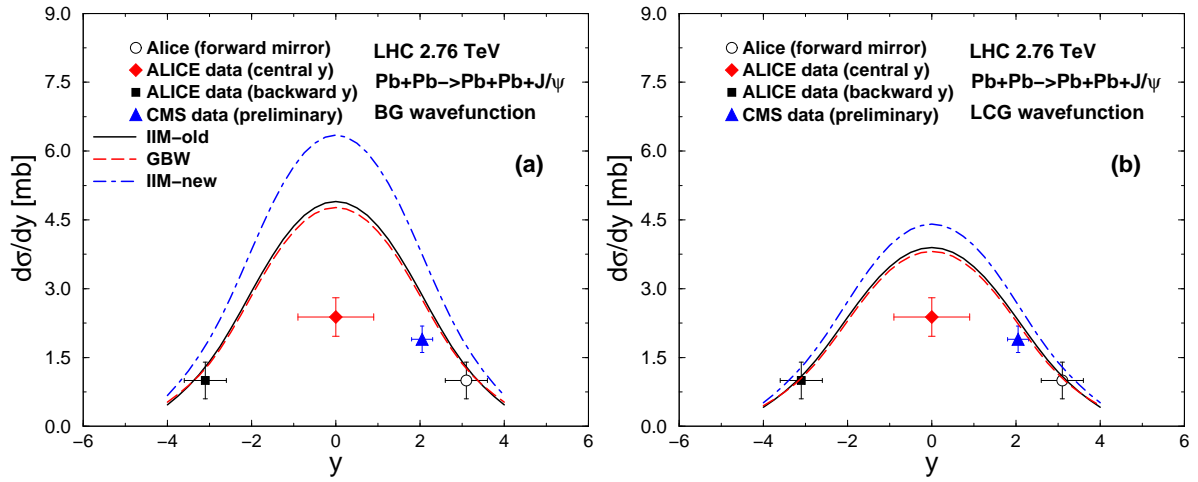


Fig. 3.18: *Predições para a distribuição de rapidez da fotoprodução coerente de J/ψ em colisões PbPb com $\sqrt{s_{AA}} = 2,76$ TeV, considerando as funções de onda BG (a) e LCG (b), e distintos modelos para a seção de choque de dipolos. Os dados de ALICE [74, 75] bem como os dados preliminares de CMS [86] são também incluídos. Figura extraída de [87].*

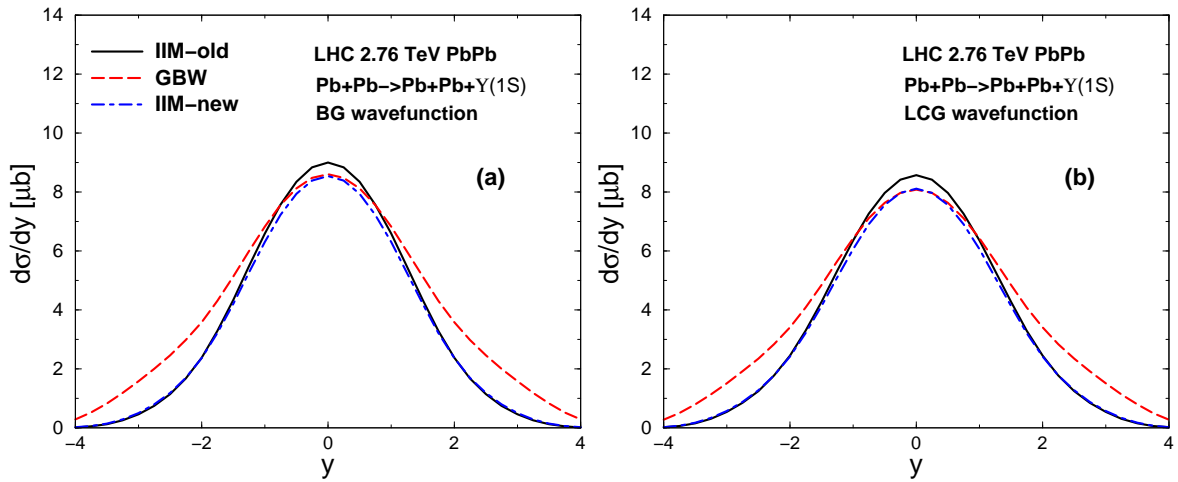


Fig. 3.19: *Predições para a distribuição de rapidez da fotoprodução coerente de Υ em colisões PbPb com $\sqrt{s_{AA}} = 2,76$ TeV, considerando as funções de onda BG (a) e LCG (b), e distintos modelos para a seção de choque de dipolos. Figura extraída de [87].*

quando analisamos a dependência da função de onda do méson, este cenário é análogo ao encontrado no caso coerente. Por outro lado, a seção de choque em rapidez central difere em ambos casos, sendo por um fator 3,5 para a função BG, enquanto que para a função LCG este fator é 3. A fim de comparar nossos resultados teóricos com os dados experimentais

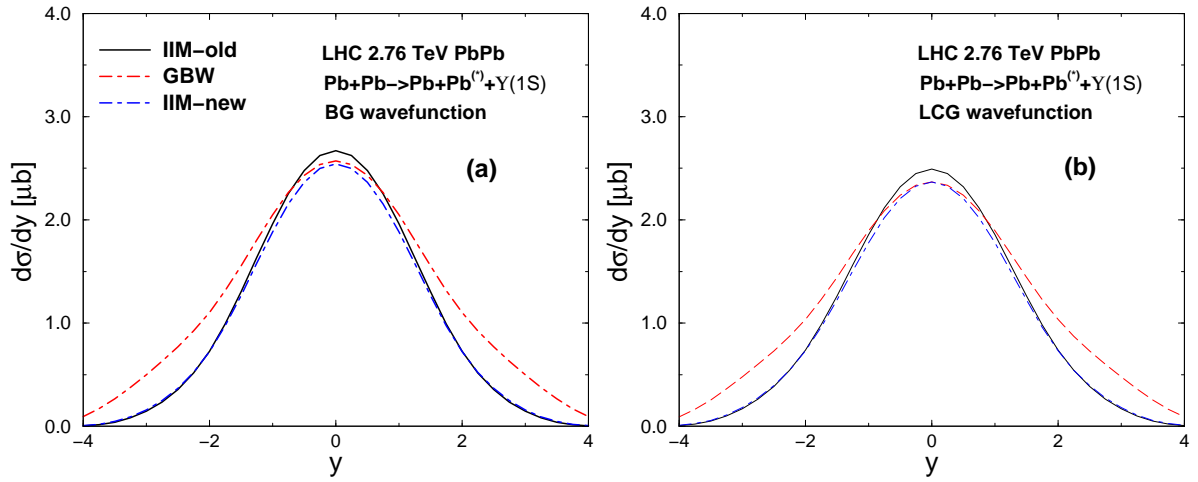


Fig. 3.20: *Predições para a distribuição de rapidez da fotoprodução incoerente de Υ em colisões PbPb com $\sqrt{s_{AA}} = 2,76$ TeV, considerando as funções de onda BG (a) e LCG (b), e distintos modelos para a seção de choque de dipolos. Figura extraída de [87].*

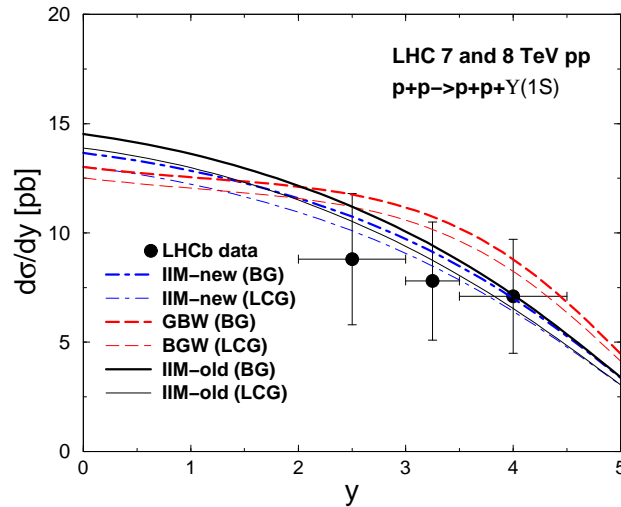


Fig. 3.21: *Predições para a distribuição de rapidez da fotoprodução de Υ em colisões pp com $\sqrt{s_{pp}} = 7$ e 8 TeV, considerando as funções de onda BG (curvas espessas) e LCG (curvas finas), e distintos modelos para a seção de choque de dipolos. Os dados de LHCb [89] são também incluídos. Figura extraída de [87].*

da colaboração LHCb [89] para a fotoprodução de Υ em colisões pp com $\sqrt{s} = 7$ e 8 TeV, apresentamos as correspondentes predições na Fig.3.21. A incerteza quanto à escolha da função de onda parece similar aos casos próton-núcleo e núcleo-núcleo, onde os resultados experimentais não favorecem claramente um dos modelos fenomenológicos usados para σ^{dip} .

Resumindo, nossos cálculos foram realizados considerando a abordagem de dipolos de

cor, onde provemos predições para a produção de mésons em interações coerentes e incoerentes em energias do LHC para processos pp , pPb e $PbPb$. Mostramos que as incertezas levadas em conta em nossas estimativas são consideravelmente grandes. Apesar disto, nossos resultados demonstram que as taxas de produção no LHC são satisfatoriamente descritas pela aproximação de dipolos de cor.

3.5 Conclusão

Neste capítulo abordamos a formulação de fótons equivalentes, que nos permite descrever as interações pp , pA e AA por meio dos processos γp e γA , e também apresentamos nossas predições para a distribuição de rapidez da fotoprodução de mésons vetoriais leves (ρ e ϕ) e pesados (J/ψ , $\psi(2S)$ e Υ), onde analisamos as principais fontes de incertezas teóricas associadas aos nossos cálculos dentro do formalismo de dipolos de cor. No capítulo seguinte trataremos da produção de fótons diretos em processos pp e pA .

Capítulo 4

Produção de fótons diretos em energias do LHC

Neste capítulo, introduzimos a produção direta de fótons, onde a descrição do processo é tratada a partir da abordagem de dipolos de cor. Além disso, apresentamos nossas previsões para a produção de fótons diretos em colisões próton-próton e próton-núcleo no LHC através da correspondente seção de choque invariante. Analisaremos a incerteza teórica na modelagem da seção de choque de dipolos usando a distribuição em momento transversal dos fótons diretos.

4.1 Produção direta de fótons

A produção de fótons em colisões hadrônicas pode ser entendida como uma superposição de diferentes fontes de produção. Este cenário, deve ser reduzido, impondo os critérios de produção direta. Em colisões de íons pesados, estes fótons diretos são produzidos em maior escala, devido ao grande número de colisões binárias. Um fóton produzido numa colisão hadrônica é considerado direto quando o mesmo não se origina a partir do decaimento de um hádron, tais como π^0 ou η , ou quando produzido com grande momento transversal p_T . Uma grande vantagem da produção direta é que tais fótons são provas incolores da dinâmica de quarks e glúons, logo, eles escapam inalterados através do meio colorido criado em uma colisão de alta energia, uma vez que a interação com o meio ocorre somente eletromagneticamente. Portanto, são uma sonda poderosa do estado inicial da matéria originada em colisões nucleares. Além disso, tal processo oferece um ambiente simples para descrever bem como uma medida experimental clara, dado que apenas observamos fótons reais no estado final. Esquemáticamente, uma descrição do mecanismo de produção de fótons diretos procede como segue: o fóton se comporta como um párton incolor portando alto momento transversal, ou seja, participa do subprocesso duro, e é bem separado de qualquer ambiente hadrônico. Aqui, vamos estudar o processo de fótons diretos no formalismo de dipolos de cor, como veremos a seguir.

4.1.1 Fótons diretos via dipolos de cor

Os conceitos do modelo de pártons utilizados no DIS, podem ser aplicados a outros tipos de colisões hadrônicas. O exemplo mais significativo para isto é o processo Drell-Yan (DY), onde os bósons vetoriais são criados em colisões hadrônicas. No processo Drell-Yan (em ordem dominante no sistema de momento infinito), dois hádrons colidem e um quark proveniente de um dos hádrons aniquila um antiquark do outro hádron gerando um fóton virtual. Este fóton flutua em um par de léptons, os quais podem ser detectados, conforme mostra a Fig.4.1 abaixo. A escala da produção de diléptons DY é a massa invariante

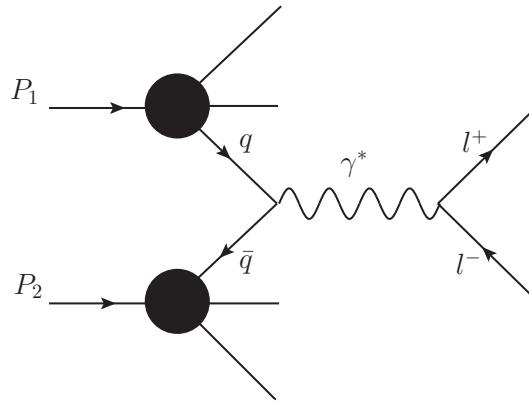


Fig. 4.1: O processo Drell-Yan em ordem dominante no sistema de momento infinito. Dois hádrons colidem e um quark de um dos hádrons aniquila-se com um antiquark do outro hádron produzindo um fóton virtual que, por sua vez, flutua num par de léptons que podem ser detectados.

do par no estado final, denotada por M , a qual corresponde ao momento transferido no espalhamento, enquanto que no DIS, a escala é o momento transferido Q^2 . Assim, para o processo DY,

$$M^2 = q^2 > 0, \quad (4.1)$$

onde q^μ é o quadrimomento do fóton virtual. O quadrado da energia de centro de massa dos hádrons colidindo é dado por:

$$s = (P_1 + P_2)^2, \quad (4.2)$$

onde P_1 e P_2 são os quadrimomentos do hádron 1 e do hádron 2, respectivamente. Entretanto, no referencial de repouso do alvo, o DY é interpretado como o bremsstrahlung de um fóton virtual emitindo um par de léptons, como ilustra a Fig.4.2. Aqui, veremos que a reação de produção isolada de fótons é um caso particular do processo Drell-Yan, onde $M = 0$. Embora as seções de choque sejam invariantes de Lorentz, a interpretação partônica de processos de espalhamento depende do sistema de referência adotado. Similar ao DIS e DY, o processo de produção de fótons diretos pode ser visto no sistema de repouso do alvo, onde o mecanismo de produção se parece com um bremsstrahlung [90], veja a Fig.4.3. Um quark

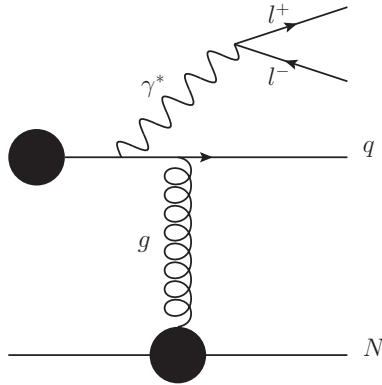


Fig. 4.2: O processo Drell-Yan no referencial de repouso do alvo, o fóton emitido flutua num par de léptons que podem ser detectados.

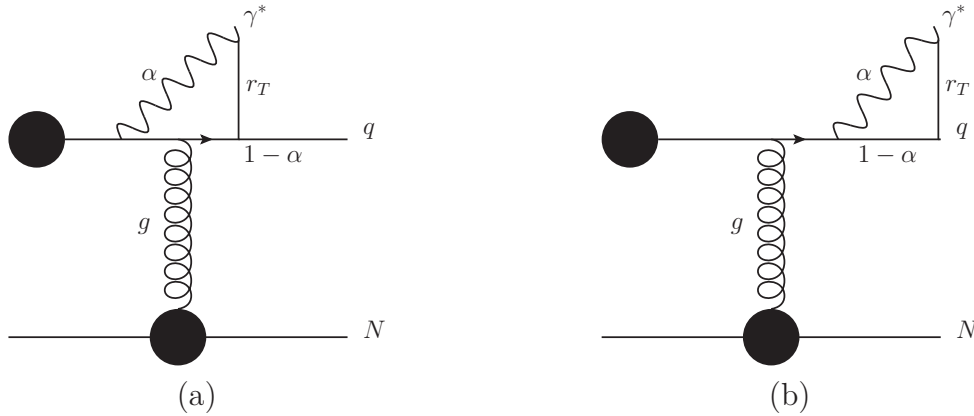


Fig. 4.3: No sistema de repouso do alvo, a produção de fótons diretos se parece com um bremsstrahlung [90]. Um quark (antiquark) do projétil irradia um fóton enquanto é espalhado pelo campo de cor do alvo. O fóton pode ser irradiado antes (a) ou depois (b) do espalhamento com o alvo.

ou antiquark do hádron projétil irradia um fóton real enquanto colide com o alvo. Esta radiação pode ocorrer antes ou após o quark (antiquark) ser espalhado pelo alvo. No limite de altas energias, cada um dos gráficos da Fig.4.3 fatoriza em um vértice de produção para o fóton real acompanhado pelas amplitudes de espalhamento quark-alvo, as quais tomam parte no quadrado do elemento de matriz, de modo equivalente ao DIS. Consequentemente, torna-se possível expressar a seção de choque em termos da seção de choque para o espalhamento de um dipolo $q\bar{q}$ do nucleon N . Na representação do espaço de parâmetro de impacto, a forma fatorizada para tal processo é escrita como [91, 92],

$$\frac{d\sigma(qN \rightarrow q\gamma N)}{d(\ln\alpha)} = \int d^2r_T |\Psi_{L,T}^{\gamma q}(\alpha, r_T)|^2 \sigma^{dip}(x, \alpha r_T), \quad (4.3)$$

onde α é a fração de momento longitudinal do quark carregada pelo fóton e r_T a separação transversal entre γ e q . Na expressão acima, as funções de cone de luz para a transição

$q \rightarrow \gamma q$ foram decompostas em suas componentes longitudinal e transversal, onde é realizada uma soma sobre as helicidades do quark inicial bem como as polarizações do estado final do quark e do fóton. A quantidade $\Psi_{L,T}^{\gamma q}$ é obtida da mesma forma que aquelas para DIS,

$$\Psi_{L,T}^{\gamma q}(\alpha, r_T) = \frac{\sqrt{\alpha_{em}}}{2\pi} (\chi_f \widehat{O}_{L,T}^{\gamma q} \chi_i) K_0(\eta r_T), \quad (4.4)$$

em que $\chi_{i,f}$ são espinores de duas componentes do quark inicial e final. O operador $\widehat{O}_{L,T}^{\gamma q}$ tem a seguinte estrutura,

$$\widehat{O}_L^{\gamma q} = 2M(1 - \alpha), \quad (4.5)$$

$$\widehat{O}_T^{\gamma q} = im_q \alpha^2 \vec{e} \cdot (\vec{n} \times \vec{\sigma}) + \alpha \vec{e} \cdot (\vec{\sigma} \times \vec{\nabla}_{r_T}) - i(2 - \alpha) \vec{e} \cdot \vec{\nabla}_{r_T}, \quad (4.6)$$

onde o gradiente bidimensional $\vec{\nabla}_{r_T}$ atua na coordenada transversal r_T , \vec{n} é o vetor unitário paralelo ao momento do quark projétil; $\vec{\sigma}$ é o vetor tridimensional das matrizes de spin de Pauli. Para fótons diretos, somente a parte transversal contribui, sendo representada como segue [92],

$$|\Psi_T^{\gamma q}(\alpha, r_T)|^2 = \frac{\alpha_{em}}{\pi^2} \left\{ m_q^2 \alpha^4 K_0(\eta r_T) + [1 + (1 - \alpha)^2] \eta^2 K_1(\eta r_T) \right\}. \quad (4.7)$$

Aqui, α_{em} é a constante eletromagnética e $K_{0,1}$ denotam as funções de Bessel modificadas de segundo tipo; a variável auxiliar η foi introduzida a fim de prevenir que as funções $K_{0,1}(\eta r_T)$ se tornem nulas quando $\alpha \rightarrow 0$,

$$\eta = m_q \alpha, \quad (4.8)$$

com m_q a massa do quark. Comparando com a correspondente expressão em DIS, equação (2.26), verifica-se que o fator de cor N_c está ausente no caso de fótons diretos. Também observamos que em $|\Psi_T^{\gamma q}(\alpha, r_T)|^2$ há um fator 2 extra, resultante da soma sobre as polarizações transversas do fóton, diferindo do DIS, onde uma média sobre esta quantidade é realizada. A $\sigma^{dip}(x, \alpha r_T)$ é a mesma seção de choque de dipolos do DIS. No cenário de fótons diretos, como ilustra a Fig.4.4, $\sigma^{dip}(x, \alpha r_T)$ surge devido à interferência entre as amplitudes dos diagramas de bremsstrahlung [90, 93], onde o quark do projétil atinge o alvo em diferentes parâmetros de impacto. Consequentemente, o quark é deslocado no plano de parâmetro de impacto após a radiação do fóton. O antiquark entra depois de tomar o complexo conjugado da amplitude. Como efeito, o parâmetro de impacto do quark projétil serve como centro de gravidade para a flutuação γq no plano transversal. A separação transversal entre o fóton e o centro de gravidade é $(1 - \alpha)r_T$, e a distância entre o quark e o centro de gravidade será αr_T . Sem a radiação, o centro de gravidade do quark coincide com o quark incidente, posteriormente a radiação, a distância relativa entre quark e o centro de gravidade é deslocada para αr_T , conforme mostra a Fig.4.5. Tomando o conjugado complexo da amplitude, o tamanho transversal entre q e \bar{q} passa a ser αr_T , que é o argumento da seção de choque de dipolos, contrastando com o DIS, onde a separação do dipolo é apenas r_T . Um deslocamento no espaço de coordenadas implica num fator de fase no espaço dos momentos. Os gráficos de bremsstrahlung têm um fator de fase relativo, $\exp(i\alpha r_T \cdot p_T)$, o qual produz o fator de blindagem de cor, $[1 - \exp(i\alpha r_T \cdot p_T)]$, presente na seção de choque de dipolos em (2.30), o qual estabelece o fenômeno da transparência de cor.

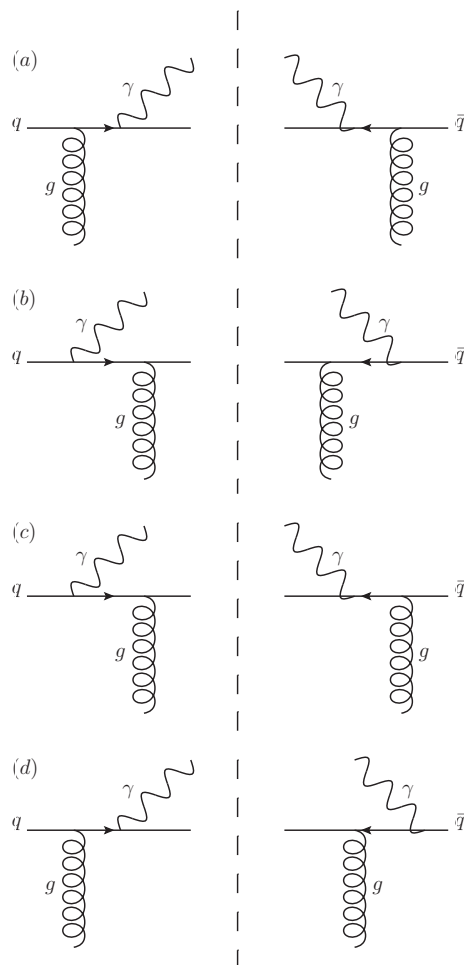


Fig. 4.4: Amplitudes de espalhamento que contribuem para o processo $q \rightarrow \gamma q$; o fóton é irradiado em ambos lados do corte após (a) e antes (b) do vértice quark-glúon; (c,d) diagramas que originam o termo de interferência. O antiquark é inserido por meio do complexo conjugado da amplitude do lado direito do corte.

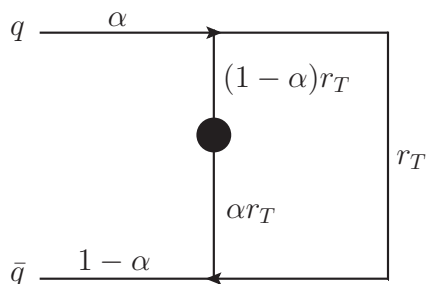


Fig. 4.5: A distância relativa entre q e \bar{q} do centro de gravidade do dipolo (ilustrado pelo círculo) varia com a radiação eletromagnética do fóton real.

Devido a seção de choque de dipolos levar em conta apenas quarks de mar, gerados por radiação gluônica, a formulação de cone de luz para o processo de fótons diretos é somente válida para pequeno x . Esta é a razão porque σ^{dip} é proporcional à densidade de glúons do alvo, discutida anteriormente. A fim de obter a seção de choque hadrônica, deve-se convoluir a seção de choque partônica no meio hadrônico, somando as contribuições de quarks e antiquarks,

$$\frac{d\sigma}{dx_F} = \frac{x_1}{x_1 + x_2} \int_{x_1}^1 \frac{d\alpha}{\alpha^2} \sum_q e_q^2 \left[q\left(\frac{x_1}{\alpha}, Q^2\right) + \bar{q}\left(\frac{x_1}{\alpha}, Q^2\right) \right] \frac{d\sigma(qN \rightarrow q\gamma N)}{d(\ln\alpha)}, \quad (4.9)$$

onde e_q é a carga fracional do quark, $x_F = x_1 - x_2$ é a variável de Feynman e $x_{1,2}$ são as frações de momento do nucleon portada pelos pártons participantes do subprocesso,

$$x_{1,2} = \frac{p_T}{\sqrt{s}} e^{\pm y}, \quad (4.10)$$

sendo \sqrt{s} a energia de centro de massa fóton-nucleon e y a rapidez do fóton direto. As funções de distribuições partônicas, $q(x_1/\alpha, Q^2)$, que descrevem a probabilidade de encontrar um quark/antiquark portando uma fração de momento x do hádron, combinam-se na função de estrutura do próton F_2^p , permitindo reescrever (4.9), ou seja [94, 95],

$$\frac{d\sigma}{dy} = \int_{x_1}^1 \frac{d\alpha}{\alpha} F_2^p\left(\frac{x_1}{\alpha}, Q^2\right) \frac{d\sigma(qp \rightarrow q\gamma p)}{d(\ln\alpha)}. \quad (4.11)$$

Como vimos, é possível aplicar o formalismo de dipolos de cor para descrever os processos de radiação [91]. Em [90], foi derivada a distribuição de momento transverso do bremsstrahlung de fótons, integrada sobre o momento transverso final do quark,

$$\frac{d\sigma(qp \rightarrow q\gamma p)}{d(\ln\alpha)d^2p_T} = \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{in,f} \int d^2r_1 d^2r_2 e^{[ip_T \cdot (r_1 - r_2)]} \Psi_T^{*\gamma q}(\alpha r_1) \Psi_T^{\gamma q}(\alpha r_2) \Sigma_\gamma(x, r_1, r_2, \alpha), \quad (4.12)$$

com

$$\Sigma_\gamma(x, r_1, r_2, \alpha) = \frac{1}{2} \left\{ \sigma^{dip}(x, \alpha r_1) + \sigma^{dip}(x, \alpha r_2) - \sigma^{dip}[x, \alpha(r_1 - r_2)] \right\}, \quad (4.13)$$

onde o termo negativo vem da interferência entre as amplitudes do bremsstrahlung. Em (4.12), temos duas amplitudes de radiação que contribuem para σ^{dip} , as quais contêm integrais de Fourier nas separações transversas quark-fóton r_1 e r_2 . A fração de momento do quark carregada pelo fóton é a mesma em ambas amplitudes, dado que a interação não altera a divisão de momento longitudinal. Integrando (4.12) em relação a p_T , recuperamos (4.3). A expressão necessária para a função de onda de cone de luz da radiação de fótons transversais tem a forma,

$$\sum_{in,f} \Psi_T^{*\gamma q} \Psi_T^{\gamma q} = \frac{\alpha_{em}}{2\pi^2} \left\{ m_q^2 \alpha^4 K_0(\eta r_1) K_0(\eta r_2) + [1 + (1 - \alpha)^2] \eta^2 \frac{r_1 \cdot r_2}{r_1 r_2} K_1(\eta r_1) K_1(\eta r_2) \right\}. \quad (4.14)$$

A partir de (4.12) e (4.14), é possível realizar analiticamente três das quatro integrações de Fourier contidas na seção de choque diferencial para $\sigma^{dip}(\alpha r)$ arbitrária. Consideraremos o

cômputo levando em conta o primeiro termo de (4.14), o qual inclui a função K_0 . Através da relação,

$$K_0(\eta r) = \frac{1}{2\pi} \int d^2 l \frac{e^{il \cdot r}}{l^2 + \eta^2}, \quad (4.15)$$

obtemos que

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(qp \rightarrow q\gamma p)}{d(\ln\alpha)d^2 p_T} &= \frac{\alpha_{em} m_q^2 \alpha^4}{2\pi^2} \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2 r_1 d^2 r_2 \frac{d^2 l_1}{2\pi} \frac{d^2 l_2}{2\pi} \frac{e^{ip_T \cdot (r_1 - r_2)} e^{-il_1 \cdot r_1} e^{il_2 \cdot r_2}}{(l_1^2 + \eta^2)(l_2^2 + \eta^2)} \\ &\times \frac{1}{2} \left\{ \sigma^{dip}(x, \alpha r_1) + \sigma^{dip}(x, \alpha r_2) - \sigma^{dip}[x, \alpha(r_1 - r_2)] \right\}. \end{aligned} \quad (4.16)$$

O termo entre chaves consiste de três contribuições, que dependem somente de r_1 ou r_2 ou da diferença $r_1 - r_2$. Na integral que contém $\sigma^{dip}(\alpha r_1)$, a integração em r_2 leva a uma função delta bidimensional $\delta^{(2)}(p_T - l_2)$, a qual permite realizar a integração em l_2 . A integração em l_1 resulta na função K_0 de MacDonalld, (4.15). Portanto, permanece a integração bidimensional em r_1 . Devido a seção de choque de dipolos depender do módulo de r , podemos usar a identidade,

$$J_0 = \frac{1}{2\pi} \int d\phi e^{il \cdot r}, \quad (4.17)$$

para efetuar mais uma integração ($\int d^2 r_1 = \int d\phi dr$). A quantidade J_0 é a função de Bessel de primeira ordem. As contribuições advindas de $\sigma^{dip}(\alpha r_2)$ e $\sigma^{dip}[\alpha(r_1 - r_2)]$ são calculadas exatamente do mesmo modo para $\sigma^{dip}(\alpha r_1)$. Agora, passamos a parte do cálculo com a função K_1 . Aqui, o procedimento é similar ao aplicado para K_0 , uma vez que temos a relação,

$$K_1(\eta r) = -\frac{1}{\eta} \frac{d}{dr} K_0(\eta r), \quad (4.18)$$

que conduz a

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(qp \rightarrow q\gamma p)}{d(\ln\alpha)d^2 p_T} &= \frac{\alpha_{em} [1 + (1 - \alpha)^2]}{2\pi^2} \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2 r_1 d^2 r_2 \frac{d^2 l_1}{2\pi} \frac{d^2 l_2}{2\pi} \frac{e^{ip_T \cdot (r_1 - r_2)} e^{-il_1 \cdot r_1} e^{il_2 \cdot r_2}}{(l_1^2 + \eta^2)(l_2^2 + \eta^2)} \\ &\times \frac{1}{2} \left\{ \sigma^{dip}(x, \alpha r_1) + \sigma^{dip}(x, \alpha r_2) - \sigma^{dip}[x, \alpha(r_1 - r_2)] \right\}. \end{aligned} \quad (4.19)$$

A integral completa (4.19) é dividida em três partes, correspondendo aos três termos envolvendo σ^{dip} . Novamente, a integração em r_2 fornece a função delta, a qual podemos estabelecer a integral em l_2 . Com a segunda integração em l , recuperamos a função K_1 de MacDonalld via (4.18). Para tratarmos do cálculo com a variável r_1 , necessitamos da relação:

$$J_1(z) = -\frac{d}{dz} J_0(z), \quad (4.20)$$

que possibilita determinar mais uma integração. Então, de acordo com o procedimento descrito acima, encontramos que

$$\frac{d\sigma(qp \rightarrow q\gamma p)}{d(\ln\alpha)d^2 p_T} = \frac{\alpha_{em}}{2\pi^2} \left\{ m_q^2 \alpha^4 \left[\frac{\mathcal{I}_1}{(p_T^2 + \eta^2)} - \frac{\mathcal{I}_2}{4\eta} \right] + [1 + (1 - \alpha)^2] \left[\frac{2\eta p_T \mathcal{I}_3}{(p_T^2 + \eta^2)} - \mathcal{I}_1 + \frac{\eta}{2} \mathcal{I}_2 \right] \right\} \quad (4.21)$$

As quantidades $\mathcal{I}_{1,2,3}$ são as integrais de Hankel de ordem 0 ($\mathcal{I}_{1,2}$) e de ordem 1 (\mathcal{I}_3), onde

$$\mathcal{I}_1 = \int_0^\infty dr_T r_T J_0(p_T r_T) K_0(\eta r_T) \sigma^{dip}(x, \alpha r_T), \quad (4.22)$$

$$\mathcal{I}_2 = \int_0^\infty dr_T r_T^2 J_0(p_T r_T) K_1(\eta r_T) \sigma^{dip}(x, \alpha r_T), \quad (4.23)$$

$$\mathcal{I}_3 = \int_0^\infty dr_T r_T J_1(p_T r_T) K_1(\eta r_T) \sigma^{dip}(x, \alpha r_T). \quad (4.24)$$

A partir de (4.22), pode ser visto que as funções de Bessel J_i ditam o comportamento de \mathcal{I} associado com as variáveis r_T e p_T . Para grandes valores de p_T , as funções de Bessel apresentam rápida oscilação, conseqüentemente, grandes configurações de dipolos são suprimidas. Em contrapartida, conforme p_T decresce, dipolos de grande tamanho tornam-se importantes. Portanto, a região não perturbativa do processo governa o regime de pequeno p_T , enquanto o comportamento de grande p_T é quase completamente dominado por dipolos de pequeno r_T . A seção de choque hadrônica pode então ser obtida da mesma forma como em (4.11), via convolução com a função de estrutura do próton. Finalmente, é possível escrever a expressão para a distribuição p_T [96] usando (4.21), a equação para a distribuição de momento transversal do bremsstrahlung de fótons em interações quark-nucleon. Portanto, para colisões hádron-hádron, a distribuição de momento transversal da produção de fótons diretos é dada por [94, 95],

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow \gamma X)}{dy d^2 p_T} = \int_{x_1}^1 \frac{d\alpha}{\alpha} F_2^p\left(\frac{x_1}{\alpha}, Q^2\right) \frac{d\sigma(qp \rightarrow q\gamma p)}{d(\ln\alpha) d^2 p_T}. \quad (4.25)$$

Um grande resultado da abordagem de dipolos reside no fato da distribuição de momento transversal ser finita para pequeno p_T , mesmo em ordem dominante, característica associada com a saturação existente em σ^{dip} .

O formalismo de dipolos de cor fornece uma generalização simples da descrição da produção de fótons diretos em colisões pp para pA . Assim, sendo adequado para estudos dos efeitos de altas densidades (saturação) da QCD, os quais não são incluídos no modelo de pártons. No caso nuclear, onde consideraremos o bremsstrahlung de fótons resultantes da interação do quark projétil com o núcleo, é conveniente introduzirmos a escala de tempo envolvida no processo, denominada de tempo de formação,

$$t_f = \frac{2E_q \alpha (1 - \alpha)}{\eta^2 + m_q^2} \gg R_A, \quad (4.26)$$

onde E_q é a energia do quark. O tempo de formação pode ser entendido como o tempo de vida de uma flutuação entre o quark e o fóton. O tempo total para o bremsstrahlung é proporcional à energia inicial e, portanto, pode exceder substancialmente o tempo de interação com o alvo, $t_f \gg R_A$, sendo R_A o raio nuclear. Neste limite, a separação transversal durante a flutuação $\gamma - q$ é congelada, ou seja, não muda durante a propagação através do núcleo. A radiação continua mesmo após o quark deixar o alvo. Esta parte da radiação não resolve processos de múltiplos espalhamentos. Importante é apenas a transferência de momento envolvida na reação. A extensão nuclear da equação (4.3) é feita mediante a substituição de $\sigma^{dip}(x, \alpha r_T)$ pela sua correspondente versão nuclear $\sigma_A^{dip}(x, \alpha r_T)$,

$$\sigma_A^{dip}(x, \alpha r_T) = 2 \int d^2 b \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma^{dip}(x, \alpha r_T) T_A(b) \right] \right\}, \quad (4.27)$$

resultando em

$$\frac{d\sigma(qA \rightarrow q\gamma A)}{d(\ln\alpha)} = 2 \int d^2b \int d^2r_T |\Psi_{L,T}^{\gamma q}(\alpha, r_T)|^2 \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma^{dip}(x, \alpha r_T) T_A(b) \right] \right\}, \quad (4.28)$$

com

$$T_A(b) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho_A(b, z). \quad (4.29)$$

A função perfil nuclear, T_A , depende do parâmetro de impacto b e da coordenada longitudinal z por meio da densidade nuclear $\rho_A(b, z)$. A expressão (4.28) mostra os efeitos da relação entre o momento transverso do fóton p_T e o tamanho do dipolo r_T , dado que $p_T \sim 1/r_T$. Em pequeno r_T , isto é, grande p_T , o expoente $\sigma^{dip}(x, \alpha r_T) T_A(b) \ll 1$, uma vez que $\sigma^{dip}(x, \alpha r_T)$ é pequena. Portanto, é possível expandir a exponencial e a seção de choque torna-se proporcional à A , o número de massa do núcleo. No limite oposto se pode negligenciar a exponencial e a seção de choque é proporcional à $A^{2/3}$. No caso de um alvo nuclear, assumindo colisões pA em altas energias, o quark projétil prova um campo gluônico denso no alvo, o que leva a uma modificação na distribuição de momento transverso (4.12),

$$\frac{d\sigma(qA \rightarrow q\gamma A)}{d(\ln\alpha) d^2p_T} = \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{in,f} \int d^2r_1 d^2r_2 e^{i p_T \cdot (r_1 - r_2)} \Psi_T^{*\gamma q}(\alpha r_1) \Psi_T^{\gamma q}(\alpha r_2) \Sigma_\gamma^A(x, r_1, r_2, \alpha), \quad (4.30)$$

sendo

$$\begin{aligned} \Sigma_\gamma^A(x, r_1, r_2, \alpha) &= \int d^2b \left\{ 1 + \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma^{dip}[x, \alpha(r_1 - r_2)] T(b) \right] - \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma^{dip}(x, \alpha r_1) T(b) \right] \right. \\ &\quad \left. - \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma^{dip}(x, \alpha r_2) T(b) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4.31)$$

Os efeitos de saturação, contidos na seção de choque de dipolos, devem ser amplificados em reações nucleares, pois espera-se que a escala de saturação nuclear, $Q_{s,A}^2$, seja enaltecida em relação a escala de saturação do nucleon $Q_{s,p}^2$, sendo $Q_{s,A}^2 \sim A^{1/3} Q_{s,p}^2$. Conforme observamos anteriormente, a convolução da seção de choque partônica com a função de estrutura do próton fornece a seção de choque próton-núcleo:

$$\frac{d\sigma(pA \rightarrow \gamma X)}{dy d^2p_T} = F_2^p \otimes \frac{d\sigma(qA \rightarrow q\gamma A)}{d(\ln\alpha) d^2p_T}. \quad (4.32)$$

Então, para o cenário nuclear, a distribuição de momento transverso é escrita como [90],

$$\frac{d\sigma(pA \rightarrow \gamma X)}{dy d^2p_T} = \frac{\alpha_{em}}{2\pi^2} \int_{x_1}^1 \frac{d\alpha}{\alpha} F_2^p \left(\frac{x_1}{\alpha}, Q^2 \right) \frac{d\sigma(qA \rightarrow q\gamma A)}{d(\ln\alpha) d^2p_T}. \quad (4.33)$$

Notamos que para o cálculo das seções de choque tanto em DIS como em fótons diretos, a σ^{dip} é uma quantidade necessária. Teoricamente σ^{dip} é desconhecida, embora existam diversas parametrizações na literatura. A seção de choque de dipolos é modelada em função de uma variável de escalonamento $r_T Q_s(x)$, onde $Q_s(x)$ é a escala de saturação. $Q_s(x)$ define a escala de momento transverso onde a física de saturação é relevante, ou seja, os processos de recombinação partônica tomam parte nos espalhamentos em altas energias. Em geral,

$Q_s(x) \propto x^{-\lambda/2}$, e cresce com a energia. Os modelos para σ^{dip} têm uma característica em comum, para pequenos dipolos, a seção de choque de dipolos desaparece, $\sigma^{dip} \sim r_T^2$ e, em grande r_T , a seção de choque de dipolos satura, $\sigma^{dip} \sim \sigma_0$. De acordo com a nossa proposta, utilizaremos para σ^{dip} as parametrizações analíticas GBW [51, 52] e BUW [97], cuja forma geral é

$$\sigma^{dip}(x, r_T) = \sigma_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{r_T^2 Q_s^2(x)}{4} \right)^{\gamma_{eff}(x, r_T)} \right], \quad (4.34)$$

onde $Q_s^2(x) = Q_0^2(x_0/x)^\lambda$, com $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$. No modelo GBW, os parâmetros, fitados de dados de DIS em HERA, incluindo 4 sabores de quarks são: $\sigma_0 = 29,12 \text{ mb}$, $x_0 = 0,41 \times 10^{-4}$ e $\lambda = 0,277$. As expressões analíticas para σ^{dip} consideradas aqui apresentam um comportamento de escalonamento, isto é, em $r_T \sim 1/Q_s$ fornecem $\sigma^{dip} \propto f(r_T^2 Q_s^2)^{\gamma_{eff}}$. O parâmetro da dimesão anômala efetiva é responsável por produzir algumas diferenças entre os distintos modelos fenomenológicos para a seção de choque de dipolos. A transição entre os regimes linear e não linear da QCD é determinada por γ_{eff} . Na literatura, vários modelos admitem: $\gamma_{eff} = \gamma_s + \Delta(x, r_T, p_T)$, sendo γ_s a dimensão anômala na escala de saturação. O comportamento previsto para $\Delta(x, r_t, p_T)$ difere entre as parametrizações. Enquanto GBW assume $\gamma_{eff} = 1$, BUW considera que

$$\gamma_{eff}(p_T, x) = \gamma_s + (1 - \gamma_s) \frac{(w^a - 1)}{(w^a - 1) + b}, \quad (4.35)$$

onde $w = p_T/Q_s$. Os parâmetros $a = 2.82$ e $b = 162$ são fitados de dados da distribuição p_T da hadroprodução em RHIC. Com estes parâmetros, o modelo também foi capaz de descrever os dados de HERA para a função de estrutura do próton. Além disso, foi mostrado em [97] que o modelo BUW descreve bem os dados de RHIC, onde os valores de x provados são considerados razoavelmente grandes. Consequentemente, a abordagem BUW depende de p_T , além de x e r_T , contrastando com a GBW. Quando $\gamma_{eff} = 1$, a parametrização BUW reduz-se a GBW, exceto pelos parâmetros: $\sigma_0 = 21 \text{ mb}$, $x_0 = 3,04 \times 10^{-4}$ e $\lambda = 0,288$. Para pequenos dipolos, temos que $\sigma^{dip} \propto \sigma_0(r_T^2 Q_s^2/4)^{\gamma_{eff}}$, onde BUW toma $\gamma_{eff} = \gamma_s$ e GBW $\gamma_{eff} = 1$. A seguir, estimamos a seção de choque diferencial para a produção de fótons diretos em energias disponíveis no LHC. Para tanto, vamos usar os modelos fenomenológicos apresentados para calcular o espectro p_T da produção em colisões pp e pA .

4.2 Produção de fótons diretos em colisões pp e pA

Com o advento do LHC, tornou-se possível provar novas regiões cinemáticas, e os efeitos de saturação podem ser melhor compreendidos nestas regiões. A produção direta de fótons no cenário de dipolos de cor pode ser uma ferramenta útil para investigar este regime de altas densidades partônicas estabelecido pela QCD. De um ponto de vista teórico, as seções de choque para produzir tais fótons isolados cumprem a propriedade de fatoração, e dentro da abordagem de dipolos, fornecem valores finitos no limite $p_T \rightarrow 0$. Um ganho de tal formalismo é descrever simultaneamente o DIS, fótons diretos e a produção de diléptons. Aqui,

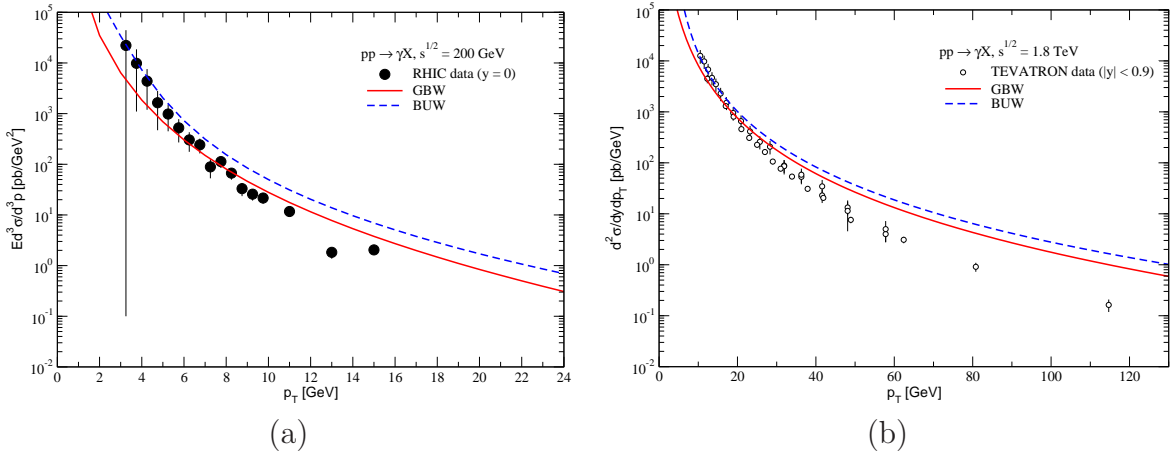


Fig. 4.6: (a) A seção de choque invariante, $Ed^3\sigma(pp \rightarrow \gamma X)/d^3p$, obtida dos modelos GBW e BUW comparada com os dados de RHIC [99] para colisões pp com $\sqrt{s} = 200$ GeV. (b) Predições para a seção de choque diferencial, $d^2\sigma(pp \rightarrow \gamma X)/dy dp_T$, comparada com os dados de Tevatron [100, 101] com $\sqrt{s} = 1,8$ TeV, considerando as implementações GBW e BUW para a seção de choque de dipolos.

todos os ingredientes básicos para a seção de choque diferencial de produção de fótons diretos (como σ^{dip} e F_2^p) foram determinados a partir de outros processos. Consequentemente, as nossas estimativas são livres de parâmetros extras. Além disso, precisamos identificar a entrada da escala na função de estrutura do próton, $Q = p_T$, a escala de energia da seção de choque de dipolos, $x = x_2$, e a massa do quark, $m_q = 0,14$ GeV. Para F_2^p tomamos a parametrização dada em [98], que é válida na faixa cinemática que estamos interessados. O efeito a uma escolha diferente para F_2^p é muito pequeno. Em nossos cálculos, adotamos a aproximação de dipolos, a qual é adequada para tratar observáveis em altas energias, isto é, pequeno x . Como as parametrizações que empregamos para σ^{dip} são fitadas de dados de DIS em $x < 0.01$, esta é a região cinemática de validade do modelo de dipolos de cor. Antes de apresentar as nossas predições para a produção isolada de fótons em colisões no LHC, vamos checar os resultados obtidos dos modelos para menor energia. Na Fig.4.6a, comparamos nossas predições para colisões pp com os dados para a produção direta no RHIC. A seção de choque invariante, $Ed^3\sigma/d^3p$, é computada como uma função do momento transversal em rapidez central, $y = 0$ com $\sqrt{s} = 200$ GeV, e os dados são tomados das medidas da colaboração PHENIX [99]. O limite esperado dos modelos, $x_2 = p_T/\sqrt{s} = 10^{-2}$, em energias do RHIC corresponde a $p_T \simeq 2$ GeV. Em pequeno p_T , não podemos discriminar entre os resultados. O principal desvio entre as estimativas ocorre em alto p_T . Devido à falta de correções para o limite de grande x , multiplicamos a seção de choque de dipolos GBW por um fator $(1 - x_2)^5$, o que produz uma acentuada supressão da seção de choque em grande p_T . Como os dados do RHIC estão claramente dentro da região de grande x , a correção introduzida é feita num modo consistente dentro da fenomenologia. À medida que p_T cresce, GBW fornece uma melhor descrição dos dados em relação a BUW. Nós realizamos o mesmo estudo em energias do Tevatron, $\sqrt{s} = 1,8$ TeV, apresentado a seção de choque diferencial, $d^2\sigma/dy dp_T$, vista na Fig.4.6b. Os pontos experimentais foram obtidos

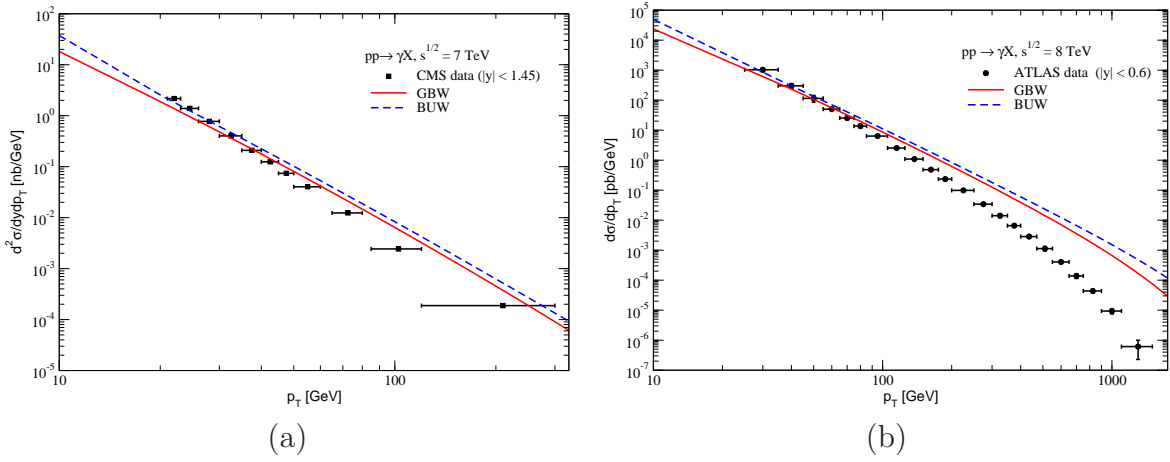


Fig. 4.7: *Predições para a seção de choque diferencial, $d^2\sigma(pp \rightarrow \gamma X)/dydp_T$, comparada com os dados de (a) CMS [102] com $\sqrt{s} = 7$ TeV e (b) ATLAS [103] com $\sqrt{s} = 8$ TeV, considerando as implementações GBW e BUW para a seção de choque de dipolos.*

de dados da colaboração CDF [100, 101] ($|y| < 0,9$). Agora, a validade dos modelos está situada em $p_T \simeq 20$ GeV, permitindo concluir que a maioria dos dados estão fora da região de pequeno x . A parametrização BUW oferece uma boa concordância com os dados no intervalo $10 \text{ GeV} < p_T < 20 \text{ GeV}$. Por outro lado, ambos modelos discordam dos dados em maiores valores de p_T . No que segue, mostramos na Fig.4.7 nossos resultados para a produção de fótons diretos em energias do LHC de $\sqrt{s} = 7$ e 8 TeV. Os dados para $d^2\sigma/dydp_T$ são extraídos dos experimentos CMS [102] e ATLAS [103] (y integrado, $0 < y \leq 0,6$), respectivamente. O valor de alcance da região cinemática do formalismo de dipolos, x_2 , em energias do CMS e ATLAS, equivale a $p_T \simeq 70$ GeV e $p_T \simeq 80$ GeV, correspondentemente. Em ambas energias, as abordagens GBW e BUW predizem resultados ligeiramente diferentes em $p_T < 20$ GeV. Aparentemente, na região $20 \text{ GeV} < p_T < 70$ GeV, a aproximação GBW descreve melhor os dados dentro das barras de erros. Conforme o espectro de distribuição p_T aumenta, $p_T > 70$ GeV, os modelos provêm estimativas que começam a desviar dos dados experimentais. Entretanto, a descrição dos pontos experimentais em CMS é razoável comparada ao ATLAS, onde as parametrizações fornecem o pior cenário. Na Fig.4.8, apresentamos as predições dos modelos GBW e BUW para $d^2\sigma/dydp_T$ em rapidez central, considerando a energia nominal disponível no LHC, $\sqrt{s} = 13$ TeV. Podemos verificar que a diferença no resultado entre os modelos é extremamente pequena em toda a distribuição de momento transversal. Além disso, ainda tomando $y = 0$ em altas energias no LHC, x_2 permanece pequeno, sendo $p_T \simeq 130$ GeV o valor atingido pelo modelo de dipolos. Agora, passamos para as nossas predições referentes a produção direta de fótons em colisões pA . Nós calculamos a seção de choque invariante em colisões pPb nas energias $\sqrt{s} = 5,02$ e 8,8 TeV no LHC em $y = 0$, veja a Fig.4.9. A discussão realizada a seguir sobre as nossas estimativas é comum as distintas energias de centro de massa. Para $p_T < 12$ GeV, GBW e BUW apresentam distintos resultados, com o maior desvio sendo aproximadamente por um fator 10 ($p_T = 4$ GeV). Na direção de grande momento transversal, ambas parametri-

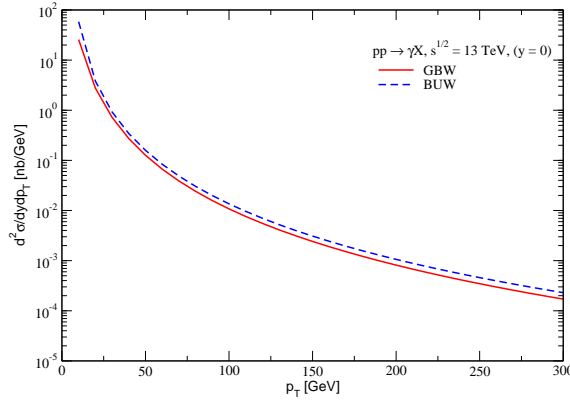


Fig. 4.8: *Predições para a seção de choque diferencial $d^2\sigma(pp \rightarrow \gamma X)/dydp_T$ no LHC com $\sqrt{s} = 13$ TeV, considerando as implementações GBW e BUW para a seção de choque de dipolos.*

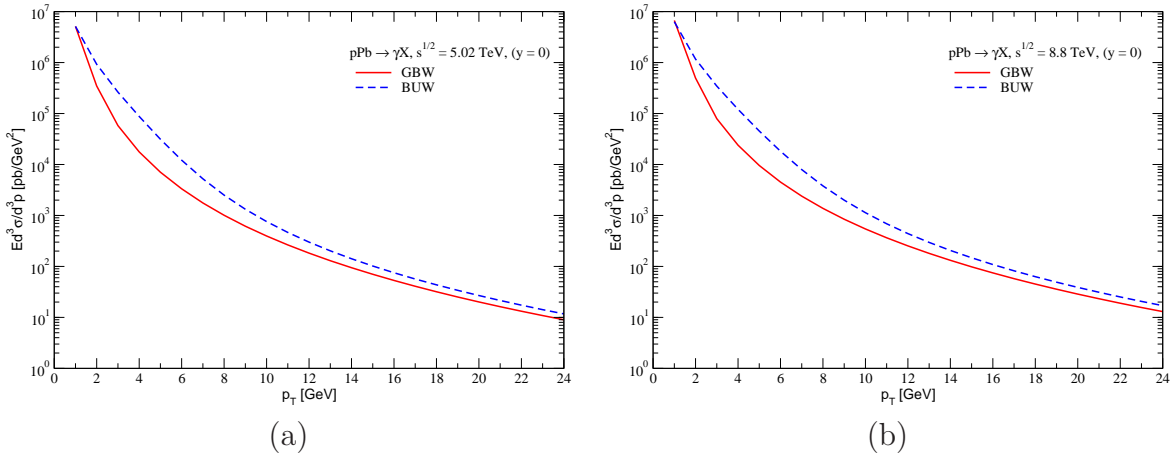


Fig. 4.9: *A seção de choque invariante, $Ed^3\sigma(pPb \rightarrow \gamma X)/d^3p$, obtida dos modelos GBW e BUW para colisões pPb no LHC com (a) $\sqrt{s} = 5,02$ TeV e (b) $\sqrt{s} = 8,8$ TeV, considerando as implementações GBW e BUW para a seção de choque de dipolos.*

zações produzem previsões similares. A fim de incluir o resultado de processos nucleares no RHIC [104], comparamos nossas estimativas com as medidas experimentais para a seção de choque invariante em colisões dAu na correspondente energia, $\sqrt{s} = 200$ GeV. A partir da Fig.4.10, pode ser visto que tanto GBW quanto BUW não descrevem os dados em todo o espectro p_T . Observamos que na região, $5 \text{ GeV} < p_T < 8 \text{ GeV}$, o modelo BUW está consistente com os dados, enquanto na região, $8 \text{ GeV} < p_T < 16 \text{ GeV}$, GBW apresenta uma descrição satisfatória dos pontos experimentais. Também verificamos que a previsão via GBW para a seção de choque fornece uma maior supressão em relação a BUW. De acordo com os nossos resultados, é possível concluir que a física de saturação não é diretamente relevante em energias do RHIC até o LHC em rapidez central, dado que a escala de saturação, $Q_s^2 = (x_0/x_2)^\lambda$, atinge pequenos valores na faixa cinemática dos dados. Tomando o modelo

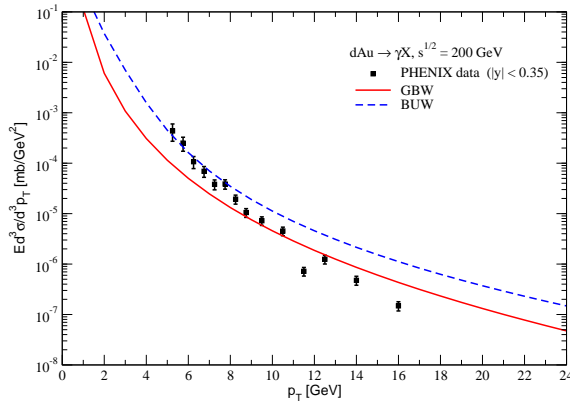


Fig. 4.10: A seção de choque invariante, $Ed^3\sigma(pPb \rightarrow \gamma X)/d^3p$, obtida dos modelos GBW e BUW comparada com os dados de RHIC [104] para colisões dAu com $\sqrt{s} = 200$ GeV.

GBW, o máximo valor para a escala de saturação em energias do RHIC é $Q_s^2 \leq 0,4 \text{ GeV}^2$, e no LHC, $Q_s^2 \leq 1,3 \text{ GeV}^2$, estes valores são pequenos comparados ao momento transversal, $2 \text{ GeV}^2 < p_T^2 < 576 \text{ GeV}^2$. Portanto, os efeitos de saturação não desempenham um papel significativo para a produção de fótons diretos no intervalo experimental de p_T . Uma proposta para investigar a física de saturação é analisar a distribuição frontal de rapidez, onde os correspondentes efeitos devem ser enaltecidos.

4.3 Conclusão

Neste capítulo, mostramos que a produção de fótons diretos pode ser formulada na abordagem de dipolos, em particular, sem nenhum parâmetro livre. Em nossos cálculos, os modelos GBW e BUW tendem a fornecer previsões que descrevem melhor os dados em grande e pequeno momento transversal, respectivamente. Além disso, mesmo em energias do LHC, os efeitos de saturação não tomam parte no resultado dos observáveis. Uma tentativa de alterar este cenário é incentivar medidas de fótons diretos em rapidez frontal, pois esta pode ser uma ferramenta útil para investigar a física de saturação em pequeno x .

Conclusões e Perspectivas

Neste trabalho, investigamos a fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais em colisões ultraperiféricas pp , pA e AA em energias do LHC, considerando os processos coerente e incoerente bem como as contribuições fóton-próton e fóton-núcleo. Apresentamos nossas estimativas para a distribuição de rapidez usando o formalismo de dipolos de cor e incluindo efeitos de saturação que são esperados ser relevantes em colisões hadrônicas em altas energias. Mostramos que a incerteza teórica associada as predições é consideravelmente grande e as principais fontes são os modelos para a função de onda do méson e os modelos fenomenológicos para a seção de choque de dipolos. Em particular, os recentes dados da colaboração ALICE favorecem a função de onda LCG e a seção de choque de dipolos IIM-new na descrição da produção de ρ e J/ψ em colisões $PbPb$ com energia de centro de massa de 2,76 TeV. Por outro lado, a escolha da função de onda BG e o modelo GBW concordam satisfatoriamente com os dados dentro das barras de erros para a produção de J/ψ em colisões pPb com $\sqrt{s} = 5,02$ TeV. Além disso, confrontamos nossas predições com os dados experimentais das colaborações CMS e LHCb para a fotoprodução de J/ψ e Υ , respectivamente, onde a incerteza teórica relativa aos nossos cálculos é mais significativa em rapidez central. Nossos resultados demonstram que as taxas de produção no LHC estão adequadamente descritas pela abordagem de dipolos de cor.

Também, nesta Tese, estudamos a produção de fótons diretos em colisões pp e pA no LHC. O formalismo teórico empregado para tratar tais processos é baseado na formulação de dipolos de cor. Mostramos que o modelo GBW oferece um resultado mais consistente com os dados para a distribuição de grande momento transverso. Em contrapartida, a parametrização BUW descreve bem os pontos experimentais em pequeno momento transverso. Verificamos que as nossas predições para rapidez central não incluem os efeitos de saturação da QCD. Portanto, de acordo com os nossos resultados, um lugar ideal para sondar os efeitos de saturação reside na produção em rapidez frontal, uma vez que permitirá acessar os menores valores possíveis de x no alvo, onde a física de saturação é importante.

Em resumo, podemos concluir que a abordagem de dipolos fornece um cenário claro para tratarmos os processos de espalhamentos. Tal formalismo é motivado em QCD e tem sido aplicado com sucesso para descrever uma grande variedade de seções de choque de espalhamentos mediados por glúons no regime de altas energias. Ou seja, investigar a dinâmica de pequeno x estabelecida pela QCD. O espalhamento dos dipolos com o alvo é caracterizado pela seção de choque de dipolos, que contém informações sobre o efeito de múltiplos espalhamentos, que estão conectados a física de saturação partônica. Dentro da aproximação de dipolos, apresentamos nossas predições, as quais estão em satisfatório acordo com os dados experimentais disponíveis, demonstrando que o modelo de dipolos é

uma ferramenta apropriada para o estudo da fotoprodução de mésons e produção direta de fótons no cenário de altas energias.

Futuramente, a fim de comparar com as parametrizações que empregamos em nossos cálculos, incluiremos modelos de dipolos dependentes do parâmetro de impacto para estimar a produção de mésons vetoriais e fótons diretos em colisões no LHC. No caso dos fótons diretos, compararemos nossos resultados com aqueles advindos de QCD perturbativa em ordem seguinte a dominante (NLO). Além disso, objetivamos avançar no estudo das dinâmicas da QCD no regime de altas energias.

Referências Bibliográficas

- [1] GAILLARD, M. K.; GRANNIS, P. D.; SCIULLI, F. J. The standard model of particle physics. *Rev. Mod. Phys.*, v. 71, n. 2, p. S96-S111, March 1999.
- [2] HALZEN, F.; MARTIN, A. D. *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. New York: John Wiley, 1984.
- [3] MARTIN, A. D. Proton structure, partons, QCD, DGLAP and beyond. *Acta Phys. Polon. B*, v. 39, n. 9, p. 2025-2062, Sept. 2008.
- [4] GREINER, W.; SCHÄFER, A.; STEIN E. *Quantum Chromodynamics*. New York: Springer-Verlag, 2007.
- [5] MUTA, T. *Foundations Of Quantum Chromodynamics: An Introduction to Perturbative Methods in Gauge Theories*. 2. ed. Singapore: World Scientific, 1997.
- [6] KOPELIOVICH, B. Z.; REZAEIAN, A. H. Applied high energy QCD. *Int. J. Mod. Phys. E*, v. 18, n. 8, p. 1629-1696, March 2009.
- [7] ELLIS, R. K.; STIRLING, W. J.; WEBBER, B. R. *QCD and Collider Physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1996.
- [8] SALAM, G. P. Elements of QCD for hadron colliders. *Proceedings of 2009 European School of High-energy Physics*, Edited by C. Grojean and M. Spiropulu. CERN Yellow Report: Geneva, 2010. p. 45-100.
- [9] BERINGER, J. et al. Particle Data Group. *Phys. Rev. D*, v. 86, p. 010001, July 2012.
- [10] COLLINS, J. C.; SOPER, D. E.; STERMAN, G. Factorization of hard processes in QCD. In: MULLER, A. H. (Ed.). *Perturbative quantum chromodynamics*. Singapore: World Scientific, 1989. p. 1-91.
- [11] DEVENISH, R.; COOPER-SARKAR, A. *Deep Inelastic Scattering*. Oxford: Oxford University Press, 2004.
- [12] BARONE, V.; PREDAZZI, E. *High-Energy Particle Diffraction*. Berlin: Springer, 2002.
- [13] BJORKEN, J. D.; PASCHOS, E. A. Inelastic electron proton and gamma proton scattering, and the structure of the nucleon. *Phys. Rev.*, v. 185, n. 5, p. 1975-1982, Sept. 1969.

- [14] CALLAN, C. G.; GROSS, D. J. High-energy electroproduction and the constitution of the electric current. *Phys. Rev. Lett.*, v. 22, n. 4, p. 156-159, Jan. 1969.
- [15] DOKSHITZER, Y. L. Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics. *Sov. Phys. JETP*, v. 46, n. 4, p. 641-653, Oct. 1977.
- [16] GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. Deep inelastic ep scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, v. 15, n. 4, p. 438-450, Oct. 1978.
- [17] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic freedom in parton language. *Nucl. Phys. B*, v. 126, n. 2, p. 298-318, Aug. 1977.
- [18] AARON, F. D. et al. Combined measurement and QCD analysis of the inclusive $e^\pm p$ scattering cross sections at HERA. *JHEP*, v. 2010, n. 1, p. 1-63, Jan. 2010.
- [19] FADIN, V. S.; KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N. On the pomeranchuk singularity in asymptotically free theories. *Phys. Lett. B*, v. 60, n. 1, p. 50-52, Dec. 1975.
- [20] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S. Multiregge processes in the Yang-Mills theory. *Sov. Phys. JETP*, v. 44, n. 3, p. 443-451, Sept. 1976.
- [21] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S. Pomeranchuk singularity in non-abelian gauge theories. *Sov. Phys. JETP*, v. 45, n. 2, p. 199-204, Feb. 1977.
- [22] BALITSKY, I. I.; LIPATOV, L. N. Pomeranchuk singularity in quantum chromodynamics. *Sov. J. Nucl. Phys.*, v. 28, n. 6, p. 822-879, Dec. 1978.
- [23] FROISSART, M. Asymptotic behavior and subtractions in the Mandelstam representation. *Phys. Rev.*, v. 123, n. 3, p. 1053-1057, Aug. 1961.
- [24] MARTIN, A. Unitarity and high-energy behavior of scattering amplitudes. *Phys. Rev.*, v. 129, n. 3, p. 1432-1436, Feb. 1963.
- [25] GRIBOV, L. V.; LEVIN, E. M.; RYSKIN, M. G. Semihard processes in QCD. *Phys. Rep.*, v. 100, n. 1/2, p. 1-150, Nov. 1983.
- [26] MUELLER, A. H.; QIU, J. Gluon recombination and shadowing at small values of x . *Nucl. Phys. B*, v. 268, n. 2, p. 427-452, May 1986.
- [27] SOYEZ, G. Saturation in high-energy QCD. *Braz. J. Phys.*, v. 36, n. 4a, p. 1194-1203, Dec. 2006.
- [28] BALITSKY, I. Operator expansion for high-energy scattering. *Nucl. Phys. B*, v. 463, n. 1, p. 99-157, March 1996.
- [29] KOVCHEGOV, YURI V. Small- x F_2 structure function of a nucleus including multiple Pomeron exchanges. *Phys. Rev. D*, v. 60, n. 3, p. 034008, June 1999.

- [30] LEVIN, E; TUCHIN, K. Solution to the evolution equation for high parton density QCD. *Nucl. Phys. B*, v. 573, n. 3, p. 833-852, May 2000.
- [31] CATANI, S.; CIAFALONI, M.; HAUTMANN, F. High energy factorization and small- x heavy flavour production. *Nucl. Phys. B*, v. 366, n. 1, p. 135-188, Nov. 1991.
- [32] CATANI, S.; HAUTMANN, F. High-energy factorization and small- x deep inelastic scattering beyond leading order. *Nucl. Phys. B*, v. 427, n. 3, p. 475-524, Oct. 1994.
- [33] FORSHAW, J. R.; ROSS, D. A. *Quantum Chromodynamics and the Pomeron*. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- [34] WÜSTHOFF M.; MARTIN, A. D. The QCD description of diffractive processes. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, v. 25, n. 12, p. R309-R344, Dec. 1999.
- [35] NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. G. Colour transparency and scaling properties of nuclear shadowing in deep inelastic scattering. *Z. Phys. C*, v. 49, n. 4, p. 607-618, March 1991.
- [36] NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. G. Pomeron structure function and diffraction dissociation of virtual photons in perturbative QCD. *Z. Phys. C*, v. 53, n. 2, p. 331-345, Feb. 1992.
- [37] KOPELIOVICH, B. Z.; LAPIDUS L. I.; ZAMOLODCHIKOV A. B. Dynamics of color in hadron diffraction on nuclei. *Sov. Phys. JETP*, v. 33, n. 11, p. 595-597, June 1981.
- [38] NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. G. On determination of the large- $1/x$ gluon distribution at HERA. *Phys. Lett. B*, v. 332, n. 1-2, p. 184-190, July 1994.
- [39] HAGIWARA, K. et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, v. 66, n. 1, 010001 974p., July 2002.
- [40] DOSCH, H. G.; GOUSSET, T.; KULZINGER, G.; PIRNER H. J. Vector meson leptonproduction and nonperturbative gluon fluctuations in QCD. *Phys. Rev. D*, v. 55, n. 5, p. 2602, March 1997.
- [41] FORSHAW, J. R.; SANDAPEN, R.; SHAW, G. Color dipoles and ρ, φ electroproduction. *Phys. Rev. D*, v. 69, p. 094013, May 2004.
- [42] NEMCHIK, J.; NIKOLAEV, N. N.; PREDAZZI, E.; ZAKHAROV, B. G. Color dipole systematics of diffractive photo- and electroproduction of vector mesons. *Phys. Lett. B*, v. 374, n. 1-3, p. 199-204, May 1996.
- [43] NEMCHIK, J.; NIKOLAEV, N. N.; PREDAZZI, E.; ZAKHAROV, B. G. Color dipole phenomenology of diffractive electroproduction of light vector mesons at HERA. *Z. Phys. C*, v. 75, n. 1, p. 71-87, March 1997.
- [44] KULZINGER, G.; DOSCH, H. G.; PIRNER H. J. Diffractive photo- and leptonproduction of vector mesons ρ, ρ' and ρ'' . *Eur. Phys. J. C*, v. 7, n. 5, p. 73-86, Feb. 1999.

- [45] ADLOFF, C. et al. Diffractive photoproduction of $\psi(2S)$ mesons at HERA. *Phys. Lett. B*, v. 541, n. 3-4, p. 251-264, Aug. 2002.
- [46] SHUVAEV, A. G.; GOLEC-BIERNAT, K. J.; MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. G. Off-diagonal distributions fixed by diagonal partons at small x and ξ . *Phys. Rev. D*, v. 60, n. 1, p. 014015, June 1999.
- [47] BOONEKAMP, M.; CHEVALLIER F.; ROYON, C.; SCHOEFFEL, L. Understanding the structure of the proton: from HERA and Tevatron to LHC. *Acta Phys. Polon. B*, v. 40, n. 8, p. 2239-2321, Aug. 2009.
- [48] OLSSON, J. Meson production and spectroscopy at HERA. arXiv:0209101 [hep-ph].
- [49] KREISEL, A. Exclusive vector meson production at HERA. arXiv:0208013 [hep-ex].
- [50] KOPELIOVICH, B. Z.; ZAKHAROV, B. G. Quantum effects and color transparency in charmonium photoproduction on nuclei. *Phys. Rev. D*, v. 44, n. 11, p. 3466, Dec. 1991.
- [51] GOLEC-BIERNAT, K.; WÜSTHOFF M. Saturation effects in deep inelastic scattering at low Q^2 and its implications on diffraction. *Phys. Rev. D*, v. 59, n. 1, p. 014017, Nov. 1998.
- [52] GOLEC-BIERNAT, K.; WÜSTHOFF M. Saturation in diffractive deep inelastic scattering. *Phys. Rev. D*, v. 60, n. 11, p. 114023, Nov. 1999.
- [53] IANCU, E.; ITAKURA, K.; MUNIER, S. Saturation and BFKL dynamics in the HERA data at small- x . *Phys. Lett. B*, v. 590, n. 3-4, p. 199-208, June 2004.
- [54] SOYEZ, G. Saturation QCD predictions with heavy quarks at HERA. *Phys. Lett. B*, v. 655, n. 1-2, p. 32-38, Oct. 2007.
- [55] REZAEIAN, AMIR H.; SCHMIDT, IVAN. Impact-parameter dependent color glass condensate dipole model and new combined HERA data. *Phys. Rev. D.*, v. 88, n. 7, p. 074016, Oct. 2013.
- [56] MUELLER, A. H. Small- x behavior and parton saturation: A QCD model. *Nucl. Phys. B*, v. 335, n. 1, p. 115-137, April 1990.
- [57] AYALA, A. L.; GAY DUCATI, M. B.; LEVIN, E. M. QCD evolution of the gluon density in a nucleus. *Nucl. Phys. B*, v. 493, n. 1-2, p. 305-353, May 1997.
- [58] FERMI, E. On the theory of the impact between atoms and electrically charged particles. *Z. Phys.*, v. 29, n. 1, p. 315-327, Dec. 1924.
- [59] VON WEIZSÄCKER, C. F. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. *Z. Phys.*, v. 88, n. 9-10, p. 612-625, Feb. 1934.

- [60] WILLIAMS, E. J. Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. *Phys. Rev.*, v. 45, n. 10, p. 729-730, May 1934.
- [61] JACKSON, J. D. *Classical Eletrodynamics*. New York: John Wiley, 1975.
- [62] BERTULANI, C. A.; BAUR, G. Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rep.*, v. 163, n. 5-6, p. 299-408, June 1988.
- [63] BAUR, G. et al. Coherent $\gamma\gamma$ and γA interactions in very peripheral collisions at relativistic ion colliders. *Phys. Rep.*, v. 364, n. 5, p. 359-450, July 2002.
- [64] BERTULANI, C. A.; KLEIN, S. R.; NYSTRAND, J. et al. Physics of ultra-peripheral nuclear collisions. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, v. 55, n. 1, p. 271-310, Dec. 2005.
- [65] NYSTRAND, J. Electromagnetic interactions in nucleus-nucleus and proton-proton collisions. *Nucl. Phys. A*, v. 752, p. 470-479, April 2005.
- [66] DREES, M.; ZEPPENFELD, D. Production of supersymmetric particles in elastic ep collisions. *Phys. Rev. D*, v. 39, n. 9, p. 2536-2546, May 1989.
- [67] SAMPAIO DOS SANTOS, G.; MACHADO, M. V. T. Exclusive photoproduction of quarkonium in proton-nucleus collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev. C*, v. 89, n. 2, 025201 5p., Feb. 2014.
- [68] ARMESTO, N. Nuclear shadowing. *J. Phys. G*, v. 32, n. 11, p. 367-393, Sept. 2006.
- [69] ESKOLA, K. J.; PAUKKUNEN, H.; SALGADO, C. A. An improved global analysis of nuclear parton distribution functions including RHIC data. *JHEP*, n. 07, 102 26p., July 2008.
- [70] HIRAI, M.; KUMANO, S.; NAGAI, T. H. Nuclear parton distribution functions and their uncertainties. *Phys. Rev. C*, v. 70, n. 4, 044905 10p., Oct. 2004.
- [71] HIRAI, M.; KUMANO, S.; NAGAI, T. H. Determination of nuclear parton distribution functions and their uncertainties in next-to-leading order. *Phys. Rev. C*, v. 76, n. 6, 065207 16p., Dec. 2007.
- [72] DENG, W.-T.; WANG, X.-N.; RONG, XU. Hadron production in $p + p$, $p + Pb$, and $Pb + Pb$ collisions with the HIJING 2.0 model at energies available at the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev. C*, v. 83, n. 1, 014915 9p., Jan. 2011.
- [73] DENG, W.-T.; WANG, X.-N.; RONG, XU. Gluon shadowing and hadron production in heavy-ion collisions at LHC. *Phys. Lett. B*, v. 701, n. 1, p. 133-136, June 2011.
- [74] ABELEV, B. et al. Coherent photoproduction in ultra-peripheral $Pb - Pb$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Lett. B*, v. 718, n. 4-5, p. 1273-1283, Jan. 2013.

- [75] ABBAS, E. et al. Charmonium and e^+e^- pair photoproduction at mid-rapidity in ultra-peripheral $Pb - Pb$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, v. 73, n. 11, p. 2617-2643, Nov. 2013.
- [76] KOPELIOVICH, B.; SCHÄFER, A.; TARASOV, A. Nonperturbative effects in gluon radiation and photoproduction of quark pairs. *Phys. Rev. D*, v. 62, n. 5, 054022 31p., Aug. 2000.
- [77] GONÇALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T.; MENESES, A. R. Non-linear QCD dynamics and exclusive production in ep collisions. *Eur. Phys. J. C*, v. 68, n. 1-2, p. 133-139, July 2010.
- [78] AFANASIEV, S. et al. Photoproduction of J/ψ and of high mass e^+e^- in ultra-peripheral $Au + Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Lett. B*, v. 679, n. 4, p. 321-329, Aug. 2009.
- [79] AGAKISHIEV, G. et al. ρ^0 photoproduction in $AuAu$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV measured with the STAR detector. *Phys. Rev. C*, v. 85, n. 1, 014910 7p., Jan. 2012.
- [80] SAMPAIO DOS SANTOS, G.; MACHADO, M. V. T. Light vector meson photoproduction in hadron-hadron and nucleus-nucleus collisions at the energies available at the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev. C*, v. 91, n. 2, 025203 7p., Feb. 2015.
- [81] NYSTRAND, J. Photonuclear production of vector mesons in ultra-peripheral $Pb - Pb$ collisions at the LHC. arXiv:1408.0811 [hep-ex].
- [82] GONÇALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T. Vector meson production in coherent hadronic interactions: Update on predictions for energies available at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider and the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev. C*, v. 84, n. 1, 011902 4p., July 2011.
- [83] BALTZ, A. J.; KLEIN, S. R.; NYSTRAND, J. Coherent vector-meson photoproduction with nuclear breakup in relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Lett. B*, v. 89, n. 1, 012301 4p., June 2012.
- [84] ABELEV, B. et al. Exclusive J/ψ photoproduction off protons in ultraperipheral $p - Pb$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, v. 113, n. 23, 232504 11p., Dec. 2014.
- [85] AAIJ, R. et al. Exclusive J/ψ and $\psi(2S)$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *J. Phys. G*, v. 40, n. 4, 045001 17p., Feb. 2013.
- [86] AAIJ, R. et al. Updated measurements of exclusive J/ψ and $\psi(2S)$ production cross-sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *J. Phys. G*, v. 41, n. 5, p. 055002 20p., Feb. 2014.
- [87] SAMPAIO DOS SANTOS, G.; MACHADO, M. V. T. On theoretical uncertainty of color dipole phenomenology in the J/ψ and Υ photoproduction in pA and AA collisions at the CERN Large Hadron Collider. *J. Phys. G*, v. 42, n. 10, p. 105001 12p., Sept. 2015.

- [88] KHACHATRYAN, V. et al. Coherent J/Ψ photoproduction in ultra-peripheral PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the CMS experiment. arXiv:1605.06966 [hep-ex].
- [89] AAIJ, R. et al.. Measurement of the exclusive Υ production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and 8 TeV. *JHEP*, v. 2015, n. 09, 084 20p., Sept. 2015.
- [90] KOPELIOVICH, B. Z.; TARASOV, A. V.; SCHAFER, A. Bremsstrahlung of a quark propagating through a nucleus. *Phys. Rev. C*, v. 59, n. 3, p. 1609-1619, March 1999.
- [91] KOPELIOVICH, B. Z. Soft component of hard reactions and nuclear shadowing (DIS, Drell-Yan reaction, heavy quark production). arXiv:9609385 [hep-ph].
- [92] BRODSKY, S. J.; HEBECKER, A.; QUACK, E. Drell-Yan process and factorization in impact parameter space. *Phys. Rev. D*, v. 55, n. 5, p. 2584-2590, March 1997.
- [93] RAUFEISEN, J.; PENG, J. C. ; NAYAK, G. C. Parton model versus color dipole formulation of the Drell-Yan process. *Phys. Rev. D*, v. 66, n. 5, 034024 11p., Aug. 2002.
- [94] KOPELIOVICH, B. Z.; RAUFEISEN, J.; TARASOV, A. V. The color dipole picture of the Drell-Yan process. *Phys. Lett. B*, v. 503, n. 1-2, p. 91-98, March 2001.
- [95] KOPELIOVICH, B. Z.; REZAEIAN, A. H.; PIRNER, H. J.; SCHMIDT, I. Direct photons and dileptons via color dipoles. *Phys. Lett. B*, v. 653, n. 2-4, p. 210-215, Sept. 2007.
- [96] KOPELIOVICH, B. Z.; RAUFEISEN, J.; TARASOV, A. V.; JOHNSON, M. B. Nuclear effects in the Drell-Yan process at very high energies. *Phys. Rev. C*, v. 67, n. 1, 014903 25p., Jan. 2003.
- [97] BOER, D.; UTERMANN, A.; WESSELS, E. Geometric scaling at BNL RHIC and CERN LHC. *Phys. Rev. D*, v. 77, n. 5, 054014 8p., March 2008.
- [98] ADEVA, B. et al. Spin asymmetries A_1 and structure functions g_1 of the proton and the deuteron from polarized high energy muon scattering. *Phys. Rev. D*, v. 58, n. 11, 112001 17p., Oct. 1998.
- [99] ADLER, S. S. et al. Measurement of direct photon production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, v. 98, n. 1, 012002 6p., Jan. 2007.
- [100] ABE, F. et al. Precision measurement of the prompt photon cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, v. 73, n. 20, p. 2662-2666, Nov. 1994.
- [101] ABE, F. et al. Precision measurement of the prompt photon cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, v. 74, n. 10, p. 1891-1893, March 1995.
- [102] KHACHATRYAN, V. et al. Measurement of the isolated prompt photon production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV *Phys. Rev. Lett.*, v. 106, n. 8, 082001 15p., Feb. 2011.

-
- [103] AAD, G. et al. Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *JHEP*, v. 2016, n. 8, p. 1-42, Aug. 2016.
- [104] ADARE, A. et al. Direct photon production in $d + Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. C*, v. 87, n. 5, 054907 8p., May 2013.