

Universidade de São Paulo  
Instituto de Física

# Produção de nêutrons dominantes a altas energias

Diego Spiering Pires

Orientador: Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra  
Coorientador: Prof. Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo, como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

São Paulo  
2019



University of São Paulo  
Institute of Physics

# Leading neutron production at high energies

Diego Spiering Pires

Advisor: Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra  
Co-advisor: Prof. Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves

Thesis presented to the Institute of Physics of University of  
São Paulo as a requirement to the title of Doctor in Science.

São Paulo  
2019



# Resumo

O regime de altas energias (pequeno  $x$  de Bjorken) da Cromodinâmica Quântica (QCD) tem sido intensamente investigado através de experimentos de colisões em altas energias. Neste regime, espera-se que efeitos não lineares determinem o comportamento dinâmico do conteúdo de quarks e glúons no interior dos hádrons. Como uma consequência da dinâmica não linear, espera-se que o crescimento da distribuição de pártons sature. A descrição do regime de saturação é dada pelo Condensado de Vidros de Cor (CGC), que é uma teoria efetiva que descreve a QCD em altas energias. A saturação desempenha um papel fundamental no espalhamento difrativo profundamente inelástico, dada a forte dependência deste processo na distribuição de glúons. Como um exemplo de um processo difrativo exclusivo, temos a produção de mésons vetoriais. Um outro processo interessante é a produção de nêutrons dominantes. Apesar de mais de dez anos de intensos esforços teóricos e experimentais, a distribuição em momento de Feynman de um nêutron dominante continua sem uma descrição teórica satisfatória. Recentemente o HERA divulgou dados precisos de produção de nêutron dominante em altas energias. Os dados são de processos semi-inclusivos ( $\gamma+p \rightarrow X+n$ ) e de processos difrativos exclusivos ( $\gamma+p \rightarrow \rho+\pi+n$ ). Nesta tese nós propomos um modelo unificado para descrever os dados do HERA de produção de nêutrons dominantes em processos semi-inclusivos e exclusivos. Para isso, utilizamos o formalismo de dipolo de cor levando em conta os efeitos de saturação partônica. Atualmente não há colisor elétron-próton operando para testar a robustez do nosso modelo em relação a um conjunto de dados mais amplo. Uma alternativa para o estudo da produção de nêutron dominante nos colisores hadrônicos atuais são os processos fotoinduzidos, que ocorrem em colisões ultraperiféricas. Nós também estudamos a produção exclusiva de méson vetorial associada a nêutrons dominantes em interações fóton-próton que acontecem em colisões  $pp$  e  $pA$  nas energias do RHIC e LHC.

**Palavras-chave:** cromodinâmica quântica; física de pequeno  $x$ ; efeitos de saturação; nêutron dominante; mésons vetoriais.

# Abstract

The regime of high energies (small Bjorken- $x$ ) of quantum chromodynamics (QCD) has been intensively investigated in experiments at high-energy collisions. In this regime it is expected that nonlinear effects determine the dynamic behavior of quarks and gluons inside the hadrons. As a consequence of the nonlinear dynamics, it is expected that the growth of the parton distribution saturate. The description of the saturation regime is given by the Color Glass Condensate (CGC), which is an effective theory which describes the QCD at high energies. The saturation plays a key role in diffractive deep inelastic scattering, given the strong dependence of this process in the gluon distribution. As an example of an exclusive diffractive process, we have vector meson production. Another interesting process is leading neutron production. In spite of more than ten years of intense experimental and theoretical efforts, the Feynman momentum distribution of leading neutrons remains without a satisfactory theoretical description. Very recently, high precision data on leading neutrons produced in electron-proton reactions at HERA at high energies became available: data on the inclusive process ( $\gamma+p \rightarrow X+n$ ) and the exclusive diffractive process ( $\gamma+p \rightarrow \rho+\pi+n$ ). In this text we have proposed a unified model to describe the HERA data of inclusive and exclusive leading neutron production. To achieve this goal, we have used the color dipole formalism with the contribution of gluon saturation effects. Nowadays there is no  $ep$  collider running to check some of our predictions. An alternative for the study of leading neutron production at hadronic colliders are the photon-induced processes, which occur in ultraperipheral collisions. We also consider exclusive vector meson production in association with a leading neutron in photon-proton interactions that take place in  $pp$  and  $pA$  collisions at RHIC and LHC energies.

**Keywords:** quantum chromodynamics; low- $x$  physics; saturation effects; leading neutron; vector mesons;

# Lista de Publicações

- [1] Gluon saturation and Feynman scaling in leading neutron production  
F. Carvalho, V.P. Gonçalves, D. Spiering, F.S. Navarra  
*Phys.Lett.B* **752** (2016) 76  
[arXiv:1507.07758 \[hep-ph\]](#)
  
- [2] Diffractive  $\rho$  production at small  $x$  in future electron–ion colliders  
V.P. Gonçalves, F.S. Navarra, D. Spiering  
*J.Phys.G* **43** (2016) 095002  
[arXiv:1510.01512 \[hep-ph\]](#)
  
- [3] Exclusive processes with a leading neutron in  $ep$  collisions  
V.P. Gonçalves, F.S. Navarra, D. Spiering  
*Phys.Rev.D* **93** (2016) 054025  
[arXiv:1512.06594 \[hep-ph\]](#)
  
- [4] The energy dependence of leading neutron spectra  
F. Carvalho, V.P. Gonçalves, F.S. Navarra, D. Spiering  
*Nucl.Part.Phys.Proc.* **270** (2016) 32  
[18th Montpellier International Conference on Quantum Chromodynamics](#)
  
- [5] Leading neutron production at HERA in the color dipole approach  
F. Carvalho, V.P. Gonçalves, D. Spiering, F.S. Navarra  
*EPJ Web Conf.* **112** (2016) 02010  
[6th International Conference on Physics Opportunities at an Electron-Ion Collider](#)
  
- [6] Exclusive vector meson production with a leading neutron in photon-hadron interactions at hadronic colliders  
V.P. Gonçalves, B.D. Moreira, F.S. Navarra, D. Spiering  
*Phys.Rev.D* **94** (2016) 014009  
[arXiv:1605.08186 \[hep-ph\]](#)
  
- [7] Inclusive and exclusive processes with a leading neutron in  $ep$  collisions  
F. Carvalho, V.P. Gonçalves, F.S. Navarra, D. Spiering  
*PoS DIS2016* (2016) 175  
[XXIV International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects](#)
  
- [8] Investigating the impact of the gluon saturation effects on the momentum transfer distributions for the exclusive vector meson photoproduction in hadronic collisions  
V.P. Gonçalves, F.S. Navarra, D. Spiering  
*Phys.Lett.B* **768** (2017) 299  
[arXiv:1701.04340 \[hep-ph\]](#)

- [9] Probing saturation physics in the Real Compton Scattering at ultraperipheral  $p\text{Pb}$  collisions  
V.P. Gonçalves, F.S. Navarra, D. Spiering  
*Phys.Lett.B* **774** (2017) 189  
[arXiv:1707.02806 \[hep-ph\]](#)
- [10] Coulomb corrections to inclusive cross sections at the future electron-ion collider  
V.P. Gonçalves, M.V.T. Machado, F.S. Navarra, D. Spiering  
*Phys.Rev.C* **97** (2018) 015204  
[arXiv:1708.09279 \[hep-ph\]](#)
- [11] Exclusive vector meson photoproduction with a leading baryon in photon-hadron interactions at hadronic colliders  
F. Carvalho, V.P. Gonçalves, F.S. Navarra, D. Spiering  
*Phys.Rev.D* **97** (2018) 074002  
[arXiv:1711.02957 \[hep-ph\]](#)
- [12] Exclusive vector meson photoproduction with proton dissociation in photon-hadron interactions at the LHC  
V.P. Gonçalves, F.S. Navarra, D. Spiering  
*SLAC eConf* **C180318** (2018) 234  
[14th International Workshop on Hadron Physics](#)
- [13] Exclusive  $\rho$  and  $J/\Psi$  photoproduction in ultraperipheral  $pA$  collisions: Predictions of the gluon saturation models for the momentum transfer distributions  
V.P. Gonçalves, F.S. Navarra, D. Spiering  
*Phys.Lett.B* **791** (2019) 299  
[arXiv:1811.09124 \[hep-ph\]](#)

Os resultados desta tese foram publicados nos artigos [1, 3, 6, 11] e nos proceedings [4, 5, 7, 12]. Essas publicações seguem uma das linhas de pesquisa exploradas no doutorado, que está focada na descrição de processos com a produção de um nêutron dominante.



# Lista de Figuras

1.1	Diagrama da produção semi-inclusiva de LN em colisão $ep$ . . . . .	10
1.2	Espectro de LN medido pelo HERA (processo semi-inclusivo) . . . . .	11
1.3	Diagrama da produção exclusiva de LN em colisão $ep$ . . . . .	12
2.1	Diagrama do espalhamento profundamente inelástico (DIS) . . . . .	17
2.2	Diagrama do DIS com o fóton interagindo diretamente com um quark . . . . .	18
2.3	Efeitos de confinamento de cor e hadronização na separação de cargas de cor . . . . .	20
2.4	Diagramas exemplificando o efeito de blindagem na QED . . . . .	22
2.5	Diagramas de correção em mais baixa ordem ao vértice $e\gamma e$ (QED) . . . . .	23
2.6	Diagramas com loops de quarks e glúons (QCD) . . . . .	24
2.7	Constante de acoplamento forte em função da escala de energia . . . . .	25
2.8	Forma simbólica das equações DGLAP (em diagramas) . . . . .	27
2.9	Diagramas $\gamma^* q \rightarrow qg$ e $\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$ em mais baixa ordem (QCD) . . . . .	28
2.10	Dependência das funções de distribuição partônica em $x$ para $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ . . . . .	29
2.11	Regiões de aplicabilidade das equações de evolução no plano transversal . . . . .	34
3.1	Diagrama da amplitude $\gamma^* p$ na representação de dipolo de cor . . . . .	36
3.2	Funções de onda dos mésons $\rho$ , $\phi$ e $J/\Psi$ . . . . .	41
3.3	Diagramas de troca de dois glúons na interação dipolo-núcleon . . . . .	43
3.4	Diagramas do espalhamento dipolo-núcleo na aproximação GGM . . . . .	44
3.5	Diagramas com o primeiro passo da evolução do dipolo de cor . . . . .	45
3.6	Diagramas com o fluxo de cores na emissão de um glúon pelo dipolo de cor . . . . .	46
3.7	Diagramas com dois glúons na função de onda do dipolo (em grande $N_C$ ) . . . . .	47
3.8	Representação da evolução do funcional gerador $Z$ . . . . .	48
3.9	Diagramas com as correções aos múltiplos reespalhamentos de GGM . . . . .	49
3.10	Diagramas que compõe a amplitude $\mathcal{N}$ descrita pela evolução BK . . . . .	49
3.11	Representação diagramática da equação BK para $S$ . . . . .	50
3.12	Representação diagramática da equação BK para $\mathcal{N}$ . . . . .	51
3.13	Evolução da amplitude $\mathcal{N}$ em $r^2$ para diferentes modelos . . . . .	57
3.14	Evolução da amplitude $\mathcal{N}$ em $x$ para diferentes modelos . . . . .	57
3.15	$\mathcal{N} \times b$ com o modelo bCGC para diferentes valores de $r$ e $x$ . . . . .	58
4.1	Campo elétrico de um carga à $v=0$ e $v \sim c$ . . . . .	60
4.2	Os pulsos de radiação de um projétil relativístico sobre o alvo . . . . .	60
4.3	Interações fóton-fóton e de fotoabsorção . . . . .	61
4.4	Eletrodução e fotoprodução . . . . .	62
4.5	Diagrama do processo Sullivan no DIS . . . . .	65
4.6	Fluxos de mésons e bárions com o modelo $f_3$ . . . . .	68
4.7	Espectro de bárions descrito com diferentes modelos de $f_{\pi/p}$ . . . . .	69

5.1	Diagramas de produção semi-inclusiva e exclusiva de LN . . . . .	71
5.2	Diagrama da produção semi-inclusiva de LN no formalismo de dipolo . . . . .	72
5.3	Dependência de $\hat{x}$ em $x_L$ para diferentes valores de $W$ e $Q^2$ . . . . .	73
5.4	Fluxo de píons e seção de choque fóton-píon em função de $x_L$ . . . . .	73
5.5	Espectro de LN para diferentes modelos de $f_{\pi/p}$ e $\sigma_{\gamma\pi}$ . . . . .	75
5.6	Espectro de LN em diferentes valores de $Q^2$ e $W$ . . . . .	76
5.7	Espectro de LN de acordo com as dinâmicas linear e não-linear . . . . .	77
5.8	Diagrama da produção exclusiva de LN no formalismo de dipolo . . . . .	78
5.9	Diagrama do espalhamento $\gamma + \pi \rightarrow E + \pi$ no formalismo de dipolo de cor . . . . .	78
5.10	Espectro de LN em EVMP para diferentes modelos de $\Psi_\rho^* \Psi$ . . . . .	79
5.11	Espectro de LN em EVMP para diferentes modelos de $f_{\pi/p}$ . . . . .	80
5.12	Espectro de LN em EVMP para diferentes modelos de $\mathcal{N}_p$ . . . . .	81
5.13	Espectro de LN em EVMP para $p_T < 0,2$ GeV ajustado a $p_T < 0,2$ GeV . . . . .	82
5.14	Espectro de LN em EVMP para $p_T < 0,7x_L$ GeV ajustado a $p_T < 0,2$ GeV . . . . .	82
5.15	Espectro de LN em EVMP para $p_T < 0,7x_L$ GeV ajustado a $p_T < 0,7x_L$ GeV . . . . .	83
5.16	Espectro de LN em EVMP no regime cinemático do HERA . . . . .	83
5.17	Espectro de LN em EVMP no regime cinemático de futuros colisores $ep$ . . . . .	85
6.1	Diagramas de EVMP com LN em UPC . . . . .	88
6.2	Fluxo de fótons do próton e do núcleo em função da rapidez . . . . .	90
6.3	Distribuição de rapidez em EVMP com LN em UPC $pp$ . . . . .	92
6.4	Distribuição de rapidez em EVMP com LN em UPC $pA$ . . . . .	93
6.5	Distribuição de rapidez em EVMP com LB em UPC $pp$ . . . . .	95
6.6	Distribuição de rapidez em EVMP com LB em UPC $pA$ . . . . .	96

# Índice

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>A estrutura hadrônica</b>	<b>16</b>
2.1	Espalhamento profundamente inelástico (DIS)	16
2.2	Cromodinâmica Quântica (QCD)	19
2.3	A evolução partônica	26
2.3.1	Equações Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP)	26
2.3.2	Funções de Distribuição Partônicas (PDFs)	28
2.3.3	Equação Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL)	29
2.3.4	Problemas na evolução linear em pequeno $x$	30
2.3.5	Equação Gribov-Levin-Ryskin (GLR) e a saturação partônica	31
2.4	Condensado de Vidros de Cor (CGC)	33
<b>3</b>	<b>O formalismo de dipolo de cor</b>	<b>35</b>
3.1	O formalismo de dipolo de cor	35
3.2	Funções de onda	38
3.2.1	Funções de onda do fóton	39
3.2.2	Funções de onda de mésons vetoriais	39
3.3	A evolução da QCD no regime de alta densidade	42
3.3.1	O modelo de Glauber-Gribov-Mueller (GGM)	43
3.3.2	O modelo de dipolo de cor de Mueller	45
3.3.3	Equação Balitsky-Kovchegov (BK)	48
3.4	Amplitude de espalhamento dipolo-alvo ( $\mathcal{N}$ )	52
3.4.1	Soluções aproximadas da equação BK	52
3.4.2	Modelos fenomenológicos para $\mathcal{N}$	54
3.4.3	Solução numérica da rcBK	56
3.4.4	Resultados para $\mathcal{N}$	56
<b>4</b>	<b>Os fluxos de fótons e píons</b>	<b>59</b>
4.1	O fluxo de fótons	59
4.1.1	Radiação de uma carga em velocidade relativística	60
4.1.2	A aproximação de fótons equivalentes	61
4.1.3	O fluxo de fótons produzido por prótons e núcleos pesados	63
4.2	O fluxo de píons	64
4.2.1	O processo Sullivan	64
4.2.2	Modelos para o fluxo de píons	67
4.2.3	Os desdobramentos $p \rightarrow \pi^+ n$ , $p \rightarrow \pi^0 \Delta^+$ e $p \rightarrow \pi^+ \Delta^0$	67
	<b>Resultados</b>	<b>70</b>

<b>5</b>	<b>A produção de nêutrons dominantes em colisões <i>ep</i></b>	<b>70</b>
5.1	Produção de nêutron dominante em processos semi-inclusivos . . . . .	71
5.1.1	Formalismo . . . . .	71
5.1.2	Resultados . . . . .	73
5.2	Produção de nêutron dominante em processos exclusivos . . . . .	77
5.2.1	Formalismo . . . . .	77
5.2.2	Resultados . . . . .	79
5.3	Conclusões . . . . .	84
<b>6</b>	<b>A produção de nêutrons dominantes em colisões <i>pp</i> e <i>pA</i></b>	<b>87</b>
6.1	Formalismo . . . . .	87
6.2	Resultados . . . . .	90
6.3	Conclusões . . . . .	98
<b>7</b>	<b>Conclusões</b>	<b>99</b>
	<b>Referências bibliográficas</b>	<b>101</b>

# Capítulo 1

## Introdução

Um dos grandes objetivos no campo da física de partículas é a compreensão da estrutura e dinâmica interna do próton em diferentes regimes de energia. Grande parte do conhecimento atual sobre a estrutura do próton foi obtido investigando o espalhamento do próton com uma partícula sem estrutura interna, como o elétron. Em particular, o colisor elétron-próton DESY-HERA contribuiu com amplos conjuntos de dados experimentais que foram utilizados para vincular a dinâmica de interações fortes e evolução da estrutura do próton no regime de altas energias. Uma das constatações é que nesse regime a dinâmica interna do próton é ditada pelo seu conteúdo de glúons. Entre os observáveis investigados no HERA, um processo especialmente sensível ao conteúdo de glúons do próton é a produção exclusiva de mésons vetoriais e fótons ( $\gamma p \rightarrow E p$ , com  $E = \rho, \phi, J/\Psi, \gamma$ ), processo que tem se destacado como um importante observável para investigar a região de transição entre os regimes soft e hard da Cromodinâmica Quântica (QCD). A evolução da estrutura partônica do próton é tipicamente descrita pela equação DGLAP, que evolui o conteúdo de glúons considerando apenas processos de desdobramento, no qual um glúon desdobra-se em dois ( $g \rightarrow gg$ ). Como este tipo de processo é proporcional a primeira potência da distribuição de glúons (um glúon no estado inicial), a DGLAP descreve uma dinâmica linear. No regime de altas energias, onde a densidade de glúons torna-se elevada, espera-se que processos de absorção ( $gg \rightarrow g$ ) tornem-se importantes. Esses processos, que são descritos por uma dinâmica não linear, desaceleram o crescimento do número de glúons com o aumento da energia, levando a saturação da densidade partônica. Assim, no regime de altas energias, em especial no regime de pequeno  $x$  de Bjorken, é esperado que os efeitos não lineares regulem a evolução da estrutura do próton.

Uma importante constatação feita a partir dos dados do HERA no regime de pequeno  $x$  é que, tanto os processos inclusivos quanto os processos difrativos, podem ser satisfatoriamente descritos usando uma abordagem unificada: o formalismo de dipolo de cor. Essa abordagem considera que o fóton (em altas energias) pode ser descrito como um dipolo de cor (um par quark-antiquark). A evolução é então descrita pela amplitude de espalhamento dipolo-alvo  $\mathcal{N}$ , que contém todas as informações sobre a função de onda do alvo hadrônico. No contexto do Condensado de Vidros de Cor, a teoria efetiva que descreve a QCD em altas energias, a evolução da amplitude  $\mathcal{N}$  pode ser feita pela equação Balitsky-Kovchegov. Essa é uma equação integro-diferencial, cuja a solução só é conhecida nos regimes assintóticos de alta e baixa densidade partônica. Já foi demonstrado que o formalismo de dipolo de cor associado à física de saturação descreve os dados do HERA de processos inclusivos e exclusivos em amplos regimes de energia e virtualidade.

O tratamento da QCD com evolução não linear surgiu há muitos anos para resolver sérios problemas que surgem na aplicação da dinâmica linear no limite de pequeno  $x$ . Desde então,

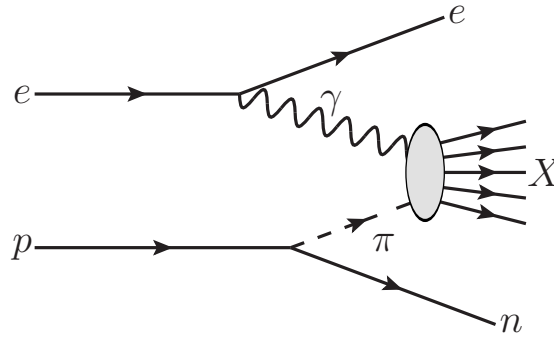


Figura 1.1: Produção semi-inclusiva de nêutron dominante em uma colisão elétron-próton.

a dinâmica não linear tem sido usada para explicar uma ampla gama de observáveis no regime de altas energias. Ainda assim, a física de saturação não é plenamente compreendida. Uma das principais incógnitas é a descrição da região de transição entre o regime diluído (descrito pela dinâmica linear) e o regime saturado (descrito pela dinâmica não linear). Atualmente pode-se constatar um grande esforço, tanto no campo teórico quanto experimental, na busca por novos observáveis que possam vincular a descrição da dinâmica partônica em altas energias.

Os processos que envolvem a produção de um hádron dominante são uma importante classe de espalhamentos investigada no HERA. Em um espalhamento a altas energias, uma partícula do estado final é considerada “dominante” caso ela porte uma grande fração do momento longitudinal ( $x_L \geq 0,3$ ) e seja composta pelos mesmos quarks de valência (ou ao menos um deles) de uma das partículas do estado inicial. Esse tipo de processo é caracterizado por uma partícula na região muito frontal, ou seja, em baixo ângulo polar em relação a direção da partícula do estado inicial. Hádrons produzidos nessas condições são de grande interesse na física de raios cósmicos ultraenergéticos, tal que o aprimoramento do conhecimento nesse campo pode fornecer novos vínculos aos modelos de chuva atmosférica. Esses chuveiros são produzidos quando prótons altamente energéticos atingem o topo da atmosfera e sofrem sucessivos espalhamentos com os núcleos leves do ar. Em cada uma dessas colisões, o próton (hádron dominante) perde energia, criando um chuva de partículas. Dadas as elevadas energias envolvidas em eventos iniciados por raios cósmicos, espera-se que os efeitos não lineares dominem a dinâmica de interação forte. A interpretação dos dados de raios cósmicos depende do conhecimento preciso do espectro de momento ( $x_L$ ) do hádron dominante e da dependência desse espectro na energia. Tal dependência envolve a existência (ou não) do *scaling* de Feynman, bem como o regime cinemático de sua validade.

Embora o HERA já tenha medido o espectro de partícula dominante outras vezes, recentemente a colaboração H1 divulgou dados bastante precisos da produção semi-inclusiva de nêutron dominante em colisões elétron-próton em altas energias. O principal canal para o processo  $e+p \rightarrow e+X+n$  é através do desdobramento do próton no par nêutron-píon, com o nêutron portando uma fração  $x_L$  do momento longitudinal do próton. Esse processo está ilustrado na Fig. 1.1, onde podemos observar que o sistema de partículas  $X$  é produzido na interação fóton-píon. Apesar de anos de investigação teórica e experimental, o espectro de nêutron dominante continua sem uma descrição satisfatória. A Fig. 1.2 mostra os dados do espectro de nêutron dominante medido no processo semi-inclusivo  $\gamma+p \rightarrow X+n$ . Todas as curvas apresentadas são obtidas com simulações Monte Carlo<sup>1</sup>. No painel esquerdo é apresentado o melhor ajuste aos dados obtido

<sup>1</sup> O modelo CDM simula processos DIS e o modelo RAPGAP- $\pi$  simula o espalhamento fóton-píon. Os modelos EPOS, QGSJET e SIBYLL são utilizados em simulações de chuveiros atmosféricos produzidos por raios cósmicos.

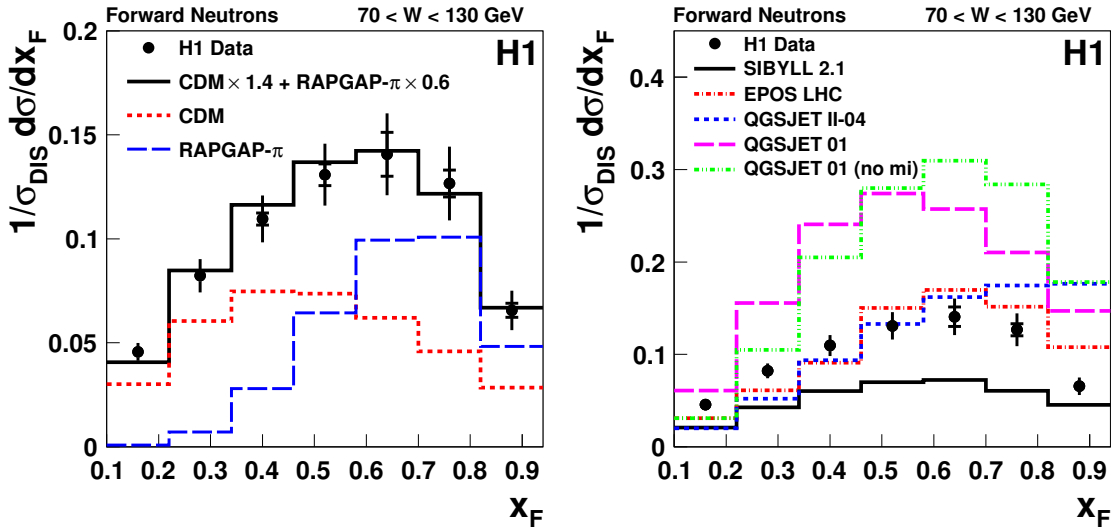


Figura 1.2: Espectro de nêutron dominante medido pelo HERA [14].

pela colaboração H1, combinando nêutrons originados da troca de um pión (RAPGAP- $\pi$ ) com eventos nos quais os nêutrons são originados da fragmentação do próton (CDM). Dada a importância de eventos com partícula dominante para a física de raios cósmicos, no painel direito as medidas do HERA são comparadas com os resultados de diferentes modelos de interação hadrônica, todos utilizados em simulações de chuvers atmosféricas. Como podemos observar, todas as descrições testadas apresentam problemas. Seja descrevendo o pico da distribuição na posição incorreta, seja subestimando/superestimando a magnitude da seção de choque, ou ambos. Em suma, a descrição do espectro de nêutron dominante permanece como um problema em aberto na física de altas energias.

Uma vez que o formalismo de dipolo de cor tem seus parâmetros bem determinados por diferentes conjuntos de dados do HERA, a nossa primeira proposta foi estender esse formalismo para a descrição dos dados de produção de nêutrons dominantes em processos semi-inclusivos, em particular, a descrição dos dados mostrados na Fig. 1.2. Nossa análise, que foi publicada na Ref. [1], encontra-se na primeira parte do Cap. 5. Apesar de algumas incertezas, demonstramos que os dados do HERA podem ser satisfatoriamente descritos utilizando modelos de saturação partônica. Além disso, analisando a dependência do espectro utilizando as evoluções linear e não linear, mostramos que o scaling de Feynman surge naturalmente no regime de pequeno  $x$  quando assumimos uma dinâmica não linear, um resultado inédito e de grande importância para a física de partículas da região frontal.

Logo após a nossa análise sobre a produção semi-inclusiva de nêutron dominante, a colaboração H1 divulgou o primeiro conjunto de dados de fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais (EVMP)  $\rho$  associada a um nêutron dominante ( $e+p \rightarrow e+\rho+\pi+n$ ). Lembramos que a produção exclusiva de méson vetorial é especialmente sensível ao conteúdo de glúons do próton, sendo esse um observável mais conveniente para o estudo dos efeitos da dinâmica não linear. Como podemos ver na Fig. 1.3, nesse processo o méson  $\rho$  interage difrativamente (não há troca de números quânticos) com o pión. Essa foi a primeira vez que a seção de choque  $\gamma+\pi \rightarrow \rho+\pi$  foi medida. Nesses eventos a única partícula não detectada é o pión do desdobramento  $p \rightarrow \pi^+ + n$ , pois esse pión é emitido em ângulo muito baixo e sai do detector junto ao feixe de prótons. Já o nêutron é detectado no calorímetro frontal (como no caso semi-inclusivo) e o méson  $\rho^0$  é reconstruído do decaimento  $\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$ . A descrição desse processo é um problema em aberto na física de partículas.

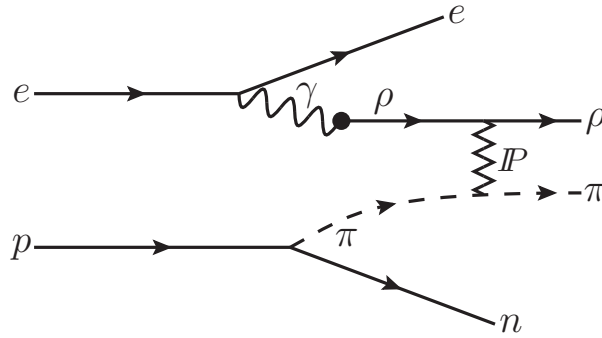


Figura 1.3: Produção exclusiva de méson vetorial  $\rho$  associado a nêutron dominante em uma colisão elétron-próton.

Inspirados pelo sucesso na descrição da produção semi-inclusiva de nêutron dominante, na Ref. [3] nós propomos a análise da EVMP  $\rho$  associada a um nêutron dominante utilizando o formalismo de dipolo de cor com dinâmica não linear. Novamente obtivemos bons resultados, mostrando que a nossa abordagem fornece uma descrição unificada dos processos envolvendo a produção de nêutron dominante. Visto que descrevemos os dados do HERA de produção de  $\rho$  com sucesso, também apresentamos previsões para a produção de outros estados finais em processos exclusivos envolvendo nêutron dominante, considerando tanto o regime cinemático provado pelo HERA, quanto condições cinemáticas acessíveis em futuros colisores elétron-próton. Nossa análise de eventos com produção exclusiva de méson vetorial associado a nêutron dominante está na segunda parte do Cap. 5.

Estamos propondo uma descrição unificada da produção de nêutrons dominantes. Descrevemos processos semi-inclusivos e exclusivos utilizando o formalismo de dipolo de cor com dinâmica não linear incorporada. Salientamos aqui que, embora estejamos mais focados na interação forte entre o dipolo e o píon, a produção de nêutron dominante depende fortemente do fluxo de píons do próton  $f_{\pi/p}$ . Felizmente o conhecimento sobre  $f_{\pi/p}$  deve ser refinado em breve, pois a investigação da componente mesônica do próton é um dos objetivos para no colisor elétron-próton do JLab (em um regime de energia não muito elevado).

Ainda que as colaborações experimentais do HERA eventualmente divulguem novos conjuntos de dados, infelizmente, não há qualquer colisor elétron-próton sondando o regime de altas energias atualmente. Além disso, ainda faltam muitos anos para que os novos colisores elétron-hádron entrem em operação. Isso faz com que parte de nossas previsões para produção de nêutrons dominantes em colisões elétron-próton só possam ser testadas em um futuro distante. A fim de testar a robustez do nosso formalismo, e dado o impacto da física de partícula dominante, é de suma importância que utilizemos um método alternativo para aprender mais sobre esse tipo de processo.

Embora tenhamos usado colisões elétron-próton para investigar a produção de nêutrons dominantes, estamos de fato analisando interações fóton-próton, onde o elétron atua apenas como um emissor de fótons. Existe uma classe de eventos de colisões hadrônicas na qual um hádron (próton ou núcleo) também atua como uma fonte de fótons. Podemos usar esse tipo de evento para estudar a produção de nêutrons dominantes nas interações fóton-próton que acontecem em colisores hadrônicos. Desta forma, podemos fazer previsões para os colisores BNL-RHIC e CERN-LHC, que estão em atividade no momento. Essas interações fóton-hádron (fotoinduzidas) podem ser filtradas dentre outras interações quando são selecionados apenas espalhamentos em grande parâmetro de impacto. Nesse tipo de evento, chamado de colisão ultraperiférica (UPC), os hádrons cruzam-se com parâmetro de impacto maior que a soma de seus raios, situação na



qual as interações hadrônicas são suprimidas. Como veremos a seguir, há casos em que esse tipo de interação possui uma clara assinatura experimental, fazendo desta, uma alternativa viável para estudar a interação fóton-próton em colisores hadrônicos.

No caso de colisões elétron-próton, os estados inicial e final do elétron são conhecidos, permitindo caracterizar o fóton trocado na interação. Já no caso dos processos fotoinduzidos em colisões hadrônicas, o hádron que emitiu o fóton tipicamente segue o feixe de partículas e não é detectado, de forma que a energia de centro de massa da interação do fóton com o outro hádron só é conhecida com a análise dos produtos dessa interação. Assim, em um processo semi-inclusivo do tipo  $\gamma + p \rightarrow X + p$ , se o sistema de partículas  $X$  não é identificado, a energia do fóton não é conhecida. Por outro lado, em um processo fotoinduzido com produção exclusiva de méson vetorial  $V$ ,  $\gamma + p \rightarrow V + p$ , a rapidez do méson vetorial está diretamente relacionada com a energia carregada pelo fóton, vinculando todas as variáveis necessárias para a análise do espalhamento. Além disso, a EVMP em UPC é um processo experimentalmente limpo e com claras assinaturas no espaço de fase de rapidez. Há dois gaps de rapidez no espalhamento  $h_1 + h_2 \rightarrow h_1 + V + h_2$ : o primeiro é causado pela interação eletromagnética (fóton emitido por  $h_i$ ) e o segundo é devido a interação difrativa entre o fóton e o hádron  $h_j$ . Pelos motivos acima, a EVMP em processos fotoinduzidos em UPC tem sido usada para provar a dinâmica da QCD em altas energias, sendo alvo de diversas análises teóricas e experimentais nos últimos anos.

No Cap. 5 descrevemos a EVMP associada a um nêutron dominante em colisões  $ep$  medidas no HERA. Nosso próximo passo, dado no Cap. 6 e publicado na Ref. [6], foi estender o estudo da EVMP associada a nêutron dominante para descrever as interações fotoinduzidas que acontecem em colisões  $pp$  e  $pA$  ultraperiféricas. Nesse caso descrevemos o processo  $h + p \rightarrow h + V + \pi + n$ , similar àquele da Fig. 1.3, mas agora com um hádron  $h$  ( $p$  ou  $A$ ) no lugar do elétron. Note que além dos dois gaps de rapidez, também há um nêutron dominante no estado final, tornando a assinatura desse tipo de processo ainda mais clara. Essa análise tem dois objetivos. Por um lado, estamos estendendo o nosso estudo de produção de nêutron dominante do HERA para os colisores hadrônicos em atividade atualmente (RHIC e LHC). Por outro lado, essa análise permite estimar a fração dos mésons vetoriais que são produzidos além do processo dominante ( $h + p \rightarrow h + V + p$ ), uma vez que estamos investigando o principal canal de dissociação do próton. O controle teórico dessa fração é muito importante, uma vez que a separação experimental dos eventos de EVMP no casos com e sem dissociação do próton é desafiadora, pois tipicamente o produto da dissociação do próton deixa o detector junto com o feixe de prótons. Nossa análise demonstrou que a investigação experimental dos processos com EVMP associada com um nêutron dominante em colisores hadrônicos é viável e pode contribuir para aprofundar a compreensão tanto da produção de partícula dominante quanto da produção de exclusiva de mésons vetoriais em UPC.

No Cap. 6, além das previsões feitas para seção de choque total e distribuição de rapidez em EVMP associada a nêutrons dominantes em colisores hadrônicos, complementamos nossa análise considerando o próximo canal mais importante de desdobramento do próton, analisando a produção de ressonância delta dominante. Essa análise compõe a Ref. [11]. A papel desta análise depende da capacidade experimental de reconstrução da ressonância delta. Caso a reconstrução seja possível, os processos com o desdobramento  $p \rightarrow \Delta + \pi$  mostram-se de magnitude significativa quando comparados aos processos com o desdobramento  $p \rightarrow n + \pi$ , e nossas previsões de EVMP associada à delta dominante podem ser diretamente comparadas com os dados experimentais. Caso a reconstrução não seja possível, uma vez que o principal canal de decaimento da delta produz um núcleon, o espectro de delta dominante pode contribuir ao espectro de nêutron dominante via  $\Delta \rightarrow n + \pi$ .

Resumindo, esta tese contempla o conteúdo das Refs. [1, 3, 6, 11], onde propomos uma

descrição unificada para os processos envolvendo a produção de nêutrons dominantes, com particular interesse na produção exclusiva de mésons vetoriais. Começamos descrevendo os dados do HERA de processos semi-inclusivos e exclusivos, e depois, aplicamos o formalismo para a descrição de EVMP associada a nêutron/delta dominante nos colisores RHIC e LHC, onde demonstramos que essa análise é experimentalmente viável.

Nem todos os assuntos explorados durante o doutorado fazem parte desta tese. A fim de manter a tese em um eixo bem definido, fizemos uma seleção de tópicos para a composição deste texto. Assim, nesta tese descrevemos apenas a linha de pesquisa que envolve a produção de nêutrons dominantes, que compõe as Refs. [1, 3, 6, 11]. Os demais artigos produzidos durante o doutorado, embora não investiguem processos com nêutrons dominantes, também são dedicados a vincular a dinâmica da QCD em altas energias utilizando o formalismo de dipolo de cor. Na Ref. [2] exploramos a produção exclusiva de mésons vetoriais e fótons em futuros colisores elétron-núcleo, tanto no caso coerente quanto no caso incoerente. Ainda considerando colisões elétron-núcleo, uma vez que o dipolo de cor também é um dipolo elétrico, na Ref. [10] investigamos o impacto da componente eletromagnética na interação dipolo-núcleo. Na Ref. [9] analisamos o espalhamento Compton real (RCS) em UPC próton-núcleo, considerando as contribuições das trocas de Reggeons (baixas energias) e de Pomeron (altas energias). Na Ref. [8] examinamos a produção de mésons vetoriais em UPC próton-próton e núcleo-núcleo, avaliando as contribuições coerente e incoerente. E por fim, na Ref. [13] complementamos os trabalhos recém citados ao investigar a produção de méson vetorial em UPC próton-núcleo, com particular interesse nos dados do espalhamento  $\gamma + p \rightarrow \rho + p$ , recentemente extraídos de UPC  $pA$  pela colaboração CMS.

No que segue, apresentamos a organização do conteúdo desta tese.

No Cap. 2, exploramos a estrutura do próton. Iniciamos com o espalhamento profundamente inelástico (DIS), o qual fornece observáveis fundamentais para a compreensão da estrutura interna do próton. Vemos que a seção de choque DIS relaciona-se com a função de estrutura  $F_2$ , que por sua vez é descrita em termos das funções de distribuição partônica (PDFs). As PDFs contêm as informações sobre a estrutura do próton em termos de seus constituintes, e sua evolução é descrita pela Cromodinâmica Quântica (QCD). A apresentação da QCD é feita de forma qualitativa, descrevendo os mecanismos associados à dependência da constante de acoplamento da QCD com a escala de momento, característica relacionada com as propriedades de confinamento e liberdade assintótica. A última, permite o tratamento perturbativo da QCD no regime de altas energias, levando a equações de evolução para as PDFs (DGLAP e BFKL). Essas equações descrevem uma dinâmica linear, que quando aplicada ao regime de altas energias, conduz a resultados potencialmente problemáticos. A solução para tais problemas é obtida quando a dinâmica não linear é incorporada na evolução, que por sua vez leva ao conceito de saturação partônica. O estado da arte na descrição do regime de saturação é o Condensado de Vidros de Cor. Uma abordagem bastante conveniente para a descrição do regime de saturação é formalismo de dipolo de cor.

No Cap. 3 apresentamos o formalismo de dipolo de cor. Nesse formalismo, as expressões para as seções de choque dependem da função de onda do fóton e da amplitude de espalhamento dipolo-alvo ( $\mathcal{N}$ ). Expomos as características essenciais dessas funções de onda, em especial, avaliamos a sobreposição das funções de onda de um fóton com um méson vetorial. Depois, focamos na amplitude  $\mathcal{N}$ , que contém a dinâmica de interação forte. Discutimos os principais aspectos da evolução descrita pela equação BK, que faz a evolução da amplitude  $\mathcal{N}$ . Por fim, avaliamos em detalhes a dependência da amplitude  $\mathcal{N}$  nas variáveis presentes no formalismo de dipolo de cor.

No Cap. 4 apresentamos os fluxos de fótons e de píons. Embora a dinâmica de interesse

esteja nas quantidades discutidas nos capítulos anteriores, os fluxos são necessários para conectar os subprocessos que provam a evolução da QCD com um observável. Para ambos fluxos temos uma fatorização do tipo: (processo geral) = (fluxo)  $\times$  (subprocesso). O fluxo de píons é usado para descrever o desdobramento  $p \rightarrow n + \pi$ , que já aparece nos diagramas das figuras 1.1 e 1.3. Já o fluxo de fótons é necessário para descrever os processos fotoinduzidos que acontecem em colisões hadrônicas, permitindo estudar a interação fóton-próton em espalhamentos hádron-próton.

Os próximos dois capítulos são dedicados aos nossos resultados, os quais já comentamos nas últimas páginas. No Cap. 5 apresentamos o nosso formalismo para descrever a produção de nêutron dominante em processos semi-inclusivos e exclusivos em colisões elétron-próton. No Cap. 6 estendemos essa abordagem para descrever a produção exclusiva de méson vetorial associada a nêutrons dominantes em processos fotoinduzidos que acontecem em colisões hadrônicas ultraperiféricas.

Por fim, no Cap. 7 resumimos as conclusões dos capítulos 5 e 6. Além disso, sugerimos outros observáveis que podem ser (a princípio) descritos pelo nosso modelo, e também, demais perspectivas para a continuidade da pesquisa relacionada a produção de nêutron dominante.

# Capítulo 2

## A estrutura hadrônica

Neste capítulo faremos uma revisão da estrutura hadrônica no limite de altas energias. Para explorar este regime, utiliza-se o espalhamento profundamente inelástico elétron-próton, no qual um fóton emitido pelo elétron pode interagir com os constituintes internos do próton (pártons). A descrição da dinâmica interna do próton é dada pela teoria de interação forte, a Cromodinâmica Quântica. Com essa teoria é possível obter as equações que descrevem a evolução partônica. É possível constatar que as equações lineares de evolução conduzem a resultados problemáticos quando aplicadas ao regime de pequeno  $x$  de Bjorken (altas energias). A fim de resolver tais problemas, desenvolve-se uma explicação utilizando uma abordagem não linear para descrever a evolução partônica a altas energias, que leva ao conceito de saturação partônica. O desenvolvimento teórico no tratamento da evolução partônica não linear no regime de pequeno  $x$ , leva ao estado da arte na descrição da Cromodinâmica Quântica em altas energias, o Condensado de Vidros de Cor.

### 2.1 Espalhamento profundamente inelástico (DIS)

Estamos interessados na estrutura do próton, e o melhor modo de investiga-la é através da colisão do próton com uma partícula sem estrutura, como o elétron. Uma vez que tanto o próton quanto o elétron portam carga elétrica, a interação entre essas duas partículas é intermediada por um fóton. A natureza do espalhamento  $ep$  depende da relação entre o comprimento de onda ( $\lambda$ ) do fóton intermediário e o raio do próton ( $r_p$ ). Podemos separar essa interação em três casos [15]:

- $\lambda \gg r_p$ : Em energias muito baixas o elétron é não relativístico e o comprimento de onda do fóton é muito maior que o raio do próton, de forma que o elétron espalha no potencial estático de um próton efetivamente pontual. Neste caso o fóton não tem resolução suficiente para provar qualquer subestrutura dentro do próton, assim o próton permanece intacto e esse processo é descrito como um espalhamento elástico ( $ep \rightarrow ep$ ).

- $\lambda \sim r_p$ : Elevando o regime energético até que o comprimento de onda do fóton seja similar ao raio do próton, o espalhamento deixa de ser puramente eletrostático. Nesse cenário é necessário levar em consideração a extensão das distribuições de carga elétrica e momento magnético no interior do próton. O processo elástico continua sendo dominante neste regime.

- $\lambda \ll r_p$ : Em energias elevadas o suficiente para que o comprimento de onda do fóton seja muito menor que o raio do próton, o fóton pode resolver detalhadamente a estrutura do próton em termos de seus constituintes. Tal interação permite uma prova da distribuição de momento dos constituintes do próton, o que tipicamente fragmenta o próton, tornando esse processo um espalhamento inelástico ( $ep \rightarrow eX$ ). Este é o regime de energia em que temos interesse, e no qual enquadra-se o espalhamento profundamente inelástico.

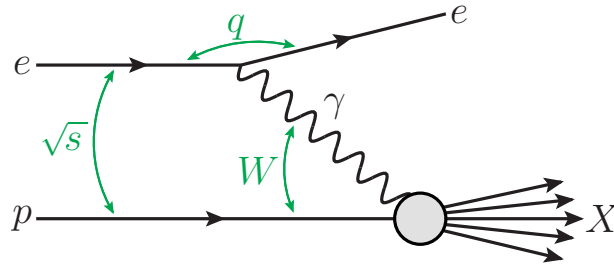


Figura 2.1: Espalhamento elétron-próton profundamente inelástico.

O espalhamento profundamente inelástico (*deep inelastic scattering* - DIS) é o espalhamento de um lépton (tipicamente um elétron ou um pósitron) em um hádron (tipicamente um próton) no qual o momento transferido na colisão é alto. A Fig. 2.1 ilustra o processo DIS abaixo:

$$e(k) + p(p) \rightarrow e(k') + X(p_X), \quad (2.1)$$

onde  $k$  e  $k'$  são os momentos dos estados inicial e final do elétron,  $p$  é o momento inicial do próton,  $p_X$  é o momento do sistema hadrônico  $X$  (resultante da fragmentação do próton) e  $q$  é o momento transferido pelo fóton virtual [16]. A partir dos momentos das partículas envolvidas, diversos invariantes podem ser construídos<sup>1</sup>, como por exemplo:

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(k - k')^2, \quad (2.2)$$

$$s = (k + p)^2, \quad (2.3)$$

$$W^2 = (p + q)^2, \quad (2.4)$$

$$\nu = \frac{p \cdot q}{m_p} = \frac{W^2 + Q^2 - m_p^2}{2m_p}, \quad (2.5)$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2m_p \nu} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - m_p^2}, \quad (2.6)$$

onde  $m_p$  é a massa do próton,  $Q^2$  é a virtualidade do fóton<sup>2</sup>,  $\nu$  é a energia transferida no processo,  $\sqrt{s}$  e  $W$  são respectivamente as energias de centro de massa dos sistemas elétron-próton e fóton-próton, e  $x$  é conhecido como “ $x$  de Bjorken” [16, 17].

Na Fig. 2.2 ilustramos a interação do fóton diretamente com um párton do próton. A variável  $x$  representa a fração de momento longitudinal do próton que é portada por um párton (quark ou glúon) [18–21]. Também usaremos com frequência a variável rapidez, que está relacionada com o  $x$  de Bjorken<sup>3</sup>

$$Y \equiv \ln \frac{1}{x}. \quad (2.7)$$

Ao decorrer desta tese, a referência ao “regime de pequeno  $x$ ”, aparecerá algumas vezes.

<sup>1</sup> Este tratamento é válido no regime em que  $Q^2 < m_{Z_0}^2$ , onde  $m_{Z_0}$  é a massa do bóson  $Z_0$  da interação fraca de corrente neutra, por isso, desconsideramos a troca de um  $Z^0$  entre o elétron e o próton.

<sup>2</sup> A virtualidade é definida dessa forma pois em um espalhamento (canal  $t$ ) temos  $q^2 = (p_X - p)^2 \leq 0$  ( $q^2$  é do tipo espaço), tal que  $Q^2 \geq 0$ . A virtualidade define o quão distante um fóton virtual está da camada de massa (para  $Q^2 = 0$  temos um fóton real) e é inversamente proporcional ao seu comprimento de onda [15].

<sup>3</sup> Existem diferentes definições da variável rapidez na literatura, nesta tese, usaremos a definição (2.7) como padrão. Outras definições, bem como a interpretação física desta variável em diferentes regimes cinemáticos, podem ser vistas na Ref. [16].

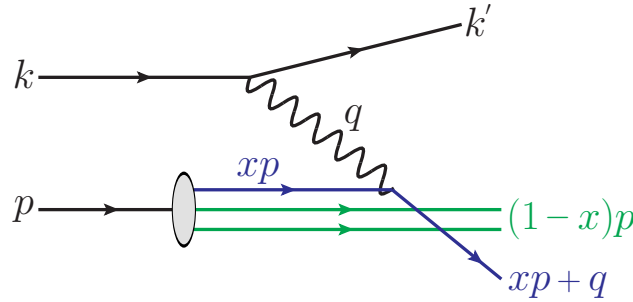


Figura 2.2: Diagrama do DIS com o fóton interagindo diretamente com um quark.

Para maior clareza sobre o regime cinemático em questão, podemos escrever:

$$W^2 = (p + q)^2 = p^2 + 2p \cdot q + q^2 = m_p^2 + \frac{Q^2}{x} - Q^2 \simeq \frac{Q^2}{x}(1 - x), \quad (2.8)$$

assim, vemos que o limite  $W \rightarrow \infty$  corresponde a  $x \rightarrow 0$ , ou, mais precisamente:

$$W^2 \gg Q^2 \quad \leftrightarrow \quad x \ll 1. \quad (2.9)$$

Ou seja, no DIS o limite de pequeno  $x$  é aquele no qual a energia do espalhamento é muito maior que qualquer massa externa ou momento transferido [22].

O vértice hadrônico depende de três variáveis cinemáticas ( $p$ ,  $p_X$  e  $q$ ), mas a conservação de momento impõe um vínculo entre elas ( $p+q=p_X$ ), de forma que o DIS pode ser especificado em termos de duas variáveis, sendo  $x$  e  $Q^2$  uma escolha bastante comum [17]. Tendo identificado as variáveis do processo, podemos definir mais precisamente o regime cinemático chamado de “profundamente inelástico”. Esta condição é alcançada quando obtemos, para um valor de  $x$  fixo e finito, as seguintes relações:  $m_p v \gg m_p^2$  e  $Q^2 \gg m_p^2$ . Neste regime podemos negligenciar a massa do próton em relação a outras escalas de energia [16].

A amplitude de espalhamento que descreve o DIS é dada pela contração dos tensores leptônico e hadrônico:  $|\mathcal{M}|^2 \propto L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}$ . O tensor leptônico  $L^{\mu\nu}$  descreve a interação elétron-fóton presente no vértice superior da Fig. 2.1 e é conhecido da Eletrodinâmica Quântica (*Quantum Electrodynamics* - QED) [17]. Diferente do vértice leptônico, onde temos a interação entre duas partículas sem estrutura interna, o vértice inferior descreve a interação do fóton com um objeto composto (o próton), tal que o tensor hadrônico  $W^{\mu\nu}$  é construído de modo a parametrizar a nossa ignorância sobre a estrutura do próton. O passo a passo da construção do tensor hadrônico pode ser visto nas Refs. [16, 17, 23], e conduz à seguinte expressão:

$$W^{\mu\nu} = 2F_1(\nu, Q^2) \left( -g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) + \frac{2F_2(\nu, Q^2)}{p \cdot q} \left( p^\mu + \frac{p \cdot q}{q^2} q^\mu \right) \left( p^\nu + \frac{p \cdot q}{q^2} q^\nu \right), \quad (2.10)$$

onde  $F_1(\nu, Q^2)$  e  $F_2(\nu, Q^2)$  são duas funções de estrutura hadrônica, as quais são funções das variáveis escalares de Lorentz que podem ser construídas dos momentos do vértice hadrônico.

Levando em consideração a polarização do fóton e definindo as funções de estrutura transversal ( $F_T = 2xF_1$ ) e longitudinal ( $F_L = F_2 - 2xF_1$ ), a conexão entre as funções de estrutura e a seção de choque fóton-próton é dada por

$$\sigma_{T,L} = \frac{4\pi^2 \alpha_{em}}{Q^2} F_{T,L}, \quad (2.11)$$

ou ainda, usando  $F_2 = F_T + F_L$ , a seção de choque  $\gamma p$  total é dada por

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} F_2, \quad (2.12)$$

onde  $\alpha_{em}$  é a constante de estrutura fina [16].

Note que toda a dinâmica está contida na função de estrutura  $F_2$ . Para a descrição de  $F_2$  em termos dos graus de liberdade de partônicos, precisamos da teoria de interações fortes: a Cromodinâmica Quântica.

## 2.2 Cromodinâmica Quântica (QCD)

A Cromodinâmica Quântica (*Quantum Chromodynamics* - QCD) é a teoria que descreve a interação forte entre quarks e glúons. Ela é uma teoria de calibre de Yang-Mills [24], respeitando a simetria do grupo SU(3) no grau de liberdade chamado “cor”. Assim, a interação forte é experimentada por partículas que portam carga de cor [17, 22]. A fim de tornar a descrição da QCD mais clara, usaremos diversas comparações com a teoria de calibre que descreve a interação eletromagnética, a QED<sup>4</sup>.

A descrição da QCD é baseada em um modelo de partículas elementares: temos os quarks, férmions de spin 1/2, massivos, dotados de carga elétrica fracionária e carga de cor; e os glúons, bósons de spin 1, não massivos, dotados de carga de cor mas não de carga elétrica. Os quarks interagem (por força forte) via troca de glúons, e os glúons também interagem entre si, visto que o próprio glúon é um objeto bicolor (cada glúon carrega uma carga de cor e uma carga de anticor). Desta forma, além do vértice quark-glúon, há também vértices glúon-glúon. Essa é uma diferença importante entre QCD e QED, visto que na QED existem apenas vértices do tipo elétron-fóton, mas não existe interação fóton-fóton. Como na QED, onde os léptons possuem sabores (elétron, múon, tau, neutrino do elétron, neutrino do múon e neutrino do tau), tendo cada sabor um valor distinto de massa, o mesmo acontece na QCD, onde os quarks apresentam-se em seis sabores ( $N_f = 6$ ), sendo eles: up ( $u$ ), down ( $d$ ), strange ( $s$ ), charm ( $c$ ), bottom ( $b$ ) e top ( $t$ ). O sabor é sempre conservado em interações fortes. Embora na QED exista apenas um tipo de carga elétrica, na QCD existem três tipos de cargas de cor ( $N_c = 3$ ), cada uma com sua respectiva anticor: vermelho ( $r$ ), azul ( $b$ ) e verde ( $g$ ). A cor é uma quantidade conservada, e todas as cores possuem o mesmo “peso” perante a interação forte [17].

Enquanto muitas partículas possuem carga elétrica, não vemos partículas portadoras de carga de cor livremente na natureza. O fato de quarks e glúons nunca serem observados livremente, mas sempre na forma de hádrons (carga líquida de cor igual a zero) é entendido como um resultado da propriedade de confinamento de cor (*color confinement*) da QCD. Como veremos nas próximas páginas, para maiores distâncias (menores energias), a intensidade da interação forte aumenta, de forma que a atração entre os quarks mantenha-os presos dentro dos hádrons<sup>5</sup> [17]. A hipótese de confinamento de cor estabelece que objetos coloridos estão sempre confinados em estados singlete de cor e que nenhum objeto com carga de cor diferente de zero pode propagar-se como uma partícula livre [15]. Embora não exista prova analítica do confinamento [28], podemos entendê-lo qualitativamente considerando o que acontece quando tentamos separar dois quarks (torna-los partículas livres). Esse processo pode ser visto na Fig. 2.3. Começamos com dois

<sup>4</sup> O leitor que não estiver familiarizado com a QED, pode consultar as referências [15, 17, 23, 25].

<sup>5</sup> Quarks nos sabores up, down, strange, charm e bottom hadronizam, enquanto o quark top decai antes mesmo de ter tempo para hadronizar, uma vez que sua meia vida é  $\tau_{top} \sim 5 \times 10^{-25}$  s, sendo portanto mais curta do que o tempo de formação dos hádrons, da ordem de  $10^{-24}$  s [26, 27].

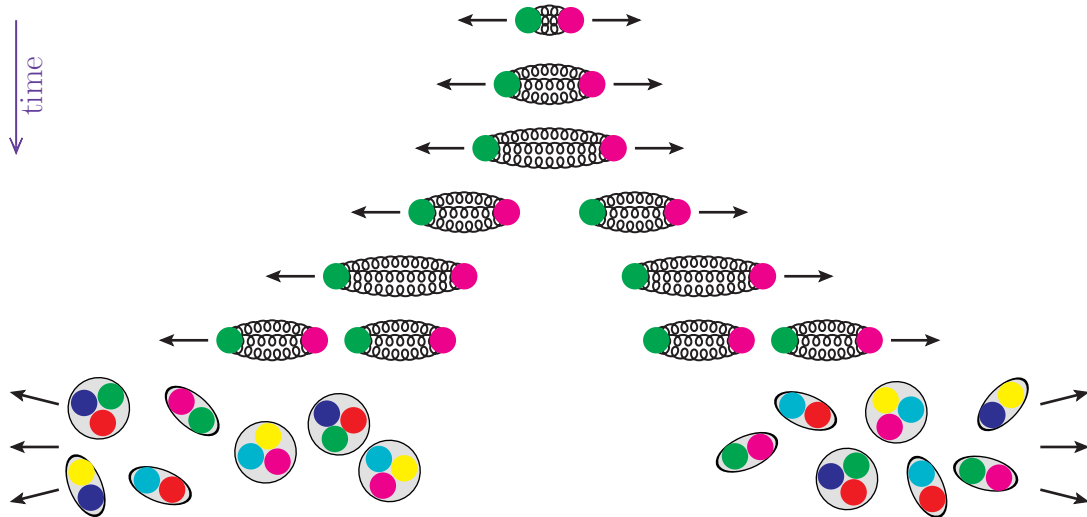


Figura 2.3: Quando a energia armazenada no tubo de cor entre dois quarks é maior que a energia necessária para a criação de um novo par  $q\bar{q}$ , torna-se energeticamente menos custosa a criação deste par do que armazenar ainda mais energia no tubo. Assim, o estágio final do processo de separação de dois quarks é a produção de jatos hadrônicos.

quarks próximos, os quais interagem via troca de glúons virtuais. Como os glúons portam carga de cor, existem interações atrativas entre os glúons trocados, fazendo com que o campo de cor seja comprimido na forma de um tubo. A densidade de energia dentro do tubo é constante, de forma que ao aumentarmos a distância entre os quarks, estamos aumentando continuamente a energia armazenada no tubo<sup>6</sup>, de forma que a separação completa dos quarks demanda uma quantidade infinita de energia. Portanto, em algum ponto no processo de separação das cargas de cor, torna-se energeticamente mais favorável a criação de um novo par quark-antiquark do que continuar estendendo o tubo de cor. Como resultado, objetos coloridos organizam-se em estados hadrônicos ligados, os quais possuem carga de cor líquida igual a zero [15].

O confinamento implica que todos os estados ligados compostos por quarks e antiquarks devem ocorrer em singletos de cor da simetria SU(3), o que impõe uma forte restrição sobre a estrutura dos possíveis estados hadrônicos. Uma das possibilidades é o estado ligado  $q\bar{q}$ , com o quark portando uma das três cores (3) e o antiquark uma das três anticolors ( $\bar{3}$ ), de forma que o estado ligado possui um estado singlete de cor ( $3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$ ). A inclusão de um outro quark ou antiquark, seja no estado  $q\bar{q}$  singlete ou  $q\bar{q}$  octeto, não permite obter cor líquida igual a zero, assim podemos concluir que estados  $qq\bar{q}$  e  $q\bar{q}\bar{q}$  não devem existir na natureza. A inexistência de um singlete de cor também é a causa de não observarmos estados acoplados  $qq$  (ou  $\bar{q}\bar{q}$ ), onde temos  $3 \otimes 3 = 6 \oplus \bar{3}$ . No caso da combinação de três quarks (ou três antiquarks), temos  $3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$ , tal que a presença do estado singlete de cor permite a existência de estados  $qqq$  e  $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$  [15]. Do lado experimental, todos os estados hadrônicos observados correspondem aos singletos de cor na forma de mésons ( $q\bar{q}$ ), bárions ( $qqq$ ) e antibárions ( $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ ). A princípio, combinações de  $q\bar{q}$  com  $qqq$  ou  $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$  podem existir, tanto como estados ligados de pentaquarks ( $qqqq\bar{q}$ ) quanto como moléculas hadrônicas ( $q\bar{q} - qqq$ ) [15]. Na QCD considera-se o próton como sendo constituído de três quarks de valência ( $uud$ ) acompanhados de glúons e de quarks do mar, os quais são gerados das flutuações dos glúons em pares quark-antiquark ( $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s} \dots$ ) [23].

<sup>6</sup> A energia armazenada no campo é proporcional a separação  $r$  entre os quarks,  $V(r) \sim \kappa r$  ( $\kappa \sim 1$  GeV/fm), desta forma, precisamos de cada vez mais energia para continuar afastando os quarks [15].



A (densidade) lagrangiana clássica da QCD é baseada na suposição (confirmada por observações experimentais) de que todos os hádrons são compostos por quarks [29]. Ela foi proposta por Fritsch, Gell-Mann e Leutwyler [30], Gross e Wilczek [31,32] e Weinberg [33], sendo dada por

$$\mathcal{L} = \underbrace{\sum_{f=1}^{N_f} \bar{\psi}^f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) \psi^f}_{\mathcal{L}_1} - \underbrace{\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}}_{\mathcal{L}_2}. \quad (2.13)$$

No que segue, analisaremos cada termo separadamente.

No termo  $\mathcal{L}_1$  temos a soma sobre os  $N_f$  sabores ativos de quarks, aqueles que satisfazem  $m_f < Q$ , onde  $Q$  é a escala de energia. Como cada sabor  $f$  manifesta-se em três diferentes cores  $i$ , pode-se representar o estado do quark no espaço das cores como,

$$\psi^f = \begin{pmatrix} \psi_r^f \\ \psi_b^f \\ \psi_g^f \end{pmatrix}, \quad \bar{\psi}^f = \left( \bar{\psi}_r^f \quad \bar{\psi}_b^f \quad \bar{\psi}_g^f \right), \quad (2.14)$$

onde cada componente  $\psi_i^f$  é um espinor de Dirac de quatro componentes. Este termo é parecido com a lagrangiana livre de Dirac, dada por

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \sum_{f=1}^{N_f} \bar{\psi}^f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_k) \psi^f, \quad (2.15)$$

mas esta lagrangiana não é invariante sob transformações de calibre locais<sup>7</sup> do grupo SU(3). É da exigência dessa simetria, que introduz-se a derivada covariante apropriada,

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu \equiv \partial_\mu - i g_s \frac{\lambda^a}{2} A_\mu^a, \quad (2.16)$$

onde  $\lambda_a$  são as matrizes de Gell-Mann e  $g_s$  é o análogo da carga elétrica para as interações fortes (caracterizando a intensidade da interação). Já  $A_\mu^a$  ( $a = 1, \dots, 8$ ) são oito campos de calibre, com spin 1 e massa nula. Assim,  $\mathcal{L}_1$  contém o termo cinético e de massa dos quarks (como na  $\mathcal{L}_{Dirac}$ ), e descreve a interação dos quarks com os oito glúons<sup>8</sup> (interação do campo fermiônico  $\psi^f$  com o campo de calibre  $A_\mu^a$ ). As quantidades citadas acima, presentes em (2.16), são introduzidas para compensar os termos que surgem quando são feitas as transformações de fase local do grupo SU(3) em  $\psi^f$  [17,34,35].

O termo  $\mathcal{L}_2$  que completa a lagrangiana clássica da QCD é análogo ao termo de energia cinética eletromagnético,  $F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$ . No caso da QCD ele é o termo cinético do campo de glúons. O tensor intensidade de campo forte  $F_{\mu\nu}^a$ , além de carregar um índice de cor  $a$ , possui um termo a mais em relação ao caso eletromagnético,

$$F_{\mu\nu}^a \equiv \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (2.17)$$

<sup>7</sup> Uma transformação de calibre ser local significa que podemos arbitrariamente variar a fase de ponto em ponto do espaço-tempo. Vale citar que no caso da QED (onde  $\mathcal{L}_{Dirac}$  contém os termos cinético e de massa para os léptons), que é uma teoria de calibre local do grupo Abelian U(1), as partículas que surgem para compensar as diferenças de fase quando impomos simetria de calibre local em (2.15) são partículas de spin 1 não massivas, os fótons. Neste contexto dizemos que os fótons são os bósons de calibre da QED [28].

<sup>8</sup> A caracterização de um glúon é dada pelo seu estado de cor. Existem oito glúons, os quais compõe um octeto de cor.

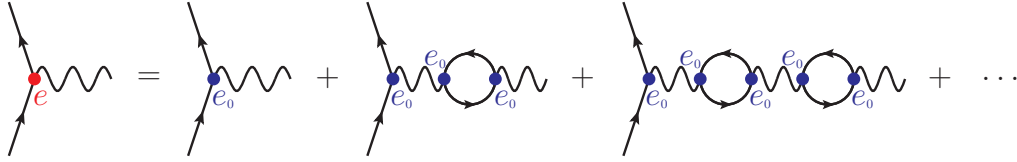


Figura 2.4: A carga física ( $e$ ) medida é a carga nua ( $e_0$ ) sob efeito de blindagem [28].

com este novo termo surgindo para garantir que a lagrangiana seja invariante sob transformações locais de calibre não Abelianas. Os fatores  $f^{abc}$  são as constantes de estrutura que caracterizam a álgebra do grupo SU(3), a qual está sujeita às relações de comutação

$$[\lambda^a, \lambda^b] = i f^{abc} \lambda^c, \quad (2.18)$$

sendo as matrizes de Gell-Mann os geradores da álgebra de Lie correspondente ao grupo SU(3)<sup>9</sup>. Aqui podemos ver o caráter não Abelianiano que a QCD possui, visto que os geradores do grupo não comutam. O termo  $g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$ , que difere entre os tensores intensidade de campo forte e eletromagnético, é o responsável pela autointeração dos campos de glúons  $A_\mu^a$ . Como veremos a seguir, este termo é a fonte da liberdade assintótica da QCD [17, 34, 35].

Para maior clareza do caráter físico contido em cada termo da lagrangiana (2.13), podemos decompô-la:

$$\mathcal{L} = - \underbrace{\frac{1}{4} (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a) (\partial^\mu A^{a\nu} - \partial^\nu A^{a\mu})}_{\text{termo cinético dos glúons}} \quad (2.19)$$

$$+ \underbrace{\sum_f \bar{\psi}^f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) \psi^f}_{\text{termo cinético e de massa dos quarks}} - \underbrace{g_s A_\mu^a \sum_f \bar{\psi}_i^f \gamma^\mu \left(\frac{\lambda^a}{2}\right)_{ij} \psi_j^f}_{\text{termo de interação quark-glúon}} \quad (2.20)$$

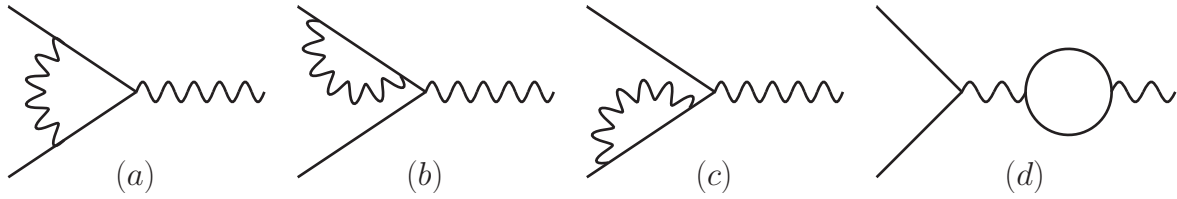
$$- \underbrace{\frac{g_s}{2} f^{abc} (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a) A^{b\mu} A^{c\nu}}_{\text{termo de interação entre 3 glúons}} - \underbrace{\frac{g_s^2}{4} f^{abc} f^{ade} A_\mu^b A_\nu^c A^{d\mu} A^{e\nu}}_{\text{termo de interação entre 4 glúons}}. \quad (2.21)$$

Os únicos parâmetros livres na lagrangiana da QCD são as massas dos quarks e a constante de acoplamento forte  $\alpha_s$  ( $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ ) [26].

Uma importante característica da QCD surge do processo de renormalização. Antes de abordarmos a renormalização na QCD, vamos descrevê-la na QED. A renormalização é utilizada para lidar com resultados infinitos que surgem do cálculo de diagramas com loops, como os mostrados na Fig. 2.4. Seu processo consiste em assumir que os valores de massa e constante de acoplamento medidos experimentalmente, já possuem fatores que compensam os infinitos [17].

A intensidade da interação entre um fóton e um elétron é determinada pelo acoplamento no vértice fundamental da QED,  $\alpha_{em}$ , quantidade relacionada com a carga elétrica ( $\alpha_{em} = e^2/4\pi$ ). Agora devemos fazer a distinção entre duas quantidades, a “carga nua” ( $e_0$ ) e a “carga efetiva” ( $e$ ). A carga elétrica que aparece no vértice de um diagrama de Feynman é a carga elétrica nua, enquanto a medida experimental só dá acesso à carga efetiva, a qual descreve a intensidade efetiva da interação resultante da soma sobre todos os diagramas relevantes ao processo [15]. Para cada vértice da QED em um diagrama de Feynman, há um conjunto infinito de correções de mais alta ordem [15]. Na Fig. 2.5 ilustramos os quatro diagramas de correção

<sup>9</sup> Enquanto os quarks são a representação fundamental do grupo SU(3) de cor, os geradores do grupo representam a interação de um glúon com um quark, que produz uma rotação no campo de cor do quark no espaço SU(3) [26].


 Figura 2.5: Diagramas de correção (em mais baixa ordem) ao vértice  $e\gamma e$ .

em mais baixa ordem ao vértice elétron-fóton-elétron. Cada loop em um diagrama introduz uma integral sobre os momentos das partículas do loop, produzindo resultados divergentes [15]. Podemos separar as correções em dois tipos. O primeiro tipo descreve as correções ao vetor de corrente do elétron (diagramas  $a$ ,  $b$  e  $c$ ). Este tipo de correção depende da massa do elétron, mas a contribuição do diagrama  $a$  é cancelada exatamente pelas contribuições dos diagramas  $b$  e  $c$  (identidade de Ward [36]). Tal cancelamento aplica-se a todas as ordens de teoria de perturbação. Portanto, só precisamos nos preocupar com efeitos do segundo tipo de correção (diagrama  $d$ ), que está associado a correções no loop do propagador do fóton [15]. A série de correções ao propagador do fóton (termos de autoenergia do fóton) é levada em conta substituindo o diagrama de troca de um fóton (em mais baixa ordem) por uma série infinita de diagramas com loops (expressos em termos da carga nua  $e_0$ ), como mostrado na Fig. 2.4. O resultado das correções ao propagador do fóton modificariam a dependência funcional na escala de energia, mas seus efeitos físicos também podem ser levados em conta mantendo a forma funcional do propagador e absorvendo as correções na definição da carga elétrica, tal que  $e_0 \rightarrow e \equiv e(Q^2)$  [15]. Desta forma, a constante de acoplamento deixa de ser de fato uma constante e passa a depender da escala de energia (*running coupling constant*):  $\alpha_{em} \equiv \alpha_{em}(Q^2)$ . O cálculo do propagador da série de diagramas de correção de autoenergia do fóton, em conjunto com a escolha de uma escala  $Q^2 = \mu^2$ , na qual a carga física é conhecida (ponto de renormalização), permite extrair a forma funcional da constante de acoplamento [15]:

$$\alpha_{em}(Q^2) = \frac{\alpha_{em}(\mu^2)}{1 - \alpha_{em}(\mu^2) \frac{1}{3\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)}. \quad (2.22)$$

O sinal negativo na expressão acima implica que  $\alpha_{em}$  cresce com o aumento da escala de energia (embora de forma muito lenta<sup>10</sup>). Como  $Q^2 \propto 1/r^2$ , o acoplamento torna-se mais intenso quando as cargas aproximam-se (maior  $Q^2$ ) [15]. Esta característica é interpretada como a polarização do vácuo, que é causada por flutuações do fóton em pares férmion-antiférmion. Desta forma o vácuo atua como um tipo de meio dielétrico, blindando a carga (*screening*), de forma que quanto mais nos aproximamos da carga (maior  $Q^2$ ), menos completa é a blindagem, e maior é a carga efetiva [17].

Na QCD, além das correções de vértice (que são tratadas usando a identidade de Ward-Takahashi [37]) existem duas formas de polarização do vácuo. Uma delas é análoga à QED, onde temos diagramas com loops de quarks, como no lado esquerdo da Fig. 2.6. Esta contribuição atua blindando a carga de cor do quark, e faz com que a constante de acoplamento da interação forte,  $\alpha_s$ , cresça em pequenas distâncias, da mesma forma que no caso eletromagnético. Entretanto, na QCD também temos loops de glúons, como vistos no lado direito da Fig. 2.6. Esses possuem um efeito contrário aos loops de quarks, produzindo uma antblindagem (*antiscreening*) que

<sup>10</sup> Medidas da constante de acoplamento no regime de energia usual da física atômica ( $Q^2 \simeq 0$ ) resultam em  $\alpha_{em} \simeq 1/137$ , enquanto para mais alta energia obtém-se  $\alpha_{em} \simeq 1/127$  [15, 26].

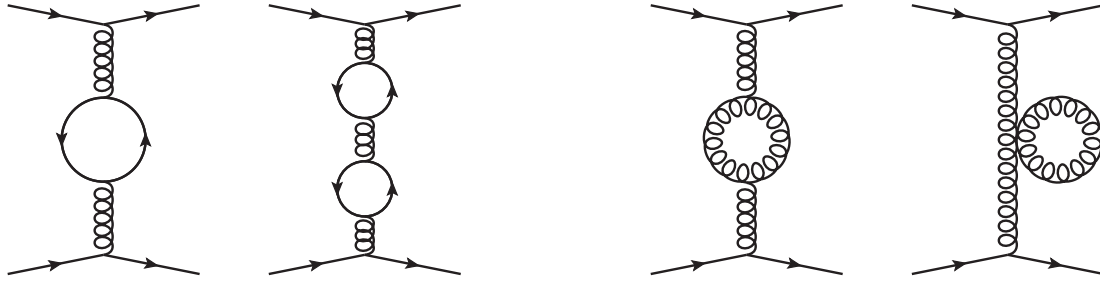


Figura 2.6: Os loops de quarks (esquerda) atuam blindando a carga de cor, e os loops de glúons (direita) agem como uma antiblindagem.

diminui o acoplamento em pequenas distâncias. A forma funcional da constante de acoplamento resultante é dada por [15, 17]

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \beta_0 \alpha_s(\mu^2) \ln(Q^2/\mu^2)}, \quad (2.23)$$

com  $\mu^2$  e  $Q^2$  assumindo valores maiores do que a escala de confinamento e  $\beta_0$  dado por<sup>11</sup>

$$\beta_0 = \frac{11N_C - 2N_f}{12\pi}. \quad (2.24)$$

Uma vez que, no Modelo Padrão da física de partículas, temos  $N_c = 3$  e  $N_f \leq 6$  (o número efetivo de sabores depende da escala de momento  $Q$ ), obtemos  $\beta_0 > 0$ , fazendo com que o efeito de antiblindagem domine e a constante de acoplamento diminua com o aumento de  $Q^2$  [15, 17]. É usual escrever a expressão para  $\alpha_s(Q^2)$  em função de um único parâmetro ( $\Lambda_{QCD}$ ). Tal mudança pode ser feita considerando  $\ln \Lambda_{QCD}^2 = \ln \mu^2 - 1/\alpha(\mu^2)\beta_0$ , assim obtém-se (para  $\Lambda_{QCD} \gg Q^2$ ) [17, 23]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}. \quad (2.25)$$

No regime  $Q \sim \Lambda_{QCD}$  quarks e glúons arranjam-se em hádrons, de forma que  $\Lambda_{QCD}$  pode ser entendido como uma fronteira entre graus de liberdade: quarks e glúons quase livres para  $Q \gg \Lambda_{QCD}$  e hádrons para  $Q \lesssim \Lambda_{QCD}$  [23]. O valor  $\Lambda_{QCD} \approx 200-300$  MeV não é predito pela teoria, mas extraído experimentalmente e depende do esquema de renormalização utilizado [29].

O valor de  $\alpha_s$  é obtido considerando-se uma ampla gama de dados experimentais, onde utiliza-se o valor da massa do méson  $Z_0$  como escala:  $\alpha_s(m_Z^2) = 0,1181 \pm 0,0011$  [26].

Podemos observar na Fig. 2.7 que a intensidade do acoplamento da QCD varia consideravelmente dentro do intervalo de  $Q^2$  relevante para a física de partículas. Neste sentido a QCD pode ser dividida em dois regimes. O regime de baixo momento transversal ( $Q \lesssim 1$  GeV), onde  $\alpha_s$  possui valor muito elevado,  $\mathcal{O}(1)$ , de modo que o uso de teoria de perturbação torna-se proibitivo (*soft QCD*). E o regime de alto momento transversal ( $Q \gtrsim 100$  GeV), no qual  $\alpha_s$  é suficientemente pequeno ao ponto que pode-se usar teoria de perturbação (*hard QCD*) [15].

A força forte torna-se relativamente pouco intensa a curtas distâncias, propriedade que é chamada de liberdade assintótica (*asymptotic freedom*) [38–40]. Tal característica permite o

<sup>11</sup> Este valor corresponde ao coeficiente de um loop da equação do grupo de renormalização da QCD. Os coeficientes de mais alta ordem em  $\alpha_s$  podem ser vistos na Ref. [26].

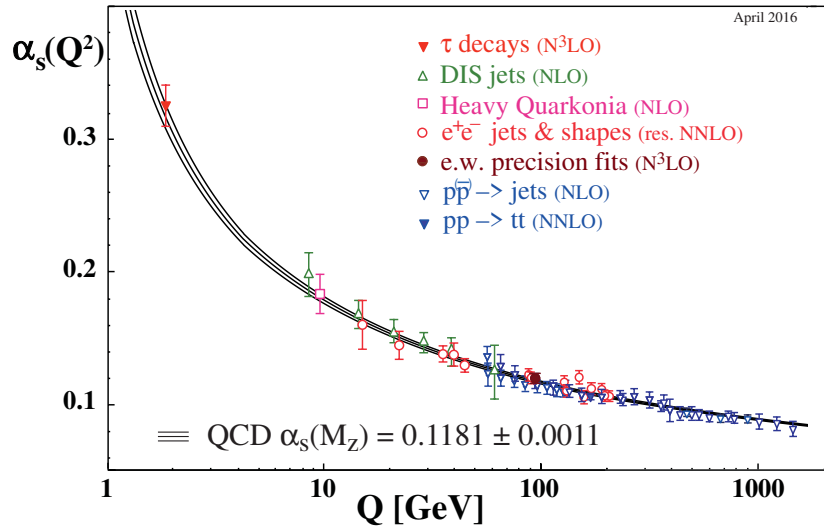


Figura 2.7: Resumo das medidas de  $\alpha_s$  como função da escala de energia  $Q$  [26].

tratamento perturbativo das interações fortes (*perturbative Quantum Chromodynamics* - pQCD). Assim, é possível desprezar a contribuição de diagramas acompanhados de potências elevadas de  $\alpha_s$ . Os cálculos em pQCD em ordem dominante (*leading order* - LO), podem ser pouco precisos<sup>12</sup> [16]. Usualmente, os cálculos em pQCD são feitos além da ordem dominante, com a nomenclatura NLO (*next-to-leading order*), NNLO (*next-to-next-to-leading order*) e assim por diante, dependendo da potência de  $\alpha_s$  considerada (ou seja, do número de vértices com acoplamento forte em cada diagrama) [16].

Dependendo do processo avaliado, existem diagramas nos quais  $\alpha_s$  aparece acompanhado de logaritmos que têm (ou podem ter) valores altos. Nesse caso é necessário ressomar esses termos (considerar potências maiores)<sup>13</sup>. A ressona dos diagramas com grandes logaritmos em  $Q^2$ , onde o parâmetro de ressona é

$$\alpha_s(Q^2) \ln Q^2, \quad (2.26)$$

é conhecida como aproximação de logaritmo dominante (*leading log approximation* - LLA), e leva às equações DGLAP [41–43]. De maneira análoga, a ressona dos diagramas com grandes logaritmos em  $1/x$ , cujo parâmetro de ressona é

$$\alpha_s(Q^2) \ln 1/x, \quad (2.27)$$

é conhecida como LL<sub>x</sub>A e leva a equação BFKL [44–47]. Por fim, há o caso no qual  $\ln Q^2$  e  $\ln 1/x$  são grandes, sendo o parâmetro da ressona dado por

$$\alpha_s(Q^2) \ln Q^2 \ln 1/x, \quad (2.28)$$

<sup>12</sup> Embora no regime de alto  $Q^2$  tenhamos  $\alpha_s \sim \mathcal{O}(0,1)$ , que é um valor suficientemente pequeno para a aplicação de teoria de perturbação, ainda assim esse valor não é pequeno o suficiente para que correções de mais alta ordem possam ser negligenciadas (diferente da QED, onde temos  $\alpha_{em} \sim \mathcal{O}(0,01)$ ) [15].

<sup>13</sup> No DIS por exemplo, onde um fóton com alto valor de  $Q^2$  interage com um próton de uma escala típica de momento transversal  $Q_0^2$ , tal que  $Q^2 \gg Q_0^2$ , há diagramas em que o alto valor de termos do tipo  $\ln Q^2/Q_0^2$  compensam o baixo valor de  $\alpha_s$ .

esta ressonância é conhecida como DLA (*double log approximation* - DLA) [16, 29]. As equações citadas acima serão discutidas na próxima seção.

## 2.3 A evolução partônica

A função de estrutura  $F_2$  conecta-se com os graus de liberdade partônicos através da expressão [20, 21]

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_f e_f^2 [q_f(x, Q^2) + \Delta q_f(x, Q^2)], \quad (2.29)$$

onde  $e_f$  é a carga elétrica do quark de sabor  $f$  e  $q_f$  é a função de distribuição partônica (*Parton Distribution Function* - PDF), que representa a densidade de probabilidade de encontrar um quark de sabor  $f$  carregando uma fração  $x$  do momento longitudinal do próton [23]. A modificação das PDFs é descrita por equações de evolução partônica, como discutido a seguir.

### 2.3.1 Equações Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP)

As equações DGLAP descrevem a evolução das PDFs com a variação da escala de momento transversal  $Q^2$ . A dependência em  $Q^2$  está diretamente ligada a resolução com a qual o próton é sondado. Um fóton de baixo  $Q^2$  tem comprimento de onda muito grande, e portanto, não possui poder de resolução suficiente para provar os constituintes internos do próton. Quando  $Q^2$  cresce até um certo valor  $Q_0^2$ , o fóton passa a ver quarks de valência pontuais dentro do próton. Se os quarks não interagissem entre si, mais nenhuma estrutura seria vista com o aumento de  $Q^2$ , mas a QCD prediz que, aumentando a resolução ( $Q^2 \gg Q_0^2$ ), cada quark tem uma nuvem de pártons virtuais em sua vizinhança. O número de pártons que pode ser resolvido pelo fóton aumenta com  $Q^2$ . Também há um aumento na probabilidade de encontrar um quark com pequeno  $x$  e uma diminuição da chance de encontrar um quark com grande  $x$ , visto que quarks com grande momento irradiam glúons [23].

A equação DGLAP do setor de quarks de sabor  $f$  é

$$\frac{\partial q_f(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ q_f(y, Q^2) P_{qq} \left( \frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{qg} \left( \frac{x}{y} \right) \right], \quad (2.30)$$

e do setor de glúons é

$$\frac{\partial g(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ \sum_f q_f(y, Q^2) P_{gq} \left( \frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{gg} \left( \frac{x}{y} \right) \right], \quad (2.31)$$

onde a soma é feita sobre todos os sabores de quarks e antiquarks [16, 23, 29]. As expressões acima foram obtidas separadamente por: Dokshitzer [41], Gribov e Lipatov [42], e Altarelli e Parisi [43]. Para facilitar a interpretação de cada termo das equações DGLAP, na Fig. 2.8 apresentamos uma forma simbólica dessas equações.

Os termos  $P_{fi}(x/y)$  são conhecidos como funções de desdobramento (*splitting functions*) e representam a probabilidade de um parton  $i$  (com fração de momento  $y$  do próton) emitir um parton  $f$  (com fração de momento  $x$  do próton), de forma que o parton do estado final tenha uma fração  $z = x/y$  do momento do parton inicial. Assim, a integral presente nas equações DGLAP

$$\frac{\partial}{\partial \ln Q^2} (q_f(x, Q^2)) = q_f(y, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right)$$

$$\frac{\partial}{\partial \ln Q^2} (g(x, Q^2)) = \sum_f q_f(y, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right)$$

Figura 2.8: Forma simbólica das equações DGLAP: equação (2.30) do setor dos quarks (superior) e equação (2.31) do setor dos glúons (inferior).

representa a soma sobre todas as possíveis frações de momento  $y$  do parton inicial [23]. Cada função de desdobramento pode ser expandida em potências de  $\alpha_s$  [16]:

$$P_{ij}(z) = \sum_n \alpha_s^n P_{ij}^{(n)}(z). \quad (2.32)$$

Em ordem dominante as funções de desdobramento são dadas por<sup>14</sup>:

$$P_{qq}^{(0)}(z) = \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{(1-z)_+} + 2\delta(1-z), \quad (2.33)$$

$$P_{qg}^{(0)}(z) = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z^2)], \quad (2.34)$$

$$P_{gq}^{(0)}(z) = \frac{3}{4} \left[ \frac{1+(1-z)^2}{z} \right], \quad (2.35)$$

$$P_{gg}^{(0)}(z) = 6 \left[ \frac{1-z}{z} + \frac{z}{(1-z)_+} + z(1-z) \right] + \left( \frac{11}{2} - \frac{N_f}{3} \right) \delta(1-z). \quad (2.36)$$

As funções de desdobramento expressas acima correspondem a primeira ordem em  $\alpha_s$ , visto que são obtidas do cálculo de diagramas com apenas um vértice de interação forte, como aqueles na Fig. 2.9. Diagramas de maior ordem em  $\alpha_s$  também podem ser calculados sistematicamente ordem a ordem usando pQCD [16].

As equações DGLAP não possuem solução analítica conhecida em todo o seu regime cinemático. Ainda assim, no regime de pequeno  $x$  é possível obter uma solução analítica para a equação LO-DGLAP<sup>15</sup>. As funções de desdobramento  $P_{ij}(x)$  associadas ao setor de glúons, dadas por (2.35) e (2.36), são singulares para  $x \rightarrow 0$ . Como consequência, o comportamento das distribuições partônicas para pequeno  $x$  é determinado pela dinâmica do setor de glúons [29, 48]. Considerando a constante de acoplamento  $\alpha_s$  fixa e assumindo que a condição inicial para  $g(x, Q^2)$  não seja singular, no regime de pequeno  $x$  e grande  $Q^2$ , a evolução DGLAP descreve o

<sup>14</sup> A aparente divergência em  $z = 1$  nas funções de desdobramento  $P_{qq}$  e  $P_{gg}$  é regularizada pela chamada “prescrição +”. Mais informações nas Refs. [16, 23, 29].

<sup>15</sup> A LO-DGLAP é a DGLAP considerando as funções de desdobramento em ordem dominante, como mostradas nas expressões (2.33), (2.34), (2.35) e (2.36).

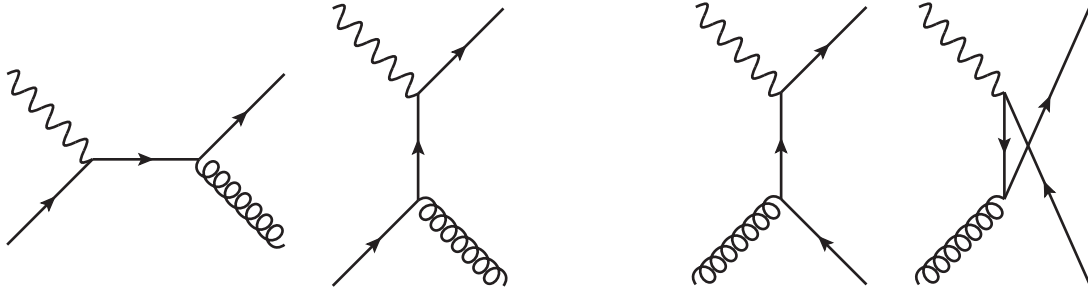


Figura 2.9: Contribuições da QCD (em mais baixa ordem) ao espalhamento  $ep \rightarrow eX$ : processos  $\gamma^* q \rightarrow qg$  (esquerda) e processos  $\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$  (direita).

seguinte comportamento [49, 50]:

$$xg(x, Q^2) \sim \exp \sqrt{\frac{\alpha_s N_c}{\pi} \ln \left( \frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \ln \left( \frac{1}{x} \right)}, \quad (2.37)$$

onde  $Q_0^2$  é um corte para evitar a região de baixo momento transversal. Essa expressão é obtida na aproximação que equivale a ressonância (2.28), e portanto, é referido como resultado da evolução DLA. A expressão acima mostra que a distribuição de glúons prevista nesse regime cresce com o aumento de  $Q^2$  e/ou com a diminuição de  $x$ , com a evolução descrevendo um crescimento ilimitado para a distribuição de glúons [22, 29].

### 2.3.2 Funções de Distribuição Partônicas (PDFs)

Embora as equações DGLAP descrevam a evolução das PDFs com a variação de  $Q^2$ , as condições iniciais para essa evolução são de natureza não perturbativa, devendo ser extraídas experimentalmente para uma dada escala de momento. Como as PDFs são universais, independentes do processo considerado, após a determinação das PDFs para uma condição inicial  $Q_0^2$ , as equações DGLAP permitem obter as PDFs para valores distintos de  $Q^2$ , e por fim utilizar as PDFs no cálculo de outros processos de interesse [49].

Diversos grupos, utilizando diferentes técnicas, produzem parametrizações para as PDFs. Elas são obtidas de análises globais, as quais utilizam dados de uma ampla gama de processos de espalhamento, associados a cálculos teóricos da DGLAP considerando termos de mais alta ordem em  $\alpha_s$  [51]. O resultado desse processo é um conjunto de PDFs em uma escala  $Q^2$  particular. A descrição de como esse processo é feito, bem como referências a muitas das parametrizações existentes são encontradas na Ref. [52].

A Fig. 2.10 mostra o ajuste feito pelo grupo HERAPDF [53] para as PDFs utilizando dados de DIS combinados das colaborações H1 e ZEUS. Tal processo é feito utilizando o formalismo DGLAP via expressões como (2.29), que fazem a ligação entre as PDFs e funções de estrutura e/ou seções de choque [53]. Podemos observar que ao sondar o próton no regime de baixa energia (grande  $x$ ), o momento do próton está concentrado nos três quarks de valência. Ao percorrer o eixo horizontal no sentido de menor  $x$  (aumentando energia) o momento do próton é diluído em um número cada vez maior de quarks do mar e glúons, os quais compartilham frações muito pequenas do momento total do próton. Podemos ver que ao sondar o próton no regime de pequeno  $x$ , sua estrutura é dominada pelo conteúdo de glúons, como descrito pela expressão



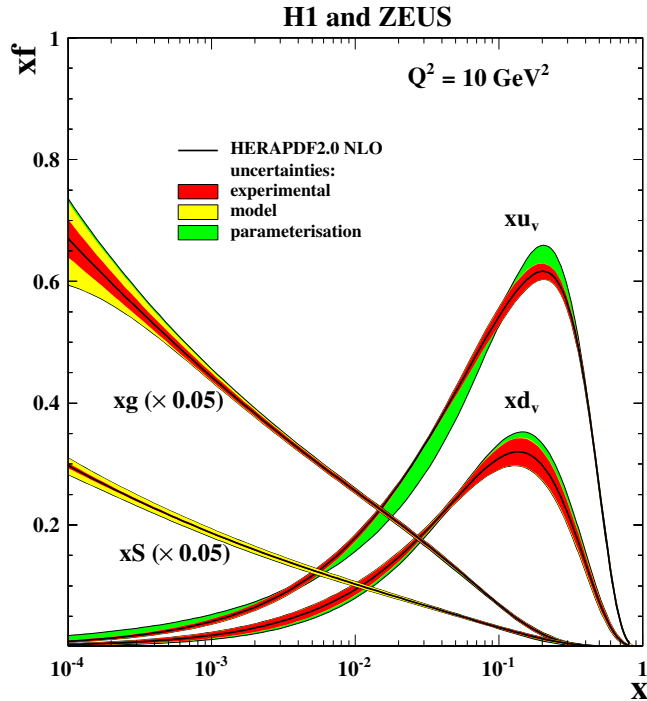


Figura 2.10: Distribuição de pártons obtidas a partir dos dados combinados do HERA (H1+ZEUS) para  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  [53].

(2.37).

### 2.3.3 Equação Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL)

Enquanto as equações DGLAP ressoam grandes logaritmos em  $Q^2$ , no regime de altas energias termos do tipo  $\ln(1/x)$  também podem alcançar valores elevados [29]. O procedimento para a ressonância de logaritmos de  $1/x$  foi proposto por Balitsky, Fadin, Kuraev e Lipatov (BFKL) [44–47]. A evolução BFKL descreve a propagação de dois glúons no canal  $t$  em um intervalo de rapidez  $Y = \ln(1/x)$ , incorporando correções por glúons reais trocados no canal  $s$  e glúons virtuais no canal  $t$  [16, 29].

A equação BFKL evolui a distribuição de glúons não integrada em momento transversal,  $\phi(x, k^2)$ , cuja relação com a distribuição de glúons usual é dada por [16]

$$xg(x, Q^2) = \int^{Q^2} dk^2 \phi(x, k^2), \quad (2.38)$$

assim podemos dizer que enquanto  $\phi(x, k^2)$  conta o número de pártons com um dado valor de  $x$  e  $k$ , a distribuição  $xg(x, Q^2)$  conta o número de pártons com  $x$  e  $k \leq Q$  [29]. A equação BFKL em ordem dominante é dada por

$$\frac{\partial \phi(x, k^2)}{\partial \ln(1/x)} = \frac{\alpha_s N_c}{\pi^2} \int \frac{d^2 Q}{(k-Q)^2} \left[ \phi(x, Q^2) - \frac{k^2}{2Q^2} \phi(x, k^2) \right] \quad (2.39)$$

$$= \frac{\alpha_s N_c}{\pi^2} \int d^2 Q K_{BFKL}(k, Q) \phi(x, Q^2), \quad (2.40)$$

onde o núcleo (*kernel*) da equação LO-BFKL pode ser expresso como [29]

$$K_{BFKL}(k, Q)\phi(x, Q^2) \equiv \frac{1}{\pi} \frac{1}{(k-Q)^2} \left[ \phi(x, Q^2) - \frac{k^2}{2Q^2} \phi(x, k^2) \right]. \quad (2.41)$$

Não há solução exata para a equação BFKL, mas duas soluções aproximadas são conhecidas: a aproximação de duplo logaritmo e a aproximação de difusão. No caso em que o momento transversal de um dos glúons trocado no canal  $t$  é muito maior que o outro,  $\ell \gg k$ , há um termo do tipo  $\ln(\ell/k)$  que atinge valor elevado, levando a solução da BFKL ao resultado da DLA, dado por (2.37). Já a aproximação de difusão é obtida quando as escalas de momento transversal do início e do final da evolução são semelhantes. Nesse caso a distribuição de glúons não integrada cresce como potência de  $1/x$ :

$$\phi(x, k^2) \sim \left( \frac{1}{x} \right)^{\alpha_P - 1}, \quad (2.42)$$

onde  $\alpha_P = 1,79$  (para  $\alpha_s = 0,3$ ). Esse crescimento da distribuição de glúons em pequeno  $x$  é ainda mais rápido que aquele ditado pela DGLAP [29].

### 2.3.4 Problemas na evolução linear em pequeno $x$

As equações DGLAP e BFKL são ditas lineares pois dependem da primeira potência da distribuição de pártons. Essa característica está relacionada com o tipo de processo considerado na evolução, que incorpora apenas diagramas de desdobramento de pártons ( $1 \text{ párton} \rightarrow 2 \text{ pártons}$ ). Tanto as soluções em DLA (via DGLAP ou BFKL) quanto a solução da equação BFKL na aproximação de difusão, apresentam problemas no regime de pequeno  $x$ . Um dos problemas está relacionado com a unitariedade da matriz de espalhamento  $S$ . Já o outro problema aparece na difusão dos momentos transversais na evolução BFKL.

O problema da unitariedade pode ser expresso em termos do limite de Froissart-Martin [54, 55], que estabelece um limite para o crescimento (com a energia) da seção de choque hadrônica em altas energias:

$$\sigma_{tot} \leq c \ln^2 s, \quad (2.43)$$

onde  $c$  é uma constante. Ou seja, o crescimento da seção de choque com a energia não pode ser mais rápido do que o quadrado do logaritmo da energia de centro de massa. Entretanto, uma seção de choque hadrônica típica (quando descrita pela evolução BFKL na aproximação de difusão) possui a seguinte dependência na energia:

$$\sigma_{tot}^{BFKL} \sim e^{(\alpha_P - 1)Y} \sim s^{\alpha_P - 1}, \quad (2.44)$$

e as equações DGLAP e BFKL na aproximação de duplo logaritmo implicam em

$$\sigma_{tot}^{DLA} \sim \exp \left[ 2 \sqrt{\frac{\alpha_s N_C}{\pi} \ln s \ln \left( \frac{Q^2}{Q_0^2} \right)} \right]. \quad (2.45)$$

Ambas soluções crescem mais rápido com a energia do que qualquer potência de  $\ln s$ , fazendo com as evoluções DGLAP e BFKL violem o limite de Froissart-Martin. Este problema parece ser inerente da pQCD, pois não importa o quão elevada seja a escala de momento transversal, se a

energia for suficientemente alta, as soluções conhecidas indicam a violação da unitariedade [29]. Além disso, uma vez que a interação forte possui um alcance finito, é de se esperar que o comportamento assintótico ( $s \rightarrow \infty$ ) da seção de choque seja limitado de alguma forma. Essa física não está presente nas evoluções DGLAP e BFKL [56].

O segundo problema é que para justificar o uso de pQCD é necessário que as escalas de momento transversal  $Q^2$  satisfaçam  $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ , mas ao aumentar o intervalo de rapidez na evolução BFKL, as escalas transversais difundem-se tanto para o regime de alto momento quanto para o regime de baixo momento. Esta característica está relacionada à ausência de um forte ordenamento no momento transversal, permitindo então um alargamento na distribuição em  $Q^2$ . Para energia (ou rapidez) grande o suficiente, o limite inferior de  $Q^2$  pode alcançar  $\Lambda_{QCD}^2$ , invalidando a aplicação da pQCD. Desta forma, a evolução BFKL torna-se não perturbativa em altos valores de rapidez, limitando sua aplicabilidade para energias muito elevadas [16,29,56,57].

### 2.3.5 Equação Gribov-Levin-Ryskin (GLR) e a saturação partônica

O número (ou densidade) de pártons é determinado pela equação de evolução: de acordo com as equações DGLAP e BFKL, que representam a evolução QCD em  $Q^2$  e  $Y$  respectivamente, o número de pártons com pequeno  $x$  cresce rapidamente. Portanto, temos a seguinte imagem no plano transversal (plano do parâmetro de impacto): no regime de médio  $x$  vemos um sistema diluído de pártons, enquanto no regime de pequeno  $x$  a densidade torna-se alta [58]. Em termos geométricos, isso faz com que a área total ocupada pelos glúons possa tornar-se compatível ou até mesmo maior que a área transversal do núcleon, violando a unitariedade da seção de choque [49]. O crescimento do número de glúons pode ser entendido como um efeito de radiação iterativa, onde os próprios glúons dividem-se em dois ou três, além de serem emitidos pelos quarks. Este crescimento no número de glúons faz com que o próton (quando observado em altas energias) seja visto como um meio denso e colorido<sup>16</sup> [58]. Os problemas acima indicam que algum outro efeito deve ser incluído para diminuir (ou mesmo parar) este crescimento indefinido do número de glúons no regime de pequeno  $x$  [49]. A primeira proposta neste sentido foi feita por Gribov, Levin e Ryskin (GLR) [59]. Eles propuseram que em altas densidades partônicas o processo de recombinação de pártons ( $2 \rightarrow 1$ ) torna-se importante [29].

No cenário que estudamos até agora, as modificações das densidades partônicas são obtidas pelo desdobramento do párton incidente em dois pártons emergentes. Tal evolução é proporcional à probabilidade de encontrar o párton inicial, de forma que tenhamos uma equação linear. Já nos processos de recombinação, as modificações das densidades partônicas são dadas pela recombinação de dois pártons incidentes em um párton emergente. Neste caso, a evolução é proporcional à probabilidade de encontrar dois pártons incidentes, logo, podemos assumi-la como sendo proporcional ao quadrado da probabilidade de encontrar um párton, resultando em uma equação não linear [49].

A recombinação adiciona um termo quadrático à equação BFKL (2.40), levando à equação de evolução GLR, dada por

$$\frac{\partial \phi(x, k^2)}{\partial \ln(1/x)} = \frac{\alpha_s N_c}{\pi^2} \int d^2 Q K_{BFKL}(k, Q) \phi(x, Q^2) - \frac{\alpha_s^2 N_c \pi}{C_F S_\perp} [\phi(x, Q^2)]^2, \quad (2.46)$$

onde  $C_F = (N_C^2 - 1)/(2N_C) = 4/3$  é o fator de Casimir e  $S_\perp$  é a área transversal do próton (assumindo próton cilíndrico ao longo do eixo do feixe temos  $S_\perp = \pi R^2$ ). Na equação GLR, o termo linear é

<sup>16</sup> Por um próton denso e colorido entende-se um próton preenchido com várias fontes de carga de cor (quarks do mar e glúons) que foram criados previamente na função de onda do próton [29].

equivalente à equação BFKL, enquanto o termo quadrático, responsável pela recombinação de glúons, introduz um amortecimento e torna o crescimento da distribuição de glúons com a energia mais lento. Esse fenômeno ficou conhecido como saturação da distribuição partônica [29].

A equação GLR também foi derivada por Mueller e Qiu [60] em DLA para a distribuição de glúons usual:

$$\frac{\partial^2 xg(x, Q^2)}{\partial \ln(1/x) \partial \ln(Q^2/\Lambda^2)} = \frac{\alpha_s N_C}{\pi} xg(x, Q^2) - \frac{\alpha_s^2 N_C \pi}{2C_F S_\perp} \frac{1}{Q^2} [xg(x, Q^2)]^2, \quad (2.47)$$

que ficou conhecida como equação GLR-MQ. A equação acima pode ser escrita em termos da densidade de glúons (com tamanho transversal  $1/Q$ ) no plano transversal, para isto define-se

$$\rho(x, Q^2) = \frac{xg(x, Q^2)}{S_\perp} \quad (2.48)$$

assim temos

$$\frac{\partial^2 \rho(x, Q^2)}{\partial \ln(1/x) \partial \ln(Q^2/\Lambda^2)} = \frac{\alpha_s N_C}{\pi} \rho(x, Q^2) - \frac{\alpha_s^2 N_C \pi}{2C_F Q^2} [\rho(x, Q^2)]^2, \quad (2.49)$$

que tem a seguinte interpretação probabilística: O termo linear descreve a emissão de um glúon com  $Y = \ln(1/x)$ , enquanto o termo quadrático corresponde a recombinação de glúons [29]. Quando  $x$  não é muito pequeno, apenas o desdobramento é importante, uma vez que  $\rho(x, Q^2)$  é pequeno. Entretanto, uma vez que  $\rho(x, Q^2)$  cresce quando  $x \rightarrow 0$ , a alta densidade de glúons faz com que a aniquilação de glúons torne-se importante [49].

A análise da solução da equação GLR, feita por diversos autores [61–63], leva às seguintes propriedades: o termo não linear resulta em um menor crescimento da distribuição de glúons para pequenos valores de  $x$  (em comparação às equações lineares), além disso, para energias muito elevadas, a distribuição de glúons passa a ser independente da energia. Desta forma, a equação GLR prevê a saturação da distribuição de glúons no regime assintótico de pequeno  $x$ , além de uma linha crítica separando o regime linear (baixa densidade) do regime não linear (alta densidade), sendo válida somente na região próxima a esta linha [49].

Podemos determinar o regime assintótico da equação GLR-MQ tomando a densidade de glúons constante, ou seja, quando o lado esquerdo de (2.47) anula-se:

$$xg(x, Q^2)|_{\text{sat}}^{\text{GLR}} = \frac{2C_F S_\perp Q^2}{\alpha_s \pi^2}. \quad (2.50)$$

Da expressão acima podemos isolar  $Q^2$ , assim obtemos a escala de momento na qual a saturação é alcançada,

$$Q_s^2 = \frac{\alpha_s \pi^2}{2C_F S_\perp} xg(x, Q^2) \approx \frac{\alpha_s \pi^2}{2C_F S_\perp} x^{-\lambda}, \quad (2.51)$$

sendo que no último passo consideramos o comportamento da distribuição de glúons em pequeno  $x$ , assumindo  $xg(x, Q^2) \sim x^{-\lambda}$ , com  $\lambda > 0$  (comportamento suportado por dados experimentais). A escala de saturação  $Q_s^2$  separa o regime linear ( $Q^2 > Q_s^2$ ) do regime não linear ( $Q^2 < Q_s^2$ ) [29, 49]. Em outras palavras, a escala de saturação é definida como uma linha de fronteira entre os sistemas gluônicos dentro do próton: o sistema diluído (descrito por equações lineares) e o sistema denso (descrito por equações não lineares) [64].

Embora a GLR implique em saturação no regime assintótico, seu regime de validade termina

antes que a saturação seja alcançada [49]. Isto deve-se ao fato de que a GLR é um truncamento no primeiro termo não linear do desenvolvimento em série de potências da densidade. Portanto, antes que o comportamento de saturação esteja presente, os termos de mais alta ordem na densidade tornam-se importantes e não podem ser desconsiderados. Por este motivo, a equação GLR não é válida no regime de densidade elevada (alcançada em valores de  $x$  muito pequenos) [49].

## 2.4 Condensado de Vidros de Cor (CGC)

O trabalho de Gribov, Levin e Ryskin gerou uma longa série de trabalhos (explorada em [49]), cujo objetivo era desenvolver uma teoria para descrever o regime de saturação da QCD. Em particular, Venugopalan e McLerran (MV) propuseram uma nova abordagem para tratar o campo de glúons no regime de altas densidades partônicas [65–67]. Tal abordagem desenvolveu-se e hoje constitui a teoria efetiva da QCD em altas energias, denominada de Condensado de Vidros de Cor (*Color Glass Condensate* - CGC) [68–71], que leva às equações Jalilian-Iancu-McLerran-Weigert-Leonidov-Kovner (JIMWLK) [72–75]. Uma teoria semelhante, mas com aproximações diferentes, foi desenvolvida por Balitsky [76] e depois por Kovchegov [77]. Dela é possível chegar à equação de evolução de Balitsky-Kovchegov (BK), que será apresentada no Cap. 3. O nome CGC deve-se as principais características do sistema que a teoria descreve: a “cor” é justificada por tratar-se de um sistema composto por glúons, o “vidro” é devido a sua dinâmica interna estar congelada (o sistema como um todo não varia durante as escalas de tempo envolvidas no processo de espalhamento), e o “condensado” é porque o sistema é caracterizado por um grande número de ocupação e fortes campos coloridos clássicos. A alta densidade e a liberdade assintótica implicam que o CGC é fracamente acoplado [58].

Na Fig. 2.11 é apresentada uma representação pictórica para as densidades partônicas em um plano formado pelos eixos momento transversal e rapidez. Nele, as diferentes equações de evolução são mostradas em relação a variável que é evoluída, além disso, indicamos a região não perturbativa da QCD (baixo  $Q^2$ ) e uma linha que separa as regiões de densidade diluída e saturada. Nas equações de evolução DGLAP, fixamos  $x$  e evoluímos a função de distribuição em  $Q^2$ . Desta forma, conforme aumentamos a resolução, o sistema torna-se mais diluído, pois, mesmo com o número de glúons crescendo, a área efetiva para interação de cada um torna-se menor. Já no caso da equação BFKL, fixamos  $Q^2$  e evoluímos em relação a  $x$ . Neste caso, conforme a energia aumenta, o número de pártons dentro do hádron aumenta, mas diferente do caso da DGLAP, a área de cada glúon permanece a mesma, uma vez que a resolução é fixa. No limite comum das equações DGLAP e BFKL, obtido na DLA, a evolução é feita tanto em  $Q^2$  quanto em  $x$ . Tal evolução em  $Q^2$  e  $x$  também é feita pela equação GLR. A escala de saturação  $Q_s^2(x)$ , a qual define uma linha (no plano  $\ln(1/x)$  por  $Q^2$ ) que separa os regimes linear e não linear, também é exemplificada. Ainda na Fig. 2.11, ilustramos que a saturação ocorre assim que toda a área do hádron for ocupada pelo crescente número de glúons [58]. De fato, a escala de saturação pode ser entendida como o inverso da área transversal dentro da qual a probabilidade de encontrar mais do que um glúon é da ordem de um [78].

Uma vez que tipicamente utiliza-se o formalismo de dipolo de cor para descrever a evolução dos constituintes do próton no regime de saturação, continuaremos a discussão da dinâmica desse regime no Cap. 3, e assim teremos as ferramentas necessárias para uma abordagem quantitativa.

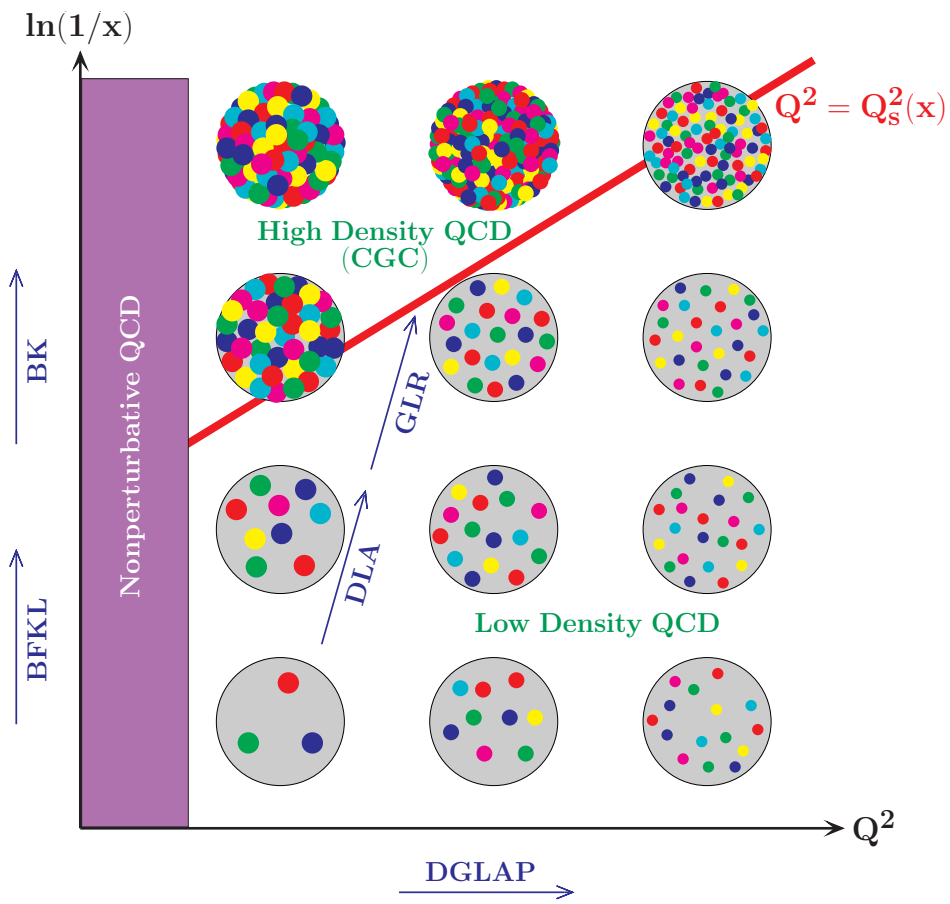


Figura 2.11: Regiões de aplicabilidade das equações de evolução no plano transversal.

# Capítulo 3

## O formalismo de dipolo de cor

Neste capítulo introduziremos um novo formalismo, mais conveniente para a descrição da evolução da QCD no regime de altas energias. O formalismo de dipolo de cor utiliza uma representação de coordenadas mista, que permite descrever processos subsequentes através da simples convolução das amplitudes de cada processo individual. Na descrição do formalismo já seremos conduzidos as expressões que descrevem as seções de choque de interesse para esta tese. Essas seções de choque são compostas por duas contribuições distintas: uma descrita pela QED (função de onda do fóton) e outra pela QCD (amplitude de espalhamento dipolo-alvo,  $\mathcal{N}$ ). Faremos uma breve apresentação das contribuições descritas pela QED, discutindo apenas os aspectos relevantes para esta tese. Depois, dedicaremos a maior parte deste capítulo para descrever a evolução ditada pela dinâmica de interação forte. Com o propósito de entender quais são os processos incorporados na equação BK, que descreve a evolução de  $\mathcal{N}$  em  $Y$ , cobriremos os principais aspectos dos modelos de múltiplos reespalhamentos e de evolução da função de onda do dipolo. Por fim, avaliaremos detalhadamente como cada variável do formalismo de dipolo de cor afeta o comportamento de  $\mathcal{N}$ .

### 3.1 O formalismo de dipolo de cor

No formalismo de dipolo de cor, o espalhamento fóton-próton (que vimos no Cap. 2) é visto como a interação de um par quark-antiquark (dipolo de cor) com o próton. A abordagem de dipolo de cor introduzida por Nikolaev e Zakharov [79–81] e por Mueller [82–84]. Existem diferentes formas de obter as expressões para o modelo de dipolo, como em esquemas de fatorização da QCD (veja por exemplo [16, 29, 49, 56]) que utilizam o formalismo de teoria de perturbação no cone de luz (*light-cone perturbation theory* - LCPT) ou em uma abordagem mais focada em mecânica quântica (veja por exemplo [16, 50]). Aqui seguiremos a Ref. [85] e apresentaremos uma abordagem mais intuitiva. Salientamos que todo o tratamento desta seção, que considera um próton como alvo, também é válido para um alvo nuclear.

Neste formalismo as variáveis que definem o dipolo de cor são o seu tamanho transversal  $r$  e a fração  $z$  do momento longitudinal do fóton que é portada pelo quark. No referencial de repouso do próton, o tempo de vida do dipolo é muito mais longo que o intervalo no qual o dipolo interage com o próton [85], o que nos permite ver o espalhamento elástico  $\gamma^*p$  como um processo em três estágios, como mostrado na Fig. 3.1: *i*) o fóton virtual flutua em um par quark-antiquark ( $q\bar{q}$ ), *ii*) o par  $q\bar{q}$  espalha elasticamente com o próton, e, *iii*) o par  $q\bar{q}$  recombina-se em um fóton virtual.

A amplitude  $\mathcal{A}^{\gamma^*p}(x, Q, \Delta)$ , que descreve o processo elástico  $\gamma^*p \rightarrow \gamma^*p$ , onde  $\Delta$  é o momento transferido, é simplesmente o produto das amplitudes dos três subprocessos descritos

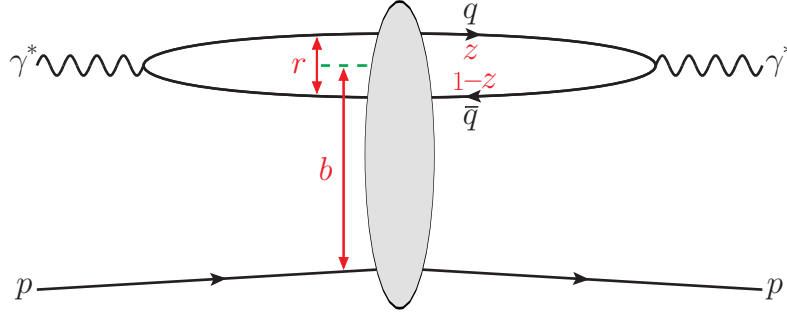


Figura 3.1: Amplitude  $\gamma^*p$  na representação de dipolo de cor:  $z$  é a fração do momento longitudinal do fóton portada pelo quark,  $r$  é o tamanho do dipolo no plano transversal e  $b$  é a distância do próton até o centro do dipolo no plano transversal.

acima, integrado sobre as variáveis do dipolo [85]:

$$\mathcal{A}^{\gamma^*p}(x, Q, \Delta) = \sum_f \sum_{h, \bar{h}} \int d^2\mathbf{r} \int dz \Psi_{h\bar{h}}^*(r, z, Q) \mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta) \Psi_{h\bar{h}}(r, z, Q), \quad (3.1)$$

onde  $\Psi_{h\bar{h}}(z, r, Q)$  denota a amplitude para o fóton virtual flutuar em um par quark-antiquark de sabor  $f$  e com helicidades  $h$  e  $\bar{h}$  [85]. O termo  $\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta)$  é a amplitude elementar para o espalhamento dipolo-próton, e é definida de forma que a seção de choque diferencial para o espalhamento dipolo-próton seja

$$\frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{dt} = \frac{1}{16\pi} |\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta)|^2, \quad (3.2)$$

onde  $t = -\Delta^2$ . A amplitude  $\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta)$  pode ser escrita como

$$\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta) = \int d^2\mathbf{b} e^{-ib \cdot \Delta} \mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}), \quad (3.3)$$

onde  $\mathbf{b}$  é o parâmetro de impacto<sup>1</sup>. Relacionando a amplitude  $\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$  com o elemento de matriz  $S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$  via  $\mathcal{A}_{q\bar{q}} = 2i[1 - S]$  [85], podemos escrever

$$\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta) = i \int d^2\mathbf{b} e^{-ib \cdot \Delta} 2 [1 - S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})] \quad (3.4)$$

$$\text{Im } \mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta) = \int d^2\mathbf{b} e^{-ib \cdot \Delta} 2 [1 - \text{Re } S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})]. \quad (3.5)$$

Usando o teorema ótico, que conecta a seção de choque total à parte imaginária da amplitude elástica frontal [86], temos:

$$\sigma_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}) = \text{Im } \mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta = 0). \quad (3.6)$$

$$= \int d^2\mathbf{b} 2 [1 - \text{Re } S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})], \quad (3.7)$$

de forma que podemos fazer a seguinte identificação

$$\frac{d^2\sigma_{q\bar{q}}}{d^2\mathbf{b}} = 2 [1 - \text{Re } S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})] \equiv 2\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}), \quad (3.8)$$

<sup>1</sup> Na convenção usada neste capítulo, que utiliza a representação de coordenadas mista, os vetores  $\mathbf{r}$  e  $\mathbf{b}$  possuem componente longitudinal igual a zero, ou seja, eles representam apenas as componentes transversais. Além disso, denotamos  $r = |\mathbf{r}|$  e  $b = |\mathbf{b}|$ .



ou ainda<sup>2</sup>,

$$\sigma_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}) = 2 \int d^2\mathbf{b} \mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}), \quad (3.9)$$

onde definimos  $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$  como a parte imaginária da amplitude de espalhamento frontal dipolo-próton [85].

Seguindo o que fizemos acima para o caso da interação dipolo-próton, podemos usar o teorema ótico para relacionar a seção de choque total  $\gamma^*p$  com a parte imaginária da amplitude frontal  $\gamma^*p$ :

$$\sigma_{T,L}^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \text{Im} \mathcal{A}_{T,L}^{\gamma^*p}(x, Q, \Delta=0), \quad (3.10)$$

substituindo a parte imaginária da amplitude (3.1) e usando (3.6) ficamos com

$$\sigma_{T,L}^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \sum_f \int d^2\mathbf{r} \int dz [\Psi^*\Psi(r, z, Q)]_{T,L}^f \sigma_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}), \quad (3.11)$$

essa é a seção de choque total para o espalhamento fóton-próton inclusivo no formalismo de dipolo de cor. As componentes transversal e longitudinal da sobreposição das funções de onda (*wave function overlap*) do fóton inicial e final,  $[\Psi^*\Psi]_{T,L}^f$ , são dadas por

$$[\Psi^*\Psi]_T^f \equiv \frac{1}{2} \sum_{h\bar{h}} \left[ \Psi_{h\bar{h},\lambda=+1}^* \Psi_{h\bar{h},\lambda=+1} + \Psi_{h\bar{h},\lambda=-1}^* \Psi_{h\bar{h},\lambda=-1} \right] \quad (3.12)$$

$$[\Psi^*\Psi]_L^f \equiv \sum_{h\bar{h}} \Psi_{h\bar{h},\lambda=0}^* \Psi_{h\bar{h},\lambda=0}, \quad (3.13)$$

onde  $\lambda$  denota a helicidade do fóton [85]. Veremos mais detalhes sobre  $[\Psi^*\Psi]_{T,L}^f$  na seção seguinte.

De maneira similar ao caso  $\gamma^*p \rightarrow \gamma^*p$  expresso pela amplitude (3.1), podemos escrever a amplitude elástica para a produção exclusiva de um méson vetorial ( $E=V$ ) ou de um fóton real ( $E=\gamma$ ),

$$\mathcal{A}_{T,L}^{\gamma^*p \rightarrow Ep}(x, Q, \Delta) = \int d^2\mathbf{r} \int dz [\Psi_E^*\Psi(r, z, Q)]_{T,L} \mathcal{A}_{dp}(x, \mathbf{r}, \Delta), \quad (3.14)$$

onde  $[\Psi_E^*\Psi(r, z, Q)]$  denota a sobreposição das funções de onda do fóton inicial e do estado final exclusivo<sup>3</sup>. Usando (3.3) e (3.4) para escrever a amplitude no espaço de parâmetro de impacto, obtemos

$$\mathcal{A}_{T,L}^{\gamma^*p \rightarrow Ep}(x, Q, \Delta) = i \int d^2\mathbf{r} \int dz \int d^2\mathbf{b} e^{-i\mathbf{b}\cdot\Delta} [\Psi_E^*\Psi(r, z, Q)]_{T,L} 2 [1 - S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})]. \quad (3.15)$$

Assumindo que o elemento de matriz  $S$  seja predominantemente real, podemos usar (3.8) e escrever

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{T,L}^{\gamma^*p \rightarrow Ep}(x, Q, \Delta) &= i \int d^2\mathbf{r} \int dz \int d^2\mathbf{b} e^{-i[\mathbf{b}-(1-z)\mathbf{r}]\cdot\Delta} \\ &\quad \times [\Psi_E^*\Psi(r, z, Q)]_{T,L} 2 \mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}) \end{aligned} \quad (3.16)$$

<sup>2</sup> Na expressão (3.9) podemos ver que, no formalismo de dipolo de cor, o limite de disco negro ( $\sigma \leq 2\pi R^2$ ) equivale a  $\mathcal{N} \leq 1$ .

<sup>3</sup> No caso de  $E=\gamma$  devemos ainda somar a amplitude sobre os sabores de quarks.

onde o fator  $e^{i(1-z)r\cdot\Delta}$  é introduzido como uma correção para levar em conta a contribuição não frontal da função de onda, como mostrado em [87]. Usando  $\int e^{ix \cos \phi} d\phi = 2\pi J_0(x)$ , onde  $J_0$  é a função de Bessel de primeiro tipo, podemos integrar as variáveis angulares, tal que a amplitude acima torna-se

$$\mathcal{A}_{T,L}^{\gamma^* p \rightarrow Ep}(x, Q, \Delta) = i8\pi^2 \int r dr \int dz \int b db J_0(b\Delta) J_0((1-z)r\Delta) [\Psi_E^* \Psi]_{T,L} \mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}). \quad (3.17)$$

Com a amplitude acima podemos obter a seção de choque elástica [16]

$$\frac{d\sigma_{T,L}^{\gamma^* p \rightarrow Ep}}{dt} = \frac{1}{16\pi} \left| \mathcal{A}_{T,L}^{\gamma^* p \rightarrow Ep}(x, Q, \Delta) \right|^2. \quad (3.18)$$

Essa é a seção de choque diferencial para o espalhamento elástico  $\gamma^* + p \rightarrow E + p$  no formalismo de dipolo de cor. A distribuição em  $t$  está relacionada com o tamanho da região de interação  $B$ , sendo esse obtido usualmente através de um ajuste na distribuição em  $t$  considerando<sup>4</sup> [16]

$$\frac{d\sigma_{T,L}}{dt} \simeq \frac{d\sigma_{T,L}}{dt} \Big|_{t=0} e^{-B|t|}, \quad (3.19)$$

tal que  $B$  é a inclinação da curva que descreve a dependência da seção de choque em  $t$ . Assim, podemos escrever a seção de choque total como

$$\sigma_{T,L}^{\gamma^* p \rightarrow Ep}(x, Q^2) = \int dt \left[ \frac{d\sigma_{T,L}}{dt} \Big|_{t=0} e^{-B|t|} \right] = \frac{1}{B} \left[ \frac{d\sigma_{T,L}}{dt} \Big|_{t=0} \right]. \quad (3.20)$$

Note que o formalismo de dipolo de cor utiliza uma representação mista: faz uso do espaço de momento longitudinal em conjunto com o espaço de coordenadas espaciais transversais. O tamanho do dipolo é preservado nas interações em altas energias. Nesse caso, a matriz de espalhamento  $S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$  é diagonal em  $\mathbf{r}$  e  $\mathbf{b}$ , fazendo com que a descrição de processos subsequentes seja dada pelo produto das amplitudes de cada subprocesso. Essa propriedade torna o dipolo de cor um grau de liberdade muito conveniente para descrever espalhamentos em altas energias [29]. Tal característica pode ser vista nas expressões de seção do choque recém apresentadas, onde a descrição dos vértices da QED (funções de onda  $\Psi$ ) ficam fatorizados da interação descrita pela QCD ( $\sigma_{q\bar{q}}$  ou  $\mathcal{N}$ ). Veremos os detalhes de cada uma destas quantidades nas próximas seções.

## 3.2 Funções de onda

Nesta seção focaremos apenas na apresentação e discussão das sobreposições (na forma  $\Psi^* \Psi$ ) que serão utilizadas nesta tese. Detalhes sobre o cálculo dessas funções de onda podem ser vistos na Ref. [88].

Um ponto importante a ser notado nesta seção é a relação entre o tamanho do dipolo de cor e as escalas  $Q^2$  e  $m_f$ , pois como veremos nas próximas seções, o tamanho do dipolo é uma das variáveis que regula o regime dinâmico relevante no processo de espalhamento.

<sup>4</sup> Essa aproximação é normalmente utilizada quando não conhecemos a dependência de  $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$  no parâmetro de impacto, situação com a qual lidaremos ainda neste capítulo.

### 3.2.1 Funções de onda do fóton

As funções de onda do fóton no cone de luz, para as polarizações longitudinal ( $\Psi_{h\bar{h},\lambda=0}$ ) e transversal ( $\Psi_{h\bar{h},\lambda=\pm 1}$ ), foram calculadas perturbativamente por diversos autores, como nas Refs. [79, 89–92]. Aqui apresentamos apenas as sobreposições (na forma  $\Psi^*\Psi$ ) das funções de onda que serão úteis ao decorrer deste trabalho.

No caso da seção de choque total para o DIS, que é obtida da amplitude elástica  $\gamma^*p \rightarrow \gamma^*p$  via teorema ótico, necessitamos do quadrado da função de onda do fóton, que é dado por

$$[\Psi^*\Psi(r, z, Q)]_T^f = \frac{N_C \alpha_{em}}{2\pi^2} e_f^2 \left\{ [z^2 + (1 - z^2)] \epsilon^2 K_1^2(\epsilon r) + m_f^2 K_0^2(\epsilon r) \right\}, \quad (3.21)$$

$$[\Psi^*\Psi(r, z, Q)]_L^f = \frac{N_C \alpha_{em}}{2\pi^2} e_f^2 4Q^2 z^2 (1 - z^2) K_0^2(\epsilon r), \quad (3.22)$$

onde  $\epsilon^2 = z(1-z)Q^2 + m_f^2$  e  $K_{0,1}$  são as funções de Bessel de segundo tipo modificadas. As funções de onda acima descrevem o desdobramento de um fóton virtual em um par quark-antiquark, e a posterior aniquilação deste par dando origem a um fóton virtual [16, 85].

Também são as funções de onda do fóton que determinam a produção de fóton real no processo exclusivo  $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$ . Neste caso há um fóton real no estado final ( $Q^2 = 0$ ), de forma que apenas a parte com polarização transversal da sobreposição das funções de onda do fóton contribui para seção de choque:

$$[\Psi_\gamma^*\Psi]_T^f = \frac{N_C \alpha_{em}}{2\pi^2} e_f^2 \left\{ [z^2 + (1 - z^2)] \epsilon K_1(\epsilon r) m_f K_1(m_f r) + m_f^2 K_0(\epsilon r) K_0(m_f r) \right\}. \quad (3.23)$$

A função de onda acima descreve o desdobramento de um fóton virtual em um par  $q\bar{q}$  e a posterior aniquilação do par  $q\bar{q}$ , dando origem a um fóton real [85].

### 3.2.2 Funções de onda de mésons vetoriais

A modelagem usual para a parte frontal da função de onda de um méson vetorial é assumir, como feito em [91–93], que o méson vetorial é predominantemente um estado quark-antiquark com a mesma estrutura de spin e polarização do fóton [85]. A componente transversal ( $\Psi_{h\bar{h},\lambda=\pm 1}^V$ ) é análoga à do fóton. Já a componente longitudinal ( $\Psi_{h\bar{h},\lambda=0}^V$ ) é um pouco modificada em relação a função de onda do fóton, pois o acoplamento dos quarks com o méson não é local (vértice não pontual), dando origem ao termo acompanhado com a  $\delta$  na expressão que segue. Convenciona-se agrupar e redefinir alguns termos da função de onda do fóton como sendo a parte escalar da função de onda do méson vetorial, expressa por  $\phi_{T,L}(r, z)$ , que inclui também uma parte dependente de modelo [85].

As componentes transversal e longitudinal da sobreposição entre as funções de onda do fóton e do méson vetorial, são dadas por

$$[\Psi_V^*\Psi]_T = \frac{\hat{e}_f e}{4\pi} \frac{N_C}{\pi z(1-z)} \left\{ m_f^2 K_0(\epsilon r) \phi_T(r, z) - [z^2 + (1 - z)^2] \epsilon K_1(\epsilon r) \partial_r \phi_T(r, z) \right\}, \quad (3.24)$$

$$[\Psi_V^*\Psi]_L = \frac{\hat{e}_f e}{4\pi} \frac{N_C}{\pi} 2Qz(1-z) K_0(\epsilon r) \left[ M_V \phi_L(r, z) + \delta \frac{m_f^2 - \nabla_r^2}{M_V z(1-z)} \phi_L(r, z) \right], \quad (3.25)$$

onde  $\hat{e}_f$  é a carga efetiva do méson,  $M_V$  é a massa do méson e  $\nabla_r^2 \equiv [(1/r)\partial_r + \partial_r^2]$  [85].

Para completar a descrição da função de onda do méson vetorial, é necessário especificar

Meson	$M_V/\text{GeV}$	$m_f/\text{GeV}$	$\hat{e}_f$	$N_T$	$R_T^2/\text{GeV}^{-2}$	$N_L$	$R_L^2/\text{GeV}^{-2}$
$\rho$	0.776	0.14	$1/\sqrt{2}$	4.47	21.9	1.79	10.4
$\phi$	1.019	0.14	1/3	4.75	16.0	1.41	9.7
$J/\psi$	3.097	1.4	2/3	1.23	6.5	0.83	3.0

 Tabela 3.1: Parâmetros do modelo Gaus-LC para os mésons vetoriais  $\rho$ ,  $\phi$  e  $J/\Psi$ .

Meson	$M_V/\text{GeV}$	$m_f/\text{GeV}$	$\hat{e}_f$	$N_T$	$N_L$	$R^2/\text{GeV}^{-2}$
$\rho$	0.776	0.14	$1/\sqrt{2}$	0.911	0.853	12.9
$\phi$	1.019	0.14	1/3	0.919	0.825	11.2
$J/\psi$	3.097	1.4	2/3	0.578	0.575	2.3

 Tabela 3.2: Parâmetros do modelo Boosted Gaussian para os mésons vetoriais  $\rho$ ,  $\phi$  e  $J/\Psi$ .

$\phi_{T,L}(r, z)$ . Enquanto no caso do fóton essa quantidade é dada por funções de Bessel modificadas, no caso de mésons vetoriais os modelos de quarks sugerem que um hádron deve ser modelado de forma que a dependência na separação transversal tenha forma gaussiana [85]. Neste trabalho utilizaremos dois modelos comuns na literatura, conhecidos como “Gaus-LC” e “Boosted Gaussian”.

O modelo Gaus-LC [93] utiliza  $\delta = 0$  e descreve a parte escalar das funções de onda (na convenção usada em [85]) como

$$\phi_T(r, z) = N_T [z(1-z)]^2 \exp\left(-r^2/2R_T^2\right), \quad (3.26)$$

$$\phi_L(r, z) = N_L z(1-z) \exp\left(-r^2/2R_L^2\right). \quad (3.27)$$

Já o modelo Boosted Gaussian [92] utiliza  $\delta = 1$  e descreve  $\phi_{T,L}(r, z)$  como

$$\phi_{T,L}(r, z) = N_{T,L} z(1-z) \exp\left[-\frac{m_f^2 R^2}{8z(1-z)} - \frac{2z(1-z)r^2}{R^2} + \frac{m_f^2 R^2}{2}\right]. \quad (3.28)$$

Os valores das constantes  $N_{T,L}$ ,  $R_{T,L}$  e  $R$  são fixados pelas condições de normalização. Uma das condições é a exigência de que o quadrado da função de onda integrado sobre as variáveis do dipolo seja igual a 1. A outra condição é obtida usando as funções de onda para descrever o acoplamento  $f_V$  do méson com a corrente eletromagnética, e então, fixar o valor de  $f_V$  utilizando-o na descrição dos dados de largura de decaimento  $\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}$  [85]. Os parâmetros usados nesta tese foram fixados para os mésons  $\rho(u\bar{u}/\sqrt{2} - d\bar{d}/\sqrt{2})$ ,  $\phi(s\bar{s})$  e  $J/\Psi(c\bar{c})$  na Ref. [85] e são mostrados nas tabelas 3.1 e 3.2.

Na Fig. 3.2 mostramos a dependência em  $r$  da sobreposição das funções de onda do fóton e do méson vetorial  $V$  ( $=\rho, \phi, J/\Psi$ ), utilizando os dois modelos de função de onda apresentados acima e considerando diferentes valores de  $Q^2$ . Em relação aos dois modelos de  $\phi(r, z)$ , podemos ver que eles apresentam pouca diferença na descrição de  $[\Psi_{J/\psi}\Psi]_{T,L}$  e  $[\Psi_\rho\Psi]_T$  e quase nenhuma diferença na descrição de  $[\Psi_\phi\Psi]_{T,L}$  e  $[\Psi_\rho\Psi]_L$ . Quanto às características gerais das funções de onda, vemos que elas apresentam a forma típica de um estado ligado. Podemos ver que o aumento da escala de momento transversal  $Q^2$  faz com que o pico da distribuição seja deslocado para menores valores de  $r$ . Essa característica é esperada, uma vez que  $Q^2 \propto 1/r^2$ . Além disso, a massa do méson vetorial também altera o tamanho médio do dipolo. Os mésons leves recebem mais contribuição de dipolos maiores, enquanto o méson  $J/\Psi$  apresenta o pico da distribuição em

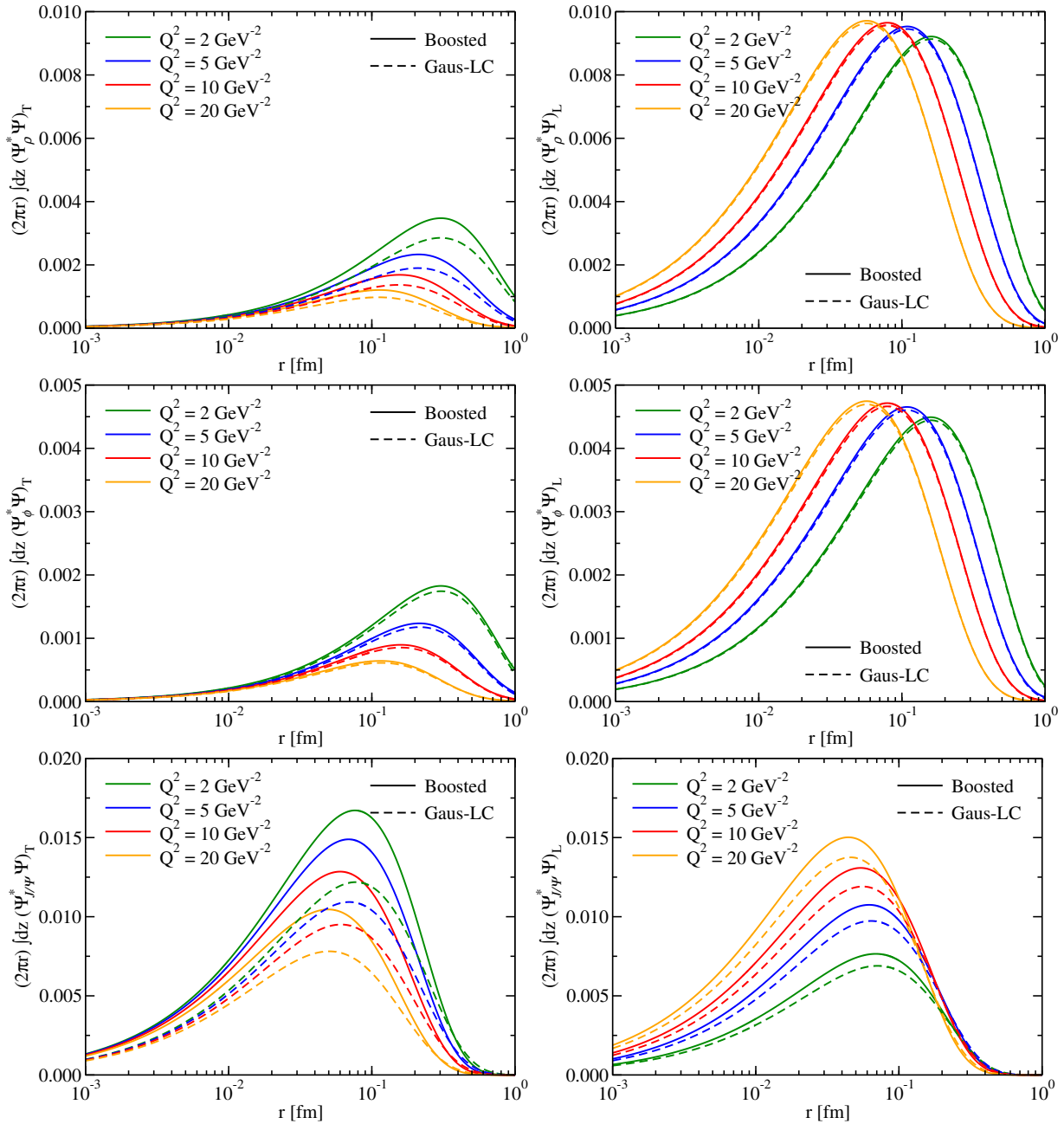


Figura 3.2: Sobreposição das funções de onda do fóton e dos mésons vetoriais  $\rho$ ,  $\phi$  e  $J/\Psi$  para diferentes valores de  $Q^2$ .

um valor de  $r$  menor. Também podemos observar que o méson  $J/\Psi$  é menos sensível à variação de  $Q^2$ , fato que está relacionado à maior massa dos quarks que o formam. Matematicamente isto pode ser visto no fator  $\epsilon^2 \propto (Q^2 + m_f^2)$ , pois quanto menor o valor de  $m_f$ , maior será o  $\Delta\epsilon$  com a variação de  $Q^2$ , refletindo em um maior  $\Delta r$ , visto que as  $K_{0,1}$  nas funções de onda dependem do produto  $\epsilon \cdot r$ .

### 3.3 A evolução da QCD no regime de alta densidade

No início deste capítulo vimos que no formalismo de dipolo de cor a interação forte está contida em  $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$ . Nosso objetivo nesta seção é descrever a evolução dessa quantidade utilizando a abordagem não linear da QCD. Mas antes disso, trataremos de dois pontos importantes relacionados a  $\mathcal{N}$ : a dependência no parâmetro de impacto e a conexão com a dinâmica linear.

A dependência da amplitude  $\mathcal{N}$  no parâmetro de impacto  $\mathbf{b}$  não é tratável perturbativamente, visto que tal dependência está enraizada na física de confinamento. Portanto, é útil assumir que a dependência de  $\mathcal{N}$  em  $\mathbf{b}$  possa ser fatorizada [78]:

$$\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}) = \mathcal{N}(x, \mathbf{r})S(\mathbf{b}). \quad (3.29)$$

esta aproximação é justificada para  $r \ll b$ . A fatorização acima implica que a amplitude de espalhamento de dipolo é invariante em toda a região transversal do hádron (invariância translacional). Ou seja, considera-se o alvo como sendo homogêneo e com raio muito maior do que qualquer tamanho de dipolo considerado [94]. Assim, a dinâmica do espalhamento dipolo-alvo fica contida no termo  $\mathcal{N}(x, \mathbf{r})$ . Usando a fatorização acima, a expressão (3.9) que descreve a seção de choque de dipolo torna-se:

$$\sigma_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}) = 2 \int d^2\mathbf{b} \mathcal{N}(x, \mathbf{r})S(\mathbf{b}) = \sigma_0 \mathcal{N}(x, \mathbf{r}), \quad (3.30)$$

onde  $\sigma_0$  é um parâmetro livre, sendo interpretado como o dobro da área transversal média da distribuição de quarks no alvo [95].

A seção de choque de dipolo pode ser relacionada às quantidades descritas no Cap. 2:  $xg(x, Q^2)$  e  $\phi(x, k^2)$ . A relação com a distribuição de glúons não integrada é dada pela seguinte integral no momento transversal [79, 96, 97]:

$$\sigma_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}) = \frac{4\pi}{3} \int \frac{d^2k}{k^4} \alpha_s \phi(x, k^2) (1 - e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}). \quad (3.31)$$

Portanto, para obter a seção de choque de dipolo descrita pela evolução linear (com os elementos vistos no Cap. 2), existem dois caminhos<sup>5</sup>: podemos usar a equação BFKL (2.40) para evoluir diretamente  $\phi(x, k^2)$ , ou então, usar a equação DGLAP (2.31) para evoluir  $g(x, k^2)$ , e com auxílio de (2.38), obter  $\phi(x, k^2)$ . Ainda explorando a descrição da física linear para a seção de choque de dipolo, a fatorização  $k_T$  no limite de altas energias leva à [81, 97, 99]:

$$\sigma_{q\bar{q}}(x, r) \sim r^2 \alpha_s(r) xg(x, 1/r^2), \quad (3.32)$$

válida para pequeno  $r$  em DLA [100]. Detalhes sobre a fatorização  $k_T$  na Ref. [16].

Agora vamos ao foco desta seção: a evolução da QCD descrita pela dinâmica não linear. Neste caso, diferente das equações de evolução apresentadas até este momento (que evoluem as PDFs), a própria amplitude de espalhamento de dipolo é o grau de liberdade natural na descrição da dinâmica não linear. Nas subseções que seguem, veremos as ideias-chave<sup>6</sup> (modelo de múltiplos reespalhamentos de Glauber-Gribov-Mueller e modelo de dipolo de Mueller) que levam ao estado da arte na descrição da evolução partônica no regime de alta densidade da QCD: a equação Balitsky-Kovchegov [76, 77].

<sup>5</sup> Embora não seja tratado aqui, vale mencionar que as equações da DLA-DGLAP [81] e da BFKL [82, 98] também já foram obtidas utilizando o formalismo de dipolo de cor.

<sup>6</sup> Não objetivamos um tratamento matemático detalhado, e sim apresentar as hipóteses essenciais de cada modelo, para por fim, compreender quais são os processos físicos incorporados na evolução descrita pela equação Balitsky-Kovchegov.

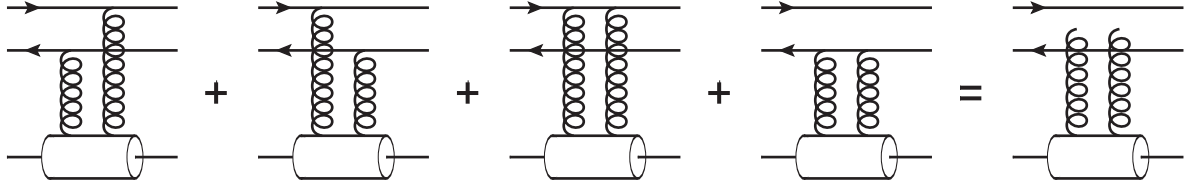


Figura 3.3: Os quatro diagramas que contribuem na interação dipolo-núcleon na aproximação de altas energias (troca de dois glúons). A direita apresentamos a notação abreviada para esse tipo de interação (linhas dos glúons desconexas dentro do dipolo).

### 3.3.1 O modelo de múltiplos reespalhamentos de Glauber-Gribov-Mueller (GGM)

O cálculo da amplitude de espalhamento dipolo-núcleon segue a estratégia original de múltiplos reespalhamentos desenvolvida por Glauber [101–103] e Gribov [104, 105], e que posteriormente foi implementada na QCD por Mueller [106]. Nos próximos parágrafos, começaremos considerando a interação do dipolo com um núcleon isolado. Depois, será considerado o espalhamento dipolo-núcleon no qual o dipolo interage com apenas um núcleon. E por fim, veremos o espalhamento dipolo-núcleon considerando que o dipolo reespalha com múltiplos núcleons do núcleon.

Começamos com a interação dipolo-núcleon, para a qual a amplitude de espalhamento em altas energias é descrita pela troca de dois glúons (em mais baixa ordem), como ilustrado na Fig. 3.3. Neste caso, assume-se que o dipolo é perturbativamente pequeno ( $r \ll 1/\Lambda_{QCD}$ ) e que o núcleon pode ser modelado como um dipolo de tamanho transversal  $1/\Lambda \gg r$  (com  $\Lambda \sim \Lambda_{QCD}$ ). A seção de choque dipolo-núcleon nessas condições é dada por [29]

$$\sigma^{q\bar{q}N} \approx \frac{2\pi\alpha_s^2 C_F}{N_C} r^2 \ln\left(\frac{1}{r^2\Lambda^2}\right). \quad (3.33)$$

Em mais baixa ordem, a distribuição de glúons para um onium (o núcleon nesse caso), considerando uma escala de momento transversal muito maior que  $\Lambda$ , é dada por [29]

$$xg_{LO}^{onium}(x, Q^2) = 2\left[xg_{LO}^{single-quark}(x, Q^2)\right] = 2\frac{\alpha_s C_F}{\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right), \quad (3.34)$$

onde  $xg_{LO}^{single-quark}$  é a distribuição de glúons de um quark (em mais baixa ordem). Com o resultado acima podemos escrever (3.33) como

$$\sigma^{q\bar{q}N} \approx \frac{\alpha_s \pi^2}{N_C} r^2 xg_N(x, 1/r^2), \quad (3.35)$$

onde  $xg_N$  é a distribuição de glúons do núcleon (modelado como um onium) [29].

Agora considerando um núcleo grande (no qual o núcleon tem igual probabilidade de ser encontrado em qualquer local dentro da região transversal do núcleo), a relação entre as seções de choque dipolo-núcleon e dipolo-núcleon é dada por

$$\frac{d\sigma^{q\bar{q}A}}{d^2\mathbf{b}} = T(\mathbf{b})\sigma^{q\bar{q}N}, \quad (3.36)$$

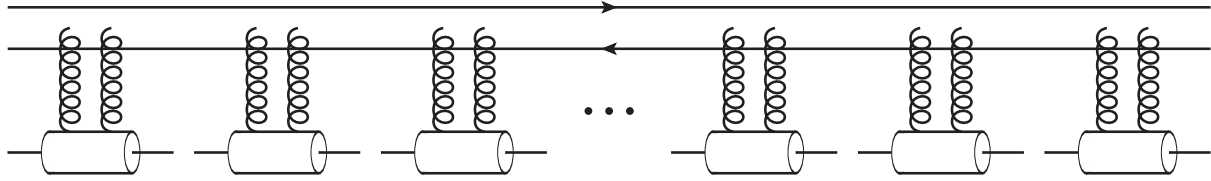


Figura 3.4: Espalhamento dipolo-núcleo na aproximação de Glauber-Gribov-Mueller. Cada interação dipolo-núcleon é independente das demais.

onde  $T(\mathbf{b})$  é a função perfil nuclear<sup>7</sup>. Lembrando que a seção de choque dipolo-alvo é dada por  $\sigma_{tot}^{q\bar{q}A} = 2 \int d^2\mathbf{b} \mathcal{N}$ , usando as duas expressões acima podemos identificar  $\mathcal{N}$  como

$$\mathcal{N}_{LO} = \frac{\alpha_s \pi^2}{2N_C} T(\mathbf{b}) r^2 x g_N(x, 1/r^2) = \frac{\alpha_s^2 \pi C_F}{N_C} T(\mathbf{b}) r^2 \ln\left(\frac{1}{r\Lambda}\right), \quad (3.38)$$

no último passo assumimos a forma (3.34) para a distribuição de glúons do núcleon [29]. É fácil ver que ainda temos o problema com o limite de disco negro, pois conforme  $r$  cresce, em algum momento teremos  $\mathcal{N}_{LO} > 1$ .

Agora que já conhecemos os elementos principais que são assumidos no cálculo da seção de choque dipolo-núcleo considerando a interação do dipolo com apenas um núcleon, vamos considerar que o dipolo reespalha com múltiplos núcleons. Isto acontece quando a probabilidade de interação com um único núcleon torna-se grande, fazendo com que a probabilidade de interação com múltiplos núcleons aumente também. Neste caso, considera-se que o dipolo pode interagir com qualquer número de núcleons, mas a interação com cada núcleon é restrita a ordem não trivial mais baixa (interação via troca de dois glúons). No caso da interação com muitos núcleons, a interação dipolo-núcleo torna-se uma série de interações sucessivas dipolo-núcleon, onde cada reespalhamento é independente dos demais, como é ilustrado na Fig. 3.4. Outros diagramas, com termos de linhas de glúons cruzadas, seja no mesmo núcleon ou entre dois núcleons diferentes, são suprimidos e podem ser negligenciados (os detalhes podem ser vistos na Ref. [29]). Assim, a contribuição mostrada na Fig. 3.4 é basicamente a ressonância de diagramas presentes na Fig. 3.3. Novamente, considera-se que os núcleons sejam descritos por (3.34) e que a densidade do núcleo é constante. Assim, enquanto o dipolo propaga-se através do núcleo, ele encontra núcleons, cuja a probabilidade de interação por unidade de caminho ( $b_z$ ) é dada pelo produto  $\rho_A \times \sigma^{q\bar{q}N}$  [29].

Com as considerações acima obtém-se a fórmula de múltiplos reespalhamentos do modelo de Glauber-Gribov-Mueller (GGM) [106]:

$$\mathcal{N}^{GGM}(\mathbf{r}, \mathbf{b}, Y=0) = 1 - \exp\left[-\frac{\sigma^{q\bar{q}N}}{2} T(\mathbf{b})\right] \quad (3.39)$$

$$= 1 - \exp\left[-\frac{\alpha_s \pi^2}{2N_C} T(\mathbf{b}) r^2 x g_N\left(x, \frac{1}{r^2}\right)\right]. \quad (3.40)$$

<sup>7</sup> Denotando por  $d^2\mathbf{b} db_z$  o elemento de volume de um núcleon, sendo  $\mathbf{b}$  a componente transversa e  $b_z$  a componente longitudinal, a função perfil nuclear é definida por

$$T(\mathbf{b}) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} db_z \rho_A(\mathbf{b}, b_z), \quad (3.37)$$

onde  $\rho_A$  é a densidade do núcleo, descrita usualmente pela parametrização de Woods-Saxon [107] com os parâmetros da Ref. [108].



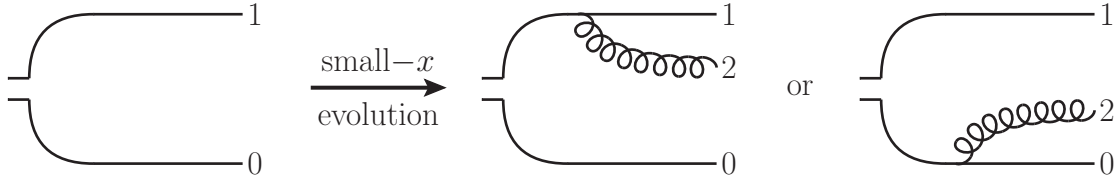


Figura 3.5: A emissão de um glúon é o primeiro passo da evolução do dipolo de cor.

Note que essa expressão não depende da energia pois foi obtida considerando a distribuição de glúons no núcleon ( $xg_N$ ) em mais baixa ordem [29]. Substituindo a distribuição de glúons descrita por (3.34), a expressão (3.40) torna-se

$$\mathcal{N}^{GGM}(\mathbf{r}, \mathbf{b}, Y=0) = 1 - \exp \left[ -\frac{\alpha_s^2 C_F \pi}{N_C} T(\mathbf{b}) r^2 \ln \frac{1}{r\Lambda} \right], \quad (3.41)$$

então, definindo a escala de saturação como

$$Q_s^2(\mathbf{b}) \equiv \frac{4\pi\alpha_s^2 C_F}{N_C} T(\mathbf{b}), \quad (3.42)$$

a amplitude (3.41) pode ser escrita como

$$\mathcal{N}^{GGM}(\mathbf{r}, \mathbf{b}, Y=0) = 1 - \exp \left[ -\frac{r^2 Q_s^2(\mathbf{b})}{4} \ln \frac{1}{r\Lambda} \right]. \quad (3.43)$$

Podemos observar duas características importantes na amplitude acima. A primeira delas é a transparência de cor<sup>8</sup>, alcançada quando  $r \rightarrow 0$ , que leva a  $\mathcal{N} \rightarrow 0$ . A segunda característica é a saturação de  $\mathcal{N}$ , uma vez que com  $r \gtrsim 1/Q_s$ , obtém-se  $\mathcal{N} \rightarrow 1$ , com  $\mathcal{N} \leq 1$  (limite de disco negro) sendo respeitado independentemente do tamanho do dipolo. Ou seja, ao considerar múltiplos reespalhamentos a seção de choque é unitarizada [29].

Embora a expressão (3.40) tenha algumas características desejáveis, a abordagem GGM leva a uma amplitude sem dependência na energia. Além disso, este modelo só é válido quando as emissões em pequeno  $x$  não são importantes ( $\alpha_s Y \ll 1$ ), entretanto, estamos interessados no regime de altas energias ( $\alpha_s Y \geq 1$ ), onde a evolução em pequeno  $x$  não pode ser negligenciada [29].

### 3.3.2 O modelo de dipolo de cor de Mueller

Como vimos na seção anterior, a evolução da QCD está contida na amplitude de espalhamento dipolo-alvo. No modelo GGM a amplitude  $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$  não depende da energia, ou seja,  $\mathcal{N}^{GGM}$  não pode ser a solução final para a evolução em altas energias. Agora consideraremos a evolução quântica (emissões e absorções) do dipolo de cor, em particular, incorporando a evolução em pequeno  $x$  à amplitude  $\mathcal{N}$ , fazendo com que  $\mathcal{N}$  passe a depender da energia. Veremos quais classes de diagramas contribuem nesta evolução e como elas são incorporadas na função de onda do dipolo, de acordo com o modelo de Mueller [82–84].

Iniciamos a evolução com um dipolo “bare”, como mostrado no diagrama da esquerda na Fig. 3.5. Neste diagrama o par quark-antiquark está nas posições transversais 0 e 1. O primeiro passo da evolução em pequeno  $x$  ( $LL_xA$ ) é a emissão de um glúon por um dos componentes

<sup>8</sup> Se o tamanho do dipolo tende a zero, as cargas de cor do quark e do antiquark cancelam-se, de forma que o par  $q\bar{q}$  não interage com o alvo. Esse efeito é chamado de transparência de cor e foi explorado em uma série de artigos [79, 109–111].

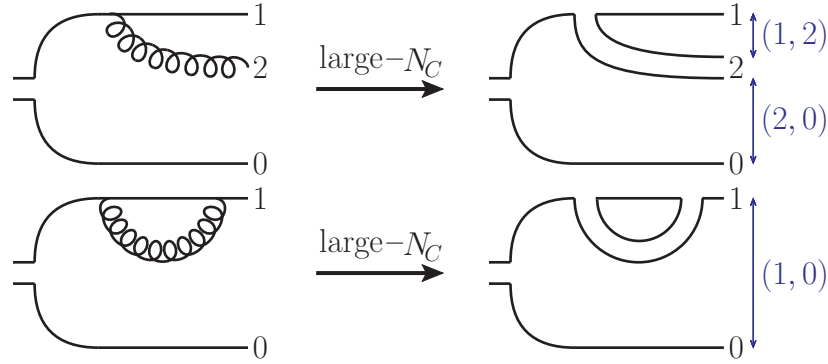


Figura 3.6: O fluxo de cores na emissão de um glúon pelo dipolo de cor. No limite de grande  $N_C$  o glúon é visto como um novo par  $q\bar{q}$ .

do dipolo [82]. Essa emissão altera a função de onda do onium original, como ilustrado nos diagramas do centro e da direita na Fig. 3.5. Além das correções reais, Mueller também considerou correções virtuais, nas quais o glúon é emitido e absorvido antes da possível interação com o alvo [84].

A função de onda de um onium bare é denotada por  $\Psi_{\sigma\sigma'}^{(0)}(\mathbf{r}_{10}, z_1)$ , onde  $\sigma$  ( $\sigma'$ ) é a polarização do quark (antiquark),  $z_1$  é a fração do momento total do onium portada pelo quark e  $r_{10} = |\mathbf{r}_{10}| = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0|$  é o tamanho transversal do dipolo formado por um par quark-antiquark nas posições  $\mathbf{r}_1$  e  $\mathbf{r}_0$ . O cálculo da função de onda do dipolo de cor é feito através de regras de Feynman, e pode ser visto com detalhes na Ref. [29]. A emissão subsequente de novos glúons leva as funções de onda  $\Psi^{(2)}, \dots, \Psi^{(n)}$ . Lembrando que na representação mista, cada nova emissão é fatorizável no espaço de coordenadas transversais, tal que a expressão para  $\Psi^{(1)}$  é dada pela expressão para  $\Psi^{(0)}$  multiplicada pela probabilidade de emissão de um glúon. Como resultado, temos a seguinte interpretação probabilística da função de onda: a contribuição à função de onda do onium devido a emissão de um glúon extra é igual a probabilidade de encontrar um dipolo de tamanho  $r_{10}$  dentro do onium ( $|\Psi^{(0)}|^2$ ), multiplicado pela probabilidade do dipolo emitir um glúon na posição  $\mathbf{r}_2$ .

Para obter correções além de um glúon, é necessária uma equação que ressome emissões de glúons reais e virtuais, trazendo potências de  $\alpha_s \ln(1/x)$  à função de onda do onium, o que se mostrou muito difícil na abordagem original de Mueller [29]. Uma grande simplificação é obtida ao considerar o limite de grande  $N_C$  proposto por 't Hooft [112]. Nesse caso toma-se  $N_C$  grande mantendo  $\alpha_s N_C$  constante. Neste limite a linha de um glúon é trocada por duas linhas de um par  $q\bar{q}$  na configuração octeto de cor, já que a estrutura de cor do glúon é análoga a do par  $q\bar{q}$  [29, 49]. A Fig. 3.6 ilustra o fluxo de cor nas emissões de glúon real e virtual. No caso da emissão de um glúon real, o dipolo pai (1,0) desdobra-se em dois dipolos filho, (1,2) e (2,0). Já na emissão de um glúon virtual, o dipolo pai (1,0) permanece o mesmo [29].

No limite de grande  $N_C$  apenas diagramas planares contribuem, enquanto diagramas não planares<sup>9</sup> são suprimidos por potências de  $1/N_C^2$  (para  $\alpha_s N_C$  fixo) [29]. Nos diagramas planares os diferentes dipolos gerados pela emissão de glúons não interagem entre si, de forma que as emissões subsequentes acontecem independentemente em cada dipolo [29, 49].

Após a emissão do primeiro glúon pelo dipolo original, o próximo passo na evolução em  $\alpha_s \ln(1/x)$  é a emissão subsequente de mais um glúon, o que pode acontecer em qualquer um dos dois dipolos filho (que são independentes), (1,2) ou (2,0). Note que o novo glúon (na posição

<sup>9</sup> Diagramas não planares são aqueles que não podem ser desenhados no plano sem o cruzamento de linhas internas [49].

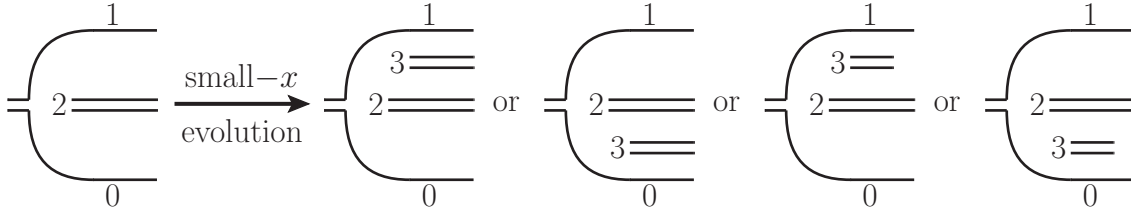


Figura 3.7: No segundo passo da evolução ressomando  $\alpha_s \ln(1/x)$ , temos a emissão de mais um glúon na função de onda do dipolo.

3) é emitido pelo glúon da posição 2 em um vértice de três glúons [29]. A Fig. 3.7 ilustra essa situação. Nos quatro diagramas após a evolução, ou seja, naqueles com dois glúons na função de onda do dipolo, introduzimos a seguinte notação: os dois primeiros diagramas representam a soma de todas as possibilidades de emissão de um glúon real, e, os dois últimos diagramas representam a soma de todas as emissões de glúons virtuais (glúon emitido e absorvido pelo dipolo da posição 2). O comprimento de cada linha representa o ordenamento temporal. Focando no diagrama mais a direita, iniciamos com uma função de onda com dois dipolos, (1,2) e (2,0), na qual é emitido um novo glúon, levando a função de onda com três dipolos: (1,2), (2,3) e (3,0). Depois, esse glúon é absorvido e a evolução continua com os dipolos (1,2) e (2,0).

Usamos a notação  $\Psi^{(n)}$  para descrever a função de onda com  $n$  glúons reais, e agora introduzimos a notação  $\Psi^{[n]}(\mathbf{r}_1, \mathbf{b}_1, \dots, \mathbf{r}_n, \mathbf{b}_n, Y)$  para denotar o estado do onium contendo  $n$  dipolos nas posições  $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n$ , cada um deles centrado no parâmetro de impacto  $\mathbf{b}_1, \dots, \mathbf{b}_n$ . No modelo de dipolo de Mueller, a descrição formal da função de onda do onium, incluindo correções  $\alpha_s \ln(1/x)$  em todas as ordens, é feita através do funcional gerador de dipolo  $Z(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}_0, Y; u)$  [29]:

$$Z(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}_0, Y; u) \sum_{\sigma\sigma'} \left| \Psi^{(0)}(\mathbf{r}_{10}, z_1) \right|^2 \Big|_{O(\alpha_s^0)} = \int d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{b}_1 \left| \Psi^{[1]}(\mathbf{r}_1, \mathbf{b}_1, Y) \right|^2 u(\mathbf{r}_1, \mathbf{b}_1) + \frac{1}{2!} \int d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{b}_1 d^2\mathbf{r}_2 d^2\mathbf{b}_2 \left| \Psi^{[2]}(\mathbf{r}_1, \mathbf{b}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{b}_2, Y) \right|^2 u(\mathbf{r}_1, \mathbf{b}_1) u(\mathbf{r}_2, \mathbf{b}_2) + \dots \quad (3.44)$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \int d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{b}_1 \dots d^2\mathbf{r}_n d^2\mathbf{b}_n \left| \Psi^{[n]}(\mathbf{r}_1, \mathbf{b}_1, \dots, \mathbf{r}_n, \mathbf{b}_n, Y) \right|^2 u(\mathbf{r}_1, \mathbf{b}_1) \dots u(\mathbf{r}_n, \mathbf{b}_n), \quad (3.45)$$

onde  $\mathbf{b}_n = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_n)/2$  e  $Y = \ln(z_1/z_0)$ , sendo  $z_0$  a menor fração de momento carregada por um glúon na função de onda. As funções  $u(\mathbf{r}_n, \mathbf{b}_n)$  são introduzidas para extrair os diferentes multidipolos na função de onda do onium, o que é feito com o auxílio da derivada funcional  $\delta/\delta u(\mathbf{r}, \mathbf{b})$ :

$$\left| \Psi^{[n]}(\mathbf{r}_1, \mathbf{b}_1, \dots, \mathbf{r}_n, \mathbf{b}_n) \right|^2 = \sum_{\sigma\sigma'} \left| \Psi^{(0)}(\mathbf{r}_{10}, z_1) \right|^2 \Big|_{O(\alpha_s^0)} \times \frac{\delta^n}{\delta u(\mathbf{r}_1, \mathbf{b}_1) \dots \delta u(\mathbf{r}_n, \mathbf{b}_n)} Z(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}_0, Y; u) \Big|_{u=0}. \quad (3.46)$$

Partindo do princípio que em  $Y=0$  não há evolução (nenhum glúon é emitido), a condição inicial para a expressão (3.45) é  $Z(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}_0, Y=0; u) = u(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}_0)$  [29].

Agora é necessária uma equação de evolução para  $Z$ . O princípio por trás desta evolução é considerar a contribuição de cada processo discutido nesta seção, e está ilustrado na Fig. 3.8: Em cada passo da evolução, um glúon é emitido na função de onda do dipolo. Esse glúon pode ser real, desdobrando o dipolo pai em dois dipolos filho, ou pode ser virtual, deixando o dipolo pai intacto. No primeiro caso a evolução subsequente continua independentemente em cada um

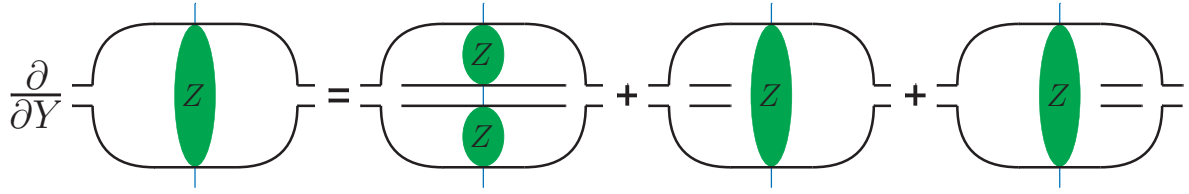


Figura 3.8: Representação diagramática para a evolução do funcional gerador de dipolos. A linha vertical separa a função de onda de seu complexo conjugado. O primeiro diagrama a direita do sinal de igual representa emissões reais e os dois diagramas seguintes representam emissões virtuais.

dos dipolos filho, enquanto no segundo caso a evolução continua no dipolo pai. A equação de evolução para o funcional gerador obtida por Mueller [82, 84] foi

$$\frac{\partial Z(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}_0, Y; u)}{\partial Y} = \frac{\alpha_s N_C}{2\pi^2} \int d^2 \mathbf{r}_2 \frac{r_{10}^2}{r_{20}^2 r_{21}^2} \times \left[ Z(\mathbf{r}_{12}, \mathbf{b}_0 + \mathbf{r}_{20}/2, Y; u) Z(\mathbf{r}_{20}, \mathbf{b}_0 + \mathbf{r}_{12}/2, Y; u) - Z(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}_0, Y; u) \right], \quad (3.47)$$

onde termo quadrático em  $Z$  corresponde as emissões reais e o termo linear em  $Z$  corresponde as emissões virtuais. A expressão (3.47) é uma equação de evolução não linear que permite construir o quadrado da função de onda de um onium (multidipolos) usando a expressão (3.46). Não há solução analítica conhecida para a equação (3.47) [29].

### 3.3.3 Equação Balitsky-Kovchegov (BK)

Como já vimos, no formalismo de dipolo de cor, o que precisamos para descrever o DIS é a parte imaginária da amplitude de espalhamento frontal dipolo-alvo:  $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$ . O modelo de múltiplos reespalhamentos GGM tem dois problemas: a amplitude é independente da energia e a abordagem só é válida quando emissões em pequeno  $x$  não são importantes ( $\alpha_s \ln(1/x) \ll 1$ ). Desta forma, precisamos ressomar correções  $LL_x A$  em  $\mathcal{N}^{GGM}$  para descrever o regime de altas energias. Uma alternativa seria identificar quais são as correções radiativas que trazem potências de  $\alpha_s \ln(1/x)$ . A outra, com base no que vimos nas páginas anteriores, é modificar a função de onda do dipolo para que ela contenha mais pártons (fazendo a evolução na própria função de onda do dipolo). Na última alternativa, o espalhamento deixa de ser do tipo  $q\bar{q}$ -alvo, tornando-se  $q\bar{q}g$ -alvo, ou ainda, de um sistema com mais glúons e quarks do mar. De forma mais específica, são as flutuações com glúons na função de onda do dipolo que trazem fatores  $\alpha_s \ln(1/x)$ . Esses glúons são emitidos pelo dipolo antes da interação com o alvo e são absorvidos após a interação. Já as emissões durante a interação são suprimidas por potências de  $1/s$ , sendo assim, negligenciáveis em altas energias. Portanto, é necessário ressomar a cascata de glúons que desenvolve-se antes da interação com o alvo. Para isso utiliza-se o limite de grande  $N_C$  e o modelo de dipolo de Mueller [29].

Podemos resumir as ideias-chave que descrevem essa evolução nos seguintes pontos: *i*) É o sistema evoluído de dipolos que interage com o alvo; *ii*) No limite de grande  $N_C$  não há interação entre os dipolos durante toda a evolução que produz esses dipolos; *iii*) A interação de dois dipolos com um único núcleon é suprimida no modelo GGM, de forma que as interações são independentes, com cada dipolo reespalhando múltiplas vezes com um conjunto diferente de núcleons [29, 77].

Na prática, estamos usando o modelo GGM para múltiplos reespalhamentos, mas agora

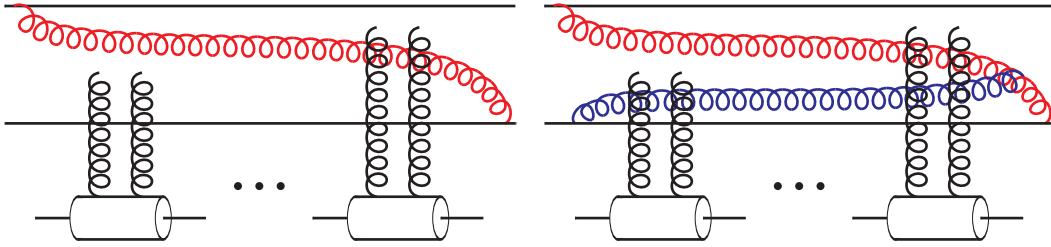


Figura 3.9: Ao incluir a evolução quântica na função de onda do dipolo, glúons são adicionados na Fig. 3.4. Aqui temos um exemplo dos primeiros dois passos da evolução em pequeno  $x$ , com a emissão de glúons reais antes dos múltiplos reespalhamentos, e a absorção dos mesmos após as interações com o alvo.

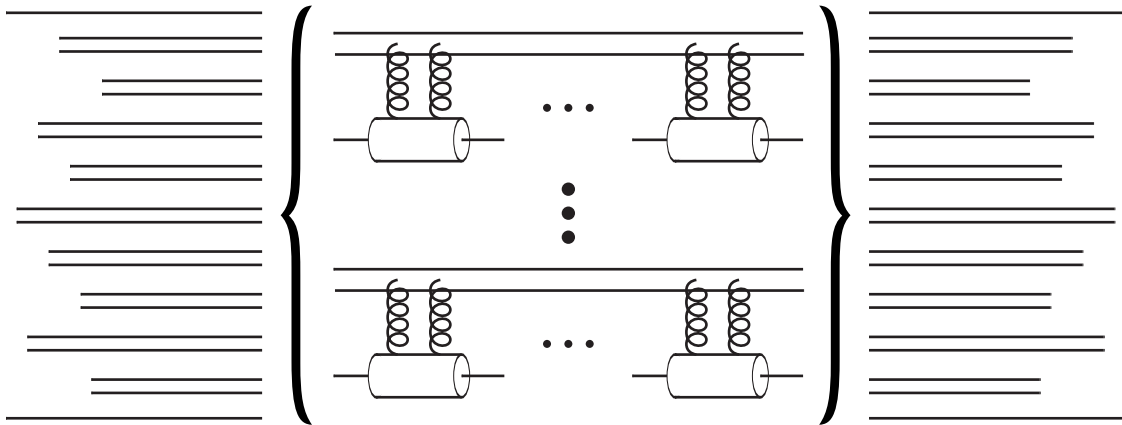


Figura 3.10: Quando incluímos a evolução em pequeno  $x$ , o dipolo pai desenvolve-se em uma cascata de dipolos, os quais interagem independentemente com diferentes conjuntos de núcleons do núcleo.

estamos inserindo a evolução da função de onda do dipolo, como descrita por Mueller. Assim, a cada passo de evolução em pequeno  $x$ , um novo glúon é emitido na função de onda do dipolo. As primeiras duas correções à Fig. 3.4 são mostradas na Fig. 3.9, que ilustra o espalhamento do dipolo evoluído considerando a emissão de glúons reais. A evolução da função de onda do dipolo leva a uma cascata de glúons, sistema que é descrito no limite de grande  $N_C$  por  $\Psi^{[k]}$  (função de onda de  $k$  dipolos). Essa função de onda é então convoluída com a interação dipolo-alvo, como mostrado na Fig. 3.10. Nesse sentido podemos dizer que a Fig. 3.10 é a generalização da Fig. 3.4, considerando as correções da evolução em pequeno  $x$  [29].

Utilizando a matriz  $S$  podemos descrever a interação dipolo-núcleo na forma de uma convolução da cascata de dipolos com a interação dipolo-alvo. Desta forma,  $S(\mathbf{r}, \mathbf{b}, Y)$  é dado pela probabilidade de encontrar um dipolo filho no dipolo pai, convoluída com a matriz  $s_0(\mathbf{r}, \mathbf{b}, Y=0)$  para o espalhamento dipolo-núcleo na aproximação GGM, somada à probabilidade de encontrar dois dipolos convoluída com suas interações de múltiplos reespalhamento com o núcleo, etc. Tal soma leva à [77]

$$S(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}, Y) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k!} \int d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{b}_1 \cdots d^2\mathbf{r}_k d^2\mathbf{b}_k \times \frac{\delta^k Z(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}, Y; u)}{\delta u(\mathbf{r}_1, \mathbf{b}_1) \cdots \delta u(\mathbf{r}_k, \mathbf{b}_k)} \Bigg|_{u=0} s_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{b}_1) \cdots s_0(\mathbf{r}_k, \mathbf{b}_k), \quad (3.48)$$

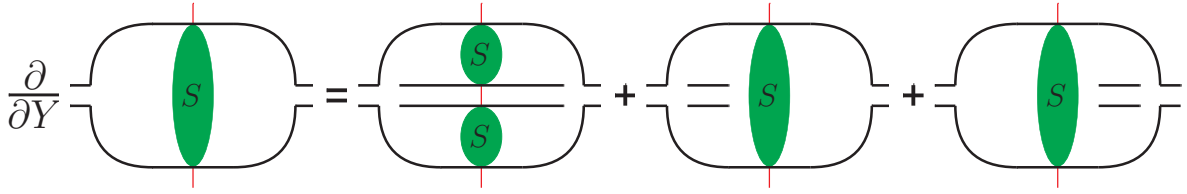


Figura 3.11: Representação diagramática da equação BK para a matriz  $S$ . A linha vertical denota o ponto de interação com o alvo.

onde  $\mathbf{b} = \mathbf{b}_0 = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_0)/2$  e o termo da derivada funcional  $\delta^k Z$  é a probabilidade de encontrar exatamente  $k$  dipolos filhos na função de onda do dipolo pai, como mostrado na expressão (3.46), e o termo  $s_0$  é descrito utilizando a amplitude (3.43) do modelo GGM:

$$s_0(\mathbf{r}, \mathbf{b}) \equiv S(\mathbf{r}, \mathbf{b}, Y=0) = \exp \left[ -\frac{r^2 Q_{s_0}^2(\mathbf{b})}{4} \ln \frac{1}{r\Lambda} \right], \quad (3.49)$$

onde assumimos  $Q_{s_0}$  como a saturação na condição inicial da evolução, pois como veremos adiante, a escala de saturação será modificada pela equação de evolução [29]. Usando as expressões (3.45) e (3.46), e, considerando a condição inicial  $u = s_0$ , a soma da equação (3.48) leva à

$$S(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}, Y) = Z(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}, Y; u = s_0). \quad (3.50)$$

A relação acima indica que tanto a matriz de espalhamento  $S$  quanto o funcional gerador de dipolos  $Z$  obedecem à mesma equação de evolução, expressa por (3.47) [77].

Em analogia à Fig. 3.8, que representa a evolução do funcional gerador  $Z(\mathbf{r}, \mathbf{b}, Y; u)$  em rapidez, na Fig. 3.11 representamos a evolução de  $S(\mathbf{r}, \mathbf{b}, Y)$ . Como na descrição de Mueller, em um passo da evolução em energia/rapidez temos a emissão de um glúon. Se o glúon é real, então o dipolo desdobra-se em dois novos dipolos, os quais continuam evoluindo e de forma independente podem interagir com o núcleo. Já nas correções virtuais, a evolução continua com o dipolo pai. Com a identificação na expressão (3.50), sabemos que a matriz  $S$  também é evoluída pela equação (3.47), assim temos a seguinte equação de evolução para a matrix  $S$  [76, 77]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial S(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}, Y)}{\partial Y} &= \frac{\alpha_s N_C}{2\pi^2} \int d^2 \mathbf{r}_2 \frac{r_{10}^2}{r_{20}^2 r_{21}^2} \\ &\times \left[ S(\mathbf{r}_{12}, \mathbf{b} + \mathbf{r}_{20}/2, Y) S(\mathbf{r}_{20}, \mathbf{b} + \mathbf{r}_{12}/2, Y) - S(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}, Y) \right] \end{aligned} \quad (3.51)$$

com a condição inicial  $S(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}, Y=0)$  dada por (3.49). Reescrevendo a equação acima em termos de  $\mathcal{N} = 1 - S$ , temos a equação de evolução Balitsky-Kovchegov (BK) [76, 77]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{N}(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}, Y)}{\partial Y} &= \frac{\alpha_s N_C}{2\pi^2} \int d^2 \mathbf{r}_2 \frac{r_{10}^2}{r_{20}^2 r_{21}^2} \left[ \mathcal{N}(\mathbf{r}_{12}, \mathbf{b} + \mathbf{r}_{20}/2, Y) + \mathcal{N}(\mathbf{r}_{20}, \mathbf{b} + \mathbf{r}_{12}/2, Y) \right. \\ &\quad \left. - \mathcal{N}(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}, Y) - \mathcal{N}(\mathbf{r}_{12}, \mathbf{b} + \mathbf{r}_{20}/2, Y) \mathcal{N}(\mathbf{r}_{20}, \mathbf{b} + \mathbf{r}_{12}/2, Y) \right] \end{aligned} \quad (3.52)$$

que ressona potências de  $\alpha_s N_C Y$  [29]. A condição inicial é a mesma expressa em (3.49),

$$\mathcal{N}(\mathbf{r}, \mathbf{b}, Y=0) = 1 - \exp \left[ -\frac{r^2 Q_{s_0}^2(\mathbf{b})}{4} \ln \frac{1}{r\Lambda} \right]. \quad (3.53)$$

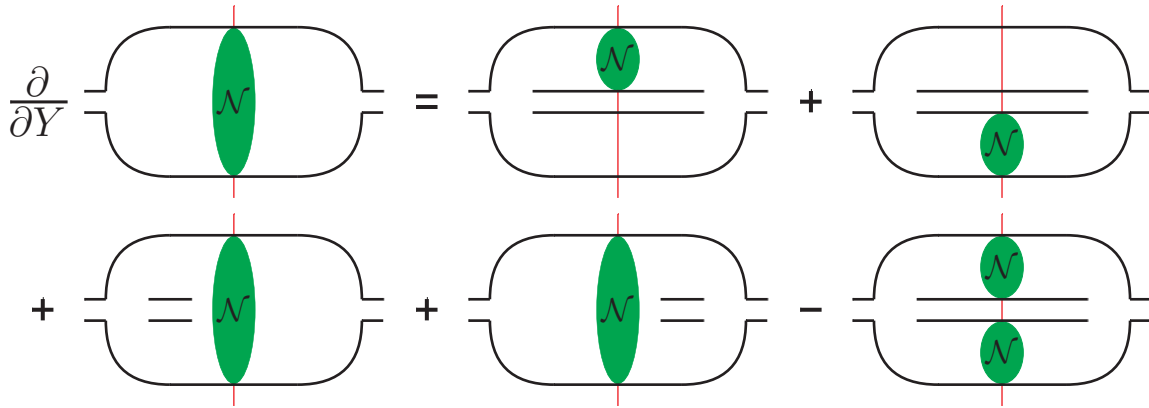


Figura 3.12: Representação diagramática da equação BK. A linha vertical denota o ponto de interação com o alvo.

No que segue também usaremos a notação

$$\mathcal{N}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0, Y) \equiv \mathcal{N}(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{b}, Y), \quad (3.54)$$

assim, a equação BK pode ser reescrita como

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{N}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0, Y)}{\partial Y} &= \frac{\alpha_s N_C}{2\pi^2} \int d^2 \mathbf{r}_2 \frac{r_{10}^2}{r_{20}^2 r_{21}^2} \left[ \mathcal{N}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, Y) + \mathcal{N}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_0, Y) \right. \\ &\quad \left. - \mathcal{N}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0, Y) - \mathcal{N}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, Y) \mathcal{N}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_0, Y) \right]. \end{aligned} \quad (3.55)$$

Na resolução da equação BK é comum assumir que a  $\Delta \mathcal{N}$  (variação da amplitude  $\mathcal{N}$ ) com  $\Delta b$  seja pequena quando  $\Delta b \sim r_{10}$ , e também, que o alvo seja isotrópico, como já discutido na Pág. 42. Assim, somos levados a equação BK com simetria azimutal [29]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{N}(r_{10}, Y)}{\partial Y} &= \frac{\alpha_s N_C}{2\pi^2} \int d^2 r_2 \frac{r_{10}^2}{r_{20}^2 r_{21}^2} \left[ \mathcal{N}(r_{12}, Y) + \mathcal{N}(r_{20}, Y) \right. \\ &\quad \left. - \mathcal{N}(r_{10}, Y) - \mathcal{N}(r_{12}, Y) \mathcal{N}(r_{20}, Y) \right]. \end{aligned} \quad (3.56)$$

Para um valor fixo de rapidez, um dipolo de cor neutra com tamanho  $r_{10}$  decai em dois dipolos de tamanhos  $r_{12}$  e  $r_{20}$ . Um dos dipolos evolui e interage com o alvo, enquanto o outro dipolo permanece como um espectador (primeiros dois termos lineares), ou então, ambos dipolos evoluem e interagem com o alvo (termo não linear)<sup>10</sup>. O sinal negativo do termo não linear reflete o fato de que levar em conta duas interações independentes superestima o resultado final [29]. Na Fig. 3.12 temos a representação diagramática dessa evolução.

A equação BK foi originalmente derivada por Balitsky [76] usando teoria efetiva de interações a altas energias. De forma independente, usando o formalismo de Mueller [82, 84] para dipolos de cor, Kovchegov [77] obteve a mesma equação.

Podemos identificar o seguinte termo na equação BK utilizada até o momento:

$$K_{BK}^{BFKL}(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{r}_{12}, \mathbf{r}_{20}) = \frac{\alpha_s N_C}{2\pi^2} \frac{r_{10}^2}{r_{12}^2 r_{20}^2}, \quad (3.57)$$

<sup>10</sup> Como mostrado na Ref. [113], o termo não linear da equação BK equivale a ressonância de diagramas do tipo fan, como aqueles ressonados na equação GLR (2.46).

que é o kernel da equação BK. Enquanto a amplitude  $\mathcal{N}$  descreve a probabilidade de interação dipolo-alvo, o kernel  $K_{BK}$  fornece a probabilidade de emissão de um novo dipolo [94]. O kernel acima, utilizando a constante de acoplamento fixa, é conhecido como kernel BFKL. As previsões para o crescimento da escala de saturação com a diminuição de  $x$ , obtidas com a utilização deste kernel, mostram um crescimento de  $Q_s^2(x)$  muito rápido se comparado aos resultados extraídos fenomenologicamente em DIS de pequeno  $x$  [78, 114], indicando que correções devem ser feitas. A prescrição proposta por Balitsky [115] utiliza constante de acoplamento variável, de forma que o kernel é modificado para

$$K_{BK}^{Bal}(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{r}_{12}, \mathbf{r}_{20}) = \frac{N_c \alpha_s(r_{10}^2)}{2\pi^2} \left[ \frac{r_{10}^2}{r_{12}^2 r_{20}^2} + \frac{1}{r_{12}^2} \left( \frac{\alpha_s(r_{12}^2)}{\alpha_s(r_{20}^2)} - 1 \right) + \frac{1}{r_{20}^2} \left( \frac{\alpha_s(r_{20}^2)}{\alpha_s(r_{12}^2)} - 1 \right) \right], \quad (3.58)$$

levando a resultados mais consistentes com os dados de DIS no regime de pequeno  $x$  [114]. A equação BK utilizando um kernel com constante de acoplamento variável é referida por rcBK (*running coupling*).

Não existe solução analítica para a equação BK em todo o seu regime cinemático, ainda assim, podemos obter informações sobre sua evolução com soluções aproximadas e resultados numéricos. Ambas abordagens serão exploradas na próxima seção.

### 3.4 Amplitude de espalhamento dipolo-alvo ( $\mathcal{N}$ )

Um ponto importante sobre a amplitude  $\mathcal{N}(x, r, b)$  evoluída pela equação BK, o qual já podemos observar mesmo antes de qualquer aproximação, é que a evolução BK não viola o limite de disco negro. Essa característica pode ser observada substituindo  $\mathcal{N} = 1$  no lado direito da expressão (3.52). Essa substituição faz com que o lado direito da equação BK anule-se, congelando o crescimento de  $\mathcal{N}$  com  $Y$ :

$$\mathcal{N} = 1 \quad \xrightarrow{BK} \quad \frac{\partial \mathcal{N}}{\partial Y} = 0. \quad (3.59)$$

Tal resultado indica que  $\mathcal{N} = 1$  é um ponto fixo na evolução BK [29].

Visto que a equação BK não possui solução conhecida em todo o seu regime cinemático, não há uma forma analítica para  $\mathcal{N}(x, r, b)$ , a não ser em casos assintóticos. A ausência de uma forma analítica para  $\mathcal{N}$  motivou o desenvolvimento de modelos fenomenológicos para descrever  $\mathcal{N}$  no regime de altas densidades, os quais incorporam as características esperadas para o CGC. Em seguida, veremos duas soluções aproximadas da equação BK<sup>11</sup>, considerando os casos em que  $\mathcal{N} \rightarrow 0$  e  $\mathcal{N} \rightarrow 1$ . Além disso, serão apresentados três modelos fenomenológicos para  $\mathcal{N}$  e o resultado numérico da rcBK.

#### 3.4.1 Soluções aproximadas da equação BK

É possível obter uma solução analítica para a equação BK no regime em que  $\mathcal{N} \ll 1$ . Este é o regime em que  $r \ll 1/Q_s$ , ou seja, o regime no qual os efeitos de saturação não são importantes. Como já foi identificado anteriormente, quando  $r \rightarrow 0$  o efeito da transparência de cor manifesta-se, situação na qual a interação dipolo-alvo tende a desaparecer ( $\mathcal{N} \rightarrow 0$ ). Note

<sup>11</sup> Também existem outras soluções aproximadas, válidas em regimes cinemáticos bastante limitados, ou ainda, usadas para explorar características mais pontuais da evolução BK (como a solução semiclássica e a solução de ondas progressivas). Detalhes sobre essas soluções podem ser vistos na Ref. [29].



que esse comportamento independe do valor de  $x$  [29]. No regime em que  $\mathcal{N} \ll 1$  a equação BK pode ser linearizada (despreza-se o termo quadrático), de forma que podemos escrever (3.56) como:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(r_{10}, Y)}{\partial Y} = \frac{\alpha_s N_C}{2\pi^2} \int d^2 r_2 \frac{r_{10}^2}{r_{20}^2 r_{21}^2} \left[ \mathcal{N}(r_{12}, Y) + \mathcal{N}(r_{20}, Y) - \mathcal{N}(r_{10}, Y) \right]. \quad (3.60)$$

Neste caso pode ser mostrado que a expressão acima resume-se a forma com simetria azimutal da equação BFKL [94, 116]. Ou seja, a evolução BK no regime linear leva aos resultados já discutidos na seção 2.3.

Vale citar aqui que, embora a equação BK tenha a equação BFKL como limite assintótico, a evolução BK não sofre dos mesmos problemas que a BFKL. Já vimos que a BK não viola o regime de disco negro. Além disso, na evolução BK a difusão dos momentos transversais dos glúons para valores baixos é suprimida devido à escala de saturação, que passa a ser a escala de momento transversal importante no regime de altas energias. Além da evolução BK produzir glúons com alto momento transversal, a própria largura da distribuição dos momentos é quase independente de  $Y$  [117].

Também é possível obter a solução da equação BK no regime de saturação profunda, onde os efeitos não lineares tornam-se muito importantes. Neste caso temos  $r \gg 1/Q_s$ , e por conseguinte,  $\mathcal{N} \rightarrow 1$ . Neste regime temos  $S \rightarrow 0$ , tal que podemos linearizar a expressão (3.51) com simetria azimutal e sem dependência no parâmetro de impacto:

$$\frac{\partial S(r_{10}, Y)}{\partial Y} = -\frac{\alpha_s N_C}{2\pi^2} \int d^2 r_2 \frac{r_{10}^2}{r_{20}^2 r_{21}^2} S(r_{10}, Y). \quad (3.61)$$

A solução da equação acima é conhecida como Lei de Levin-Tuchin [118]:

$$S(r, Y) = S_0 \exp \left\{ -\frac{\ln^2 [r^2 Q_s^2(Y)]}{2c} \right\} \quad (3.62)$$

$$\mathcal{N}(r, Y) = 1 - S_0 \exp \left\{ -\frac{\ln^2 [r^2 Q_s^2(Y)]}{2c} \right\}, \quad (3.63)$$

onde  $c$  e  $S_0$  são constantes independentes de  $Y$  [94].

Neste caso a amplitude  $\mathcal{N}$  comporta-se de forma escalonada:

$$\mathcal{N}(r, Y) \rightarrow \mathcal{N}(\tau) \quad \text{onde} \quad \tau = rQ_s, \quad (3.64)$$

ou seja, a amplitude passa a depender de uma única variável. Essa característica da evolução BK no regime de saturação é conhecida como *scaling geométrico* (*geometric scaling* - GS). O comportamento escalonado é uma manifestação da ideia de que a única escala de energia relevante em altas energias é a escala de saturação  $Q_s(x)$  [65, 66, 119]. O GS é uma das principais assinaturas da física não linear<sup>12</sup>. Sua primeira observação experimental considerou uma compilação de dados do HERA para seção de choque total  $\gamma^* p$  [122]. Desde então, uma ampla gama de observáveis tem evidenciado o GS, tanto nos dados de DIS do HERA, onde o GS

<sup>12</sup> O comportamento da evolução DGLAP com saturação nas condições iniciais mostra um *scaling* aproximado no regime de pequeno  $x$  [120]. A procura pelo GS também foi feita utilizando a evolução BFKL em um amplo regime de  $Q^2$ , mostrando que a BFKL apresenta GS em valores baixos e intermediários de  $Q^2$  [116]. Nos trabalhos acima nota-se que o comportamento escalonado estende-se além da escala de saturação, e, como apontado na Ref. [121], a presença do GS na evolução é independente das condições iniciais.

já foi identificado em diversos outros processos inclusivos e exclusivos [123–126], quanto em uma série observáveis em colisões hadrônicas no RHIC e no LHC, como nas Refs. [127–133]. Até mesmo a qualidade do GS em diferentes regimes cinemáticos, de  $Q^2$  [134] e  $W$  [64], além de diferentes formas funcionais para a escala de saturação, tem sido exploradas [135].

Ao assumir a presença do GS na solução da equação BK no regime de dipolos grandes, no qual o dipolo é fortemente absorvido pelo alvo ( $S \ll 1$ ), a expressão (3.61) leva a seguinte escala de saturação:

$$Q_s^2(Y) = \Lambda^2 \exp \left[ \frac{\alpha_s N_C}{2\pi^2} cY \right], \quad (3.65)$$

onde  $\Lambda$  é fixado pela condição inicial (usualmente,  $\Lambda \sim \Lambda_{QCD}$ ) [116]. O resultado acima demonstra que a escala de saturação cresce com a energia, indicando que conforme os experimentos alcançam regimes cinemáticos com energias mais elevadas, a física de saturação torna-se cada vez mais importante.

### 3.4.2 Modelos fenomenológicos para $\mathcal{N}$

#### Modelo de Golec-Biernat–Wüsthoff (GBW)

Uma das primeiras bem sucedidas aplicações fenomenológicas baseada em ideias de saturação para descrever dados de DIS em pequeno  $x$  é de Golec-Biernat e Wüsthoff [136, 137]. Seu trabalho foi capaz de descrever simultaneamente as seções de choque inclusiva e difrativa de espalhamento lépton-próton fazendo uso de um modelo que descreve a amplitude de espalhamento dipolo-próton, o qual leva em conta as principais características de saturação. Este modelo é puramente fenomenológico, sem base em qualquer equação de evolução. Nele a amplitude de espalhamento dipolo-próton é

$$\mathcal{N}(x, r) = 1 - \exp \left( -\frac{[Q_s(x)r]^2}{4} \right), \quad (3.66)$$

onde a escala de saturação é

$$Q_s^2(x) = Q_0^2 (x_0/x)^\lambda, \quad (3.67)$$

e a seção de choque de dipolo é dada por  $\sigma_{q\bar{q}} = \sigma_0 \mathcal{N}(x, r)$ , como em (3.30).

As quantidades  $\sigma_0$ ,  $\lambda$  e  $x_0$  são parâmetros livres, ajustáveis a partir de dados de DIS. A quantidade  $Q_0$  ajusta a dimensão, tal que assume-se  $Q_0 = 1$  GeV. Um parâmetro adicional deste modelo é a massa efetiva dos quarks leves ( $u$ ,  $d$  e  $s$ ),  $m = 0,14$  GeV, sendo esta uma consideração não perturbativa do modelo. Nesta tese utilizaremos os mesmos parâmetros propostos pelo trabalho original:  $x_0 = 3,04 \times 10^{-4}$ ,  $\lambda = 0,288$  e  $\sigma_0 = 23,03$  mb. Estes parâmetros foram ajustados aos dados de  $F_2$  do HERA considerando a contribuição do quark charm.

Vemos que para  $Q_s^2 r^2 \ll 1$ , o modelo reduz-se à transparência de cor: temos  $\mathcal{N} \sim r^2$ , o que leva à  $\sigma_{q\bar{q}} \sim r^2$ . Já no caso do crescimento de  $Q_s^2 r^2$ , o próton tende a comportar-se como um disco negro: ficamos com  $\mathcal{N} \rightarrow 1$ , e como consequência,  $\sigma_{q\bar{q}} \rightarrow \sigma_0$  [136].

#### Modelo de Iancu–Itakura–Munier–Soyez (IIMS)

Este modelo fenomenológico foi proposto por Iancu, Itakura e Munier (IIM) [138], e é baseado nas soluções assintóticas da equação BK. Para dipolos menores que  $2/Q_s(x)$ , a amplitude de

espalhamento é baseada na solução da BFKL na fronteira do regime de saturação. Já para dipolos maiores que  $2/Q_s(x)$ , a amplitude de espalhamento incorpora os efeitos não lineares. Assim, a parametrização de  $\mathcal{N}$  interpola suavemente entre os limites de grande e pequeno dipolo: a solução da BFKL para pequenos dipolos,  $r \ll 1/Q_s(x)$ , e a lei de Levin-Tuchin para grandes dipolos,  $r \gg 1/Q_s(x)$ . A amplitude de espalhamento é dada por:

$$\mathcal{N}(x, r) = \begin{cases} \mathcal{N}_0 \left( \frac{rQ_s}{2} \right)^2 \left[ \gamma_s + \frac{\ln(2/rQ_s)}{\kappa\lambda Y} \right] & \text{para } rQ_s(x) \leq 2, \\ 1 - \exp[-A \ln^2(BrQ_s)] & \text{para } rQ_s(x) > 2, \end{cases} \quad (3.68)$$

onde os coeficientes  $A$  e  $B$  são determinados a partir das condições de continuidade da seção de choque em  $rQ_s = 2$ :

$$A = -\frac{\mathcal{N}_0^2 \gamma_s^2}{(1 - \mathcal{N}_0)^2 \ln(1 - \mathcal{N}_0)}, \quad (3.69)$$

$$B = \frac{1}{2} (1 - \mathcal{N}_0)^{-(1-\mathcal{N}_0)/(\mathcal{N}_0\gamma_s)}. \quad (3.70)$$

Já os coeficientes  $\gamma_s = 0,63$  e  $\kappa = 9,9$  são fixados pela solução da BFKL em ordem dominante. Neste modelo a normalização da seção de choque é obtida considerando o próton como um disco homogêneo de raio  $R$ , escrevendo a seção de choque de dipolo como  $\sigma_{q\bar{q}} = \sigma_0 \mathcal{N}(x, r)$ , tal que  $\sigma_0 \equiv 2\pi R_p^2$ , onde  $R_p$  é o raio do próton. A escala de saturação utilizada é a mesma do modelo GBW,  $Q_s(x) = (x_0/x)^{\lambda/2}$ . A quantidade  $\mathcal{N}_0$  é dada por  $\mathcal{N}(rQ_s = 2)$ . Os únicos parâmetros livres para ajuste são  $R_p$ ,  $x_0$  e  $\lambda$  [138].

Quando o modelo IIM foi proposto, ele foi ajustado aos dados de  $F_2$  do HERA considerando apenas contribuições dos três quarks mais leves. Nesta tese utilizaremos os parâmetros obtidos no ajuste de Soyez [139], que inclui contribuições de quarks pesados, com  $m_{u,d,s} = 0,14$  GeV,  $m_c = 1,4$  GeV e  $m_b = 4,5$  GeV. Os parâmetros utilizados são  $\mathcal{N}_0 = 0,7$ ,  $\gamma_s = 0,7376$ ,  $\kappa = 9,9$ ,  $\lambda = 0,2197$ ,  $x_0 = 1,632 \times 10^{-5}$  e  $\sigma_0 = 27,28$  mb. Por usarmos este novo conjunto de parâmetros, no que segue, chamaremos este modelo de “IIMS”.

### Modelo de Kowalski–Motyka–Watt (bCGC)

Kowalski, Motyka e Watt propuseram uma modificação no modelo IIM, a fim de incluir a dependência em parâmetro de impacto na amplitude de espalhamento  $\mathcal{N}$  [85]. A abordagem utilizada foi manter a forma funcional de  $\mathcal{N}$ , dada por (3.68), e incluir a dependência em  $b$  na escala de saturação  $Q_s$ . Desta forma a escala de saturação (3.67), utilizada nos modelos GBW e IIM, assume a seguinte forma:

$$Q_s^2(x, b) = \left( \frac{x_0}{x} \right)^\lambda \left[ \exp\left( -\frac{b^2}{2B_{CGC}} \right) \right]^{1/\gamma_s}. \quad (3.71)$$

O termo exponencial na expressão acima descreve um alvo cuja densidade de glúons varia com o parâmetro de impacto. Na região central do alvo (pequeno  $b$ ) a densidade de glúons é alta, tal que ao aumentar o valor de  $b$  a densidade diminui (o alvo torna-se mais diluído na região periférica).

No artigo original os parâmetros deste modelo foram ajustados aos dados de  $F_2$  do ZEUS. Nesta tese usaremos um conjunto de parâmetros mais recente, ajustado na Ref. [140] aos dados combinados do HERA para seção de choque reduzida. Utilizando  $m_{u,d,s} = 0,14$  GeV e  $m_c = 1,27$  GeV, os valores encontrados para os parâmetros são:  $B_{CGC} = 5,5$  GeV<sup>-2</sup>,  $\lambda_s = 0,6599$ ,  $\mathcal{N}_0 = 0,3358$ ,  $x_0 = 1,05 \times 10^{-3}$  e  $\lambda = 0,2063$ . No que segue, chamaremos este modelo de “bCGC”.

### 3.4.3 Solução numérica da rcBK

A equação BK com constante de acoplamento variável (rcBK), utilizando o kernel de Balitsky (3.58), é uma equação integro-diferencial não linear, sem solução analítica conhecida em todo o regime cinemático de rapidez. No que segue desta tese, usaremos a solução numérica da rcBK obtida na Ref. [78], onde a rcBK foi ajustada aos dados de  $F_2$  do HERA, considerando um conjunto de dados com  $x \leq 10^{-2}$  e  $0,045 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 800 \text{ GeV}^2$ . Como o valor experimental mais alto de  $x$  incluído neste ajuste foi  $x_0 = 0,01$ , a evolução começa na rapidez  $Y = \ln(x_0/x) = 0$ . Como condição inicial, foi considerada uma amplitude  $\mathcal{N}$  inspirada no modelo GBW:

$$\mathcal{N}(r, Y=0) = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{r^2 Q_{s0}^2}{4} \right)^\gamma \right], \quad (3.72)$$

onde  $Q_{s0}$  é a escala de saturação inicial e  $\gamma$  é a dimensão anômala, que controla a velocidade com que a amplitude  $\mathcal{N}$  vai da região diluída para a região de disco negro. O melhor ajuste aos dados experimentais foi obtido com a escala de saturação inicial  $Q_{s0} = 0,24 \text{ GeV}^2$  e com dimensão anômala  $\gamma = 1$ . É assumida apenas a presença dos três quarks mais leves, todos com  $m_f = 0,14 \text{ GeV}$ . A normalização da seção de choque é dada por  $\sigma_0 = 31,59 \text{ mb}$ . O método numérico utilizado para resolver a rcBK foi Runge-Kutta de segunda ordem [141, 142], com o passo em rapidez de  $\Delta h_Y = 0,05$ . Esta solução será identificada nos gráficos por “rcBK”.

### 3.4.4 Resultados para $\mathcal{N}$

Nesta subseção analisaremos o comportamento da parte imaginária da amplitude de espalhamento frontal  $\mathcal{N}(x, r, b)$  em relação a cada uma das suas variáveis. Consideraremos os três modelos fenomenológicos apresentados nesta seção, bem como a solução numérica da equação rcBK.

Na Fig. 3.13 apresentamos a dependência de  $\mathcal{N}$  no tamanho do dipolo ao quadrado. Para isto, consideramos dois valores de  $x$ :  $x = 10^{-3}$  (painel esquerdo) e  $x = 10^{-5}$  (painel direito). No caso do modelo bCGC, devido a sua dependência no parâmetro de impacto, apresentamos seus resultados considerando a região central ( $b=0$ ) e uma região mais periférica ( $b=2,5 \text{ GeV}^{-1} \approx 0,5 \text{ fm}$ )<sup>13</sup>. Em todos os modelos podemos observar o seguinte comportamento:

- Na região de pequenos dipolos  $\Rightarrow \mathcal{N}$  cresce com potência de  $r$ .
- Na região de grandes dipolos  $\Rightarrow \mathcal{N}$  tende a um valor máximo.

Os modelos diferem no valor de  $r$  em que chega-se à saturação (região de transição). Podemos observar que a saturação é alcançada para menores tamanhos de dipolos nos modelos fenomenológicos GBW e IIMS, sendo alcançada para pares  $q\bar{q}$  maiores no modelo bCGC, com a solução rcBK apresentando um comportamento intermediário. Ou seja, enquanto nos modelos GBW e IIMS, a transição da região linear para o regime assintótico é mais abrupta, os modelos rcBK e bCGC descrevem uma transição mais suave. Comparando os dois painéis da Fig. 3.13, podemos ver que o efeito de aumentar a energia faz com que a saturação seja alcançada em valores menores de  $r$ .

Na Fig. 3.14 temos a dependência de  $\mathcal{N}$  em  $x$  considerando  $r^2 = 10 \text{ GeV}^{-2}$  ( $r \approx 0,62 \text{ fm}$ ) e  $r^2 = 30 \text{ GeV}^{-2}$  ( $r \approx 1,08 \text{ fm}$ ). Podemos ver que todos os modelos tendem a um valor assintótico com a diminuição de  $x$ . Novamente, a transição entre os regimes linear e não linear é mais rápida nos modelos GBW e IIMS do que nos modelos rcBK e bCGC. Ou seja, os modelos GBW e

<sup>13</sup> A fim de comparações, o raio do próton é  $r \approx 0,84 \text{ fm} \approx 4,26 \text{ GeV}^{-1}$  [143, 144].

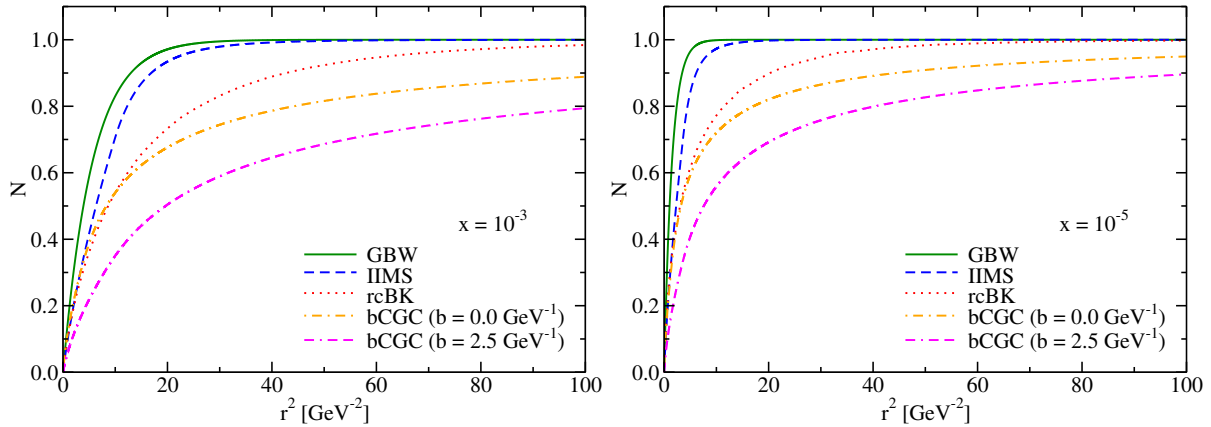


Figura 3.13: Evolução da amplitude  $\mathcal{N}$  em  $r^2$  para diferentes modelos, considerando  $x = 10^{-3}$  e  $x = 10^{-5}$ .

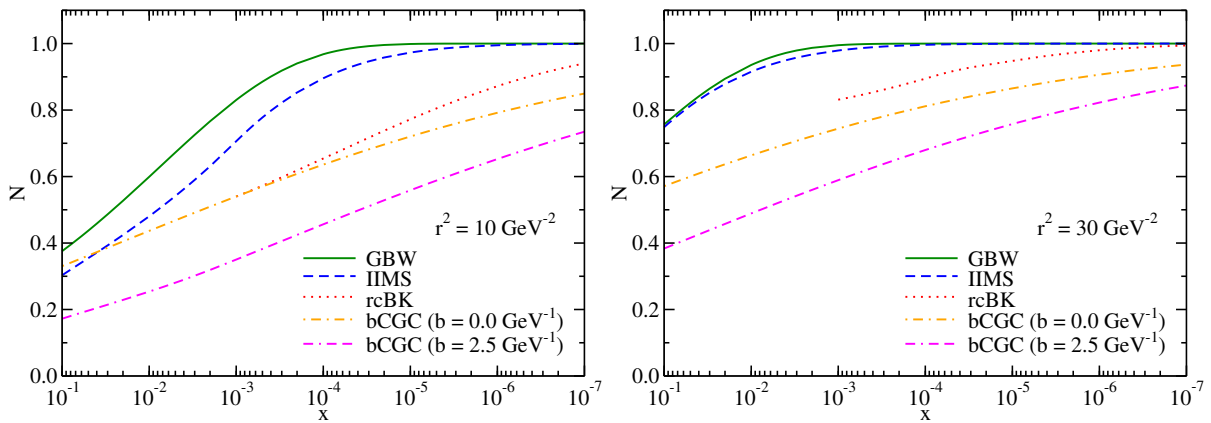


Figura 3.14: Evolução da amplitude  $\mathcal{N}$  em  $x$  para diferentes modelos, considerando  $r^2 = 10$  GeV $^{-2}$  e  $r^2 = 30$  GeV $^{-2}$ .

IIMS alcançam o valor assintótico em energias menores, enquanto precisamos de valores muito baixos de  $x$  para que a saturação seja alcançada nos modelos rcBK e bCGC, principalmente para dipolos menores.

Na Fig. 3.15 mostramos a descrição do modelo bCGC para a dependência de  $\mathcal{N}$  no parâmetro de impacto, considerando diferentes valores de  $x$  e de  $r$ . Podemos ver que o valor de  $\mathcal{N}$  decresce com o aumento de  $b$ , característica que está associada a menor densidade de glúons na região mais periférica do próton. As dependências em  $x$  e em  $r$  refletem o que já foi discutido nas Figs. 3.13 e 3.14, mostrando que o  $\mathcal{N}$  cresce com o tamanho do dipolo e com a energia.

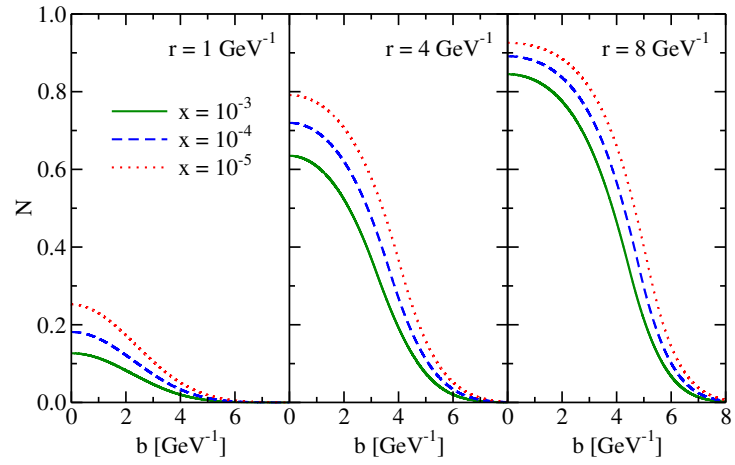


Figura 3.15: Dependência em parâmetro de impacto da  $\mathcal{N}(x, r, b)$  descrita pelo modelo bCGC, considerando diferentes tamanhos de dipolo e diferentes valores de  $x$ .

# Capítulo 4

## Os fluxos de fótons e píons

Para aplicar a dinâmica explorada nos últimos capítulos aos observáveis do nosso interesse, ainda precisamos de mais duas quantidades. Neste capítulo apresentaremos os fluxos de fótons e píons, bem como as fatorizações que permitem escrever a seção de choque de um processo em termos do fluxo de partículas trocadas e da seção de choque do subprocesso:

$$(\text{processo completo}) = (\text{fluxo de partículas}) \times (\text{subprocesso}).$$

Os fluxos podem ser entendidos a partir da ideia de nuvem de partículas virtuais [145]: associada a uma carga elétrica, há uma nuvem fótons, e, associada a um próton, há uma nuvem de píons.

A abordagem acima será utilizada em duas situações durante os capítulos de resultados: *i*) na descrição dos processos envolvendo a produção de um nêutron dominante, onde o fluxo de píons será usado para descrever o desdobramento  $p \rightarrow n + \pi$ , e, *ii*) na descrição dos processos fotoinduzidos que acontecem em colisões hadrônicas ultraperiféricas (*ultra-peripheral collisions* - UPC)<sup>1</sup>, que utilizaremos como alternativa para estudar a produção de nêutrons nos colisores hadrônicos atuais.

### 4.1 O fluxo de fótons

Em 1924 Fermi [148, 149] desenvolveu um método que ficou conhecido como “aproximação de fótons equivalentes” (*Equivalent Photon Approximation* - EPA), onde ele tratou os campos eletromagnéticos de partículas carregadas como um fluxo de fótons [25, 146, 150, 151]. O objetivo de Fermi era calcular a excitação e ionização de átomos por partículas alpha, cujo o cálculo era simplificado caso os campos eletromagnéticos gerados pelo projétil fossem trocados por um pulso de fótons equivalentes incidindo no átomo [25, 152]. Dez anos depois, Weizsäcker [153] e Williams [154] estenderam a ideia de Fermi, utilizando-a na descrição de partículas ultrarelativísticas. Esta abordagem, que continua sendo amplamente utilizada, ficou conhecida como “método de Weizsäcker-Williams” [146, 151, 155]. Essa é uma técnica bem estabelecida e consta em livros clássicos de eletromagnetismo [156] e QED [25, 157]. Dada a sua aplicabilidade nos experimentos de colisões hadrônicas a altas energias, existem diversos artigos de revisão sobre a aplicação do método de Weizsäcker-Williams/EPA<sup>2</sup> na descrição de UPC [146, 150, 151, 155, 158, 159].

---

<sup>1</sup> As colisões ultraperiféricas são espalhamentos nos quais as partículas envolvidas interagem através de suas nuvens de fótons virtuais [146]. Para que ocorram, é necessária a presença de um intenso campo eletromagnético e a simultânea supressão de processos hadrônicos mediados pela interação forte. Tais circunstâncias são satisfeitas ao selecionar colisões com parâmetro de impacto maior do que a soma dos raios das partículas interagentes [147].

<sup>2</sup> Utilizaremos as expressões “método de Weizsäcker-Williams” e “EPA” como sinônimos.



Figura 4.1: Campo elétrico produzido por uma carga em repouso (esquerda) e em velocidade relativística (direita).

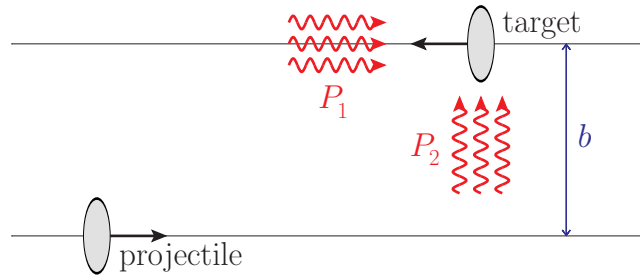


Figura 4.2: O campo eletromagnético do projétil relativístico incide sobre o alvo como dois pulsos de radiação polarizada ( $P_1$  e  $P_2$ ).

### 4.1.1 Radiação de uma carga em velocidade relativística

O método de Weizsäcker-Williams explora a similaridade entre os campos de uma partícula eletricamente carregada movendo-se em velocidade ultrarelativística (energia muito maior que a massa de repouso) e os campos de um pulso de radiação [156]. A motivação de Fermi para trocar o campo eletromagnético da partícula em movimento por um fluxo de fótons equivalentes é que, ao observar o campo a uma certa distância da trajetória da partícula, o campo assemelha-se ao de um fóton real [151].

Uma partícula eletricamente carregada, quando em movimento, tem o vetor de campo elétrico apontando radialmente para fora e campo magnético circulando-a [151]. Na Fig. 4.1 ilustramos como o campo elétrico é afetado quando a carga é acelerada até velocidades próximas à velocidade da luz (fator de Lorentz  $\gamma_L \gg 1$ ). Nesse caso, o campo eletromagnético gerado pelo projétil sofre contração de Lorentz na direção do seu movimento, fazendo com que o campo concentre-se na direção perpendicular à velocidade da partícula [150, 151, 156].

Na Fig. 4.2 ilustramos como uma partícula alvo experimenta o campo eletromagnético gerado por uma carga em velocidade relativística, cujas trajetórias estão a uma distância  $b$  (parâmetro de impacto). Nessas condições, os campos atuam durante um período muito curto e são equivalentes a dois pulsos de radiação polarizada [150, 156]. Um pulso no sentido de propagação da carga ( $P_1$ ) e um pulso perpendicular a direção de propagação do projétil ( $P_2$ ). No caso do pulso de polarização transversa  $P_1$ , a equivalência entre o pulso e a interação com um fóton real é exata. Já no caso do pulso de polarização longitudinal  $P_2$ , como este não possui componente magnética, a equivalência é aproximada. Considerando um projétil (emissor de fótons) sem estrutura interna, a energia incidente no alvo por unidade de área e intervalo de frequência  $\omega$ , é dada por [146, 150, 151, 156]

$$I(\omega, b) = \frac{\alpha_{em} Z^2 \omega}{\pi^2 \gamma_L^2} \left[ K_1^2(\xi) + \frac{1}{\gamma_L^2} K_0^2(\xi) \right], \quad (4.1)$$



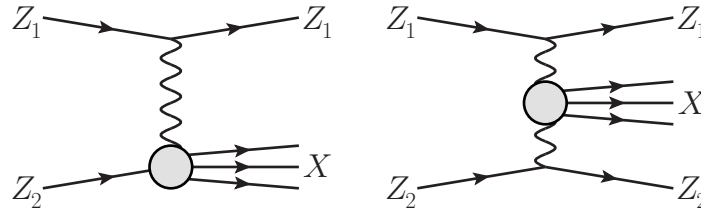


Figura 4.3: Exemplos de interação eletromagnética: fotoabsorção inelástica (esquerda) e espalhamento fóton-fóton (direita).

onde  $\xi = \omega b/\gamma_L$ . Os pulsos  $P_1$  e  $P_2$  são proporcionais aos termos com as funções de Bessel modificadas  $K_1$  e  $K_0$ , respectivamente. Podemos observar que no regime relativístico o pulso  $P_2$  é de pouca importância, uma vez que é acompanhado de um fator  $1/\gamma_L^2$  [150, 151, 156]. Dado o decaimento exponencial das funções  $K_i(\xi)$  com o aumento do seu argumento, com  $K_i(\xi > 1) \rightarrow 0$ , podemos observar que o fluxo é exponencialmente suprimido para  $\omega > \gamma_L/b$ . Tal característica está relacionada com o comprimento de onda do fóton, cujo valor mínimo não pode ser menor do que o tamanho do projétil emissor:  $\lambda_{min} \sim R_P$  [146, 151]. Como consequência disso, no plano transversal temos a seguinte limitação para a virtualidade máxima do fóton,

$$Q^2 \lesssim 1/\lambda^2 \sim 1/R_P^2, \quad (4.2)$$

e na direção longitudinal, na qual há contração de Lorentz, temos a seguinte limitação para a energia máxima do fóton,

$$\omega \lesssim \gamma_L/\lambda \sim \gamma_L/R_P. \quad (4.3)$$

### 4.1.2 A aproximação de fótons equivalentes

Na EPA a radiação eletromagnética é interpretada como um fluxo de fótons ( $n_\gamma$ ) distribuído sobre um espectro de frequências ( $\omega$ ). Embora Fermi, Weizsäcker e Williams [148, 149, 153, 154], tenham utilizado uma abordagem semiclassical para obter o espectro de fótons equivalente  $n_\gamma(\omega)$ , esse resultado posteriormente foi mostrado válido utilizando diferentes abordagens (discutidas na Ref. [155]). Em essência, o método de Weizsäcker-Williams é uma forma simples e conveniente para o cálculo aproximado de diagramas de Feynman [155]. Deste modo, a interação eletromagnética entre duas partículas resume-se a dois cenários, como ilustrados na Fig. 4.3: os fótons de uma das partículas interagem diretamente com a outra partícula (interação de fotoabsorção), ou então, os fótons de uma das partículas interagem com os fótons da outra partícula (interação fóton-fóton) [146, 151, 155].

A EPA permite uma conexão entre as seções de choque de fotoprodução e eletroprodução [155, 158]. Na fotoprodução o fóton é real: está na camada de massa ( $Q^2 = 0$ ) e tem polarização transversa. Já na eletroprodução o fóton é virtual: está fora da camada de massa ( $Q^2 > 0$ ) e não está transversalmente polarizado. O exemplo clássico é o espalhamento elétron-próton inelástico,  $e + p \rightarrow e' + X$ , que pode ser entendido da seguinte forma: começamos com um elétron e um próton no estado inicial, então o elétron emite um fóton, o qual é absorvido pelo próton, que em seguida fragmenta em um sistema de partículas  $X$ :

$$e + p \rightarrow (e' + \gamma^*) + p \rightarrow e' + (\gamma^* + p) \rightarrow e' + X. \quad (4.4)$$

A sequência de eventos acima está ilustrada na Fig. 4.4 (diagrama à esquerda). Quando o fóton trocado é quase real ( $Q^2 \rightarrow 0$ ), o espalhamento acima torna-se

$$e + p \rightarrow (e' + \gamma) + p \rightarrow e' + (\gamma + p) \rightarrow e' + X. \quad (4.5)$$

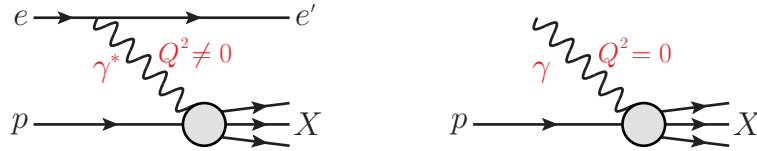


Figura 4.4: Diagramas de eletroprodução (esquerda) e fotoprodução (direita).

onde podemos identificar o seguinte processo intermediário,

$$\gamma + p \rightarrow X, \quad (4.6)$$

que é um evento de fotoprodução, como ilustrado no diagrama da direita na Fig. 4.4 [158]. A identificação da amplitude do subprocesso de fotoprodução como parte do processo completo está no cerne da EPA, que permite escrever [155, 158]:

$$\sigma_{ep \rightarrow e'X} = \int_0^E d\omega \frac{n_{\gamma/e}(\omega)}{\omega} \sigma_{\gamma p \rightarrow X}(\omega), \quad (4.7)$$

onde  $\sigma_{\gamma p \rightarrow X}$  é a seção de choque de fotoprodução para um fóton de energia  $\omega = E - E'$ , sendo  $E$  e  $E'$  os valores de energia do elétron antes e após a emissão do fóton, respectivamente [158]. O termo  $n_{\gamma/e}(\omega)$  descreve a distribuição de frequências do fluxo de fótons emitido pelo o elétron. Os detalhes de como a seção de choque  $\gamma p \rightarrow X$  é identificada e fatorizada da seção de choque  $ep \rightarrow e'X$  podem ser vistos nas Ref. [25, 158].

A fatorização do tipo  $\sigma_X = n_\gamma \otimes \sigma_X^\gamma$  presente na expressão (4.7), é possível devido à EPA ignorar duas diferenças entre os fótons dos diagramas da Fig. 4.4: ignora-se a contribuição de polarização longitudinal e considera-se o fóton na camada de massa [155, 158]. Entretanto, tais aproximações são bem justificadas, pois como visto no final da seção anterior, no fluxo de fótons emitido por uma carga relativística, a componente longitudinal é suprimida e o fóton tem baixa virtualidade. Uma análise da aplicabilidade e precisão do método de Weizsäcker-Williams, avaliando os termos negligenciados nessa aproximação, pode ser encontrada na Ref. [155].

A seção de choque de interação eletromagnética entre duas partículas carregadas  $Z_1$  e  $Z_2$  (diagramas da Fig. 4.3), no caso de fotoabsorção, é descrita no método de Weizsäcker-Williams como [146, 151, 152, 155]:

$$\sigma_{Z_1 Z_2 \rightarrow Z_1 X} = \int d\omega_1 \frac{n_{\gamma/Z_1}(\omega_1)}{\omega_1} \sigma_{\gamma Z_2 \rightarrow X}(\omega_1) \quad (4.8)$$

onde  $\sigma_{Z_1 Z_2 \rightarrow Z_1 X}$  é a seção de choque do processo completo (induzido pelo projétil carregado),  $\sigma_{\gamma Z_2 \rightarrow X}$  é a seção de choque de fotoabsorção, e,  $n_{\gamma/Z_1}$  é o fluxo de fótons equivalentes emitido pela carga  $Z_1$ . Já no caso da interação fóton-fóton, temos

$$\sigma_{Z_1 Z_2 \rightarrow Z_1 Z_2 X} = \int d\omega_1 d\omega_2 \frac{n_{\gamma/Z_1}(\omega_1)}{\omega_1} \frac{n_{\gamma/Z_2}(\omega_2)}{\omega_2} \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}(\omega_1, \omega_2) \quad (4.9)$$

onde  $\sigma_{Z_1 Z_2 \rightarrow Z_1 Z_2 X}$  é a seção de choque do processo completo,  $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}$  é a seção de choque que descreve a fusão de dois fótons, e,  $n_{\gamma/Z_1}$  e  $n_{\gamma/Z_2}$  são, respectivamente, os fluxos de fótons emitidos pelas cargas  $Z_1$  e  $Z_2$  [151, 152].

### 4.1.3 O fluxo de fótons produzido por prótons e núcleos pesados

A quantidade fundamental para a utilização do método de Weizsäcker-Williams é o fluxo de fótons produzido pela carga acelerada. Começaremos sua descrição reescrevendo o fluxo de fótons em termo de uma nova variável. Para um projétil de energia  $E$  que emite um fóton de energia  $\omega$ , define-se  $\beta$  como a fração da energia do projétil portada pelo fóton:

$$\beta \equiv \frac{\omega}{E} = \frac{\omega}{\sqrt{s}/2}, \quad (4.10)$$

onde  $\sqrt{s}$  é a energia de centro de massa do sistema projétil-alvo. Em função da variável  $\beta$ , o fluxo visto na subseção anterior é dado por  $n(\omega) = \beta f(\beta)$ , de forma que a expressão (4.8) torna-se [160]:

$$\sigma_X = \int d\omega \frac{n_\gamma(\omega)}{\omega} \sigma_X^\gamma(\omega) = \int d\beta f_\gamma(\beta) \sigma_X^\gamma(\beta). \quad (4.11)$$

No caso do fluxo de fótons gerado por núcleos pesados, situação na qual os fótons são emitidos coerentemente pelo núcleo como um todo [146], o mais adequado é calcular o fluxo como uma função do parâmetro de impacto [161, 162]. A vantagem é que nesta representação a contribuição das interações hadrônicas pode ser facilmente excluída [146, 160]. Assim, considera-se um valor mínimo para o parâmetro de impacto [151]:

$$b_{\min} = R_{\text{alvo}} + R_{\text{projétil}}, \quad (4.12)$$

onde usualmente parametriza-se o raio de um núcleo pesado por  $R_A = 1,2A^{1/3}$  fm, sendo  $A$  o número de massa do núcleo [151]. Tal abordagem é equivalente a uma aproximação de esfera dura, a qual é bastante precisa para núcleos pesados [151]. Desta maneira, o fluxo é dado pela integral em parâmetro de impacto do espectro (4.1) [156]:

$$f_{\gamma/A}(\beta) = \int_{b_{\min}}^{\infty} d^2b I(\beta, b) \quad (4.13)$$

$$= \frac{\alpha_{em} Z^2}{\pi} \frac{1}{\beta} \left[ 2\xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \xi^2 (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right] \quad (4.14)$$

onde  $\xi = \beta M_A b_{\min}$  [146, 150, 151].

No caso de colisões envolvendo prótons, o parâmetro de impacto não é tão bem definido [146], de forma que uma aproximação de esfera dura não é adequada. Nesse caso o tamanho do próton é considerado através de um fator de forma [151]. Para uma fonte de fótons não pontual, descrita pelo fator de forma  $F(Q^2)$ , o fluxo de fótons é dado por [155, 160]:

$$f(\beta) = \frac{\alpha_{em} Z^2}{2\pi} \frac{1 + (1 - \beta)^2}{\beta} \int_{Q_{\min}^2}^{\infty} \frac{Q^2 - Q_{\min}^2}{Q^4} |F(Q^2)|^2 dQ^2 \quad (4.15)$$

onde  $Q_{\min}^2$  é o valor mínimo de virtualidade necessário para produzir o estado final de massa invariante  $W_{\gamma\text{-alvo}}^2$  (limite cinemático), o qual é dado por:

$$Q_{\min}^2 = \frac{\beta^2 M_P^2}{1 - \beta} = \frac{\omega^2}{\gamma_L^2 (1 - 2\omega/\sqrt{s})}, \quad (4.16)$$

onde  $M_P$  é a massa do projétil e  $\gamma_L = E/M_P = \sqrt{s}/2M_P$  é o fator de Lorentz [151, 155, 163]. O espectro de fótons equivalentes produzido por um próton em altas energias foi calculado por

Drees e Zeppenfeld [163], onde foi utilizada uma parametrização do tipo dipolo para descrever o fator de forma elétrico do próton:

$$F(Q^2) = G_E(Q^2) = \frac{1}{\left(1 + Q^2/Q_0^2\right)^2} \quad (4.17)$$

onde o valor de cutoff é  $Q_0^2 = 0,71 \text{ GeV}^2$ . Assim, ao integrar o produto do propagador do fóton<sup>3</sup> ( $\approx 1/Q^2$ ) com o módulo quadrado de  $G_E$ , obtém-se [163]

$$f_{\gamma/p}(\beta) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \frac{1 + (1 - \beta)^2}{\beta} \left( \ln \Omega - \frac{11}{6} + \frac{3}{\Omega} - \frac{3}{2\Omega^2} + \frac{1}{3\Omega^3} \right), \quad (4.18)$$

onde

$$\Omega = 1 + Q_0^2/Q^2. \quad (4.19)$$

Vale mencionar que, no caso de colisões próton-próton, utilizar o fator de forma (4.17) tem um efeito similar ao de considerar um próton sem estrutura e impor  $b_{\min} = 0,7 \text{ fm}$  [164], que foi a abordagem utilizada para obter o fluxo de fótons nuclear (4.14).

## 4.2 O fluxo de píons

Desde que o pión foi proposto por Yukawa em 1935 [165] e detectado em 1947 [166–168], ficou claro que os mésons têm um papel fundamental na física de baixas energias. A descrição de longo alcance da interação núcleon-núcleon em baixas energias é claramente dominada pela troca de um pión (*one-pion exchange* - OPE) [169]. Em 1972 Sullivan estudou o papel da OPE em processos DIS [170], dando origem a uma longa série de trabalhos que investigaram o papel do pión na função de onda do próton.

### 4.2.1 O processo Sullivan

O processo Sullivan é expresso pelo diagrama da Fig. 4.5, onde temos um próton transformando-se em um nêutron ao emitir um  $\pi^+$ , o qual espalha com o fóton emitido pelo elétron [170]. O momento longitudinal do próton é fracionado entre o pión ( $y$ ) e o nêutron ( $x_L$ ), com

$$y = 1 - x_L, \quad (4.20)$$

além disso, o nêutron possui momento transversal  $p_T$ . Neste evento temos três energias de centro de massa:  $\sqrt{s}$  para o sistema elétron-próton,  $W$  para o sistema fóton-próton e  $\hat{W}$  para o sistema fóton-pión, onde

$$\hat{W}^2 = (1 - x_L)W^2. \quad (4.21)$$

Por fim, podemos identificar o momento trocado no vértice eletrônico ( $q$ ) e hadrônico ( $\sqrt{t}$ ), tal que a virtualidade do fóton é  $Q^2 = -q^2$  e do pión é  $|t|$ . Uma condição para esta reação acontecer é o valor mínimo de  $t$ , para o qual temos um espalhamento frontal, sendo este dado por  $t_{\min} = -x^2 m_p^2 / (1 - x)$  tal que  $-t_{\min} \lesssim m_\pi^2$  [170].

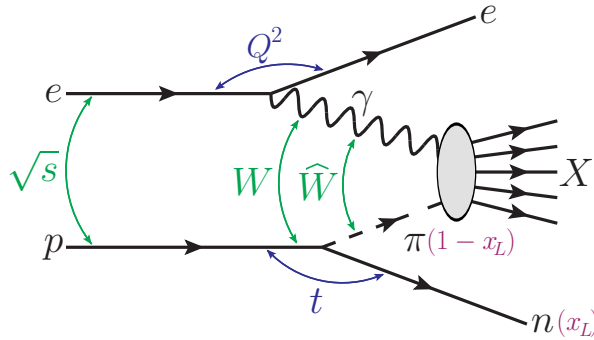


Figura 4.5: Processo Sullivan no DIS.

A seção de choque diferencial que descreve o espalhamento  $\gamma+p \rightarrow X+n$  pode ser fatorizada na forma [171]

$$\frac{d^2\sigma_{\gamma+p \rightarrow X+n}(W, Q^2, y, t)}{dydt} = f_{\pi/p}(y, t) \sigma_{\gamma+\pi \rightarrow X}(\hat{W}^2, Q^2), \quad (4.22)$$

onde  $\sigma_{\gamma+\pi \rightarrow X}$  é a seção de choque do processo inclusivo  $\gamma+\pi \rightarrow X$ , ou seja, o DIS com um píon no lugar do próton. O termo  $f_{\pi/p}$  é o fluxo de píons, que descreve a função de desdobramento  $p \rightarrow n+\pi$ , e é dado por [170]

$$f_{\pi/p}(y, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{g_{p\pi^+n}^2}{4\pi} \frac{-t}{(t^2 - m_\pi^2)^2} y [F_{\pi pn}(t)]^2, \quad (4.23)$$

onde  $g_{p\pi^+n}$  é a constante de acoplamento do vértice hadrônico<sup>4</sup> e  $F_{\pi pn}(t)$  é o fator de forma. O fator de forma leva em consideração efeitos fora da camada de massa, e no modelo de quarks, ele está intimamente relacionado ao tamanho da região de confinamento, ou seja, ao tamanho finito das partículas envolvidas [169].

Sullivan constatou que há uma contribuição piônica na componente do mar do núcleon, que pode ser vista na mudança da função de estrutura do núcleon ( $F_2^N$ ), devido à contribuição da função de estrutura do píon ( $F_2^\pi$ ). Com esse trabalho, Sullivan inaugurou um amplo campo de pesquisa sobre a componente piônica na função de onda do próton<sup>5</sup> em energias mais elevadas do que aquelas presentes na física nuclear (área na qual o papel do píon já era largamente estudado). No contexto de DIS, uma série de pesquisadores dedicou-se a procurar observáveis que pudessem ser usados para incrementar o conhecimento sobre a função de estrutura do píon, bem como a contribuição do píon nas distribuições partônicas do núcleon [145, 171, 177–180]. Tais trabalhos ajudaram a fixar a forma funcional do fator de forma do vértice  $\pi NN$ , bem como definir o regime cinemático no qual a troca de um único píon é o processo dominante ( $0,7 < x_L < 0,9$  e  $p_T^2 < 0,3 \text{ GeV}^2$ ).

<sup>3</sup> O fluxo de fótons (4.18) é obtido quando o termo contendo  $Q_{min}^2$  é negligenciado no integrando (4.15), tal que  $(Q^2 - Q_{min}^2)/Q^4 \approx 1/Q^2$ . Comparações entre o espectro do fluxo de fótons descrito pela expressão (4.18), com as descrições considerando o integrando completo em (4.15), bem como o resultado obtido ao considerar o fator de forma magnético ( $G_M = \mu_p G_E \approx 2,79 G_E$ ), podem ser vistas na Ref. [160].

<sup>4</sup> O fluxo de píons é uma quantidade não perturbativa, pois sua normalização absoluta é fixada por acoplamentos fortes, os quais são conhecidos da física de baixas energias [145].

<sup>5</sup> O conhecimento experimental da estrutura partônica do píon é bastante limitado, o que deve-se à falta de um alvo estável de píons, tal que suas medidas são indiretas e em regiões cinemáticas restritas, utilizando processos Drell-Yan para investigar a região de valência [172–174] e DIS para a região do mar [175, 176].

De forma mais geral, a distribuição de mésons virtuais na núvem do núcleon é dada por

$$f_{M/N}(y) = \sum_B f_{M/N}^B(y), \quad (4.24)$$

onde  $f_{M/N}^B$  descreve o desdobramento do núcleon ( $N$ ) em um bárion ( $B$ ) e um méson ( $M$ ). O fluxo de mésons do núcleon é dado por

$$f_{M/N}^B(y) = \frac{1}{4\pi} \frac{g_{MNB}^2}{4\pi} y \int_{-\infty}^{t_{min}} dt \frac{\mathcal{B}(t, m_N, m_B)}{(t - m_M^2)^2} [F_{MNB}(t)]^2, \quad (4.25)$$

onde  $t_{min} = m_N^2 y - m_B^2 y / (1-y)$  é o valor mínimo para a virtualidade do méson, e o fator  $\mathcal{B}$  depende do bárion envolvido (octeto ou decuplete) [169]:

$$\mathcal{B}(t, m_N, m_B) = \begin{cases} -t + (m_B - m_N)^2, & \text{para } B \in \mathbf{8}, \\ \frac{[(m_B + m_N)^2 - t]^2 [(m_B - m_N)^2 - t]}{12m_N^2 m_B^2}, & \text{para } B \in \mathbf{10}. \end{cases} \quad (4.26)$$

Para a descrição completa do fluxo (4.25) ainda precisamos de duas quantidades ligadas ao vértice  $MNB$ : a constante de acoplamento  $g_{MNB}$  e o fator de forma  $F_{MNB}(t)$ .

As constantes de acoplamento podem ser fixadas de diferentes formas, como por exemplo: extraída experimentalmente de diferentes processos, inferida de simetria de isospin ou calculada utilizando regras de soma da QCD. No contexto desta tese utilizaremos os valores de  $g_{MNB}$  fixados por diferentes autores, cujos valores são listados na Ref. [181].

Os fatores de forma surgem de uma abordagem fenomenológica, e usualmente são parametrizados nas seguintes formas [178]:

$$\text{monopolo} \quad \Rightarrow \quad F_{MNB}(t) = \frac{\Lambda_m^2 - m_M^2}{\Lambda_m^2 - t}, \quad (4.27)$$

$$\text{dipolo} \quad \Rightarrow \quad F_{MNB}(t) = \left( \frac{\Lambda_d^2 - m_M^2}{\Lambda_d^2 - t} \right)^2, \quad (4.28)$$

$$\text{exponencial} \quad \Rightarrow \quad F_{MNB}(t) = \exp\left( \frac{t - m_M^2}{\Lambda_e^2} \right). \quad (4.29)$$

com a normalização  $F(-t = m_M^2) = 1$ . Seguindo as Refs. [145, 177, 178], consideraremos que  $F = F_{\pi NN} = F_{\pi N\Delta}$ . Os parâmetros de cutoff  $\Lambda$  entre as diferentes parametrizações foram relacionados na Ref. [178] como sendo

$$\Lambda_m \approx 0,62 \Lambda_d \approx 0,78 \Lambda_e, \quad (4.30)$$

que foram obtidos ao impor uma redução idêntica dos fatores de forma a 40% nos valores de seus polos, ou seja,  $F_m(t_0) = F_d(t_0) = F_e(t_0) = 0,4$ .

Existe muita incerteza no valor do cutoff  $\Lambda$ . A maioria dos modelos para descrever o potencial  $NN$  usam  $\Lambda$  relativamente alto, da ordem de  $\Lambda_m \approx 1,3$  GeV. Já os modelos hadrônicos e os cálculos de QCD na rede, tipicamente levam a um cutoff mais soft, da ordem de  $\Lambda_m \approx 0,8$  GeV. Um resumo sobre os valores de  $\Lambda$  usados na descrição de uma ampla gama de processos pode ser visto na Ref. [169]. Utilizaremos valores já fixados em outros processos e que têm sido usados para descrever dados experimentais de DIS [182].

## 4.2.2 Modelos para o fluxo de píons

Nos capítulos de resultados usaremos fatores de forma além das parametrizações canônicas dadas por (4.27), (4.28) e (4.29). Além disso, também consideraremos descrições com o pión reggeizado<sup>6</sup> [183, 184], condição apontada nas Refs. [145, 179, 180] para descrever os valores extremos  $x_L \rightarrow 0$  e  $x_L \rightarrow 1$ . A troca de um pión reggeizado altera o expoente do fator  $y = (1 - x_L)$  presente em (4.25), adicionando o termo  $\exp[-2\alpha_\pi t \ln(1 - x_L)]$  no fluxo de píons [180], assim ficamos com

$$f_{\pi/p}(x_L, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{g_{p\pi B}^2}{4\pi} \frac{-t}{(t - m_\pi^2)^2} (1 - x_L)^{1-2\alpha_\pi(t)} [F(x_L, t)]^2. \quad (4.31)$$

Quanto aos fatores de forma, consideraremos aqueles utilizados pela colaboração ZEUS [182] para descrever dados de DIS (listados a seguir). O da Ref. [145], com  $R = 0,6 \text{ GeV}^{-1}$ ,

$$F_1(x_L, t) = \exp \left[ R^2 \frac{(t - m_\pi^2)}{(1 - x_L)} \right], \quad \alpha_\pi(t) = 0. \quad (4.32)$$

O da Ref. [185],

$$F_2(x_L, t) = 1, \quad \alpha_\pi(t) \approx t \text{ (em } \text{GeV}^2\text{)}. \quad (4.33)$$

O da Ref. [180], com  $b = 0,3 \text{ GeV}^{-2}$ ,

$$F_3(x_L, t) = \exp [b(t - m_\pi^2)], \quad \alpha_\pi(t) \approx t \text{ (em } \text{GeV}^2\text{)}. \quad (4.34)$$

E também as formas canônicas, monopolo e dipolo, com os parâmetros  $\Lambda_m = 0,74 \text{ GeV}$  e  $\Lambda_d = 1,2 \text{ GeV}$  fixados na Ref. [178],

$$F_4(x_L, t) = \frac{\Lambda_m^2 - m_\pi^2}{\Lambda_m^2 - t}, \quad \alpha_\pi(t) = 0 \quad (4.35)$$

e

$$F_5(x_L, t) = \left[ \frac{\Lambda_d^2 - m_\pi^2}{\Lambda_d^2 - t} \right]^2, \quad \alpha_\pi(t) = 0. \quad (4.36)$$

Os fluxos de píons usando os fatores de forma acima, com suas respectivas trajetórias de Regge, serão denotados por  $f_1(x_L), \dots, f_5(x_L)$  no restante desta tese.

## 4.2.3 Os desdobramentos $p \rightarrow \pi^+ n$ , $p \rightarrow \pi^0 \Delta^+$ e $p \rightarrow \pi^+ \Delta^0$

Nesta tese estamos interessados em processos iniciados por um próton ( $N = p$ ), o qual desdobra-se em um pión ( $M = \pi^+, \pi^0$ ) e um/uma nêutron/delta ( $B = n, \Delta^0, \Delta^+$ ). Visto que os dados experimentais que usaremos no capítulo de resultados são restritos à  $p_T \leq 0,2 \text{ GeV}$ , a fim de calcular a integral em (4.25) e assim determinar o espectro em  $x_L$  (ou  $y$ ) das partículas produzidas, podemos usar a seguinte relação entre  $t$  e  $p_T$  [186]:

$$t \simeq -\frac{p_T^2}{x_L} - \frac{(1 - x_L)(m_B^2 - m_p^2 x_L)}{x_L}. \quad (4.37)$$

<sup>6</sup> A nomenclatura “partícula reggeizada” é usada para se referir a dependência da amplitude (ou seção de choque) na energia, onde a trajetória de Regge aparece como potência da energia [29].

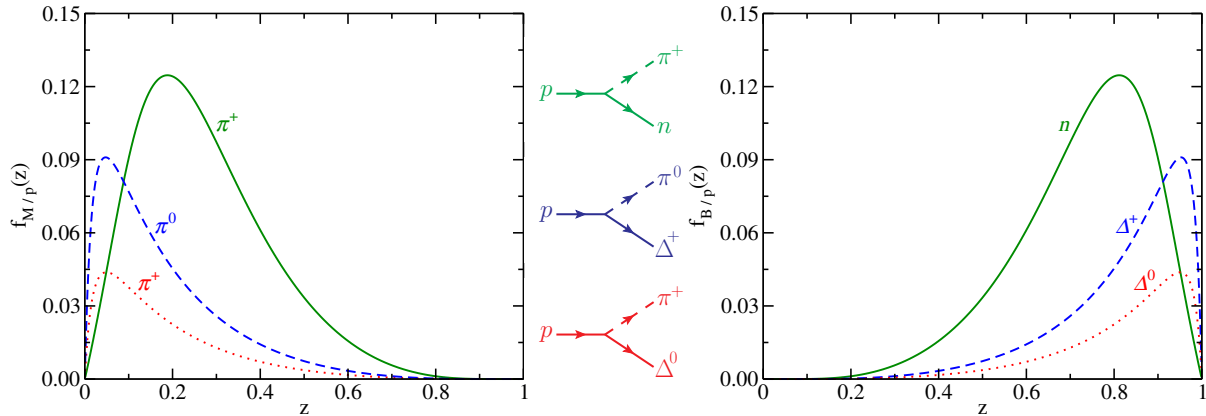


Figura 4.6: Fluxos de mésons (esquerda) e bárions (direita) a partir dos seguintes desdobramentos:  $p \rightarrow \pi^+ + n$ ,  $p \rightarrow \pi^0 + \Delta^+$  e  $p \rightarrow \pi^+ + \Delta^0$ . Resultados obtidos com o modelo  $f_3$ .

Além disso, utilizamos os seguintes valores para a constante de acoplamento  $g_{MNB}$  [181]:

$$\left. \begin{aligned} g_{p\pi^0 p} &= 13.453 & g_{p\pi\Delta} &= 28.6 \\ g_{p\pi^+ n} &= \sqrt{2}g_{p\pi^0 p} = 19.025 & g_{p\pi^+\Delta^0} &= g_{p\pi\Delta}/\sqrt{6} = 11.676 \\ & & g_{p\pi^0\Delta^+} &= g_{p\pi\Delta}/\sqrt{3} = 16.512 \end{aligned} \right\} (4.38)$$

Como veremos mais a frente, os diferentes modelos discutidos na seção anterior levam a resultados bastante parecidos, portanto, faremos primeiro uma discussão qualitativa sobre o comportamento do fluxo em função da fração de momento do próton carregado pelo bárion e pelo méson. Para maior clareza, apenas na discussão relativa à Fig. 4.6, deixaremos de usar as variáveis  $x_L$  e  $y$ , e chamaremos de  $z$  a fração de momento carregado pelo hádron considerado (seja ele um bárion ou um méson). A conexão entre os espectro de bárions e mésons em um desdobramento  $N \rightarrow BM$  é dada por [181]

$$f_{M/N}^B(z) = f_{B/N}^N(1-z), \quad (4.39)$$

o que nos permite usar a mesma expressão (4.25) tanto para obter o espectro de mésons quanto o espectro de bárions.

Na Fig. 4.6 temos os espectros de mésons (painel esquerdo) e bárions (painel direito) para os desdobramentos  $p \rightarrow \pi^+ + n$ ,  $p \rightarrow \pi^0 + \Delta^+$  e  $p \rightarrow \pi^+ + \Delta^0$ . Comparando os dois painéis vemos que as distribuições são simétricas em relação a reta  $z=1/2$ , e portanto, respeitam (4.39). Além disso, em todos os desdobramentos podemos ver que o bárion carrega a maior parte do momento do próton. No caso do desdobramento envolvendo o nêutron, este concentra-se na região  $0,7 \lesssim z \lesssim 0,9$ , tal que a distribuição de pions associados a este processo concentra-se em  $z \approx 0,2$ . Já nos desdobramentos envolvendo os estados delta, vemos que a delta carrega quase todo o momento longitudinal do próton. As diferenças de normalização entre os diferentes processos devem-se principalmente aos diferentes valores de constante de acoplamento (4.38), com a massa das partículas envolvidas fazendo pouquíssima diferença.

Na Fig. 4.7 mostramos a distribuição de bárions para os três desdobramentos de interesse, usando os diferentes modelos já apresentados. No caso do desdobramento  $p \rightarrow \pi + n$ , podemos ver que todos os modelos são muito similares na região de grande  $x_L$ . Já na região de pequeno  $x_L$ , o modelo  $f_2$  decresce de forma mais suave que os demais modelos. No caso dos desdobramentos  $p \rightarrow \Delta + \pi$ , observamos um comportamento muito semelhante nos modelos  $f_2$ ,  $f_3$ ,  $f_4$  e  $f_5$ . Todas essas distribuições estão concentradas na região de grande  $x_L$ , com a particularidade do modelo



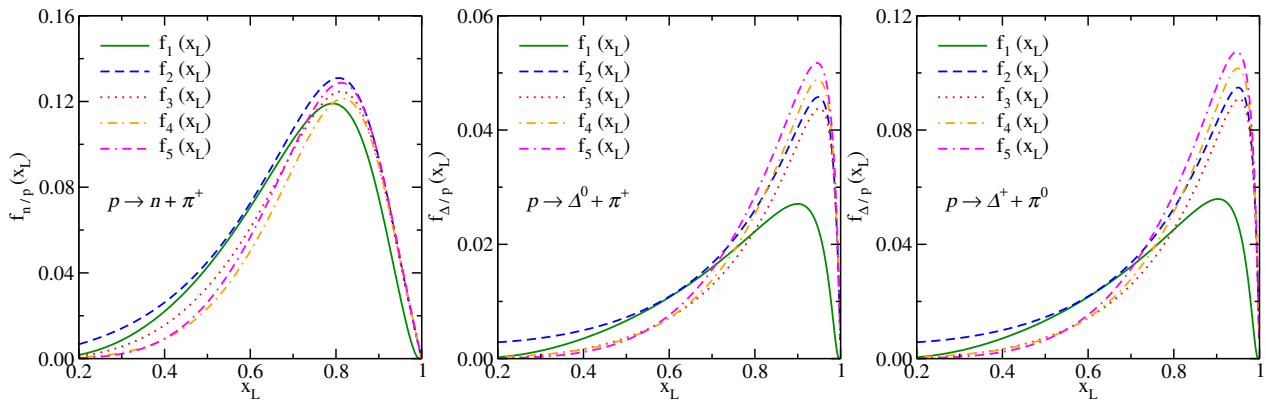


Figura 4.7: Espectro de bárions ( $n$ ,  $\Delta^0$  e  $\Delta^+$ ) para diferentes modelos de  $f_{\pi/p}$ .

$f_2$  descrever mais lentamente na região de pequeno  $x_L$ . Já o modelo  $f_1$  descreve uma distribuição mais larga, não sendo tão concentrado em grande  $x_L$ .

# Capítulo 5

## A produção de nêutrons dominantes em colisões elétron-próton

Na década passada as colaborações H1 e ZEUS do colisor elétron-próton HERA divulgaram diversos conjuntos de dados experimentais sobre a produção de partícula dominante (*leading particle*), que é uma partícula que carrega uma grande fração do momento longitudinal do próton [175, 182, 186–190]. Recentemente a colaboração H1 obteve dados muito precisos sobre a produção de nêutron dominante (*leading neutron* - LN<sup>1</sup>) no regime de altas energias, tanto para processo semi-inclusivo [14], quanto para o processo exclusivo [191]. Ambos casos não eram descritos satisfatoriamente pelas teorias existentes. Nosso objetivo neste capítulo é discutir os processos DIS com nêutron dominante e apresentar a nossa proposta para descrição dos dados mais recentes do HERA, propósito que envolve a extensão do formalismo de dipolo de cor com uso da prescrição não linear da QCD para descrever a interação fóton-píon.

Na primeira parte deste capítulo apresentamos a nossa proposta para a descrição dos dados de produção de LN no processo semi-inclusivo  $e + p \rightarrow e + X + n$ , ilustrado no painel esquerdo da Fig. 5.1. Iniciamos a nossa análise examinando o regime cinemático provado na interação fóton-píon, e depois, investigamos a dependência dos nossos resultados nas descrições do fluxo de píons e da seção de choque dipolo-píon, além de discutir o papel da física de saturação nesse observável, em particular, no contexto de scaling de Feynman. Essa análise é feita na seção 5.1 e compõe a Ref. [1].

Logo após a conclusão da análise descrita acima, a colaboração H1 divulgou dados de fotoprodução de méson  $\rho$  associada a LN. Nesse processo, que está ilustrado no painel direito da Fig. 5.1, um méson vetorial é produzido através do processo exclusivo  $e + p \rightarrow e + \rho + \pi + n$ . Nesse caso temos um espalhamento elástico, no qual a interação entre o píon e o fóton/méson é descrita pela troca um objeto com os números quânticos do vácuo. Note que, como estamos interessados na física de saturação, os observáveis exclusivos resultantes de uma interação elástica são mais interessantes que os inclusivos, dada a dependência quadrática da seção de choque exclusiva no conteúdo de glúons do alvo. Uma das vantagens de descrevermos os processos semi-inclusivos com o formalismo de dipolo de cor é a sua fácil extensão para a descrição dos processos exclusivos. Este é o tópico explorado na segunda parte deste capítulo, onde, além da descrição dos dados da H1, analisamos a dependência do espectro de nêutrons na função de onda do méson, no fluxo de píons e no modelo de dipolo. Também apresentamos previsões para a produção de LN associada a outros estados finais exclusivos ( $\phi$ ,  $J/\Psi$  e  $\gamma$ ) nas condições cinemáticas do HERA e de futuros colisores elétron-próton. Essa análise é feita na seção 5.2 e compõe a Ref. [3].

---

<sup>1</sup> Os nêutrons dessa classe são produzidos na região muito frontal, com ângulo polar menor que 0,75 mrad e são medidos utilizando o calorímetro de nêutron frontal (*Forward Neutron Calorimeter* - FNC) do detector H1.

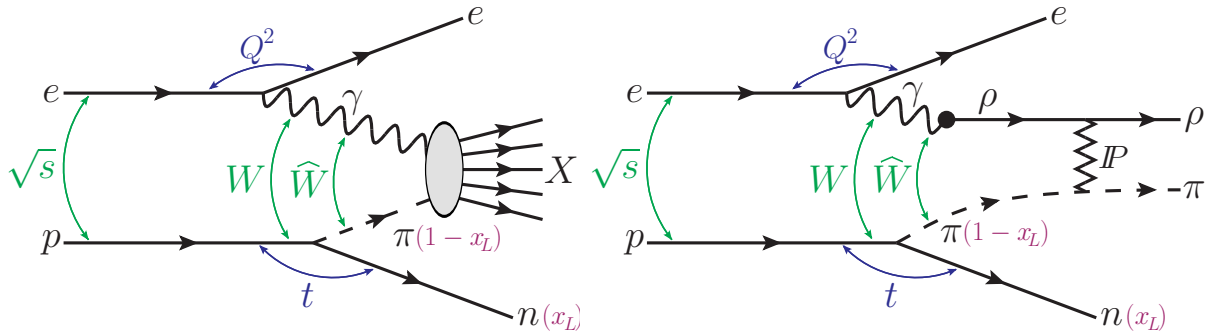


Figura 5.1: Produção de nêutron dominante em processo semi-inclusivo (esquerda) e exclusivo (direita).

Os elementos necessários para este capítulo já foram apresentados em capítulos anteriores: o espalhamento elétron-próton e fóton-próton foi explorado no Cap. 2, o formalismo de dipolo de cor foi estudado no Cap. 3 e o fluxo de píons foi discutido no Cap. 4. Ainda assim, a fim de manter este capítulo minimamente independente dos demais, tornando sua leitura mais direta, as principais expressões matemáticas serão repetidas no contexto de cada aplicação.

## 5.1 Produção de nêutron dominante em processos semi-inclusivos

### 5.1.1 Formalismo

Na Ref. [3] propusemos pela primeira vez a utilização do formalismo de dipolo de cor para descrever o espectro de LN. Nesta seção descrevemos essa abordagem, na qual o espalhamento  $\gamma + p \rightarrow n + X$  pode ser fatorizado em três subprocessos, como ilustrado na Fig. 5.2: *i*) o fóton flutua em um par  $q\bar{q}$  (dipolo de cor), *ii*) o próton desdobra-se em um sistema nêutron+píon, e, *iii*) um sistema de partículas  $X$  é produzido da interação do dipolo de cor com o píon.

Na Fig. 5.2 podemos identificar as seguintes energias de centro de massa:  $\sqrt{s}$  do sistema elétron-próton,  $W$  do sistema fóton-próton e  $\hat{W}$  do sistema fóton-píon. A relação entre  $W$  e  $\hat{W}$  é dada por:

$$\hat{W}^2 = (1 - x_L)W^2, \quad (5.1)$$

onde  $x_L$  é a fração de momento longitudinal do próton carregada pelo nêutron. Por conseguinte, o píon carrega uma fração  $1 - x_L$  do momento do próton. Na Fig. 5.2 também indicamos as seguintes virtualidades:  $Q^2$  para o fóton e  $t$  para o píon. Em termos das quantidades medidas,  $x_L$  e  $p_T$  (momento transversal do nêutron), a virtualidade do píon pode ser expressa por

$$t \simeq -\frac{p_T^2}{x_L} - \frac{(1 - x_L)(m_n^2 - m_p^2 x_L)}{x_L}. \quad (5.2)$$

A seção de choque diferencial para o espalhamento  $\gamma^* + p \rightarrow n + X$  é dada pela expressão (4.22)

$$\frac{d^2\sigma(W, Q^2, x_L, t)}{dx_L dt} = f_{\pi/p}(x_L, t) \sigma_{\gamma^*\pi \rightarrow X}(\hat{W}^2, Q^2), \quad (5.3)$$

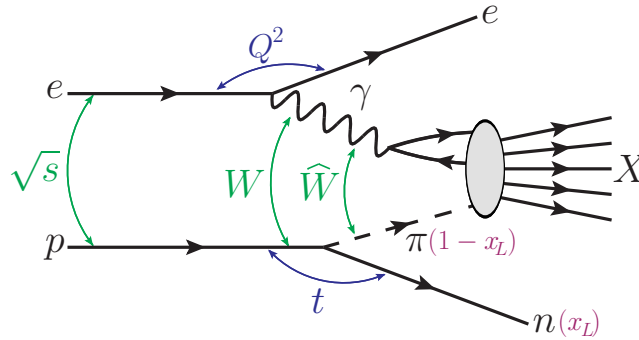


Figura 5.2: Produção semi-inclusiva de nêutron dominante no formalismo de dipolo de cor.

onde  $f_{\pi/p}$  é o fluxo de píons virtuais emitidos pelo próton, dado por (4.31), e  $\sigma_{\gamma^*\pi \rightarrow X}$  é a seção de choque inclusiva da interação entre o fóton virtual e o píon virtual. Uma vez que os dados experimentais que utilizaremos são fornecidos como um espectro em  $x_L$  ( $d\sigma/dx_L$  contra  $x_L$ ), a seção de choque acima será integrada em  $t$  com o auxílio da expressão (5.2).

Usando o formalismo de dipolo de cor do Cap. 3, que descreve a seção de choque inclusiva através da expressão (3.11), podemos escrever a seção de choque píon-fóton como

$$\sigma_{\gamma^*\pi \rightarrow X}(\hat{x}, Q^2) = \sum_{T,L} \sum_f \int d^2\mathbf{r} \int dz \left| \Psi_{T,L}^f(z, \mathbf{r}, Q^2) \right|^2 \sigma_{d\pi}(\hat{x}, \mathbf{r}), \quad (5.4)$$

onde  $\sigma_{d\pi}$  é a seção de choque dipolo-píon e as componentes transversal e longitudinal da função de onda do fóton são dadas, respectivamente, por (3.21) e (3.22). A seção de choque dipolo-píon depende do tamanho do dipolo e da variável de Bjorken escalonada para o sistema fóton-píon ( $\hat{x}$ ), que é dada por

$$\hat{x} = \frac{Q^2 + m_f^2}{\hat{W}^2 + Q^2} = \frac{Q^2 + m_f^2}{(1 - x_L)W^2 + Q^2}, \quad (5.5)$$

onde  $m_f$  é a massa dos quarks de sabor  $f$  que compõe o dipolo de cor. Para descrever a seção de choque fóton-píon é necessário conhecer a seção de choque dipolo-píon. Neste ponto, ficamos diante de uma incerteza teórica. Por simplicidade, nossa proposta foi assumir a validade do modelo aditivo de quarks [192], que permite relacionar a seção de choque dipolo-píon com a seção de choque dipolo-próton (quantidade sobre a qual temos mais controle teórico). Dessa forma, temos a seguinte relação

$$\sigma_{d\pi}(x, \mathbf{r}) = R_q \cdot \sigma_{dp}(x, \mathbf{r}), \quad (5.6)$$

onde  $\sigma_{dp}$  é a seção de choque dipolo-próton, descrita por (3.9), e  $R_q$  é a seguinte razão:

$$R_q = \frac{\text{número de quarks de valência do píon}}{\text{número de quarks de valência do próton}}. \quad (5.7)$$

O valor canônico de  $R_q$  é  $2/3$ , o qual é apoiado por estudos da função de estrutura do píon no regime de pequeno  $x$  [193], e também fornece uma boa descrição dos dados prévios do espectro de LN medido pela colaboração ZEUS [194, 195]. Por outro lado, a aplicação direta de (5.3) a dados prévios de fotoprodução do HERA [187], leva ao resultado  $\sigma_{\gamma\pi}^{tot}/\sigma_{\gamma p}^{tot} = 0,32 \pm 0,03$ , que é um valor duas vezes menor que o valor canônico. O valor efetivo de  $R_q$  foi recentemente discutido na Ref. [196], onde concluiu-se que seu valor pode alcançar  $R_q = 0,5$ . Na presente análise utilizaremos a relação (5.6) para estimar  $\sigma_{d\pi}$  com o valor de  $R_q$  variando de  $1/3$  à  $2/3$ .

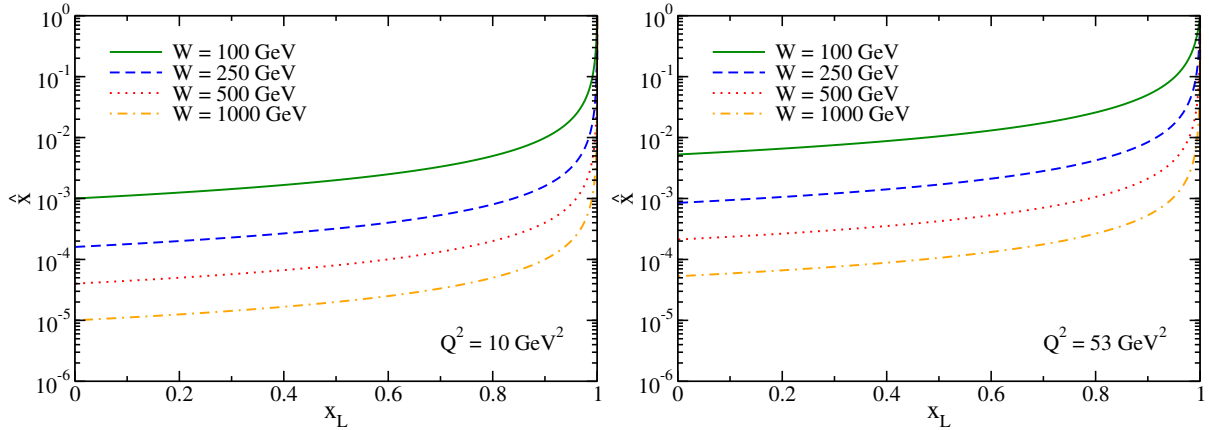


Figura 5.3: Variável de Bjorken escalonada ( $\hat{x}$ ) em função da fração de momento longitudinal  $x_L$ , para diferentes valores de virtualidade e energia.

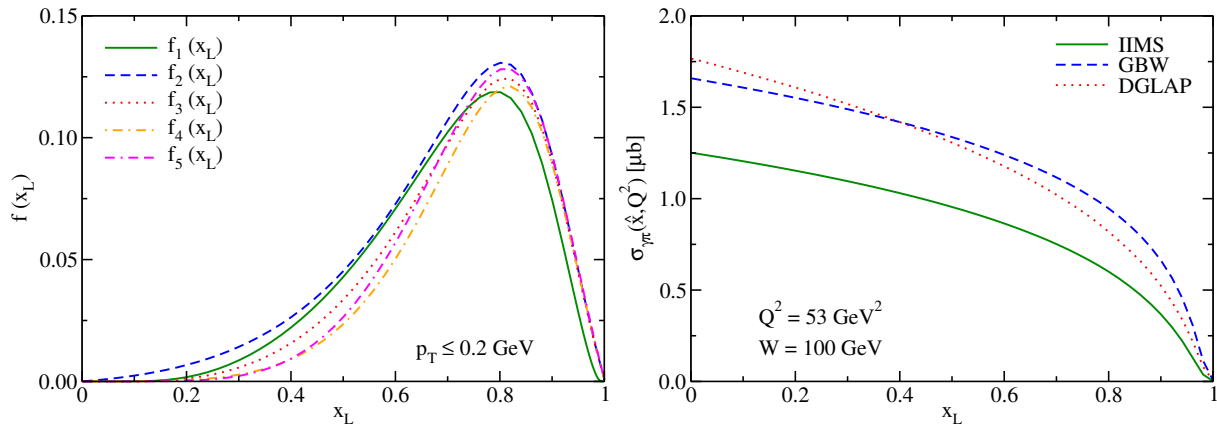


Figura 5.4: Fluxo de píons (esquerda) e seção de choque fóton-píon (direita) em função de  $x_L$ .

### 5.1.2 Resultados

Um dos nossos objetivos nesta análise é descrever os dados da colaboração H1 para o espectro de nêutron dominante produzido em espalhamento semi-inclusivo. Os dados experimentais são de eventos nos quais o nêutron tem momento transversal  $p_T < 0,2$  GeV e a virtualidade do fóton encontra-se no intervalo  $6 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$ . Em relação a energia  $W$ , três conjuntos de dados são fornecidos, para os seguintes intervalos (em unidade de GeV):  $70 < W < 130$ ,  $130 < W < 190$  e  $190 < W < 245$ . Para a descrição dos dados, em nossos cálculos fixamos  $Q^2$  e  $W$  no valor central de seus respectivos intervalos.

Como discutido na seção 3.4, a seção de choque dipolo-próton, ou ainda, a amplitude de espalhamento dipolo-próton, é bastante sensível ao valor de  $x$ . Portanto, já esperamos a mesma sensibilidade para a seção de choque dipolo-píon em relação a  $\hat{x}$ . A fim de conhecer o regime dinâmico (ditado pelo valor de  $\hat{x}$ ) do observável que estamos estudando, na Fig. 5.3 apresentamos a dependência de  $\hat{x}$  em  $x_L$  para diferentes valores de  $W$  e  $Q^2$ . Podemos ver que para valores de  $W$  mais elevados, em particular quando  $Q^2$  não é muito elevado, estamos no domínio da física de pequeno  $x$ . Assim, podemos esperar que o espectro de LN seja sensível aos efeitos de alta densidade partônica, fazendo deste, um observável conveniente para a investigação da dinâmica da QCD no seu regime não linear.

A expressão (5.3) depende de dois elementos: o fluxo de píons e a seção de choque fóton-píon. Na Fig. 5.4 apresentamos a dependência de cada um desses elementos na fração de

momento do próton portada pelo nêutron. No painel esquerdo apresentamos a dependência dos diferentes modelos de  $f_{\pi/p}$  em  $x_L$ . Embora utilizemos a expressão “fluxo de píons”, pois é o pión que interage com o fóton após o desdobramento do próton no sistema nêutron+pión, o espectro é sempre expresso em termos do “fluxo de nêutrons” correspondente, uma vez que o nêutron é a partícula detectada. O gráfico no painel esquerdo da Fig. 5.4 já foi discutido no Cap. 4 e consta neste capítulo apenas por completeza. No painel direito da Fig. 5.4 apresentamos a dependência da seção de choque fóton-piõn em  $x_L$  considerando três descrições para a interação forte: dois modelos não lineares<sup>2</sup>, IIMS e GBW (veja seção 3.4), e, a solução linear descrita pela equação DGLAP (veja seção 2.3). Podemos ver que a diferença entre os modelos cresce para menores valores de  $x_L$ , região que prova menores valores de  $\hat{x}$  (como visto na Fig. 5.3), onde esperamos que os efeitos de saturação sejam mais pronunciados.

Antes de iniciarmos as comparações dos nossos resultados com os dados experimentais, precisamos fixar a normalização, pois os dados são fornecidos na forma de seção de choque normalizada<sup>3</sup>:  $(1/\sigma_{DIS})d\sigma/dx_L$ . Para considerar essa normalização, utilizamos a seguinte parametrização, obtida da análise dos dados de DIS do HERA [197]:

$$\sigma_{DIS} = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} \frac{c}{x^\beta}, \quad (5.8)$$

onde  $c=0,18$  e  $\beta = a \ln(Q^2/\Lambda_0^2)$ , com  $a=0,0481$  e  $\Lambda_0=0,292$  GeV.

Devido a dependência do espectro de nêutron dominante no produto do fluxo de píons com a seção de choque fóton-piõn, a fim de analisar a diferença entre os modelos que descrevem cada uma dessas quantidades independentemente, precisamos fixar um modelo para a outra quantidade. Esse será o procedimento adotado nos próximos dois parágrafos, onde discutiremos os resultados apresentados na Fig. 5.5.

No painel esquerdo da Fig. 5.5 consideramos o modelo IIMS para descrever a interação fóton-piõn e estimamos o espectro de LN com diferentes modelos de fluxo de píons. Todos os modelos possuem descrições muito similares na região de grande  $x_L$ , entretanto, eles divergem nas regiões de pequeno e médio  $x_L$ . Embora as incertezas teóricas impossibilitem que determinemos o melhor modelo de fluxo de píons, podemos dizer que em comparação com os outros modelos,  $f_2$  distingue-se por sua longa cauda na região de baixo  $x_L$ , possibilitando a descrição dos dados neste regime. Usaremos o modelo  $f_2$  no que segue desta análise, por sua boa descrição efetiva dos dados, visto que com ele podemos descrever os dados mesmo sem adicionar outras contribuições que estão presentes na região de pequeno  $x_L$ , como a troca de partículas  $\rho$  e  $a_2$  no lugar do piõn. Enfatizamos que esta é uma descrição efetiva, e não descarta os demais modelos para o fluxo. Por exemplo, dado que as contribuições subdominantes populam a região de baixo  $x_L$ , os outros modelos de fluxo de píons podem fornecer uma descrição melhor dos dados, quando consideradas as contribuições além da troca de um piõn.

No painel direito da Fig. 5.5 fixamos o modelo  $f_2$  para o fluxo de píons e estimamos o espectro de nêutron dominante usando diferentes modelos para a seção de choque fóton-piõn. Os modelos apresentam comportamento similar, porém, a magnitude de cada resultado depende da descrição da dinâmica QCD. Embora o modelo IIMS forneça uma descrição mais próxima aos dados, como veremos a seguir, a magnitude das curvas também depende de outros fatores.

Os dados experimentais para o espectro de nêutron dominante são fornecidos em um amplo intervalo de virtualidade:  $6 \leq Q^2/\text{GeV}^2 \leq 100$ . Entretanto, a execução dos nossos cálculos exige

<sup>2</sup> Neste regime cinemático as descrições dos modelos IIMS e bCGC são muito próximas, por isto usamos apenas um deles. Não utilizamos a rcBK pois a maior parte do espectro em  $x_L$  está em uma região cinemática fora da validade do ajuste desta solução.

<sup>3</sup> A seção de choque total do espalhamento profundamente inelástico (DIS) foi discutida na seção 2.1.

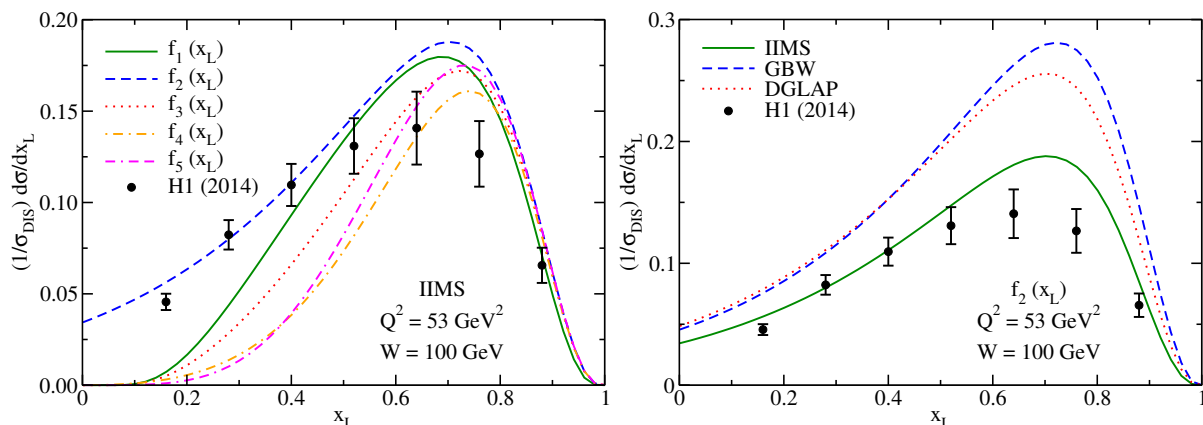


Figura 5.5: Espectro de nêutron dominante considerando  $W = 100$  GeV e  $Q^2 = 53$  GeV<sup>2</sup>. No painel esquerdo fixamos  $\sigma_{\gamma\pi}$  para diferentes  $f_{\pi/p}$ , enquanto no painel direito fixamos  $f_{\pi/p}$  para diferentes  $\sigma_{\gamma\pi}$ . Para ambos painéis  $R_q = 2/3$ .

que fixamos um valor para a virtualidade do fóton. A fim de estimar a sensibilidade do observável quanto ao valor de  $Q^2$  considerado nos cálculos, no painel esquerdo da Fig. 5.6, calculamos o espectro considerando diferentes valores para a virtualidade do fóton e utilizando os modelos  $f_2$  e IIMS. Podemos observar que a modificação do valor de  $Q^2$  altera significativamente a magnitude da seção de choque. Também vemos que os nossos resultados são mais compatíveis com os dados experimentais ao assumirmos altos valores de  $Q^2$ .

Até agora assumimos que o fóton emitido pelo elétron interage apenas com o píon. Entretanto, nas Refs. [194, 195, 198, 199] foi mostrado que frequentemente o fóton também interage com o nêutron, especialmente no regime de baixo  $Q^2$ , no qual o fóton tem pouco poder de resolução. Essa interação extra dá origem as chamadas “correções de absorção”, que podem ser estimadas por modelos. No caso específico da produção de nêutron dominante, nas Refs. [198, 199] concluiu-se que as correções não são muito grandes e afetam quase uniformemente todo o espectro em  $x_L$ . Por outro lado, nas Refs. [194–196, 200] constatou-se que há uma forte redução, de aproximadamente um fator 2, na seção de choque. No que segue, incluiremos o efeito das correções de absorção multiplicando o espectro por um fator constante  $K$ , restrito ao intervalo  $0,5 \leq K \leq 1,0$ .

No painel direito da Fig. 5.6 apresentamos nossa descrição do espectro de LN para os três valores de energia  $W$  divulgados pela colaboração H1. Mais precisamente, os valores de  $W$  que utilizamos nos cálculos correspondem aos valores intermediários de cada conjunto de dados<sup>4</sup>. Fixamos  $Q^2 = 53$  GeV<sup>2</sup> e utilizamos os modelos  $f_2$  e IIMS<sup>5</sup>. As bandas levam em conta a incerteza na escolha dos fatores  $R_q$  e  $K$ . O limite superior de cada banda corresponde aos valores máximos que esses fatores podem assumir ( $R_q = 2/3$  e  $K = 1$ ), enquanto o limite inferior é dado pelos valores mínimos ( $R_q = 1/3$  e  $K = 1/2$ ). A linha tracejada no centro de cada banda representa uma escolha intermediária, na qual o produto  $R_q \cdot K$  atinge 50% de seu valor máximo. Este valor pode ser obtido por combinações como  $R_q = 1/3$  e  $K = 1$  ou  $R_q = 2/3$  e  $K = 1/2$ . Por hora, não é possível ser muito preciso, pois as incertezas em  $R_q$ ,  $K$  e  $Q^2$  afetam substancialmente os nossos resultados. Ainda assim, vemos claramente que os nossos resultados seguem a tendência ditada pelos dados.

<sup>4</sup> Como veremos em seguida na discussão sobre o scaling de Feynman, diferente do caso de  $Q^2$ , a incerteza no valor de  $W$  tem pouco efeito no espectro.

<sup>5</sup> Note que não estamos fixando parâmetros para os modelos IIMS e  $f_2$ . Os parâmetros usados foram fixados em ajustes prévios, discutidos nos capítulos 3 e 4.

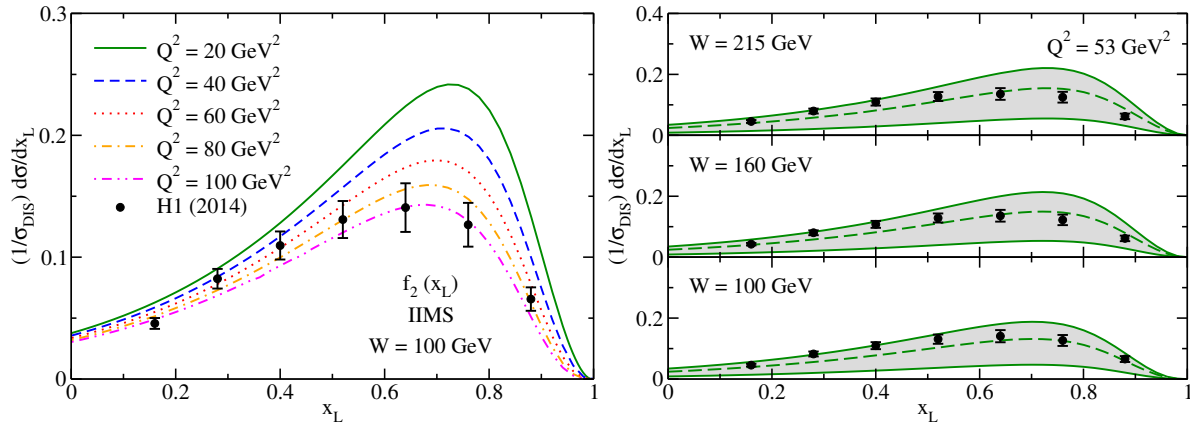


Figura 5.6: Painel esquerdo: Espectro de nêutron dominante calculado para  $R_q = 2/3$  e diferentes valores de  $Q^2$ . Painel direito: Espectro de nêutron dominante para três conjuntos de dados, com diferentes valores de energia  $W$  e considerando  $Q^2 = 53$  GeV<sup>2</sup>. As bandas cobrem as incertezas teóricas em  $K$  e  $R_q$ .

Depois de constatar que a nossa abordagem descreve os dados do HERA, vamos utilizá-la para investigar um aspecto mais geral relacionado ao espectro de partícula dominante. Como visto na Fig. 5.3, o processo sob análise é sensível a física de pequeno  $x$ . Portanto, é interessante conferir se os efeitos da física de saturação são significativos nesse observável. Uma vez que os três conjuntos de dados do HERA cobrem uma região cinemática muito ampla em  $Q^2$  e muito restrita em  $W$ , faremos essa análise considerando  $Q^2 = 2$  e  $100$  GeV<sup>2</sup> e  $100 \leq W/\text{GeV} \leq 1000$ , assim investigamos os regimes de pequeno e grande  $x$ . Aqui propomos a primeira investigação teórica relacionando o scaling de Feynman<sup>6</sup> no espectro de LN com a saturação partônica. Como podemos ver nas equações (5.3), (5.4) e (5.6), toda a dependência em energia está contida na seção de choque dipolo-próton. Assim, podemos estimar as contribuições dos efeitos não lineares comparando o resultado obtido com um modelo que incorpora saturação, como o modelo IIMS, com o resultado obtido da dinâmica linear, como descrita pela equação DGLAP. Na Fig. 5.7 apresentamos o espectro de nêutrons considerando a dinâmica forte descrita pelo IIMS e pela DGLAP. As curvas descrevem três valores de  $W$ , para os regimes de baixo e alto  $Q^2$ . No painel esquerdo apresentamos o espectro obtido com a dinâmica linear. Neste caso vemos uma dependência significativa na energia, para ambos regimes de  $Q^2$ . Já no painel direito, apresentamos o resultado da dinâmica não linear. Em contraste com o resultado da dinâmica linear, nesse caso observamos uma notável supressão na dependência em energia, principalmente no regime de pequeno  $Q^2$  (menor  $x$ ). Esses resultados concordam com as expectativas sobre as diferenças nas abordagens linear e não linear. Tais resultados indicam que o scaling de Feynman (bem como sua violação) podem ser diretamente relacionados à dinâmica da QCD em pequeno  $x$ .

<sup>6</sup> Na Ref. [20] Feynman advoga que em altas energias a seção de choque para produção de uma determinada partícula não depende da energia da interação, mas de seu momento transversal ( $p_T$ ) e da fração de momento longitudinal ( $x_L$ ) que essa partícula carrega. Desta forma, o espectro em  $x_L$  para a produção de uma determinada partícula deve ser universal, independente da energia  $W$ . Embora o scaling de Feynman seja violado em processos de formação de jatos, acredita-se que ele seja aproximadamente válido na região de fragmentação ( $x_L \gtrsim 0,1$ ) [201].



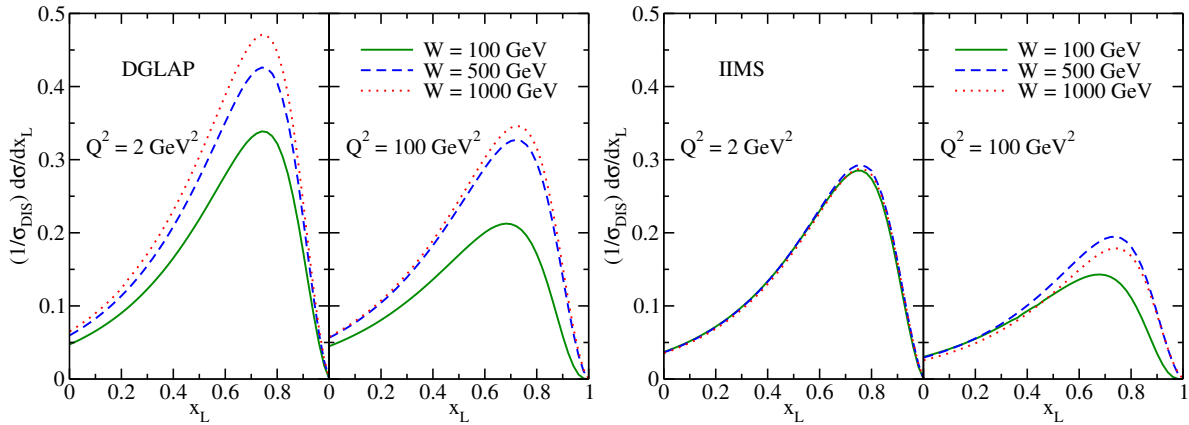


Figura 5.7: Espectro de nêutron dominante para diferentes valores de  $W$  e  $Q^2$ . No painel esquerdo a dinâmica QCD é descrita pelo modelo linear DGLAP, enquanto no painel direito, a dinâmica QCD é descrita pelo modelo não linear IIMS.

## 5.2 Produção de nêutron dominante em processos exclusivos

Lembramos aqui que um dos nossos objetivos é a proposta um novo observável que possa provar os efeitos não lineares na dinâmica da QCD. Mais especificamente, mostrar que a produção de LN também pode ser usada para vincular a física de saturação partônica. Nesse contexto, como podemos ver ao comparar as expressões que descrevem as seções de choque inclusiva (3.11) e exclusiva (3.18), constatamos que os processos exclusivos são mais sensíveis, pois sua seção de choque tem dependência quadrática no conteúdo de glúons.

### 5.2.1 Formalismo

Uma das vantagens de descrever a produção de LN em processos semi-inclusivos utilizando o formalismo de dipolo de cor, como propusemos na seção anterior, é a extensão direta desse formalismo para a descrição dos processos exclusivos. Na Ref. [3] propusemos essa extensão, unificando a descrição da produção de LN em colisões elétron-próton. Utilizando o formalismo de dipolo de cor, o espalhamento  $\gamma + p \rightarrow E + \pi + n$  pode ser fatorizado em quatro subprocessos, como ilustrado na Fig. 5.8: *i*) o fóton flutua em um par  $q\bar{q}$  (dipolo de cor), *ii*) o próton desdobra-se em um sistema nêutron+píon, *iii*) o dipolo de cor interage difrativamente com o píon, e, *iv*) o dipolo de cor da origem a uma partícula  $E$ . Uma vez que não há troca de números quânticos na interação dipolo-píon, a partícula  $E$  possui os mesmos números quânticos do fóton. No que segue assumiremos  $E = \rho, \phi, J/\Psi, \gamma$ .

A seção de choque diferencial para o espalhamento  $\gamma + p \rightarrow E + \pi + n$  é dada por (4.22)

$$\frac{d^2\sigma(W, Q^2, x_L, t)}{dx_L dt} = f_{\pi/p}(x_L, t) \sigma_{\gamma^* \pi \rightarrow E\pi}(\hat{W}^2, Q^2), \quad (5.9)$$

onde  $f_{\pi/p}$  é o fluxo de píons virtuais emitidos pelo próton, dado por (4.31), e,  $\sigma_{\gamma^* \pi}$  é a seção de choque da interação elástica entre o fóton virtual e o píon virtual. Como na seção anterior,  $W$  é a energia de centro de massa do sistema fóton-próton,  $\hat{W} = \sqrt{1-x_L}W$  é a energia de centro de massa do sistema fóton-píon,  $x_L$  é a fração de momento longitudinal do próton carregada pelo nêutron,  $Q^2$  é a virtualidade do fóton e  $t$  é a virtualidade do píon.

Usando o formalismo de dipolo de cor do Cap. 3, que descreve a seção de choque exclusiva

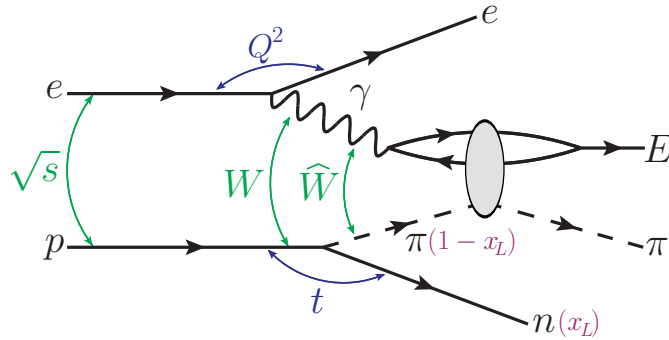
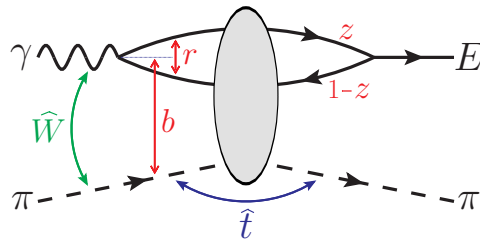


Figura 5.8: Produção exclusiva de nêutron dominante no formalismo de dipolo de cor.


 Figura 5.9: Espalhamento  $\gamma + \pi \rightarrow E + \pi$  no formalismo de dipolo de cor.

por (3.18), podemos escrever a seção de choque píon-fóton como

$$\sigma_{\gamma^* \pi \rightarrow E \pi}(\hat{x}, Q^2) = \sum_{T,L} \int_{-\infty}^0 \frac{\sigma_{T,L}}{d\hat{t}} d\hat{t} = \frac{1}{16\pi} \sum_{T,L} \int_{-\infty}^0 \left| \mathcal{A}_{T,L}^{\gamma^* \pi \rightarrow E \pi}(\hat{x}, Q^2, \Delta) \right|^2 d\hat{t}, \quad (5.10)$$

onde  $\hat{t} = -\Delta^2$  é o momento trocado na interação dipolo-píon, como ilustrado na Fig. 5.9. A amplitude de espalhamento  $\mathcal{A}$  é dada por (3.16):

$$\mathcal{A}_{T,L}^{\gamma^* \pi \rightarrow E \pi} = i \int dz \int d^2 \mathbf{r} \int d^2 \mathbf{b} e^{-i[\mathbf{b} - (1-z)\mathbf{r}] \cdot \Delta} [\Psi_E^* \Psi(r, z, Q^2)]_{T,L} 2 \mathcal{N}_\pi(\hat{x}, \mathbf{r}, \mathbf{b}) \quad (5.11)$$

onde  $\Psi_E^* \Psi$  é a sobreposição das funções de onda do fóton e do estado final  $E$ . No caso de produção de méson vetorial,  $\Psi_V^* \Psi$  é descrita pelas expressões (3.24) e (3.25), enquanto para a produção de fóton real,  $\Psi_\gamma^* \Psi$  é dada por (3.23).

Analogamente ao que utilizamos na seção anterior, a fim de descrever a amplitude de espalhamento dipolo-píon, assumimos a validade do modelo aditivo de quarks [192], que nos permite fazer a seguinte relação

$$\mathcal{N}_\pi(\hat{x}, \mathbf{r}, \mathbf{b}) = R_q \cdot \mathcal{N}_p(\hat{x}, \mathbf{r}, \mathbf{b}), \quad (5.12)$$

onde  $\mathcal{N}_p$  é a amplitude de espalhamento dipolo-próton, definida em (3.8), e  $R_q$  é a razão entre número de quarks de valência nos dois hádrons, como definido em (5.7). Nos cálculos que seguiremos usaremos os modelos do Cap. 3 para descrever a amplitude  $\mathcal{N}_p$ .

Como no caso semi-inclusivo, nossas previsões para processos exclusivos associados com nêutron dominante são essencialmente livre de parâmetros, dependendo apenas da escolha do modelo de fluxo de píons e da amplitude de espalhamento dipolo-alvo. As principais incertezas estão associadas ao fator  $R_q$  e à magnitude dos efeitos de absorção que podem surgir de re-espalhamentos. Como no capítulo anterior, assumiremos que esses efeitos possam ser

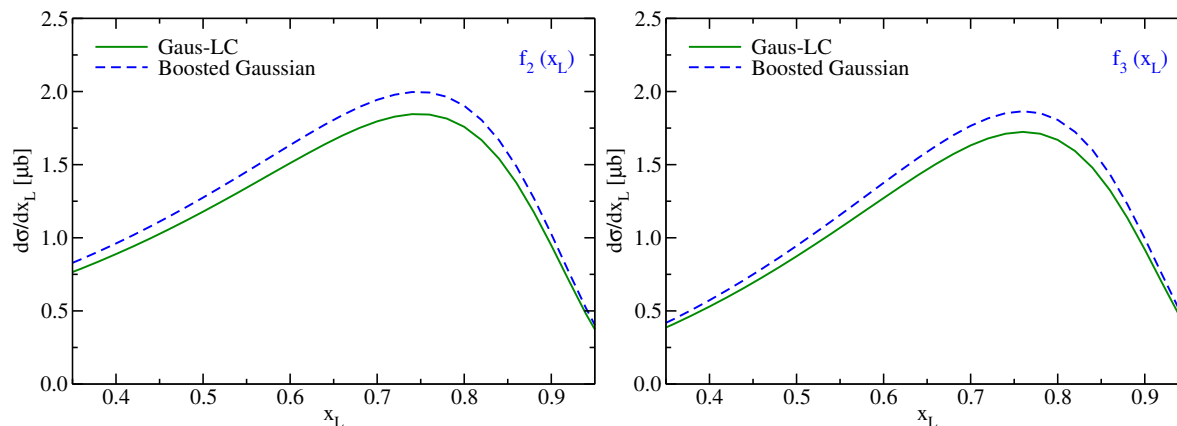


Figura 5.10: Espectro de nêutron dominante associado a fotoprodução de  $\rho$  com os modelos Boosted Gaussian e Gaus-LC descrevendo a função de onda do méson vetorial. O fluxo de píons foi descrito utilizando os modelos  $f_2$  (painel esquerdo) e  $f_3$  (painel direito).

imitados por um fator  $K$ , que multiplica o lado direito da expressão (5.9), mudando apenas a magnitude do espectro. Apesar de vários estudos sobre os efeitos de absorção em processos semi-inclusivos [194–196, 198, 200, 202], a magnitude das correções de absorção em processos exclusivos permanece uma questão em aberto.

## 5.2.2 Resultados

Um dos nossos objetivos é descrever a fotoprodução exclusiva de méson vetorial (*exclusive vector meson photoproduction* - EVMP)  $\rho$  associada a LN, como medida pela colaboração H1 [191]. Os dados experimentais são de eventos com virtualidade média  $\langle Q^2 \rangle = 0,04 \text{ GeV}^2$ , com a energia limitada ao intervalo  $20 \text{ GeV} < W < 100 \text{ GeV}$  e cobrindo o espectro em  $0,35 < x_L < 0,95$ . Há dois conjuntos de dados, um para  $p_T < 0,2 \text{ GeV}$  e outro para  $p_T < x_L \cdot 0,69 \text{ GeV}$ . No que segue assumiremos  $W = 60 \text{ GeV}$ ,  $Q^2 = 0,04 \text{ GeV}^2$  e  $p_T < 0,2 \text{ GeV}$ .

Usando o modelo de dipolo bCGC, começaremos examinando a dependência de nossas previsões na escolha da função de onda do méson vetorial produzido. Os parâmetros para as funções de onda foram fixados na Ref. [85] e são fornecidos nas tabelas 3.1 e 3.2, como descrito na seção 3.2. Na Fig. 5.10 apresentamos esta análise considerando os modelos  $f_2$  e  $f_3$  para descrever o fluxo de píons. Podemos ver que os dois modelos de função de onda são muito similares, diferindo basicamente em magnitude, com o modelo Gaus-LC (Boosted Gaussian) descrevendo o limite inferior (superior). Essa conclusão também é válida para outros modelos de  $f_{\pi/p}$  e  $\mathcal{N}_\pi$ , e também para produção de  $\phi$  e  $J/\Psi$ . Por apresentar diferença apenas em magnitude, escolhemos um dos modelos (Gaus-LC) para dar continuidade aos cálculos.

Antes de comparar os nossos resultados com os dados experimentais, precisamos fixar os valores de  $R_q$  e  $K$ . Na abordagem que utilizaremos nesta seção, a mudança no valor de um deles afeta o valor do outro. A fim de vincular o valor de  $K$  associado as correções de absorção, nossa estratégia será a seguinte: para um dado modelo de  $f_{\pi/p}$ ,  $\mathcal{N}_\pi$  e  $R_q$ , estimaremos a seção de choque total<sup>7</sup>. O valor de  $K$  será aquele necessário para que as nossas previsões sejam consistentes com

<sup>7</sup> Os dados utilizados na seção anterior (para o caso semi-inclusivo) não incluem a seção de choque total. Para o caso de produção exclusiva de méson  $\rho$  associada a nêutron dominante, além do espectro em  $x_L$ , os dados de seção de choque total também são fornecidos.

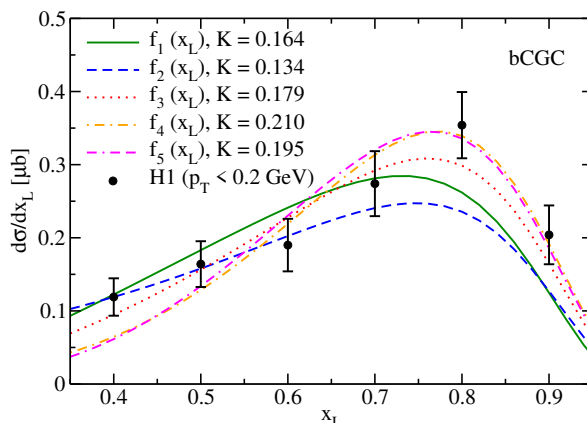


Figura 5.11: Espectro de nêutron dominante associado a fotoprodução de  $\rho$  considerando diferentes modelos para a descrição do fluxo de píons. A interação dipolo-alvo é descrita pelo modelo bCGC.

os dados de seção de choque total medidos no HERA:

$$K = \frac{\sigma(\text{dados do H1})}{\sigma(\text{nossas previsões})}. \quad (5.13)$$

Pelos motivos já explicados na seção anterior, consideraremos  $1/3 \leq R_q \leq 2/3$ . Uma vez que os parâmetros presentes no modelo para função de onda do méson, modelo de interação dipolo-alvo e modelo de fluxo de píons, estão todos fixados por análises distintas, a incerteza em nossos cálculos está ligada, a nível de seção de choque, a um fator  $K \cdot R_q^2$ . Nossa estratégia nesse sentido será fixar  $R_q$  em seu valor máximo,  $R_q = 2/3$ , e então ajustar o valor de  $K$  aos dados experimentais para cada conjunto de modelos de  $f_{\pi/p}$  e  $\mathcal{N}_p$ . É importante ter em mente que os valores que encontraremos para  $K$  estão fortemente relacionados a escolha de  $R_q$ . Por exemplo, se ao invés de utilizarmos o limite superior ( $R_q = 2/3$ ), optarmos pelo limite inferior ( $R_q = 1/3$ ), os valores correspondentes para  $K$  são multiplicados por um fator 4, dada a dependência quadrática da seção de choque exclusiva na amplitude de espalhamento dipolo-alvo:

$$\sigma_{\gamma^* \pi \rightarrow E\pi} \propto K \cdot R_q^2 \quad \Rightarrow \quad K(R_q = 1/3) = 4 \cdot K(R_q = 2/3). \quad (5.14)$$

Utilizaremos  $R_q = 2/3$  nas figuras 5.11 e 5.12, onde analisaremos os diferentes modelos para a descrição de  $f_{\pi/p}$  e  $\mathcal{N}_p$ . De posse desses resultados, voltaremos a discussão sobre o fator  $K$  de forma mais quantitativa.

Utilizando a estratégia explicada nos últimos dois parágrafos, na Fig. 5.11 apresentamos os resultados para o espectro de nêutron dominante associado a produção de méson  $\rho$ , fixando o modelo de dipolo bCGC<sup>8</sup> e comparando os resultados produzidos pelos diferentes modelos de  $f_{\pi/p}$  discutidos no Cap. 4. Podemos notar que o espectro é sensível aos diferentes modelos utilizados para descrever o fluxo de píons. Vemos que o modelo  $f_1$  não descreve a região de grande  $x_L$ , apresentando o pico da distribuição em um valor de  $x_L$  abaixo daquele indicado pelos dados. Já o modelo  $f_2$ , embora também não descreva os pontos em grande  $x_L$ , acompanha melhor a tendência dos dados em médio e baixo  $x_L$ . O modelo  $f_3$  segue a tendência dos dados em todo o espectro. Já os modelos  $f_4$  e  $f_5$ , que produzem espectros muito parecidos, embora descrevam bem a região de grande  $x_L$ , subestimam a região de pequeno  $x_L$ . No que segue,

<sup>8</sup> Como veremos a seguir, a mudança do modelo de dipolo afeta apenas a normalização de cada curva, sem afetar a forma do espectro.

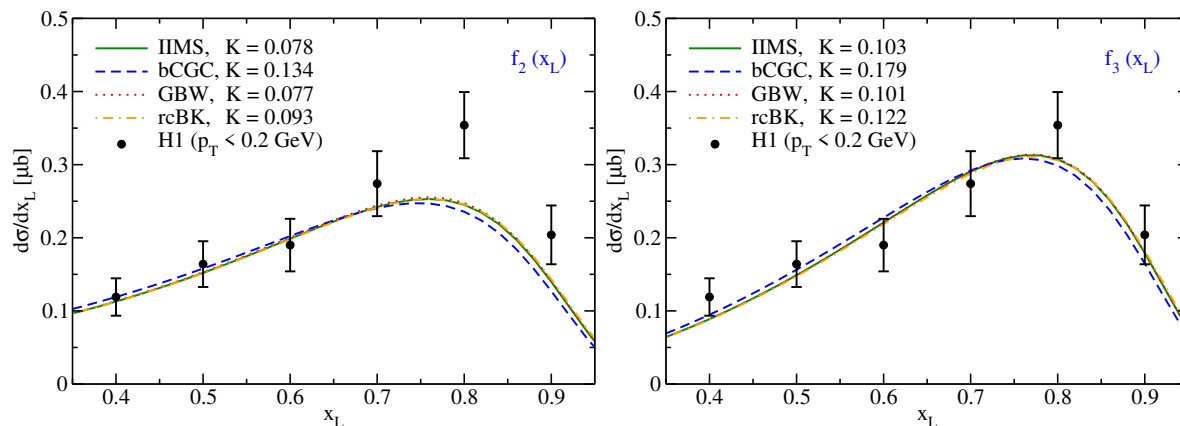


Figura 5.12: Espectro de nêutron dominante associado a fotoprodução de  $\rho$  considerando diferentes modelos para a descrição da interação dipolo-alvo. O fluxo de píons é descrito por  $f_2$  (painel esquerdo) e  $f_3$  (painel direito).

utilizaremos principalmente o modelo  $f_3$ , por seguir mais fielmente a tendência dos dados, e também utilizaremos o modelo  $f_2$ , devido ao seu uso na seção anterior. Essa preferência pelo modelo  $f_3$  também foi encontrada recentemente na Ref. [203], onde os autores fizeram uma análise combinada dos dados do E866 e do HERA.

Na Fig. 5.12 apresentamos a análise complementar àquela ilustrada na Fig. 5.11. Agora fixamos o modelo de fluxo de píons ( $f_2$  e  $f_3$ ) e analisamos os resultados obtidos utilizando diferentes descrições para a dinâmica de interação forte descrita pelo modelo de dipolo. Os modelos IIMS, bCGC, GBW e rcBK (todos discutidos no Cap. 3), levam a descrições muito similares, cuja diferença é apenas na normalização, o que leva a diferentes valores de  $K$ . Nossos resultados estão de acordo com os dados experimentais, principalmente com o modelo  $f_3$ . No que segue utilizaremos apenas o modelo bCGC. Essa escolha deve-se ao valor necessário de  $K$  para descrever a seção de choque total através de (5.13). O modelo bCGC apresenta magnitude (para a seção de choque) bem abaixo dos outros modelos, fazendo com que o valor de  $K$  necessário para satisfazer (5.13) seja mais elevado. A predileção por valores mais elevados (dentro dos mostrados na Fig. 5.12) ficará clara no próximo parágrafo. Além disso, o bCGC possui a parametrização mais recente aos dados do HERA, e tem mostrado bons resultados na descrição dos dados do LHC, como pode ser visto nas Refs. [204–208].

Nas figuras 5.11 e 5.12 indicamos os valores necessários de  $K$  para que a expressão (5.13) seja satisfeita, ou seja, para que uma dada combinação de  $f_{\pi/p}$  e  $\mathcal{N}_p$  descreva os dados de seção de choque total utilizando  $R_q = 2/3$ . Considerando todas as combinações encontradas nas figuras,  $K$  encontra-se no intervalo  $0,08 \lesssim K \lesssim 0,21$ . Se admitirmos a priori que a magnitude de  $K$  é da ordem de 0,7 para processos exclusivos, como predito na Ref. [198] para processos semi-inclusivos, nossos cálculos mostram uma predileção para valores menores de  $R_q$ , pois, como expresso em (5.14):

$$0,08 \lesssim K(R_q = 2/3) \lesssim 0,21 \quad \Rightarrow \quad 0,32 \lesssim K(R_q = 1/3) \lesssim 0,84. \quad (5.15)$$

Ainda assim, visto que a magnitude de tais correções em processos exclusivos é uma questão em aberto, optamos pela abstenção de conclusões fortes neste sentido. No que segue apresentaremos nossos resultados sempre considerando  $R_q = 2/3$ , mas o leitor deve manter em mente que a relação entre  $K$  e  $R_q$  implica que os mesmos ajustes seriam obtidos com valores mais elevados de  $K$  caso seja assumido  $R_q < 2/3$ . Com mais dados experimentais de diferentes processos associados a produção de LN, talvez seja possível uma distinção mais clara entre as contribuições de  $K$  e  $R_q$ .

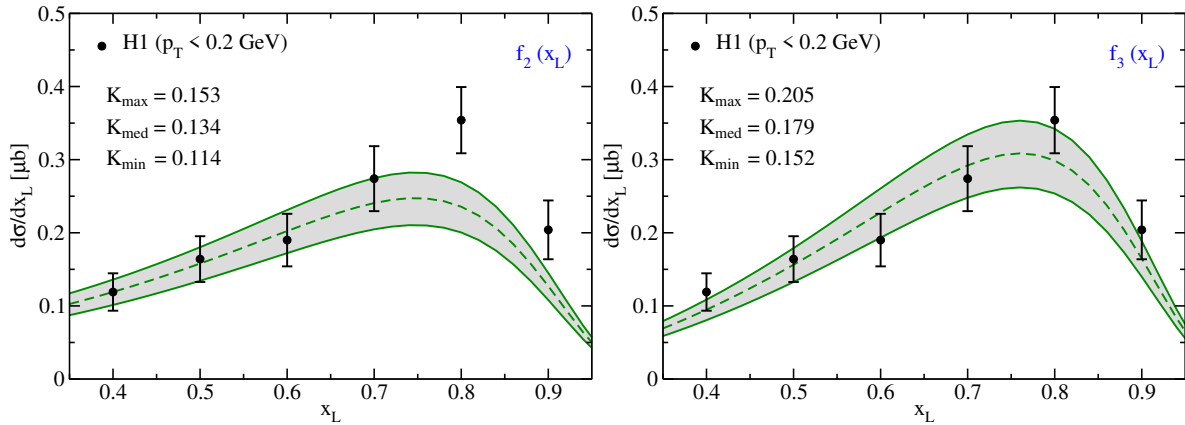


Figura 5.13: Espectro de nêutron dominante associado a fotoprodução de  $\rho$ . O conjunto de dados é restrito a  $p_T < 0,2$  GeV, com os valores de  $K$  ajustados a este conjunto.

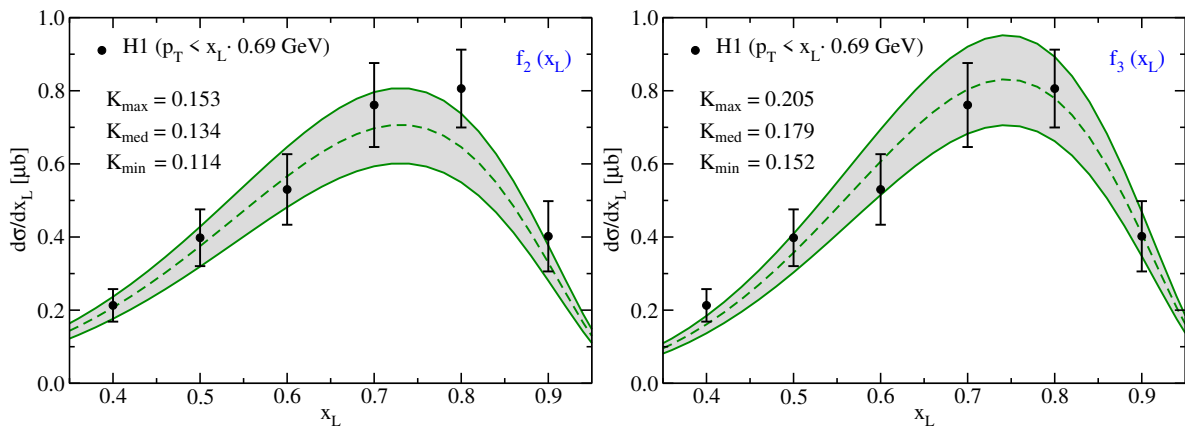


Figura 5.14: Espectro de nêutron dominante associado a fotoprodução de  $\rho$ . O conjunto de dados é restrito a  $p_T < 0,69 \cdot x_L$  GeV, com os valores de  $K$  ajustados ao conjunto  $p_T < 0,2$ .

O ajuste do valor de  $K$  usado até agora foi obtido através de (5.13) considerando apenas o valor central dos dados do HERA. A fim de considerar a incerteza presente nos dados, definimos agora uma faixa de valores para  $K$ , utilizando a seguinte abordagem:

$$\begin{aligned}
 \sigma = a \pm b &\implies \begin{cases} a - b & \text{define } K_{min} \\ a & \text{define } K_{med} \\ a + b & \text{define } K_{max} \end{cases} & (5.16) \\
 \text{(dados de HERA)} &
 \end{aligned}$$

Note que o valor de  $K$  utilizado até agora corresponde a  $K_{med}$ . Com essa abordagem, no lugar de uma curva no gráfico que descreve  $d\sigma/dx_L$ , teremos uma banda limitada por  $K_{min}$  e  $K_{max}$ , com a curva correspondente a  $K_{med}$  na região central da banda. Esse procedimento será utilizado nas figuras 5.13, 5.14, 5.15 e 5.16.

Na Fig. 5.13 apresentamos nossos resultados para o espectro de nêutron dominante associado a fotoprodução de  $\rho$  considerando  $R_q = 2/3$ ,  $\mathcal{N}_p$  descrito pelo bCGC e  $f_{\pi/p}$  descrito por  $f_2$  e  $f_3$ . Obtivemos resultados condizentes com os dados, principalmente para o fluxo de píons  $f_3$ . O conjunto de dados utilizado na Fig. 5.13 é para  $p_T < 0,2$  GeV. Além desse, a colaboração H1 divulgou um segundo conjunto de dados, descrevendo nêutrons com momento transversal  $p_T < 0,69 \cdot x_L$  GeV. Podemos utilizar esse outro conjunto de dados para testar a robustez dos nossos resultados, aplicando a ele, a mesma descrição utilizada na Fig. 5.13. Faremos isto de

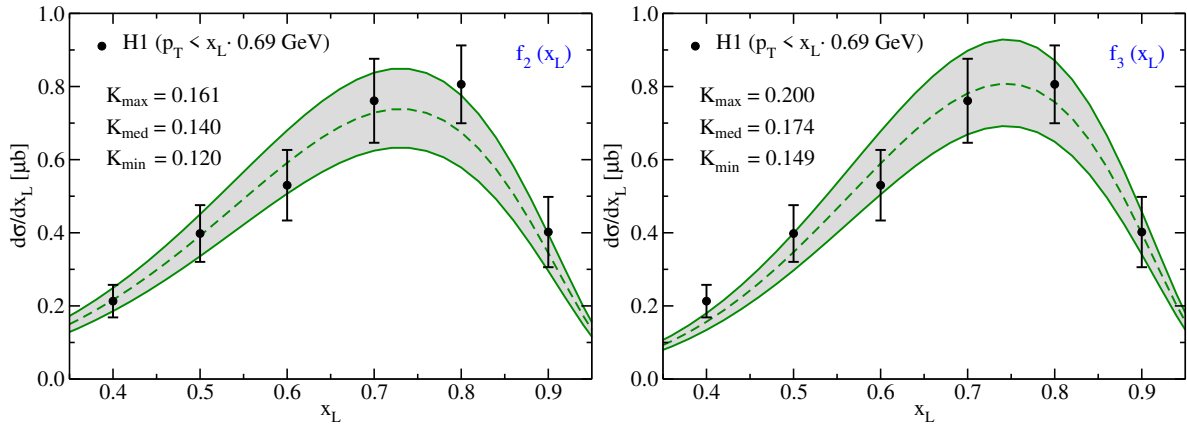


Figura 5.15: Espectro de nêutron dominante associado a fotoprodução de  $\rho$ . O conjunto de dados é restrito a  $p_T < 0,69 \cdot x_L$  GeV, com os valores de  $K$  ajustados a este conjunto.

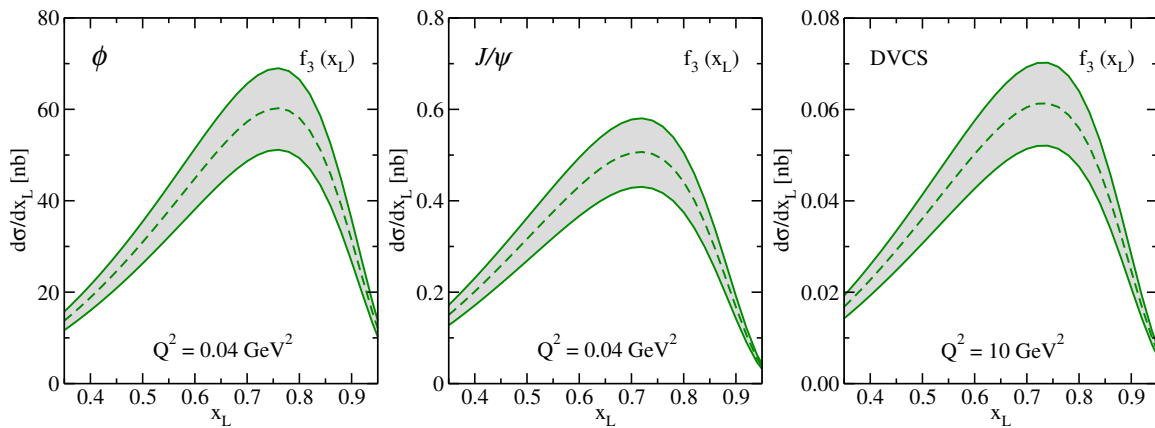


Figura 5.16: Espectro de nêutron dominante associado a produção exclusiva de  $\phi$ ,  $J/\Psi$  e DVCS, considerando a região cinemática do HERA:  $W = 60$  GeV e  $p_T < 0,2$  GeV.

duas maneiras. Na Fig. 5.14 descrevemos o segundo conjunto de dados ( $p_T < 0,69 \cdot x_L$  GeV) utilizando os valores de  $K$  obtidos no ajuste aos dados do primeiro conjunto ( $p_T < 0,2$  GeV). Já na Fig. 5.15 ajustamos os valores de  $K$  de acordo com os dados de seção de choque total próprio desse conjunto. Em ambas abordagens obtivemos uma boa descrição dos dados experimentais, principalmente com o modelo  $f_3$ . Os valores de  $K$  obtidos do ajuste a cada conjunto de dados (mostrados nas figuras 5.14 e 5.15) são muito similares, reforçando a robustez dos resultados obtidos.

Visto que as principais incertezas presentes em nossos cálculos já foram fixadas pelos dados experimentais de fotoprodução exclusiva de  $\rho$ , estenderemos nossa análise para outros estados finais exclusivos. Assumiremos o modelo Gaus-LC para descrever a função de onda dos mésons vetoriais, o modelo bCGC para a amplitude de espalhamento dipolo-alvo, o modelo  $f_3$  para o fluxo de píons,  $R_q = 2/3$  e os valores de  $K$  fixados com auxílio de (5.13) e (5.16) na descrição dos dados de  $\rho$ .

Na Fig. 5.16, considerando a região cinemática acessível ao HERA, apresentamos nossas previsões para o espectro de nêutron dominante associado a produção exclusiva de  $\phi$ ,  $J/\Psi$  e fóton (DVCS)<sup>9</sup>. Para todos esses estados finais consideramos  $W = 60$  GeV e  $p_T < 0,2$  GeV. Para a virtualidade, utilizamos os valores  $Q^2 = 0,04$  GeV<sup>2</sup> ( $\phi$  e  $J/\Psi$ ) e  $Q^2 = 10$  GeV<sup>2</sup> (DVCS). O valor

<sup>9</sup> Acrônimo de espalhamento Compton profundamente virtual (*Deeply Virtual Compton Scattering*).

obtido para a seção de choque total em cada um desses casos é:

$$\sigma(\gamma + p \rightarrow \phi + \pi + n) = 25,47 \pm 3,70 \text{ nb}, \quad (5.17a)$$

$$\sigma(\gamma + p \rightarrow J/\Psi + \pi + n) = 0,22 \pm 0,03 \text{ nb}, \quad (5.17b)$$

$$\sigma(\gamma + p \rightarrow \gamma + \pi + n) = 0,008 \pm 0,001 \text{ nb}. \quad (5.17c)$$

Tanto as bandas presentes nos gráficos da Fig. 5.16 quanto as incertezas nos valores de seção de choque (5.17) estão relacionados com a incerteza nos dados de fotoprodução de  $\rho$ , utilizando (5.16), como explicado em parágrafos anteriores.

Por fim, na Fig. 5.17 apresentamos nossas previsões considerando o regime cinemático que poderá ser provado em futuros colisores  $ep$  [209–213], onde limitamos  $p_T < 0,2$  GeV. Nos gráficos à esquerda fixamos  $Q^2 = 5$  GeV<sup>2</sup> e mostramos o espectro para diferentes valores de energia, já nos gráficos à direita fixamos  $W = 1$  TeV e apresentamos o espectro para diferentes valores de virtualidade. A magnitude de cada seção de choque cresce com a energia (para  $Q^2$  fixo) e decresce com a virtualidade (para  $W$  fixo). Em particular, para  $W = 1$  TeV e  $Q^2 = 5$  GeV<sup>2</sup>, temos as seguintes previsões para a seção de choque total:

$$\sigma(\gamma + p \rightarrow \rho + \pi + n) = 6,55 \pm 0,95 \text{ nb}, \quad (5.18a)$$

$$\sigma(\gamma + p \rightarrow \phi + \pi + n) = 1,71 \pm 0,25 \text{ nb}, \quad (5.18b)$$

$$\sigma(\gamma + p \rightarrow J/\Psi + \pi + n) = 1,20 \pm 0,17 \text{ nb}, \quad (5.18c)$$

$$\sigma(\gamma + p \rightarrow \gamma + \pi + n) = 0,16 \pm 0,02 \text{ nb}. \quad (5.18d)$$

Acreditamos que para esses valores de seção de choque, a análise experimental de processos exclusivos associados a nêutron dominante é factível em futuros colisores  $ep$ , em particular para o caso de fotoprodução, pois a seção de choque cresce rapidamente quando  $Q^2 \rightarrow 0$ .

### 5.3 Conclusões

Neste capítulo apresentamos a nossa proposta para a descrição da produção de nêutrons dominantes em colisões elétron-próton no regime de altas energias. Nossa abordagem descreve de forma unificada os processos semi-inclusivo ( $\gamma + p \rightarrow X + n$ ) e exclusivo ( $\gamma + p \rightarrow E + \pi + n$ ), nos quais a seção de choque fóton-próton é descrita em termos do fluxo de píons do próton e da seção de choque fóton-píon, com a última sendo descrita no formalismo de dipolo de cor. Com esse formalismo e assumindo a validade do modelo aditivo de quarks, relacionamos as amplitudes de espalhamento dipolo-píon e dipolo-próton, o que nos permitiu incorporar de forma confiável a física de saturação na análise da produção de LN. Esta é a primeira vez que o formalismo de dipolo de cor e a física de saturação são utilizados na descrição dos processos envolvendo LN.

Uma vez que o espectro de LN prova o regime de pequeno  $x$  da estrutura do píon e os nossos resultados utilizando dinâmica não linear são compatíveis com os dados do HERA, podemos dizer que esse é um novo observável no campo da física de saturação partônica.

No caso semi-inclusivo, além da descrição dos dados da colaboração H1, constatamos que o scaling de Feynman surge naturalmente no regime de pequeno  $x$  quando a dinâmica não linear é incorporada. Esperamos que dados experimentais no regime de energias mais elevadas possam evidenciar esse efeito.

No caso exclusivo, além da descrição dos dados de fotoprodução de  $\rho$ , também fornecemos previsões para os estados finais  $\phi$ ,  $J/\Psi$  e  $\gamma$ , considerando a energia alcançada no HERA. Essas previsões, a princípio, ainda podem ser testadas caso os dados desses observáveis sejam extraídos pelas colaborações H1 e/ou ZEUS. Além disso, também apresentamos previsões para os estados



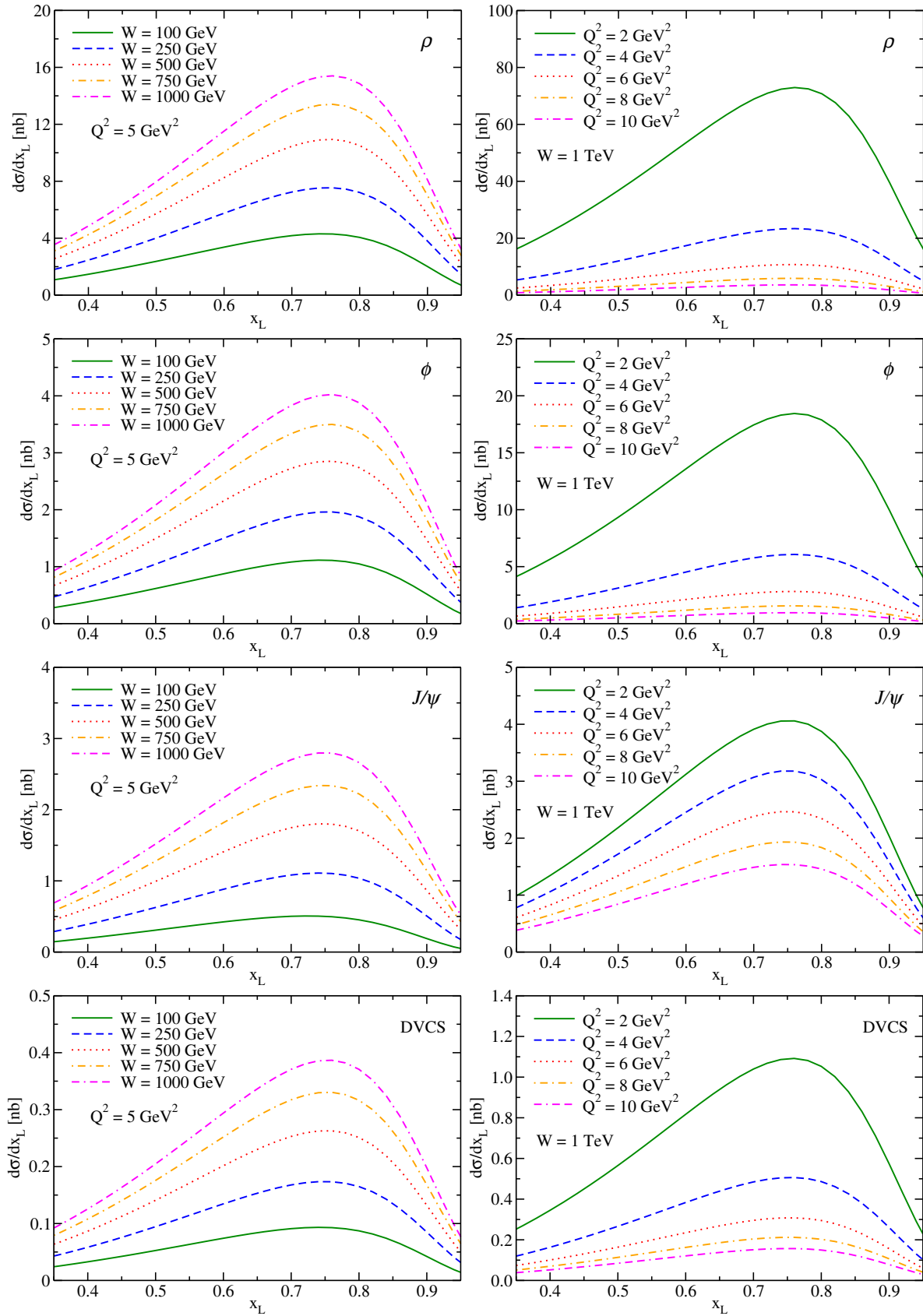


Figura 5.17: Espectro de nêutron dominante associado a produção exclusiva de  $\rho$ ,  $\phi$ ,  $J/\Psi$  e  $\gamma$ . Consideramos  $p_T < 0,2 \text{ GeV}$ , e valores de  $Q^2$  e  $W$  alcançáveis em futuros colisores  $ep$ .

finais  $\rho$ ,  $\phi$ ,  $J/\Psi$  e  $\gamma$  no regime cinemático que pode ser investigado em futuros colisores elétron-próton.

Apesar dos bons resultados obtidos em nossas análises, um ajuste definitivo ainda não é possível devido às diversas fontes de incerteza: (i) a magnitude das correções de absorção, (ii) a validade do modelo aditivo de quarks, (iii) a forma precisa do fluxo de píons, (iv) a forma precisa da seção de choque dipolo-próton, (v) a contribuição de fragmentação direta do próton, e, no caso inclusivo, (vi) a contribuição da troca de outras partículas no lugar do pión. Acreditamos que com a análise de outros observáveis relacionados a produção de LN, parte dessas incertezas possa ser reduzida. O próximo capítulo é dedicado à descrição de um desses observáveis.

# Capítulo 6

## A produção de nêutrons dominantes em colisões próton-próton e próton-núcleo

No capítulo anterior descrevemos a produção de nêutrons dominantes em colisões elétron-próton, como as que aconteciam no colisor DESY-HERA. Embora as colaborações experimentais do HERA eventualmente divulguem novos conjuntos de dados, atualmente não há qualquer colisor elétron-próton em atividade (que prove o regime de altas energias). Por outro lado, há dois colisores hádron-hádron em operação: o BNL-RHIC e o CERN-LHC. Neste capítulo estendaremos a descrição da EVMP associada a LN para colisões próton-próton e próton-núcleo. Para tal, consideraremos colisões que acontecem em grande parâmetro de impacto (colisões ultraperiféricas). Nesse caso, podemos utilizar o método de Weizsäcker-Williams descrito no Cap. 4, que permite descrever uma colisão hádron-hádron em termos do fluxo de fótons e da seção de choque fóton-hádron. Desta forma, quando o próton é o alvo, um dos ingredientes do cálculo é a seção de choque fóton-próton para produção LN, que já foi descrita no capítulo anterior. Assim, com o modelo que usamos para descrever os dados do HERA de fotoprodução de méson  $\rho$  associada a LN, podemos também descrever o processo análogo que acontece em interações fotoinduzidas em colisões  $pp$  e  $pA$ .

Neste capítulo apresentaremos nossas previsões para a fotoprodução dos mésons  $\rho$ ,  $\phi$  e  $J/\Psi$  acompanhados de um nêutron dominante em colisões hadrônicas considerando os valores de energia alcançados no RHIC e no LHC. Essa análise compõe a Ref. [6]. Além disso, também consideraremos o caso em que a partícula dominante é uma ressonância delta, que por sua vez, pode decair em um nêutron e contribuir no espectro de LN. A análise da EVMP associada à delta dominante compõe a Ref. [11].

Salientamos que esta é a primeira vez que este formalismo é aplicado na descrição da produção de bárions dominantes (*leading baryon* - LB) em colisões hadrônicas. Além disso, esta é a primeira proposta de análise experimental desse observável, e como demonstraremos neste capítulo, tal análise pode ser feita nos colisores hadrônicos atuais.

### 6.1 Formalismo

Utilizando o formalismo de dipolo de cor e o método de Weizsäcker-Williams, o espalhamento  $h_1 + h_2 \rightarrow h_3 + V + \pi + n$  (onde  $h_3$  é um dos hádrons iniciais) pode ser visto como uma sequência de cinco subprocessos, como ilustrado nos diagramas da Fig. 6.1: *i*) um fóton é emitido por um dos hádrons incidentes, *ii*) o fóton flutua em um par  $q\bar{q}$  (dipolo de cor), *iii*) o outro hádron (um

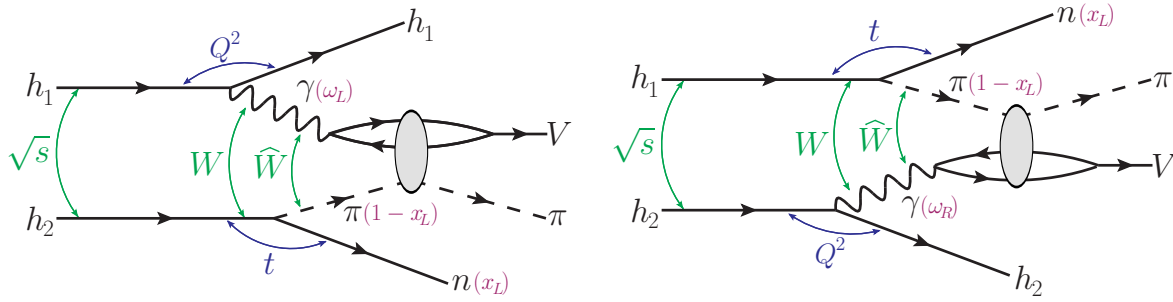


Figura 6.1: Produção exclusiva de méson vetorial associado a um nêutron dominante em interações fotoinduzidas na colisão hadrônica  $h_1 + h_2$ .

próton<sup>1)</sup> desdobra-se em um sistema nêutron+píon,  $iv$ ) o dipolo de cor interage difrativamente com o píon, e,  $v$ ) o dipolo de cor forma um méson vetorial.

Na Fig. 6.1 podemos identificar  $Q^2$  e  $t$  como, respectivamente, as virtualidades do fóton e do píon. O nêutron de momento transversal  $p_T$  carrega uma fração  $x_L$  do momento longitudinal do próton, com o píon carregando uma fração  $1 - x_L$ . A partir da energia de centro de massa do sistema  $h_1 h_2$ , dada por  $\sqrt{s}$ , podemos expressar o quadrado da energia de centro de massa dos sistemas  $\gamma p$  e  $\gamma \pi$ :

$$\text{(sistema fóton-próton)} \quad W^2 = M_V e^Y \sqrt{s}, \quad (6.1)$$

$$\text{(sistema fóton-píon)} \quad \hat{W}^2 = (1 - x_L) W^2, \quad (6.2)$$

onde  $M_V$  e  $Y$  são, respectivamente, a massa e a rapidez do méson vetorial. A rapidez do méson relaciona-se com a energia  $\omega$  portada pelo fóton via [164,214]

$$Y = \ln \frac{2\omega}{M_V}, \quad (6.3)$$

tal que fótons emitidos pelos hádrons  $h_1$  e  $h_2$  possuem as respectivas energias

$$\omega_L = \frac{M_V}{2} e^{-Y} \quad \text{e} \quad \omega_R = \frac{M_V}{2} e^{+Y}. \quad (6.4)$$

No caso de colisões hadrônicas estamos interessados na distribuição de rapidez do méson vetorial. Devido à natureza dos processos ilustrados na Fig. 6.1, o estado final é caracterizado por dois gaps ( $\oplus$ ) no espaço de fase em rapidez:

$$h_1 + h_2 \rightarrow h_3 \oplus V \oplus \pi + n, \quad (6.5)$$

onde  $h_3$  é o hádron inicial que emitiu o fóton. O primeiro gap está associado à emissão de um fóton por  $h_3$  e o segundo gap está associado à troca de um objeto com os números quânticos do vácuo (entre o dipolo de cor e o píon). Além disso, o nêutron é um bárion dominante, ou seja, é produzido em grande rapidez. Esse conjunto de assinaturas torna mais clara a identificação experimental dessa classe de processos.

A distribuição de rapidez do processo descrito acima é dada por (4.11)

$$\frac{d\sigma(h_1 + h_2 \rightarrow h_3 + V + \pi + n)}{dY} = N_{\gamma/h_1}(\omega_L) \sigma_{\gamma h_2 \rightarrow V \pi n}(\omega_L) + N_{\gamma/h_2}(\omega_R) \sigma_{\gamma h_1 \rightarrow V \pi n}(\omega_R), \quad (6.6)$$

<sup>1</sup> Consideraremos tanto um próton quanto um núcleo como fonte de fótons, mas o mesmo não será válido para a fonte de píons. Uma vez que o fluxo de píons do núcleo ainda não é conhecido, consideraremos que o píon sempre origina-se do desdobramento do próton.

onde  $N_{\gamma/h}$  é o fluxo de fótons descrito no Cap. 4 e  $\sigma_{\gamma+p \rightarrow V+\pi+n}$  é a seção de choque descrita na segunda parte do Cap. 5. Nos parágrafos seguintes revisaremos essas duas quantidades no contexto utilizado no capítulo presente.

Aqui denotamos o fluxo de fótons emitido pelo hádron  $h$  por:

$$N_{\gamma/h}(\omega) \equiv \omega \left. \frac{dn(\omega)}{d\omega} \right|_{\gamma/h}, \quad (6.7)$$

desta forma, as expressões para os fluxos de fótons, do próton (4.18) e do núcleo (4.14), são dadas respectivamente por

$$N_{\gamma/p}(\omega) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \left[ 1 + \left( 1 - \frac{2\omega}{\sqrt{s}} \right)^2 \right] \left( \ln \Omega - \frac{11}{6} + \frac{3}{\Omega} - \frac{3}{2\Omega^2} + \frac{1}{3\Omega^3} \right), \quad (6.8)$$

$$N_{\gamma/A}(\omega) = \frac{\alpha_{em} Z^2}{\pi} \left[ 2\xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \xi^2 \left( K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi) \right) \right], \quad (6.9)$$

onde  $\Omega = 1 + Q_0^2/Q^2$  e  $\xi = \omega b_{\min}/\gamma_L = \omega(R_{\text{alvo}} + R_{\text{projétil}})/\gamma_L$ .

A seção de choque que descreve a EVMP associada a LN é obtida integrando a expressão (5.9) em  $t$  e  $x_L$ :

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow V\pi n}(W^2) = K \cdot \int dx_L \int dt f_{\pi/p}(x_L, t) \sigma_{\gamma\pi \rightarrow V\pi}(\hat{W}^2), \quad (6.10)$$

onde já incluímos o fator de absorção  $K$ . Por sua vez, a seção de choque acima depende do fluxo de píons e da seção de choque do espalhamento  $\gamma + \pi \rightarrow V + \pi$ . O fluxo de píons virtuais emitido pelo próton foi apresentado no Cap. 4, e é descrito pela expressão (4.31), que descreve o desdobraimento  $p \rightarrow n + \pi$ . A seção de choque para a interação elástica entre o fóton e o pión foi estudada no Cap. 3, e é descrita pela expressão (3.18), que neste caso é expressa por

$$\sigma_{\gamma\pi \rightarrow V\pi}(\hat{W}) = \frac{1}{16\pi} \int_{-\infty}^0 \left| \mathcal{A}_T^{\gamma\pi \rightarrow V\pi}(\hat{W}, \Delta) \right|^2 d\hat{t}, \quad (6.11)$$

onde  $\hat{t} = -\Delta^2$  é o momento transferido na interação dipolo-pión, como ilustrado na Fig. 5.9. A componente transversa da amplitude de espalhamento  $\mathcal{A}$  é dada por (3.16):

$$\mathcal{A}_T^{\gamma\pi \rightarrow V\pi}(\hat{x}, \Delta) = i \int dz \int d^2\mathbf{r} \int d^2\mathbf{b} e^{-i[b-(1-z)\mathbf{r}] \cdot \Delta} \left[ \Psi_V^* \Psi(z, \mathbf{r}) \right]_T \underbrace{2 \mathcal{N}_\pi(\hat{W}, \mathbf{r}, \mathbf{b})}_{R_q \cdot \mathcal{N}_p(\hat{W}, \mathbf{r}, \mathbf{b})} \quad (6.12)$$

onde a sobreposição das funções de onda do fóton e do méson,  $\Psi_V^* \Psi$ , é descrita por (3.24). Como introduzido no capítulo anterior através da expressão (5.12), a amplitude de espalhamento dipolo-pión é descrita em termos da amplitude de espalhamento dipolo-próton, sendo  $\mathcal{N}_\pi = R_q \cdot \mathcal{N}_p$ , onde  $R_q$  é uma constante inspirada no modelo aditivo de quarks.

Note que, seguindo o formalismo proposto no capítulo anterior, assumimos que as correções de absorção podem ser representadas pelo fator  $K$  (que não depende de  $W$  ou  $x_L$ ), e também, as amplitudes de espalhamento dipolo-pión e dipolo-próton são relacionadas por um fator constante  $R_q$ . Como mostrado no capítulo anterior, ambas considerações são corroboradas pelos dados do HERA. Como discutido em detalhes na seção 5.2, assumiremos  $R_q = 2/3$  e usaremos os valores de  $K$  que foram vinculados pelos dados do espalhamento  $\gamma + p \rightarrow \rho + \pi + n$  da colaboração H1. Como consequência, as predições apresentadas na próxima seção não possuem parâmetros livres.

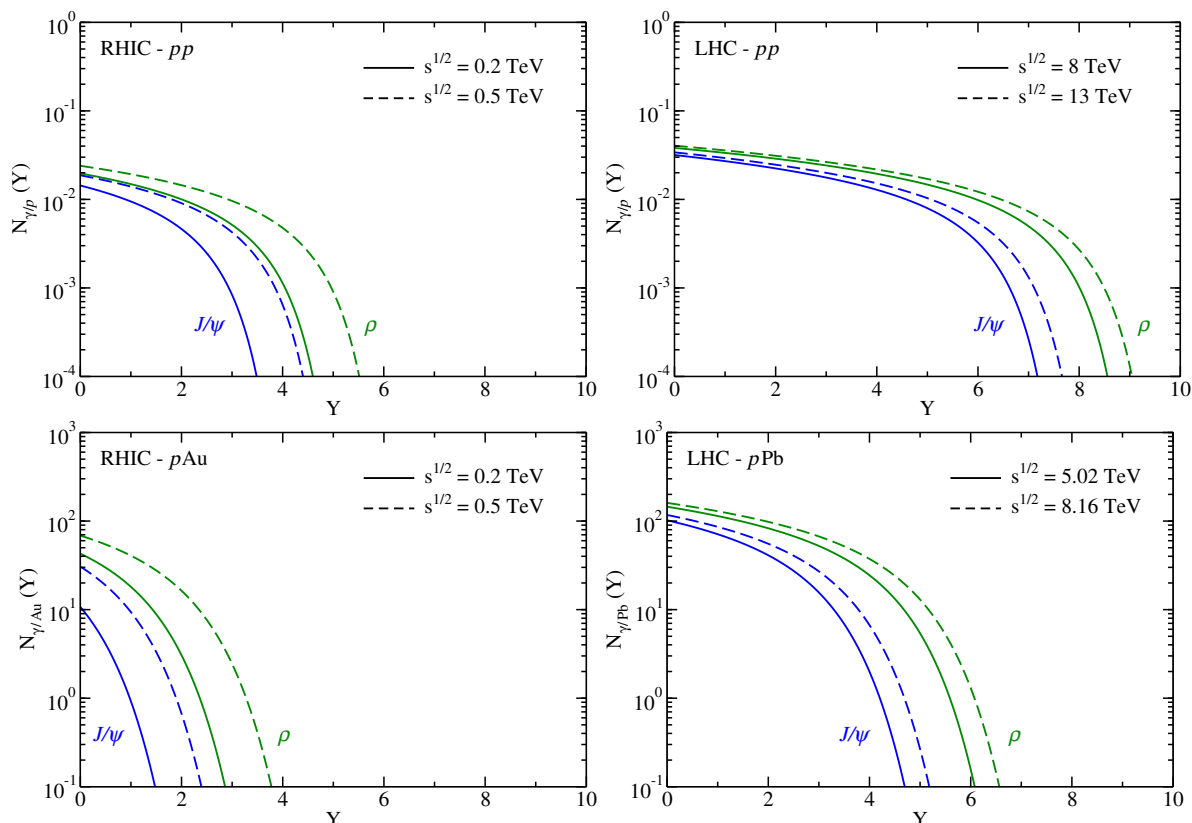


Figura 6.2: Fluxo de fótons emitido pelo próton (painéis superiores) e pelos núcleos de ouro e chumbo (painéis inferiores), em função da rapidez do méson vetorial ( $\rho$  e  $J/\Psi$ ), considerando as energias alcançadas no RHIC (esquerda) e no LHC (direita).

## 6.2 Resultados

Antes da apresentação dos nossos resultados para EVMP associada a LN em colisões hadrônicas, analisaremos o espectro em rapidez do fluxo de fótons (6.7), como mostrado na Fig. 6.2. Para tal, consideramos a fotoprodução dos mésons vetoriais<sup>2</sup>  $\rho$  e  $J/\Psi$ . Nos painéis superiores, mostramos o fluxo de fótons emitido pelo próton para os valores de energia das colisões  $pp$  no RHIC (esquerda) e LHC (direita). Já nos painéis inferiores, temos o fluxo de fótons emitido pelo núcleo de ouro (esquerda) e chumbo (direita), para valores de energia das colisões  $pA$ , do RHIC e do LHC, respectivamente. Em todos os gráficos vemos que o espaço de fase cresce ao diminuir a massa do méson produzido e/ou ao aumentar a energia de centro de massa. Em particular, quando partimos da escala de energia do RHIC para a escala de energia do LHC, temos um aumento significativo na magnitude em  $Y \approx 0$ , e principalmente, na largura da distribuição, que estende-se para valores mais elevados de  $Y$ . Comparando os fluxos emitidos pelo próton e pelo núcleo, podemos ver duas grandes diferenças. A primeira é quanto à intensidade do fluxo de fótons, que é muito maior no caso da emissão pelo núcleo, isso porque há um reforço de  $Z^2$  em  $N_{\gamma/A}$ . Como consequência, na região de rapidez central constatamos que  $N_{\gamma/A}$  está pelo menos 3 ordens de grandeza acima  $N_{\gamma/p}$ . A segunda característica importante é que o fluxo originado por prótons pode produzir mésons na região de rapidez mais frontal, com  $N_{\gamma/p}$  estendendo-se 2~3 unidades

<sup>2</sup> Uma vez que  $M_\rho \approx M_\phi$ , para um valor de  $\omega$  fixo, o fluxo de fótons para produção dos méson  $\rho$  e  $\phi$  é muito semelhante, então omitimos o fluxo relacionado ao méson  $\phi$ .

de rapidez além do regime cinemático de  $N_{\gamma/A}$ <sup>3</sup>. Tal comportamento está relacionado com a energia máxima portada pelo fóton, a qual depende de  $\sqrt{s}$  e do raio do projétil emissor de fótons ( $R_P$ ). O valor de  $\sqrt{s}$  depende apenas das condições cinemáticas do colisor, já a dependência no raio do projétil, dada pela expressão (4.3), define a relação  $Y_{max} \sim \omega_{max} \sim 1/R_P$ , permitindo que o espaço de fase de  $N_{\gamma/p}$  seja maior do que de  $N_{\gamma/A}$ .

Diferente do capítulo anterior, onde iniciamos cada uma das seções de resultados descrevendo dados experimentais, no caso de EVMP associada a LN em colisões hadrônicas, não existem dados disponíveis. Nesse sentido, estamos propondo a análise de um novo observável. Nesta seção apresentaremos nossas previsões para esse observável considerando interações fotoinduzidas em colisões  $pp$  e  $pA$  nas energias do RHIC e do LHC. Em particular, consideraremos as seguintes energias de centro de massa para o sistema hádron-hádron (em unidades de TeV): colisões  $pp$  com  $\sqrt{s} = 0,2$ ,  $\sqrt{s} = 0,5$ ,  $\sqrt{s} = 8$  e  $\sqrt{s} = 13$ ; colisões  $pAu$  com  $\sqrt{s} = 0,2$  e  $\sqrt{s} = 0,5$ ; colisões  $pPb$  com  $\sqrt{s} = 5,02$  e  $\sqrt{s} = 8,16$ . Para estimar a seção de choque total  $\gamma+p \rightarrow V+\pi+n$ , dada por (6.11), consideraremos  $p_T < 0,2$  GeV, como usado na análise da colaboração H1 [191].

No capítulo anterior estimamos três valores para  $K$ , considerando o valor central da seção de choque de fotoprodução de méson  $\rho$  associada a LN, bem como limites superior e inferior, determinados pela incerteza dos dados do H1. No que segue, assumiremos esses mesmos valores:  $K_{min} = 0,152$ ,  $K_{med} = 0,179$  e  $K_{max} = 0,205$ . Como consequência, em vez de uma curva na distribuição de rapidez, teremos uma banda. Esses valores foram obtidos para um determinado conjunto de modelos, que também serão utilizados neste capítulo: o modelo Gaus-LC para descrever a função de onda dos mésons, o modelo  $f_3$  para descrever o fluxo de píons do próton e o modelo bCGC para descrever a interação dipolo-alvo. Além disso, utilizaremos os fluxos de fótons (6.8) e (6.9).

Na Fig. 6.3 apresentamos as previsões para a distribuição de rapidez de mésons vetoriais ( $\rho$ ,  $\phi$  e  $J/\Psi$ ) produzidos em colisões  $pp$  nas energias do RHIC ( $\sqrt{s} = 0,2$  TeV e  $0,5$  TeV) e do LHC ( $\sqrt{s} = 8,0$  TeV e  $13,0$  TeV). Como esperado, devido à simetria do estado inicial, as distribuições são simétricas em relação a  $Y = 0$ . Além disso, a magnitude das previsões aumenta com a energia e diminui com o aumento da massa do méson. Também observamos que o crescimento da seção de choque com a energia é mais rápido na produção de  $J/\Psi$  em comparação com os mésons leves. Tal característica pode ser diretamente associada com o domínio de dipolos de menor tamanho na produção de charmonium em comparação com estados ligados de quarks leves, como discutido na seção 3.2. Já as funções da onda que descrevem a produção de mésons mais leves têm o pico da distribuição em maiores valores de  $r$ , como podemos ver na Fig. 3.2. Como consequência, o impacto dos efeitos não lineares é maior nesses estados, tal que as seções de choque para produção de  $\rho$  e  $\phi$  não crescem tão rapidamente com o aumento da energia. Por fim, chamamos atenção para a largura da distribuição em rapidez, que também cresce com o aumento da energia e com a diminuição da massa do méson. Esse comportamento está ligado ao espaço de fase do fluxo de fótons, e pode ser visto na Fig. 6.2. Na Fig. 6.3 vemos que a distribuição de rapidez para produção do méson  $\rho$  ( $J/\Psi$ ) restringe-se a  $|Y| < 6$  ( $|Y| < 4,5$ ) no RHIC, enquanto no LHC a distribuição do méson  $\rho$  ( $J/\Psi$ ) concentra-se em  $|Y| < 9$  ( $|Y| < 8$ ).

Na Fig. 6.4 apresentamos as previsões para a distribuição de rapidez de mésons vetoriais ( $\rho$ ,  $\phi$  e  $J/\Psi$ ) produzidos em colisões  $pAu$  que acontecem no RHIC em energia  $\sqrt{s}$  igual a  $0,2$  TeV e  $0,5$  TeV, e também em colisões  $pPb$  que acontecem no LHC em energia  $\sqrt{s}$  igual a  $5,02$  TeV e  $8,16$  TeV. Nesses casos, vemos distribuições assimétricas, uma vez que as interações fotoinduzidas são dominadas por fótons emitidos pelo núcleo. Esse comportamento está diretamente associado ao fato do fluxo de fótons do núcleo ser proporcional a  $Z^2$ . Esse reforço no fluxo

<sup>3</sup> Considerando a região de queda exponencial do fluxo, onde  $N_\gamma(Y)$  já está pelo menos duas ordens de grandeza abaixo de  $N_\gamma(Y=0)$ .

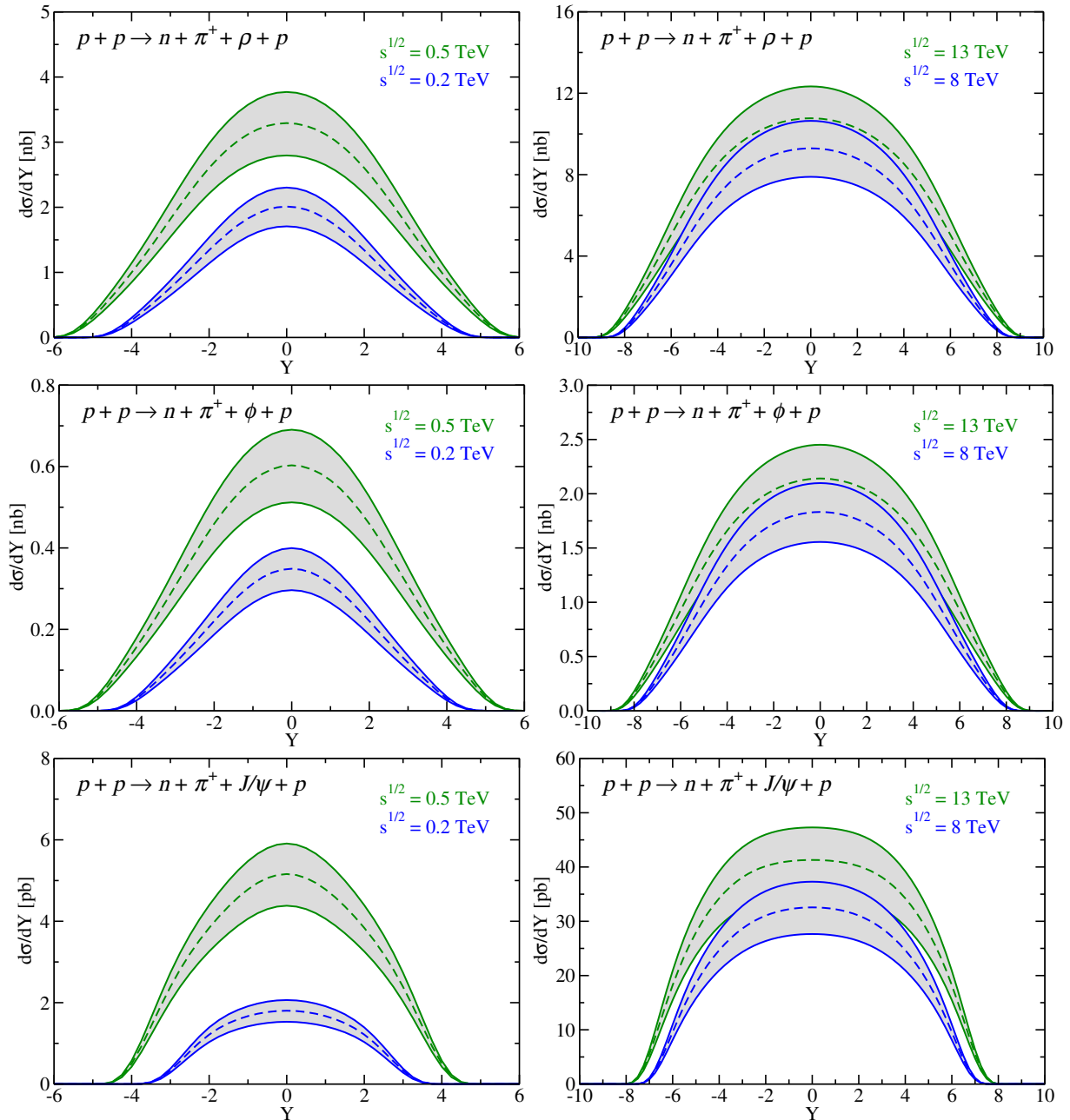


Figura 6.3: Distribuição de rapidez para produção exclusiva de  $\rho$ ,  $\phi$  e  $J/\Psi$  associada a nêutron dominante em interações fotoinduzidas em colisões  $pp$ .

tem impacto direto na magnitude das distribuições, as quais são amplificadas em comparação ao caso  $pp$ . Por outro lado, embora as distribuições em  $pA$  tenham maior magnitude, elas são mais estreitas que as distribuições do caso  $pp$ , como podemos ver comparando as Figs. 6.3 e 6.4. Esse comportamento também é causado pelas diferenças entre  $N_{\gamma/p}$  e  $N_{\gamma/A}$ , como já analisado anteriormente. As demais características em relação à energia e à massa do méson, são análogas àquelas já discutidas no parágrafo anterior para o caso  $pp$ .

Agora que já investigamos a fotoprodução de mésons vetoriais associados ao principal canal de dissociação do próton,  $p \rightarrow n + \pi$ , proseguiremos investigando o segundo canal de dissociação mais importante:  $p \rightarrow \Delta + \pi$ . Os estados  $\Delta^0$  e  $\Delta^+$  decaem quase exclusivamente em sistemas núcleon+píon, com o canal  $\Delta \rightarrow N + \pi$  correspondendo a 99,4% dos decaimentos. Desta forma,



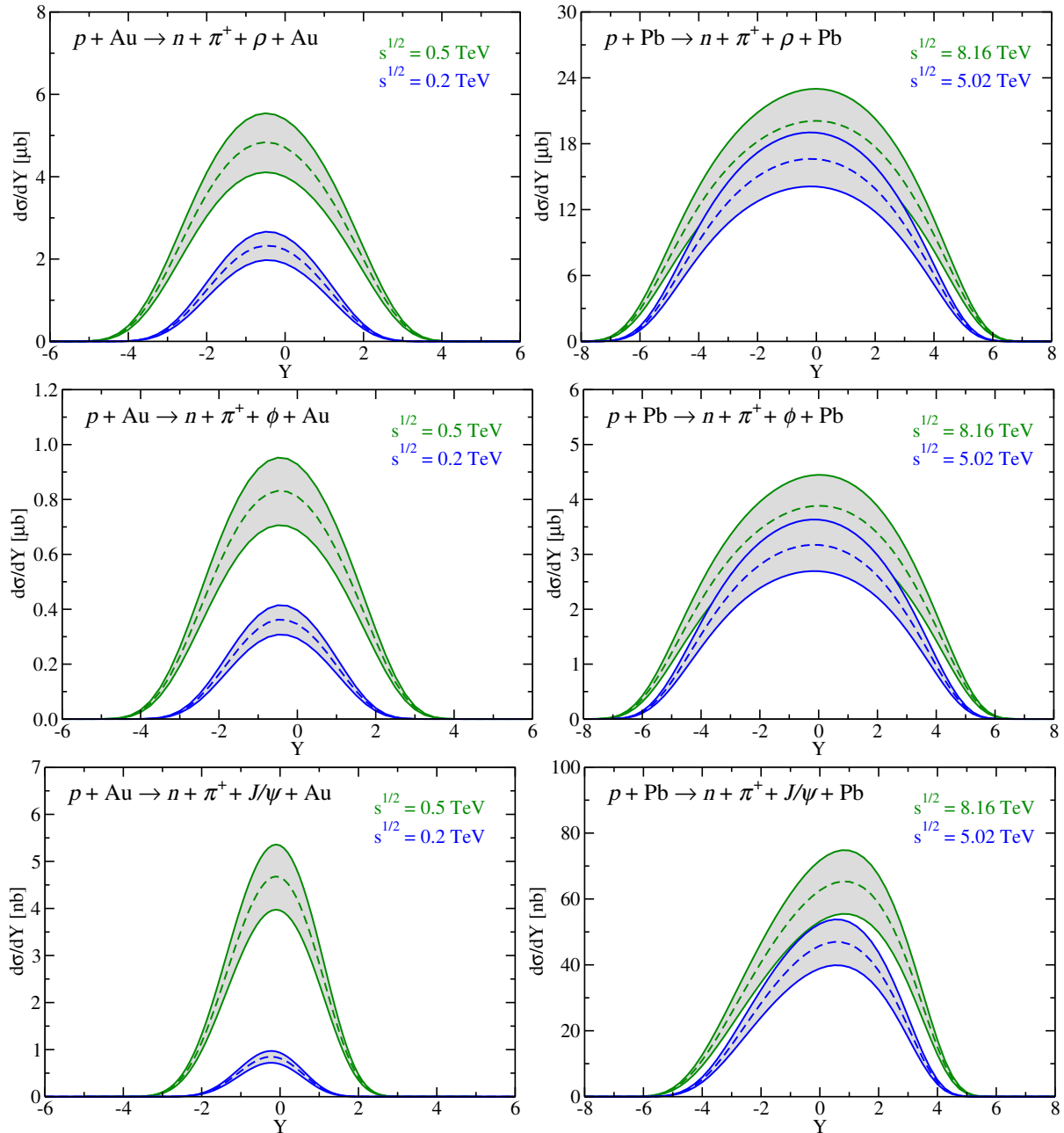


Figura 6.4: Distribuição de rapidez para produção exclusiva de  $\rho$ ,  $\phi$  e  $J/\Psi$  associada a nêutron dominante em interações fotoinduzidas em colisões  $pA$ .

quase 50% dos estados  $\Delta^0$  e  $\Delta^+$  produzem um nêutron no estado final. Portanto, complementaremos o estudo das últimas páginas considerando a fotoprodução de mésons vetoriais associados a delta dominante.

A influência da produção de delta no espectro de nêutron dominante foi investigada pelas colaborações H1 e ZEUS utilizando geradores de eventos [215]. A conclusão foi que a presença de um estado delta intermediário popula o espectro de LN com nêutrons menos energéticos. Para o canal de decaimento primário,  $p \rightarrow n + \pi$ , foi obtida uma distribuição com pico em  $x_L \approx 0,7$ , semelhante ao que podemos observar na Fig. 4.6. Já no caso do decaimento secundário,  $p \rightarrow \Delta + \pi \rightarrow n + \pi + \pi$ , os nêutrons popularam a região de  $x_L < 0,5$ .

Relembrando o que vimos no Cap. 4, no desdobramento  $p \rightarrow B + \pi$ , o bárion  $B$  ( $n$  ou  $\Delta$ )

carrega a maior parte do momento do próton, uma vez que  $m_B \gg m_\pi$ . Devido à conservação de momento, quanto maior o momento portado pelo bárion, menor será o momento do pión associado. Sendo os estados delta mais massivos que o nêutron, tipicamente o pión associado a  $\Delta$  carrega menos momento que o pión associado ao nêutron, como vemos na Fig. 4.6. Como consequência, a energia de centro de massa do sistema fóton-pión ( $\hat{W}$ ) na produção de delta será em média menor do que a energia alcançada na produção de nêutron.

A fim de facilitar a visualização, nas figuras seguintes utilizaremos apenas o valor central  $K = K_{med}$ . Visto que a forma da distribuição de rapidez não é muito modificada com a variação da energia (entre os casos de interesse), consideraremos apenas os valores de energia mais elevados alcançados pelo RHIC e pelo LHC em cada tipo de colisão. Os cálculos envolvendo a produção de delta seguem o mesmo formalismo utilizado para a produção de nêutron, com a mudança no fluxo de píons, descrito pela expressão (4.26). O nêutron pertence ao octeto de spin 1/2 e a delta pertence ao decuplo de spin 3/2, descritos, respectivamente, pela primeira e pela segunda linha da expressão (4.26). Além disso, apenas os valores de massa e constante de acoplamento são modificados.

Na Fig. 6.5 apresentamos nossas previsões para a EVMP associada a um bárion dominante ( $n$ ,  $\Delta^+$  e  $\Delta^0$ )<sup>4</sup> em interações fotoinduzidas que acontecem em colisões próton-próton. Observamos que as distribuições são simétricas em relação a  $Y = 0$ , e, a magnitude cresce com  $\sqrt{s}$  e decresce com  $M_V$ . Podemos observar que as distribuições associadas à produção dos estados delta são menores que aquelas associadas ao nêutron. Um dos motivos para isso, é que a seção de choque fóton-pión cresce com a energia  $\hat{W}$ , e como o pión associado aos estados delta carrega menos energia, sua seção de choque é menor. O outro motivo é que a constante de acoplamento (veja (4.38) na Pág. 68) do vértice próton-pión-nêutron é maior que do vértice próton-pión-delta. Quanto à diferença entre os estados delta, uma vez que o pico de cada distribuição em  $x_L$  do fluxo de píons associado a cada estado delta está na mesma posição, ambos processos provam o mesmo valor médio de  $\hat{W}$ , tal que a diferença de magnitude vista na Fig. 6.5 entre  $\Delta^+$  e  $\Delta^0$  deve-se apenas aos diferentes acoplamentos, sendo  $g_{p\pi^0\Delta^+}^2 = 2g_{p\pi^+\Delta^0}^2$ , fazendo que com a seção de choque com  $\Delta^+$  seja duas vezes maior que a seção de choque com  $\Delta^0$ .

Na Fig. 6.6 apresentamos nossas previsões para a EVMP associada a um bárion dominante ( $n$ ,  $\Delta^+$  e  $\Delta^0$ ) em interações fotoinduzidas que acontecem em colisões próton-núcleo. Esta figura apresenta as características já discutidas nas figuras anteriores: distribuição assimétrica em relação a  $Y = 0$ , seção de choque crescendo com  $\sqrt{s}$  e decrescendo com  $M_V$ , e, magnitudes ordenadas de acordo com o bárion dominante, com  $n > \Delta^+ > \Delta^0$ .

Nas tabelas 6.1 e 6.2 apresentamos nossas previsões para a seção de choque total considerando interações fotoinduzidas em colisões  $pp$  e  $pA$ , respectivamente. Consideramos os mésons vetoriais  $\rho$ ,  $\phi$  e  $J/\Psi$  associados a produção de nêutron, delta zero e delta mais. Como esperado da análise das distribuições de rapidez, as seções de choque crescem com o aumento da energia e diminuem com o aumento da massa do méson produzido. Além disso, devido ao termo  $Z^2$  no fluxo de fótons, a magnitude das seções de choque é maior nas colisões  $pA$  do que nas colisões  $pp$ .

Os resultados das tabelas 6.1 e 6.2 mostram que as seções de choque envolvendo o desdobramento  $p \rightarrow \Delta^+ + \pi^0$  são duas vezes maiores que aquelas envolvendo  $p \rightarrow \Delta^+ + \pi^+$ . Já as proporções entre a produção de nêutron e delta, mostram que para colisões próton-próton as seções de choque com o estado  $\Delta^+$  ( $\Delta^0$ ) correspondem a 15 ~ 18% (30 ~ 36%) das seções de choque envolvendo a produção de nêutron. No caso das colisões próton-núcleo, as proporções

<sup>4</sup> Os resultados para a produção de nêutron são os mesmos já mostrados nas figuras anteriores. Eles são repetidos para facilitar a comparação entre os diferentes bárions.

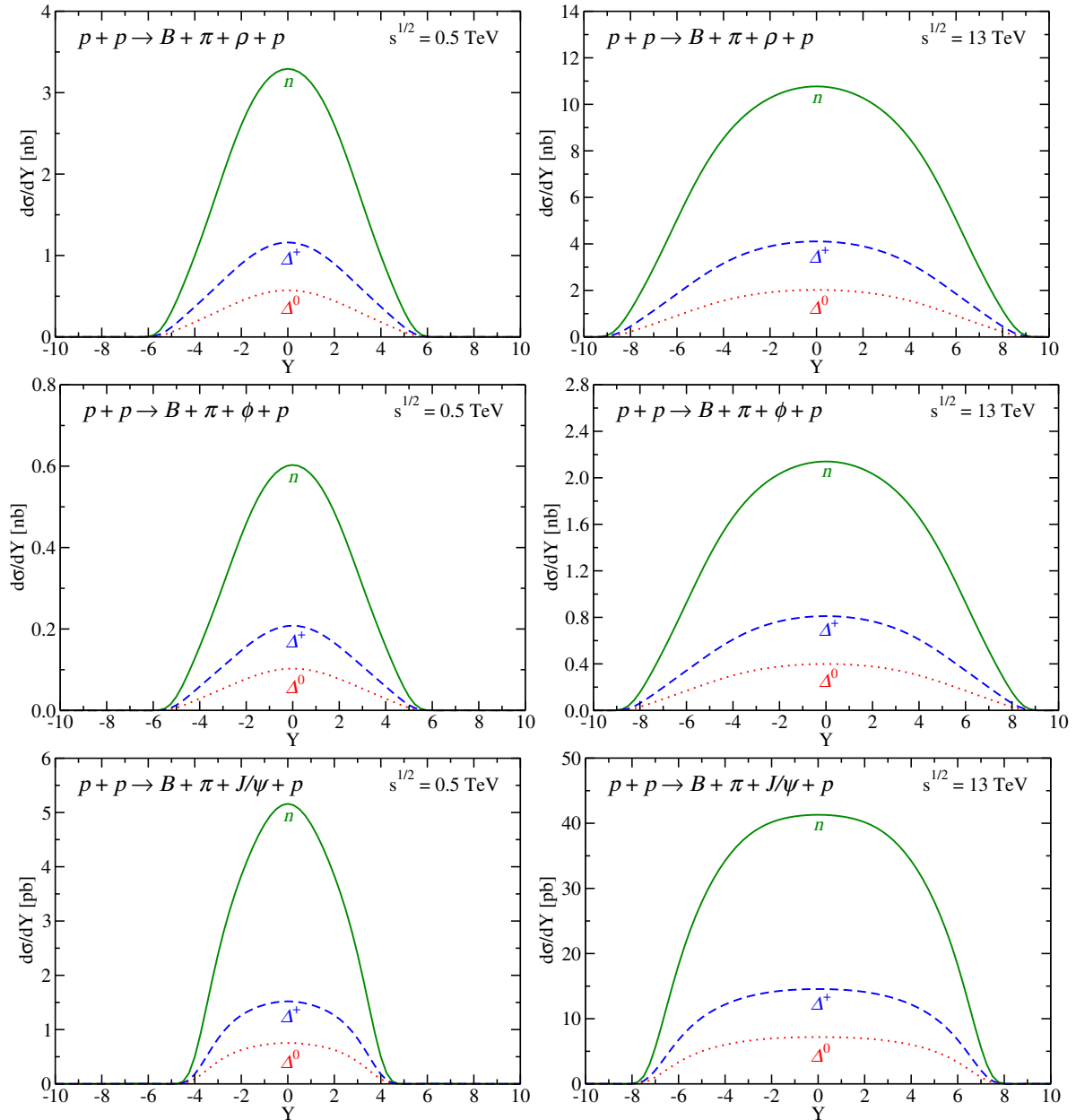


Figura 6.5: Distribuição de rapidez para produção exclusiva de  $\rho$ ,  $\phi$  e  $J/\Psi$  associada a bárion ( $n$ ,  $\Delta^+$  e  $\Delta^0$ ) dominante em interações fotoinduzidas em colisões  $pp$ .

são muito similares, e as seções de choque com o estado  $\Delta^+$  ( $\Delta^0$ ) correspondem a 14 ~ 18% (28 ~ 36%) das seções de choque envolvendo a produção de nêutron. A diferença entre as seções de choque envolvendo nêutron e delta diminuem com o aumento de  $\sqrt{s}$  e, de maneira menos significativa, com a diminuição de  $M_V$ .

Caso a análise experimental consiga reconstruir os estados  $\Delta$ , as predições mostradas nas figuras 6.5 e 6.6 e nas tabelas 6.1 e 6.2, podem ser diretamente comparadas aos dados. Caso a reconstrução não seja possível, visto que o canal  $\Delta \rightarrow N + \pi$  corresponde a 99,4% dos decaimentos da delta, as medidas de nêutron dominante podem receber uma contribuição significativa dos processos com ressonância delta. Os resultados expressos no parágrafo anterior indicam que, somadas, as contribuições dos canais  $\Delta^0 \rightarrow n + \pi^0$  e  $\Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$ , possuem seção de choque em torno de 21 ~ 27% da produção direta de nêutron dominante. Chamamos atenção que o decaimento

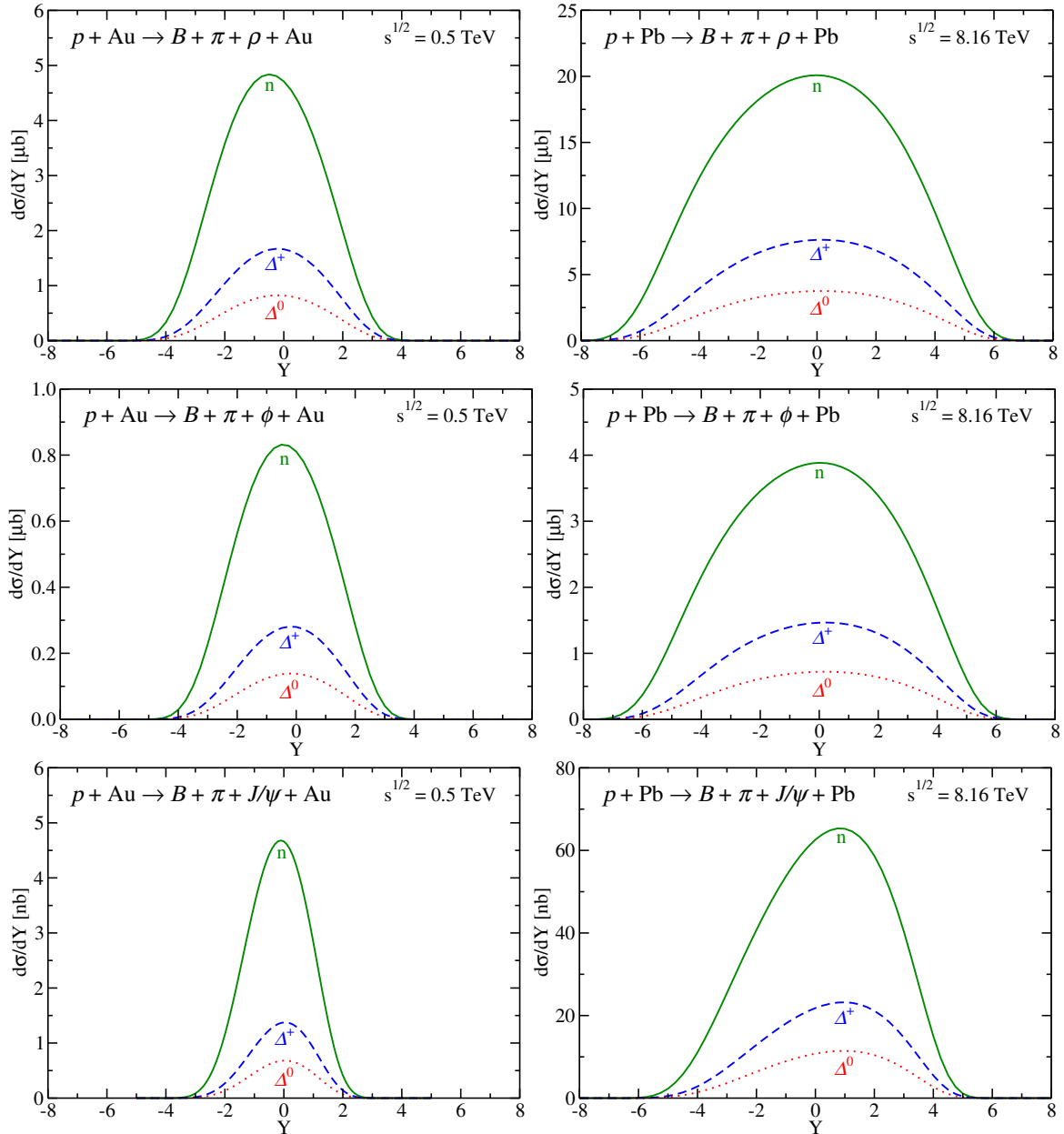


Figura 6.6: Distribuição de rapidez para produção exclusiva de  $\rho$ ,  $\phi$  e  $J/\Psi$  associada a bárion ( $n$ ,  $\Delta^+$  e  $\Delta^0$ ) dominante em interações fotoinduzidas em colisões  $pA$ .

secundário  $\Delta \rightarrow n + \pi$  não afeta a distribuição de rapidez dos mésons vetoriais, mas contribui no espectro de nêutron na região de menor  $x_L$  em comparação com os nêutrons originados no desdobramento primário  $p \rightarrow n + \pi$ .

Tanto as curvas apresentadas nas figuras 6.5 e 6.6, quanto os valores de seção de choque presentes nas tabelas 6.1 e 6.2, foram obtidos considerando  $K = K_{med}$ . Entretanto, como estabelecido no capítulo anterior, nossas previsões estão dentro de um intervalo entre  $K_{min}$  e  $K_{max}$ . Assim, podemos considerar uma banda em volta das curvas, assim como considerar valores

$V$	$\sigma(BM)/\text{unit}$	$\sqrt{s}=0,2 \text{ TeV}$	$\sqrt{s}=0,5 \text{ TeV}$	$\sqrt{s}=8,0 \text{ TeV}$	$\sqrt{s}=13,0 \text{ TeV}$
$\rho$	$\sigma(n\pi^+)/\text{nb}$	10,414	21,002	97,846	121,34
	$\sigma(\Delta^+\pi^0)/\text{nb}$	3,5280	7,3916	36,533	45,593
	$\sigma(\Delta^0\pi^+)/\text{nb}$	1,7418	3,6458	17,992	22,450
$\phi$	$\sigma(n\pi^+)/\text{nb}$	1,7095	3,6485	18,661	23,397
	$\sigma(\Delta^+\pi^0)/\text{nb}$	0,5694	1,2689	6,9269	8,7436
	$\sigma(\Delta^0\pi^+)/\text{nb}$	0,2812	0,6261	3,4118	4,3059
$J/\Psi$	$\sigma(n\pi^+)/\text{pb}$	8,2308	28,170	324,20	451,76
	$\sigma(\Delta^+\pi^0)/\text{pb}$	2,4386	8,9853	114,33	160,75
	$\sigma(\Delta^0\pi^+)/\text{pb}$	1,2080	4,4429	56,387	79,262

Tabela 6.1: Seção de choque total para produção exclusiva de  $\rho$ ,  $\phi$  e  $J/\Psi$  associada a bárion ( $n$ ,  $\Delta^+$  e  $\Delta^0$ ) dominante em interações fotoinduzidas em colisões  $pp$ .

$V$	$\sigma(BM)/\text{unit}$	$\sqrt{s}=0,2 \text{ TeV}$	$\sqrt{s}=0,5 \text{ TeV}$	$\sqrt{s}=5,02 \text{ TeV}$	$\sqrt{s}=8,16 \text{ TeV}$
$\rho$	$\sigma(n\pi^+)/\mu\text{b}$	7,7063	21,203	124,02	163,12
	$\sigma(\Delta^+\pi^0)/\mu\text{b}$	2,3868	7,0285	44,817	59,561
	$\sigma(\Delta^0\pi^+)/\mu\text{b}$	1,1811	3,4721	22,090	29,349
$\phi$	$\sigma(n\pi^+)/\mu\text{b}$	1,0948	3,3668	22,429	29,986
	$\sigma(\Delta^+\pi^0)/\mu\text{b}$	0,3297	1,0948	8,0353	10,865
	$\sigma(\Delta^0\pi^+)/\mu\text{b}$	0,1633	0,5411	3,9614	5,3550
$J/\Psi$	$\sigma(n\pi^+)/\text{nb}$	1,6341	12,663	244,91	376,32
	$\sigma(\Delta^+\pi^0)/\text{nb}$	0,4201	3,6332	82,140	128,38
	$\sigma(\Delta^0\pi^+)/\text{nb}$	0,2087	1,8010	40,563	63,373

Tabela 6.2: Seção de choque total para produção exclusiva de  $\rho$ ,  $\phi$  e  $J/\Psi$  associada a bárion ( $n$ ,  $\Delta^+$  e  $\Delta^0$ ) dominante em interações fotoinduzidas em colisões  $pA$ .

mínimos e máximos para as seções de choque  $\sigma = \sigma_{med}$  presentes nas tabelas:

$$\sigma_{min} = \frac{K_{min}}{K_{med}} \sigma_{med} = 0,849 \cdot \sigma_{med}, \quad (6.13)$$

$$\sigma_{max} = \frac{K_{max}}{K_{med}} \sigma_{med} = 1,145 \cdot \sigma_{med}. \quad (6.14)$$

No caso da produção de  $\rho$  associado a nêutron dominante, nossos cálculos indicam seções de choque da ordem de  $10^1$  ( $10^4$ ) nb em colisões  $pp$  ( $pAu$ ) nas energias do RHIC. Já para as energias alcançadas no LHC, estas seções de choque chegam a  $10^2$  ( $10^5$ ) nb em colisões  $pp$  ( $pPb$ ). Em comparação com a EVMP em interações fotoinduzidas em colisões hadrônicas na ausência de um LN (veja por exemplo as Refs. [204, 205, 216–225]), nossas previsões são menores por aproximadamente duas ordens de magnitude.

É importante enfatizar que esses processos são caracterizados por um nêutron produzido na região muito frontal, característica que pode ser usada para identificar tais eventos, permitindo o estudo desse processo em particular. Essa possibilidade foi discutida nas Refs. [226, 227]. É esperado que esse tipo de análise ocorra usando nas colaborações CMS-TOTEM Precision Proton Spectrometer [228] e ATLAS-LHCf [229].

Por fim, considerando os respectivos valores de luminosidade em colisões  $pp$  e  $pA$  no LHC,  $\mathcal{L}^{pp} = 10^7 \text{ mb}^{-1}\text{s}^{-1}$  e  $\mathcal{L}^{pPb} = 150 \text{ mb}^{-1}\text{s}^{-1}$ , e, assumindo um tempo de operação de  $10^7$  ( $10^6$ ) s para colisões com  $pp$  ( $pA$ ), predizemos que a taxa de produção de  $\rho$  será da ordem de  $10^{10}$

( $10^7$ ) eventos por ano<sup>5</sup>. No caso de produção de  $J/\Psi$ , predizemos  $10^7$  ( $10^4$ ) eventos por ano em colisões  $pp$  ( $pA$ ). Esses resultados indicam que a análise experimental da EVMP associada a LN em interações hadrônicas fotoinduzidas é, em princípio, factível de ser investigada no LHC.

### 6.3 Conclusões

No capítulo anterior propusemos um modelo para descrever processos inclusivos e exclusivos com nêutron dominante em colisões  $ep$ , e com ele, fomos hábeis em descrever os dados do HERA. Entretanto, várias questões merecem estudos mais detalhados e a comparação dos nossos resultados envolvendo LN com um conjunto maior e mais preciso de dados experimentais é fundamental para melhorar o entendimento dos processos que envolvem a dissociação do próton em altas energias. Uma vez que o HERA não está mais em atividade e a próxima geração de colisores elétron-próton ainda está para ser construída, neste capítulo propomos uma alternativa para o estudo dos processos com bárion dominante. Começamos analisando a EVMP associada a nêutron dominante em interações fotoinduzidas em colisões  $pp$  e  $pA$ . Uma vez que todos os elementos do nosso modelo foram vinculados pelos dados do HERA, aqui apresentamos predições livres de parâmetros para a fotoprodução exclusiva de  $\rho$ ,  $\phi$  e  $J/\Psi$  com um nêutron dominante, dentro dos regimes cinemáticos do RHIC e do LHC. Depois, estendemos os nossos cálculos considerando a dissociação do próton nos estados  $\Delta^+$  e  $\Delta^0$  no lugar do nêutron. Além dessas ressonâncias corresponderem ao principal canal de dissociação do próton (após o desdobramento  $p \rightarrow n + \pi$ ), constatamos que a produção de delta dominante pode alterar significativamente o espectro de nêutron dominante. Nossas predições apontam para grandes valores de seção de choque total e taxa de eventos, implicando que a análise experimental deste processo é, em princípio, factível. Lembramos aqui que a nossa análise também é importante para avaliar a fração de mésons vetoriais que são produzidos além do processo dominante, no qual o próton não dissocia. O aprimoramento desse conhecimento teórico é essencial, uma vez que a separação experimental dos processos de EVMP com e sem a dissociação do próton é difícil. Esperamos que os nossos resultados motivem futuras análises experimentais no RHIC e no LHC, o que permitirá diminuir as incertezas presentes no estudo de processos com bárion dominante.

<sup>5</sup> A taxa de produção é dada por  $\sigma \int \mathcal{L}(t) dt$ , ou, para luminosidade constante no tempo temos [15]: taxa de produção = (seção de choque)  $\times$  (luminosidade)  $\times$  (tempo de operação).

# Capítulo 7

## Conclusões

Movivados pelos recentes dados de produção de nêutrons dominantes em processos semi-inclusivos e exclusivos que não possuíam descrição teórica satisfatória, nesta tese propusemos uma descrição unificada desses processos. Nós incluímos dois ingredientes novos em nossa proposta: o formalismo de dipolo de cor e a física de saturação partônica.

Começamos investigando o processo semi-inclusivo  $\gamma + p \rightarrow X + n$  em altas energias, com particular interesse na distribuição de momento dos nêutrons. A seção de choque diferencial foi escrita em termos do fluxo de píons e da seção de choque total fóton-píon. Usando o formalismo de dipolo de cor e assumindo a validade do modelo aditivo de quarks, relacionamos a seção de choque dipolo-píon com a bem conhecida seção de choque dipolo-próton. Com esse formalismo, estimamos a dependência de nossas previsões nos detalhes da dinâmica da QCD em altas energias, e também a contribuição dos efeitos de saturação partônica na produção de nêutrons dominantes. Com os parâmetros vinculados por outros processos, reproduzimos as características básicas dos dados experimentais. Uma das conclusões mais interessantes é que o espectro de nêutrons dominantes pode ser usado para provar o regime de pequeno  $x$ , permitindo assim, investigar os efeitos de saturação. Além disso, nossos resultados mostram que a física de saturação leva naturalmente ao scaling de Feynman, característica que deve tornar-se mais clara no regime de energias mais elevadas.

Após a descrição dos dados de produção semi-inclusiva de nêutron dominante, estendemos o nosso formalismo para o caso de produção exclusiva de méson vetorial associada a um nêutron dominante. Focamos nos dados do HERA de fotoprodução de méson  $\rho$  ( $\gamma + p \rightarrow \rho + \pi + n$ )<sup>1</sup>, demonstrando que eles podem ser bem descritos utilizando o formalismo de dipolo de cor com modelos de saturação. Uma vez que obtivemos bons resultados, também estendemos a análise para outros mésons vetoriais e considerando diferentes regimes cinemáticos.

Uma vez que o HERA parou de operar, uma possibilidade para continuar explorando a produção de nêutron dominante nos colisores atuais é considerar as interações fotoinduzidas que acontecem em colisões hadrônicas. Desta forma, além da possibilidade de fazer previsões para o RHIC e para o LHC, ambos em atividade atualmente, dadas as altas energias alcançadas nesses dois colisores, podemos estudar a produção de nêutron dominante em um novo regime cinemático. Assim, usando o mesmo formalismo, analisamos a fotoprodução de méson vetorial associada a nêutrons dominantes em interações fotoinduzidas em colisões  $pp$  e  $pA$  nas condições cinemáticas do RHIC e do LHC. Uma vez que todos os elementos do nosso modelo já foram fixados pelos dados do HERA, apresentamos previsões livres de parâmetros para a produção dos mésons vetoriais  $\rho$ ,  $\phi$  e  $J/\Psi$ . No caso de colisões hadrônicas também estendemos a nossa

---

<sup>1</sup> Após a nossa proposta original, o nosso formalismo foi utilizado na Ref. [230] para descrever os mesmos dados do HERA, mas desta vez utilizando outro modelo de dinâmica não linear.

análise da fotoprodução de mésons vetoriais considerando a produção associada de delta dominante, que pode ser detectada como um observável a parte. Ou ainda, uma vez que a delta decai em núcleons, a delta dominante pode contribuir significativamente para o espectro de nêutrons dominantes. Os valores encontrados para as seções de choque implicam que a análise experimental desses processos é, em princípio, factível. Estamos propondo um novo observável e esperamos que os nossos resultados motivem futuras análises experimentais nos colisores RHIC e LHC. Novos dados permitirão aprimorar a descrição de processos envolvendo a produção de partícula dominante, e serão de grande valor tanto para a física da região frontal nos colisores atuais quanto para a física de raios cósmicos.

Resumidamente, nesta tese propusemos pela primeira vez uma descrição unificada da produção de nêutrons dominantes em interações fóton-próton, incorporando a física de saturação através do formalismo de dipolo de cor. Utilizamos esse formalismo para descrever os dados de colisões elétron-próton e fizemos predições para colisões próton-hádron.

Uma das fontes de incerteza na nossa abordagem é o fluxo de píons. Ele pode ser examinado mais detalhadamente em um experimento TDIS (*Tagged Deep Inelastic Scattering*), onde tanto o elétron quanto o próton de baixo momento transversal são detectados, o que permite provar o conteúdo mesônico do núcleon via processo Sullivan<sup>2</sup>. Atualmente existe uma proposta de TDIS no JLab, a ser executada nos próximos anos [231]. Uma vez que o experimento objetiva extrair informações sobre o conteúdo mesônico do núcleon, é esperado que seus dados forneçam novas informações sobre a função de onda do pión, o que permitirá refinar o conhecimento sobre o fator de forma  $\pi NN$  e o fluxo de píons.

Uma aplicação direta do nosso formalismo seria a descrição dos dados do HERA de produção de LN associada tanto ao méson  $D^{*\pm}$  [182] quanto a dijets [190]. Outras perspectivas para o nosso avanço nos temas explorados nesta tese são uma aproximação com as colaborações experimentais e uma possível adaptação do simulador (Monte Carlo) de UPC “STARlight” [232] para a descrição de EVMP associada a LN utilizando o nosso modelo.

---

<sup>2</sup> A detecção do próton de baixo momento permite filtrar eventos nos quais o DIS ocorreu com pártons da nuvem ao redor do núcleon [231].



# Referências Bibliográficas

- [1] F. Carvalho, V.P. Gonçalves, D. Spiering, and F.S. Navarra. Gluon saturation and feynman scaling in leading neutron production. *Physics Letters B*, 752:76 – 83, 2016.
- [2] V. P. Goncalves, F. S. Navarra, and D. Spiering. Diffractive  $\rho$  production at small  $x$  in future electron–ion colliders. *J. Phys.*, G43(9):095002, 2016.
- [3] V. P. Gonçalves, F. S. Navarra, and D. Spiering. Exclusive processes with a leading neutron in  $ep$  collisions. *Phys. Rev. D*, 93:054025, Mar 2016.
- [4] F. Carvalho, V. P. Gonçalves, F. S. Navarra, and D. Spiering. The energy dependence of leading neutron spectra. *Nucl. Part. Phys. Proc.*, 270-272:32–35, 2016.
- [5] F. Carvalho, V. P. Gonçalves, D. Spiering, and F. S. Navarra. Leading neutron production at HERA in the color dipole approach. *EPJ Web Conf.*, 112:02010, 2016.
- [6] V. P. Gonçalves, B. D. Moreira, F. S. Navarra, and D. Spiering. Exclusive vector meson production with a leading neutron in photon-hadron interactions at hadronic colliders. *Phys. Rev. D*, 94:014009, Jul 2016.
- [7] V. Goncalves, F. Carvalho, F. Navarra, and D. Spiering. Inclusive and exclusive processes with a leading neutron in  $ep$  collisions. *PoS*, DIS2016:175, 2016.
- [8] V. P. Goncalves, F. S. Navarra, and D. Spiering. Investigating the impact of the gluon saturation effects on the momentum transfer distributions for the exclusive vector meson photoproduction in hadronic collisions. *Phys. Lett.*, B768:299–304, 2017.
- [9] V. P. Goncalves, F. S. Navarra, and D. Spiering. Probing Saturation Physics in the Real Compton Scattering at Ultrapерipheral  $pPb$  Collisions. *Phys. Lett.*, B774:189–194, 2017.
- [10] V. P. Goncalves, M. V. T Machado, F. S. Navarra, and D. Spiering. Coulomb corrections to inclusive cross sections at the future Electron - Ion Collider. *Phys. Rev.*, C97(1):015204, 2018.
- [11] F. Carvalho, V. P. Goncalves, F. S. Navarra, and D. Spiering. Exclusive vector meson photoproduction with a leading baryon in photon - hadron interactions at hadronic colliders. *Phys. Rev.*, D97(7):074002, 2018.
- [12] V. P. Gonçalves, F. S. Navarra, and D. Spiering. Exclusive vector meson photoproduction with proton dissociation in photon-hadron interactions at the LHC. In *14th International Workshop on Hadron Physics (Hadron Physics 2018) Florianopolis, Santa Catarina, Brazil, March 18-23, 2018*, 2018.

- [13] V. P. Goncalves, F. S. Navarra, and D. Spiering. Exclusive  $\rho$  and  $J/\Psi$  photoproduction in ultraperipheral  $pA$  collisions: Predictions of the gluon saturation models for the momentum transfer distributions. *Phys. Lett.*, B791:299 – 304, 2019.
- [14] V. Andreev et al. Measurement of Feynman- $x$  Spectra of Photons and Neutrons in the Very Forward Direction in Deep-Inelastic Scattering at HERA. *Eur. Phys. J.*, C74(6):2915, 2014.
- [15] M. Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 2013.
- [16] E. Predazzi and V. Barone. *High-Energy Particle Diffraction*. Springer, 2002.
- [17] D. Griffiths. *Introduction to elementary particles*. Wiley, 2008.
- [18] J. D. Bjorken. Inequality for Backward electron-Nucleon and Muon-Nucleon Scattering at High Momentum Transfer. *Phys. Rev.*, 163:1767–1769, 1967.
- [19] J. Bjorken. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum. *Phys.Rev.*, 179:1547–1553, 1969.
- [20] R. Feynman. Very high-energy collisions of hadrons. *Phys.Rev.Lett.*, 23:1415–1417, 1969.
- [21] R. Feynman. *Photon-Hadron Interactions*. WA Benjamin, Inc., 1972.
- [22] W. Greiner, S. Schramm, and E. Stein. *Quantum chromodynamics*. Springer, 2007.
- [23] F. Halzen and A. Martin. *Quark & Leptons: An introductory Course in Modern Particle Physics*. Wiley, 1984.
- [24] C. Yang and R. Mills. Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance. *Physical review*, 96(1):191, 1954.
- [25] W. Greiner and J. Reinhardt. *Quantum electrodynamics*. Springer, 1994.
- [26] M. Tanabashi et al. Review of Particle Physics. *Phys. Rev.*, D98(3):030001, 2018.
- [27] F. Schilling. Top Quark Physics at the LHC: A Review of the First Two Years. *Int. J. Mod. Phys.*, A27:1230016, 2012.
- [28] A. Martin. Proton structure, Partons, QCD, DGLAP and beyond. *Acta Phys.Polon.*, B39:2025–2062, 2008.
- [29] Y. Kovchegov and E. Levin. *Quantum chromodynamics at high energy*. Cambridge University Press, 2012.
- [30] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, and H. Leutwyler. Advantages of the color octet gluon picture. *Physics Letters B*, 47(4):365–368, 1973.
- [31] D. Gross and F. Wilczek. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories. *Physical Review Letters*, 30(26):1343–1346, 1973.
- [32] D. Gross and F. Wilczek. Asymptotically free gauge theories. ii. *Physical Review D*, 9(4):980, 1974.

- [33] S. Weinberg. Non-abelian gauge theories of the strong interactions. *Physical Review Letters*, 31(7):494, 1973.
- [34] T. Muta. *Foundations of quantum chromodynamics: an introduction to perturbative methods in gauge theories*. World Scientific, 2010.
- [35] M. Anselmino, F. Caruso, J. Mahon, and V. Oguri. *Introdução à QCD Perturbativa*. LTC, 2013.
- [36] J. Ward. An Identity in Quantum Electrodynamics. *Phys. Rev.*, 78:182, 1950.
- [37] Y. Takahashi. On the generalized Ward identity. *Nuovo Cim.*, 6:371, 1957.
- [38] G. 't Hooft and M. Veltman. Proceedings of the Colloquium on Renormalization of Yang-Mills Fields, Marseille, June 19-23, 1972. 1972.
- [39] H. Politzer. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? *Phys.Rev.Lett.*, 30:1346–1349, 1973.
- [40] D. Gross and F. Wilczek. Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories. *Phys.Rev.Lett.*, 30:1343–1346, 1973.
- [41] Y. Dokshitzer. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and  $e^+e^-$  Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. *Sov.Phys.JETP*, 46:641–653, 1977.
- [42] V. Gribov and L. Lipatov. Deep inelastic  $e p$  scattering in perturbation theory. *Sov.J.Nucl.Phys.*, 15:438–450, 1972.
- [43] G. Altarelli and G. Parisi. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl.Phys.*, B126:298, 1977.
- [44] V. S. Fadin, E.A. Kuraev, and L.N. Lipatov. On the Pomeranchuk Singularity in Asymptotically Free Theories. *Phys.Lett.*, B60:50–52, 1975.
- [45] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and V. S. Fadin. Multi - Reggeon Processes in the Yang-Mills Theory. *Sov.Phys.JETP*, 44:443–450, 1976.
- [46] E.A. Kuraev, L.N. Lipatov, and V. S. Fadin. The Pomeranchuk Singularity in Nonabelian Gauge Theories. *Sov.Phys.JETP*, 45:199–204, 1977.
- [47] I.I. Balitsky and L.N. Lipatov. The Pomeranchuk Singularity in Quantum Chromodynamics. *Sov.J.Nucl.Phys.*, 28:822–829, 1978.
- [48] E. M. Levin. Orsay lectures on low  $x$  deep inelastic scattering. Technical Report LPTHE-91-02, Paris 11. Lab. Phys. Théor. Hautes Energ., Orsay, Jan 1991.
- [49] V.P. Gonçalves. *A Cromodinâmica Quântica para sistemas densos*. Doutorado, Instituto de Física, UFRGS, 2000.
- [50] D.S. Pires. *Espalhamento Compton Profundamente Virtual em Colisões Elétron-Próton e Elétron-Núcleo*. Mestrado, Instituto de Física e Matemática, UFPel, 2014.

- [51] W. Tung. Global QCD analysis and hadron collider physics. *AIP Conf.Proc.*, 753:15–29, 2005.
- [52] S. Forte. Parton distributions at the dawn of the LHC. *Acta Phys.Polon.*, B41:2859–2920, 2010.
- [53] H. Abramowicz et al. Combination of measurements of inclusive deep inelastic  $e^\pm p$  scattering cross sections and QCD analysis of HERA data. *Eur. Phys. J.*, C75(12):580, 2015.
- [54] M. Froissart. Asymptotic behavior and subtractions in the Mandelstam representation. *Phys.Rev.*, 123:1053–1057, 1961.
- [55] A. Martin. Unitarity and high-energy behavior of scattering amplitudes. *Phys.Rev.*, 129:1432–1436, 1963.
- [56] J. R. Forshaw and D. A. Ross. *Quantum chromodynamics and the pomeron*. Number 9. Cambridge University Press, 1997.
- [57] A.J. Askew, J. Kwiecinski, Alan D. Martin, and P.J. Sutton. Properties of the BFKL equation and structure function predictions for HERA. *Phys.Rev.*, D49:4402–4414, 1994.
- [58] M.S.K. Souza. *Dipolos de cor e interação a altas energias*. Doutorado, Instituto de Física, USP, 2007.
- [59] L.V. Gribov, E.M. Levin, and M.G. Ryskin. Semihard Processes in QCD. *Phys.Rept.*, 100:1–150, 1983.
- [60] A. H. Mueller and J. W. Qiu. Gluon Recombination and Shadowing at Small Values of  $x$ . *Nucl.Phys.*, B268:427, 1986.
- [61] J. C. Collins and J. Kwiecinski. Shadowing in Gluon Distributions in the Small  $X$  Region. *Nucl.Phys.*, B335:89, 1990.
- [62] J. Bartels, G.A. Schuler, and J. Blumlein. A Numerical study of the small  $x$  behavior of deep inelastic structure functions in QCD. *Z.Phys.*, C50:91–102, 1991.
- [63] J. Bartels and E. Levin. Solutions to the Gribov-Levin-Ryskin equation in the nonperturbative region. *Nucl.Phys.*, B387:617–637, 1992.
- [64] M. Praszalowicz and T. Stebel. Quantitative Study of Different Forms of Geometrical Scaling in Deep Inelastic Scattering at HERA. *JHEP*, 04:169, 2013.
- [65] L. D. McLerran and R. Venugopalan. Computing quark and gluon distribution functions for very large nuclei. *Phys.Rev.*, D49:2233–2241, 1994.
- [66] L. D. McLerran and R. Venugopalan. Gluon distribution functions for very large nuclei at small transverse momentum. *Phys.Rev.*, D49:3352–3355, 1994.
- [67] L. D. McLerran and R. Venugopalan. Green’s functions in the color field of a large nucleus. *Phys.Rev.*, D50:2225–2233, 1994.
- [68] E. Iancu and R. Venugopalan. The Color glass condensate and high-energy scattering in QCD. 2003.

- [69] E. Iancu, A. Leonidov, and L. McLerran. Nonlinear gluon evolution in the color glass condensate. 1. *Nucl.Phys.*, A692:583–645, 2001.
- [70] E. Iancu, A. Leonidov, and L. McLerran. The Color glass condensate: An Introduction. pages 73–145, 2002.
- [71] J. Jalilian-Marian. The Color glass condensate at RHIC. *J.Phys.*, G30:S751–S758, 2004.
- [72] J. Jalilian-Marian, A. Kovner, A. Leonidov, and H. Weigert. The BFKL equation from the Wilson renormalization group. *Nucl.Phys.*, B504:415–431, 1997.
- [73] J. Jalilian-Marian, A. Kovner, A. Leonidov, and H. Weigert. The Wilson renormalization group for low  $x$  physics: Towards the high density regime. *Phys.Rev.*, D59:014014, 1998.
- [74] J. Jalilian-Marian, A. Kovner, and H. Weigert. The Wilson renormalization group for low  $x$  physics: Gluon evolution at finite parton density. *Phys.Rev.*, D59:014015, 1998.
- [75] H. Weigert. Unitarity at small Bjorken  $x$ . *Nucl.Phys.*, A703:823–860, 2002.
- [76] I. Balitsky. Operator expansion for high-energy scattering. *Nucl.Phys.*, B463:99–160, 1996.
- [77] Y. Kovchegov. Small  $x$   $F(2)$  structure function of a nucleus including multiple pomeron exchanges. *Phys.Rev.*, D60:034008, 1999.
- [78] J. Albacete, N. Armesto, J. Milhano, and C. Salgado. Non-linear QCD meets data: A Global analysis of lepton-proton scattering with running coupling BK evolution. *Phys.Rev.*, D80:034031, 2009.
- [79] N. Nikolaev and B. Zakharov. Color transparency and scaling properties of nuclear shadowing in deep inelastic scattering. *Z.Phys.*, C49:607–618, 1991.
- [80] N. Nikolaev and B. Zakharov. Pomeron structure function and diffraction dissociation of virtual photons in perturbative QCD. *Z.Phys.*, C53:331–346, 1992.
- [81] N. Nikolaev and B. Zakharov. The Triple pomeron regime and the structure function of the pomeron in the diffractive deep inelastic scattering at very small  $x$ . *Z.Phys.*, C64:631–652, 1994.
- [82] A. Mueller. Soft gluons in the infinite momentum wave function and the BFKL pomeron. *Nucl.Phys.*, B415:373–385, 1994.
- [83] A. Mueller and B. Patel. Single and double BFKL pomeron exchange and a dipole picture of high-energy hard processes. *Nucl.Phys.*, B425:471–488, 1994.
- [84] A. Mueller. Unitarity and the BFKL pomeron. *Nucl.Phys.*, B437:107–126, 1995.
- [85] H. Kowalski, L. Motyka, and G. Watt. Exclusive diffractive processes at HERA within the dipole picture. *Phys.Rev.*, D74:074016, 2006.
- [86] R. Newton. Optical theorem and beyond. *American Journal of Physics*, 44(7):639–642, 1976.

- [87] J. Bartels, Krzysztof J. Golec-Biernat, and Krisztian Peters. On the dipole picture in the nonforward direction. *Acta Phys. Polon.*, B34:3051–3068, 2003.
- [88] R. Sandapen. *The colour dipole model of diffractive scattering*. Doutorado, Faculty of Science and Engineering, The University of Manchester, 2002.
- [89] J. D. Bjorken, J. B. Kogut, and D. E. Soper. Quantum Electrodynamics at Infinite Momentum: Scattering from an External Field. *Phys. Rev.*, D3:1382, 1971.
- [90] G. P. Lepage and S. J. Brodsky. Exclusive Processes in Perturbative Quantum Chromodynamics. *Phys. Rev.*, D22:2157, 1980.
- [91] H. G. Dosch, T. Gousset, G. Kulzinger, and H. J. Pirner. Vector meson leptonproduction and nonperturbative gluon fluctuations in QCD. *Phys. Rev.*, D55:2602–2615, 1997.
- [92] J. R. Forshaw, R. Sandapen, and G. Shaw. Color dipoles and rho, phi electroproduction. *Phys. Rev.*, D69:094013, 2004.
- [93] H. Kowalski and D. Teaney. An Impact parameter dipole saturation model. *Phys. Rev.*, D68:114005, 2003.
- [94] J. Albacete, N. Armesto, J. Milhano, C. Salgado, and U. Wiedemann. Numerical analysis of the Balitsky-Kovchegov equation with running coupling: Dependence of the saturation scale on nuclear size and rapidity. *Phys.Rev.*, D71:014003, 2005.
- [95] L. Albacete, N. Armesto, J. Milhano, P. Quiroga-Arias, and C. Salgado. AAMQS: A non-linear QCD analysis of new HERA data at small-x including heavy quarks. *Eur.Phys.J.*, C71:1705, 2011.
- [96] N. Nikolaev and B. Zakharov. Scaling Properties of Nuclear Shadowing in Deep Inelastic Scattering. *Phys.Lett.*, B260:414–420, 1991.
- [97] V. Barone, M. Genovese, N. Nikolaev, E. Predazzi, and B. Zakharov. Unitarization of structure functions at large  $1/x$ . *Phys.Lett.*, B326:161–167, 1994.
- [98] N. Nikolaev, B. G. Zakharov, and V. R. Zoller. The s channel approach to Lipatov’s pomeron and hadronic cross-sections. *JETP Lett.*, 59:6–12, 1994.
- [99] V. Barone, M. Genovese, N. Nikolaev, E. Predazzi, and B. Zakharov. Structure functions of bound nucleons: From the EMC effect to nuclear shadowing. *Z.Phys.*, C58:541–558, 1993.
- [100] M. Arneodo and M. Diehl. Diffraction for non-believers. *arXiv:hep-ph/0511047*, 2005.
- [101] R. J. Glauber. Cross-sections in deuterium at high-energies. *Phys. Rev.*, 100:242–248, 1955.
- [102] V. Franco and R. J. Glauber. High-energy deuteron cross-sections. *Phys. Rev.*, 142:1195–1214, 1966.
- [103] R. J. Glauber and G. Matthiae. High-energy scattering of protons by nuclei. *Nucl. Phys.*, B21:135–157, 1970.

- [104] V. N. Gribov. Glauber corrections and the interaction between high-energy hadrons and nuclei. *Sov. Phys. JETP*, 29:483–487, 1969. [Zh. Eksp. Teor. Fiz.56,892(1969)].
- [105] V. N. Gribov. Interaction of gamma quanta and electrons with nuclei at high-energies. *Sov. Phys. JETP*, 30:709–717, 1970. [Zh. Eksp. Teor. Fiz.57,1306(1969)].
- [106] A. H. Mueller. Small  $x$  Behavior and Parton Saturation: A QCD Model. *Nucl. Phys.*, B335:115–137, 1990.
- [107] R. Woods and D. Saxon. Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering. *Phys.Rev.*, 95:577–578, 1954.
- [108] C. De Jager, H. De Vries, and C. De Vries. Nuclear charge and magnetization density distribution parameters from elastic electron scattering. *Atom.Data Nucl.Data Tabl.*, 14:479–508, 1974.
- [109] B. Z. Kopeliovich, L. I. Lapidus, and A. B. Zamolodchikov. Dynamics of Color in Hadron Diffraction on Nuclei. *JETP Lett.*, 33:595–597, 1981. [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.33,612(1981)].
- [110] H. Heiselberg, G. Baym, B. Blaettel, L. L. Frankfurt, and M. Strikman. Color transparency, color opacity, and fluctuations in nuclear collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 67:2946–2949, 1991.
- [111] L. Frankfurt, G. A. Miller, and M. Strikman. Coherent nuclear diffractive production of mini - jets: Illuminating color transparency. *Phys. Lett.*, B304:1–7, 1993.
- [112] G. 't Hooft. A Two-Dimensional Model for Mesons. *Nucl. Phys.*, B75:461–470, 1974.
- [113] M. Braun. Structure function of the nucleus in the perturbative QCD with  $N(c) \rightarrow \infty$  (BFKL pomeron fan diagrams). *Eur. Phys. J.*, C16:337–347, 2000.
- [114] V. Goncalves, M. Machado, and A. Meneses. Non-linear QCD dynamics and exclusive production in  $ep$  collisions. *Eur.Phys.J.*, C68:133–139, 2010.
- [115] I. Balitsky. Quark contribution to the small- $x$  evolution of color dipole. *Phys.Rev.*, D75:014001, 2007.
- [116] E. Iancu, K. Itakura, and L. McLerran. Geometric scaling above the saturation scale. *Nucl.Phys.*, A708:327–352, 2002.
- [117] K. J. Golec-Biernat, L. Motyka, and A. M. Stasto. Diffusion into infrared and unitarization of the BFKL pomeron. *Phys. Rev.*, D65:074037, 2002.
- [118] E. Levin and K. Tuchin. Solution to the evolution equation for high parton density QCD. *Nucl.Phys.*, B573:833–852, 2000.
- [119] A. Ayala, J. Jalilian-Marian, L. D. McLerran, and R. Venugopalan. Quantum corrections to the Weizsacker-Williams gluon distribution function at small  $x$ . *Phys. Rev.*, D53:458–475, 1996.
- [120] J. Kwiecinski and A. M. Stasto. Geometric scaling and QCD evolution. *Phys. Rev.*, D66:014013, 2002.

- [121] F. Caola and S. Forte. Geometric Scaling from DGLAP evolution. *Phys.Rev.Lett.*, 101:022001, 2008.
- [122] A. Stasto, K. Golec-Biernat, and J. Kwiecinski. Geometric scaling for the total gamma\* p cross-section in the low x region. *Phys.Rev.Lett.*, 86:596–599, 2001.
- [123] V. P. Goncalves and M. V. T. Machado. Geometric scaling in inclusive charm production. *Phys. Rev. Lett.*, 91:202002, 2003.
- [124] C. Marquet and L. Schoeffel. Geometric scaling in diffractive deep inelastic scattering. *Phys. Lett.*, B639:471–477, 2006.
- [125] F. G. Ben, M. V. T. Machado, and W. K. Sauter. Parton saturation scaling function for exclusive production of vector mesons and Deeply Virtual Compton Scattering. *Phys. Rev.*, D96:054015, 2017.
- [126] T. Stebel. Quantitative Study of Geometrical Scaling in Charm Production at HERA. *Phys. Rev.*, D88(1):014026, 2013.
- [127] D. Boer, A. Utermann, and E. Wessels. Geometric Scaling at RHIC and LHC. *Phys. Rev.*, D77:054014, 2008.
- [128] L. McLerran and M. Praszalowicz. Saturation and Scaling of Multiplicity, Mean  $p_T$  and  $p_T$  Distributions from 200 GeV < sqrts < 7 TeV. *Acta Phys. Polon.*, B41:1917–1926, 2010.
- [129] M. Praszalowicz. Geometrical Scaling in Hadronic Collisions. *Acta Phys. Polon.*, B42:1557–1566, 2011.
- [130] L. McLerran and M. Praszalowicz. Saturation and Scaling of Multiplicity, Mean  $p_T$  and  $p_T$  Distributions from 200 GeV < sqrts < 7 TeV - Addendum. *Acta Phys. Polon.*, B42:99–103, 2011.
- [131] M. Praszalowicz. Improved Geometrical Scaling at the LHC. *Phys. Rev. Lett.*, 106:142002, 2011.
- [132] L. McLerran and M. Praszalowicz. Geometrical Scaling and the Dependence of the Average Transverse Momentum on the Multiplicity and Energy for the ALICE Experiment. *Phys. Lett.*, B741:246–251, 2015.
- [133] M. Praszalowicz and A. Francuz. Geometrical Scaling in Inelastic Inclusive Particle Production at the LHC. *Phys. Rev.*, D92(7):074036, 2015.
- [134] M. Lublinsky. Scaling phenomena from nonlinear evolution in high-energy DIS. *Eur. Phys. J.*, C21:513–519, 2001.
- [135] F. Gelis, Robert B. Peschanski, G. Soyez, and L. Schoeffel. Systematics of geometric scaling. *Phys. Lett.*, B647:376–379, 2007.
- [136] K. Golec-Biernat and M. Wüsthoff. Saturation effects in deep inelastic scattering at low  $Q^2$  and its implications on diffraction. *Phys. Rev. D*, 59:014017, Nov 1998.
- [137] K. Golec-Biernat, J. Krzysztof, and M. Wusthoff. Saturation in diffractive deep inelastic scattering. *Phys.Rev.*, D60:114023, 1999.



- [138] E. Iancu, K. Itakura, and S. Munier. Saturation and BFKL dynamics in the HERA data at small  $x$ . *Phys.Lett.*, B590:199–208, 2004.
- [139] G. Soyez. Saturation QCD predictions with heavy quarks at HERA. *Phys.Lett.*, B655:32–38, 2007.
- [140] A. H. Rezaeian and I. Schmidt. Impact-parameter dependent Color Glass Condensate dipole model and new combined HERA data. *Phys. Rev.*, D88:074016, 2013.
- [141] W. Press, B. Flannery, S. Teukolsky, and W. Vetterling. *Numerical recipes*. Cambridge University Press, 1990.
- [142] K. Enslein, A. Ralston, and H. Wilf. *Mathematical Methods for Digital Computers*. Wiley, 1977.
- [143] R. Pohl et al. The size of the proton. *Nature*, 466:213–216, 2010.
- [144] A. Antognini et al. Proton structure from the measurement of 2s-2p transition frequencies of muonic hydrogen. *Science*, 339(6118):417–420, 2013.
- [145] H. Holtmann, G. Levman, N. N. Nikolaev, A. Szczurek, and J. Speth. How to measure the pion structure function at HERA. *Phys. Lett.*, B338:363–368, 1994.
- [146] A. J. Baltz. The Physics of Ultraperipheral Collisions at the LHC. *Phys. Rept.*, 458:1–171, 2008.
- [147] J. Adam. *Photoproduction of  $J/\psi$  in ultra-peripheral p-Pb and Pb-Pb collisions with the ALICE detector at the LHC*. PhD thesis, Prague, Tech. U., 2016-05-19.
- [148] E. Fermi. On the Theory of the impact between atoms and electrically charged particles. *Z. Phys.*, 29:315–327, 1924.
- [149] E. Fermi. On the theory of collisions between atoms and electrically charged particles. *Nuovo Cim.*, 2:143–158, 1925. [,243(1925)].
- [150] C. A. Bertulani and G. Baur. Electromagnetic Processes in Relativistic Heavy Ion Collisions. *Phys. Rept.*, 163:299, 1988.
- [151] C. A. Bertulani, Spencer R. Klein, and J. Nystrand. Physics of ultra-peripheral nuclear collisions. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 55:271–310, 2005.
- [152] C. A. Bertulani. And there was light. *AIP Conf. Proc.*, 1645:121–131, 2015.
- [153] C. F. von Weizsacker. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. *Z. Phys.*, 88:612–625, 1934.
- [154] E. J. Williams. Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. *Phys. Rev.*, 45:729–730, 1934.
- [155] V. M. Budnev, I. F. Ginzburg, G. V. Meledin, and V. G. Serbo. The Two photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. *Phys. Rept.*, 15:181–281, 1975.
- [156] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, 1998.

- [157] V. B. Berestetskii, E. M. Lifshitz, and L. P. Pitaevskii. *Quantum Electrodynamics*, volume 4 of *Course of Theoretical Physics*. Pergamon Press, Oxford, 1982.
- [158] H. Terazawa. Two photon processes for particle production at high-energies. *Rev. Mod. Phys.*, 45:615–662, 1973.
- [159] G. Baur, K. Hencken, D. Trautmann, S. Sadovsky, and Y. Kharlov. Coherent gamma-gamma and gamma-A interactions in very peripheral collisions at relativistic ion colliders. *Phys. Rept.*, 364:359–450, 2002.
- [160] J. Nystrand. Electromagnetic interactions in nucleus-nucleus and proton-proton collisions. *Nucl. Phys.*, A752:470–479, 2005.
- [161] R. N. Cahn and J. D. Jackson. Realistic equivalent photon yields in heavy ion collisions. *Phys. Rev.*, D42:3690–3695, 1990.
- [162] G. Baur and L. G. Ferreira Filho. Coherent particle production at relativistic heavy ion colliders including strong absorption effects. *Nucl. Phys.*, A518:786–800, 1990.
- [163] M. Drees and D. Zeppenfeld. Production of Supersymmetric Particles in Elastic  $ep$  Collisions. *Phys. Rev.*, D39:2536, 1989.
- [164] S. R. Klein and J. Nystrand. Photoproduction of quarkonium in proton proton and nucleus nucleus collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 92:142003, 2004.
- [165] H. Yukawa. On the Interaction of Elementary Particles I. *Proc. Phys. Math. Soc. Jap.*, 17:48–57, 1935. [Prog. Theor. Phys. Suppl.1,1(1935)].
- [166] C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell. Processes involving charged mesons. *Nature*, 159:694–697, 1947. [,42(1947)].
- [167] C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell. Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions. 1. *Nature*, 160:453–456, 1947. [,99(1947)].
- [168] C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini, and C. F. Powell. Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions. 2. *Nature*, 160:486–492, 1947. [,103(1947)].
- [169] W. Koepf, L. L. Frankfurt, and M. Strikman. The Nucleon’s virtual meson cloud and deep inelastic lepton scattering. *Phys. Rev.*, D53:2586–2598, 1996.
- [170] J. D. Sullivan. One pion exchange and deep inelastic electron - nucleon scattering. *Phys. Rev.*, D5:1732–1737, 1972.
- [171] A. W. Thomas. A Limit on the Pionic Component of the Nucleon Through SU(3) Flavor Breaking in the Sea. *Phys. Lett.*, B126:97–100, 1983.
- [172] J. Badier et al. Experimental Determination of the pi Meson Structure Functions by the Drell-Yan Mechanism. *Z. Phys.*, C18:281, 1983.
- [173] B. Betev et al. Differential Cross-section of High Mass Muon Pairs Produced by a 194-GeV/ $c\pi^-$  Beam on a Tungsten Target. *Z. Phys.*, C28:9, 1985.
- [174] J. S. Conway et al. Experimental Study of Muon Pairs Produced by 252-GeV Pions on Tungsten. *Phys. Rev.*, D39:92–122, 1989.

- [175] C. Adloff et al. Measurement of leading proton and neutron production in deep inelastic scattering at HERA. *Eur. Phys. J.*, C6:587–602, 1999.
- [176] V. Andreev et al. Measurement of inclusive  $ep$  cross sections at high  $Q^2$  at  $\sqrt{s} = 225$  and  $252$  GeV and of the longitudinal proton structure function  $F_L$  at HERA. *Eur. Phys. J.*, C74(4):2814, 2014.
- [177] L. L. Frankfurt, L. Mankiewicz, and M. I. Strikman. Low Limit on the Slope of  $NN\pi$  and  $N\Delta\pi$  Vertex Form-factors From Deep Inelastic Lepton Scattering. *Z. Phys.*, A334:343, 1989.
- [178] S. Kumano.  $\pi NN$  form-factor for explaining sea quark distributions in the nucleon. *Phys. Rev.*, D43:59–63, 1991.
- [179] V. R. Zoller. Peripheral structure of nucleon in probing with high  $Q^{*2}$  photons. *Z. Phys.*, C53:443–452, 1992.
- [180] B. Kopeliovich, B. Povh, and I. Potashnikova. Deep inelastic electroproduction of neutrons in the proton fragmentation region. *Z. Phys.*, C73:125–131, 1996.
- [181] F. Carvalho, F. O. Duraes, F. S. Navarra, and M. Nielsen. Testing the meson cloud model in inclusive meson production. *Phys. Rev.*, D60:094015, 1999.
- [182] S. Chekanov et al. Photoproduction of  $D^{*+}$  mesons associated with a leading neutron. *Phys. Lett.*, B590:143–160, 2004.
- [183] K. G. Boreskov, A. B. Kaidalov, and L. A. Ponomarev. Nucleon spectra in  $pp$  collisions and the reggeized  $\pi$ -meson exchange model. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 19:565–567, 1974. [*Yad. Fiz.*19,1103(1974)].
- [184] K. G. Boreskov, A. B. Kaidalov, V. I. Lisin, E. S. Nikolaevskii, and L. A. Ponomarev. Model of reggeized one pion exchange and reaction  $pp \rightarrow pn\pi^+$ . *Sov. J. Nucl. Phys.*, 15:203–208, 1972. [*Yad. Fiz.*15,361(1972)].
- [185] M. Bishari. Pion exchange and inclusive spectra. *Phys. Lett.*, B38:510–514, 1972.
- [186] F. D. Aaron et al. Measurement of Leading Neutron Production in Deep-Inelastic Scattering at HERA. *Eur. Phys. J.*, C68:381–399, 2010.
- [187] S. Chekanov et al. Leading neutron production in  $e^+p$  collisions at HERA. *Nucl. Phys.*, B637:3–56, 2002.
- [188] S. Chekanov et al. Leading neutron energy and  $p_T$  distributions in deep inelastic scattering and photoproduction at HERA. *Nucl. Phys.*, B776:1–37, 2007.
- [189] S. Chekanov et al. Leading proton production in deep inelastic scattering at HERA. *JHEP*, 06:074, 2009.
- [190] S. Chekanov et al. Measurement of dijet photoproduction for events with a leading neutron at HERA. *Nucl. Phys.*, B827:1–33, 2010.
- [191] V. Andreev et al. Exclusive  $\rho^0$  meson photoproduction with a leading neutron at HERA. *Eur. Phys. J.*, C76(1):41, 2016.

- [192] E. M. Levin and L. L. Frankfurt. The Quark hypothesis and relations between cross-sections at high-energies. *JETP Lett.*, 2:65–70, 1965.
- [193] N. Nikolaev, J. Speth, and V. R. Zoller. The Color dipole BFKL-Regge expansion: From DIS on protons to pions to rise of hadronic cross-sections. *Phys. Lett.*, B473:157–166, 2000.
- [194] A. B. Kaidalov, V. A. Khoze, A. D. Martin, and M. G. Ryskin. Leading neutron spectra. *Eur. Phys. J.*, C47:385–393, 2006.
- [195] V. A. Khoze, A. D. Martin, and M. G. Ryskin. Information from leading neutrons at HERA. *Eur. Phys. J.*, C48:797–804, 2006.
- [196] B. Z. Kopeliovich, I. K. Potashnikova, B. Povh, and I. Schmidt. Pion structure function at small  $x$  from DIS data. *Phys. Rev.*, D85:114025, 2012.
- [197] C. Adloff et al. On the rise of the proton structure function  $F(2)$  towards low  $x$ . *Phys. Lett.*, B520:183–190, 2001.
- [198] U. D’Alesio and H. J. Pirner. Target fragmentation in  $p p$ ,  $e p$  and  $\gamma p$  collisions at high-energies. *Eur. Phys. J.*, A7:109–119, 2000.
- [199] N. N. Nikolaev, W. Schafer, A. Szczurek, and J. Speth. Do the E866 Drell-Yan data change our picture of the chiral structure of the nucleon? *Phys. Rev.*, D60:014004, 1999.
- [200] B. Z. Kopeliovich, I. K. Potashnikova, I. Schmidt, and J. Soffer. Damping of forward neutrons in  $pp$  collisions. *Phys. Rev.*, D78:014031, 2008.
- [201] F. Riehn et al. The hadronic interaction model SIBYLL 2.3c and Feynman scaling. *PoS, ICRC2017*:301, 2018.
- [202] N. Nikolaev, J. Speth, and B. G. Zakharov. Absorptive corrections to the one pion exchange and measurability of the small  $x$  pion structure function at HERA. 1997.
- [203] J. R. McKenney, N. Sato, W. Melnitchouk, and C. R. Ji. Pion structure function from leading neutron electroproduction and  $SU(2)$  flavor asymmetry. *Phys. Rev.*, D93(5):054011, 2016.
- [204] V. P. Goncalves, B. D. Moreira, and F. S. Navarra. Investigation of diffractive photoproduction of  $J/\Psi$  in hadronic collisions. *Phys. Rev.*, C90(1):015203, 2014.
- [205] V. P. Goncalves, B. D. Moreira, and F. S. Navarra. Exclusive heavy vector meson photoproduction in hadronic collisions at the LHC: predictions of the Color Glass Condensate model for Run 2 energies. *Phys. Rev.*, D95(5):054011, 2017.
- [206] V. P. Goncalves, M. V. T. Machado, B. D. Moreira, F. S. Navarra, and G. Sampaio dos Santos. Color dipole predictions for the exclusive vector meson photoproduction in  $pp$ ,  $ppbs$ , and  $pbbp$  collisions at run 2 lhc energies. *Phys. Rev. D*, 96:094027, Nov 2017.
- [207] Y. P. Xie and X. Chen. Exclusive photoproduction of vector mesons in proton–lead ultraperipheral collisions at the LHC. *Nucl. Phys.*, A970:316–324, 2018.

- [208] Y. P. Xie and X. Chen. Photoproduction of vector mesons in proton-proton ultraperipheral collisions at the CERN Large Hadron Collider. *Int. J. Mod. Phys.*, A33(14n15):1850086, 2018.
- [209] A. Deshpande, R. Milner, R. Venugopalan, and W. Vogelsang. Study of the fundamental structure of matter with an electron-ion collider. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 55(1):165–228, 2005.
- [210] D. Boer et al. Gluons and the quark sea at high energies: Distributions, polarization, tomography. 2011.
- [211] J. L. Abelleira Fernandez et al. A Large Hadron Electron Collider at CERN: Report on the Physics and Design Concepts for Machine and Detector. *J. Phys.*, G39:075001, 2012.
- [212] A. Accardi et al. Electron Ion Collider: The Next QCD Frontier. *Eur. Phys. J.*, A52(9):268, 2016.
- [213] E. C. Aschenauer et al. The Electron-Ion Collider: Assessing the Energy Dependence of Key Measurements. *Rept. Prog. Phys.*, 82(2):024301, 2019.
- [214] J. G. Contreras and J. D. Tapia. Ultra-peripheral heavy-ion collisions at the LHC. *Int. J. Mod. Phys.*, A30:1542012, 2015.
- [215] W. B. Schmidke. Leading Baryons and sigma-total( $\gamma p$ ) at HERA. In *Proceedings, 34th International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2008): Philadelphia, Pennsylvania, July 30-August 5, 2008*, 2008.
- [216] V. P. Goncalves and M. V. T. Machado. The QCD pomeron in ultraperipheral heavy ion collisions. IV. Photonuclear production of vector mesons. *Eur. Phys. J.*, C40:519–529, 2005.
- [217] W. Schafer and A. Szczurek. Exclusive photoproduction of  $J/\psi$  in proton-proton and proton-antiproton scattering. *Phys. Rev.*, D76:094014, 2007.
- [218] A. Rybarska, W. Schafer, and A. Szczurek. Exclusive photoproduction of Upsilon: From HERA to Tevatron. *Phys. Lett.*, B668:126–132, 2008.
- [219] L. Motyka and G. Watt. Exclusive photoproduction at the Tevatron and CERN LHC within the dipole picture. *Phys. Rev.*, D78:014023, 2008.
- [220] A. Cisek, W. Schafer, and A. Szczurek. Exclusive photoproduction of  $\phi$  meson in  $\gamma p \rightarrow \phi p$  and  $pp \rightarrow p\phi p$  reactions. *Phys. Lett.*, B690:168–174, 2010.
- [221] V. P. Goncalves and M. V. T. Machado. Vector Meson Production in Coherent Hadronic Interactions: An update on predictions for RHIC and LHC. *Phys. Rev.*, C84:011902, 2011.
- [222] A. Cisek, W. Schafer, and A. Szczurek. Exclusive coherent production of heavy vector mesons in nucleus-nucleus collisions at LHC. *Phys. Rev.*, C86:014905, 2012.
- [223] M. V. T. dos Santos, G. S. and Machado. Exclusive photoproduction of quarkonium in proton-nucleus collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev.*, C89(2):025201, 2014.

- [224] G. S. dos Santos and 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.*, C91(2):025203, 2015.
- [225] V. P. Gonçalves, B. D. Moreira, and F. S. Navarra. Exclusive  $\Upsilon$  photoproduction in hadronic collisions at CERN LHC energies. *Phys. Lett.*, B742:172–177, 2015.
- [226] S. L. Timoshenko. rho meson production in ultraperipheral dAu collision. In *Proceedings, 17th International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics (ISHEPP 2004), Vol.1: Dubna, Russia, September 27-October 2, 2004*, volume V1, pages 292–295, 2005.
- [227] J. G. Contreras. Measuring leading forward neutrons in pp collisions with the nZDC in ALICE. 2006.
- [228] Collaboration CMS-TOTEM. CMS-TOTEM Precision Proton Spectrometer. Technical Report CERN-LHCC-2014-021. TOTEM-TDR-003. CMS-TDR-13, Sep 2014.
- [229] Q. D. Zhou, Y. Itow, H. Menjo, and T. Sako. Monte Carlo study of particle production in diffractive proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the very forward detector combined with central information. *Eur. Phys. J.*, C77(4):212, 2017.
- [230] J. T. Amaral and V. M. Becker. Exclusive vector meson production with leading neutrons in a saturation model for the dipole amplitude in mixed space. *Phys. Rev.*, D97(9):094026, 2018.
- [231] C.E. Keppel et al. Measurement of tagged deep inelastic scattering (tdis). *A Hall-A and SBS Collaboration Proposal*, PR12-15-006, 2015.
- [232] S. R. Klein, J. Nystrand, J. Seger, Y. Gorbunov, and J. Butterworth. STARlight: A Monte Carlo simulation program for ultra-peripheral collisions of relativistic ions. *Comput. Phys. Commun.*, 212:258–268, 2017.