

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PELOTAS
INSTITUTO DE FÍSICA E MATEMÁTICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA



Tese

Título: Estudo do regime de altas energias da dinâmica de interações fortes na produção de partículas em colisões hadrônicas e colisões elétron - hádron

Celso Rodrigues Sena

Pelotas, 2022

Celso Rodrigues Sena

Estudo do regime de altas energias da dinâmica de interações fortes na produção de partículas em colisões hadrônicas e colisões elétron - hádron

Tese realizada sob orientação do Prof. Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves (IFM-UFPEL) apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física e Matemática da Universidade Federal de Pelotas em preenchimento do requisito final para a obtenção do título de Doutor em Física.

Orientador: Prof. Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves

Pelotas, 2022

Universidade Federal de Pelotas / Sistema de Bibliotecas
Catalogação na Publicação

S474e Sena, Celso Rodrigues

Estudo do regime de altas energias da dinâmica de interações fortes na produção de partículas em colisões hadrônicas e colisões elétron - hádron / Celso Rodrigues Sena ; Victor Paulo Barros Gonçalves, orientador. — Pelotas, 2022.

194 f.

Tese (Doutorado) — Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2022.

1. Cromodinâmica quântica. 2. Física de pequeno x . 3. Colisões ultraperiféricas. 4. Efeitos de saturação. 5. Colisões elétron - íon. I. Gonçalves, Victor Paulo Barros, orient. II. Título.

CDD : 531.3

Celso Rodrigues Sena

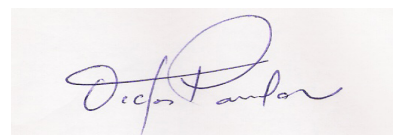
Título: Estudo do regime de altas energias da dinâmica de interações fortes na produção de partículas em colisões hadrônicas e colisões elétron - hádron

Tese aprovada, como requisito parcial, para obtenção do grau de Doutor em Física, Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas.

Data da Defesa: 19 de Maio de 2022

Banca examinadora:

Victor Paulo Barros Gonçalves (Orientador)



Doutor em Ciências
Universidade Federal de Pelotas

Bruno Duarte da Silva Moreira



Doutor em Ciências
Universidade do Estado de Santa Catarina

Daniel Tavares da Silva



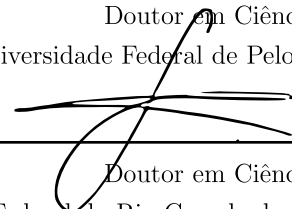
Doutor em Ciências
Universidade Federal de Pelotas

Mario Luiz Lopes da Silva



Doutor em Ciências
Universidade Federal de Pelotas

Gustavo Gil da Silveira



Doutor em Ciências
Universidade Federal do Rio Grande do Sul

*Em memória de meu pai, João Sena da Silva,
À compreensão e dignidade de minha mãe e meus irmãos,
À minha eterna noiva e futura esposa Stephanne*

AGRADECIMENTOS

Sou grato a Deus não apenas por concluir este trabalho, mas por ter me dado a graça de ter a Família que tenho.

Agradeço à minha família por todo amor e incentivo desde cedo para o estudo e a minha vinda para cidade de Pelotas em 2016 quando comecei o mestrado e, o apoio a ficar no doutorado. Em particular e com muito amor agradeço minha mãe Maria Izuila Rodrigues (não tenho palavras para descrever a importância que tens para mim), uma pessoa extraordinária e por ter estado tão próxima, mesmo estando longe. Minha mãe nunca falou não para meu sonho, sempre sonhou e contribuiu de todas as formas possíveis para que eu pudesse alcançar meu objetivo. O amor e carinho dela só me fez continuar e chegar onde estou.

Agradeço minha amiga e noiva, Stephanne Brasiliana Oliveira Rodrigues, pelo incansável incentivo e por seus valiosos conselhos, por todos os momentos de descontração, risadas e por compreender a distância que não foi fácil. Minhas conquistas são suas também.

Agradeço todos meus irmãos, incluindo meu primo José Renato Rodrigues, mas em especial agradeço os irmãos Gilberto Rodrigues Sena e Jerson Rodrigues Sena, que sempre deixaram claro suas formas de ajuda e sem dúvidas foram os irmãos que deram mais apoio desde o mestrado e foram reais em suas palavras.

Ao meu orientador Prof. Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves, pela oportunidade (serei eternamente grato), pela compreensão e paciência, humanismo e competência nos conhecimentos transmitidos, pela amizade e por ter contribuído tanto no meu desenvolvimento nos dois anos do mestrado e em todo o doutorado, isso ficará como exemplo na minha carreira profissional.

Agradeço os colaboradores, Dr. Gláuber Sampaio dos Santos e o Dr. Daniel Ernani Martins pelos valiosos conhecimentos compartilhados com tanta generosidade e pelo auxílio com a linguagem de programação. Também aos colaboradores da República Tcheca, Jan Cepila e Dagmar Bendova.

Meu muito obrigado aos colegas e professores do Grupo de Altas e Médias Energias (GAME), pela convivência, companheirismo e as trocas de informações e conhecimentos.

Aos amigos da casa onde residi, Marcos Daniel Rocha, Romario de Mesquita Pinheiro, pelos momentos de descontração, os quais foram essenciais durante o doutorado e a Dona Zeneida da Rosa Nunes que foi como uma mãe para mim aqui em Pelotas.

Aos demais amigos que, pelas mais distintas formas, me ajudaram a manter a sanidade durante o doutorado, em especial: Jakeline Rabelo Lima, Patricia Moreira, Cesar Eduardo Krumreich.

Aos professores do Centro de Estudos Superiores de Tefé - Universidade do Estado do Amazonas (Cest-UEA), que contribuíram no meu desenvolvimento na graduação. Aos Professores do colegiado de Física, em especial aos meus antigos orientadores, Professor Gabriel de Lima e Silva e ao Professor Israel da Silva Torres.

A Universidade Federal de Pelotas (UFPEL), em particular o Instituto de Física e Matemática (IFM) e em especial, o Programa de Pós-Graduação em Física (PPGFis), pelo acolhimento e pela oportunidade de estudo.

Também gostaria de agradecer à Fundação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES, pela bolsa de estudo.

RESUMO

SENA, Celso Rodrigues, **Estudo do regime de altas energias da dinâmica de interações fortes na produção de partículas em colisões hadrônicas e colisões elétron - hádron** 2022, 192p. Tese (Doutorado em Física) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2022.

A busca por uma nova física e o estudo de novos estados da matéria hadrônica em colisores modernos tem proporcionado um grande avanço no campo da física de partículas. Nestes colisores, o regime de altas energias da Cromodinâmica Quântica tem sido intensamente investigado através de experimentos de colisões em altas energias. A descrição da estrutura dos hádrons no regime de altas energias presentes em colisões próton-próton, próton-núcleo e núcleo-núcleo no LHC (*Large Hadron Collider*) é uma questão em aberto. Neste regime, espera-se que efeitos não lineares determinem o comportamento dinâmico do conteúdo de quarks e glúons no interior dos hádrons. Teoricamente, no limite de altas energias, observa-se que os hádrons são populados por glúons. Como uma consequência da dinâmica não linear, espera-se que o crescimento da distribuição de glúons sature. Consideramos duas alternativas para estudar a saturação de glúons, uma é através das colisões hadrônicas e outra por meio das colisões elétron - hádron. Neste trabalho investigamos as implicações fenomenológicas da dinâmica não linear via produção de quarks pesados, produção de um jato e pela produção coerente e incoerente de J/Ψ em colisões hadrônicas no LHC e FCC (*Future Circular Collider*). Outra alternativa para o estudo é a produção coerente e incoerente de mésons vetoriais e o processo DVCS em colisões elétron - hádron nos futuros colisores EIC (*Electron-Ion Collider*) e LHeC (*Large Hadron Electron Collider*). Para isso, usamos o formalismo de dipolos de cor, que leva em conta os efeitos não lineares (saturação). Em particular, apresentamos nossos resultados para a produção de quarks charm e bottom em interações próton-próton, próton-núcleo e núcleo-núcleo, nas energias do LHC e do FCC, bem como a produção de um jato em interações próton-núcleo e núcleo-núcleo no LHC em colisões ultraperiféricas. Um outro resultado interessante é para a produção coerente e incoerente de J/Ψ no LHC e no FCC. Também estudamos a produção exclusiva dos mésons J/Ψ e ϕ em colisões elétron - íon no EIC, LHeC e FCC, assim como os processos DVCS em colisões elétron - próton e elétron - íon e, os processos DVCS coerente e incoerente em colisões elétron - íon no EIC e LHeC. Nesta tese analisamos os observáveis seção de choque total, distribuição de rapidez, distribuição de momento transversal e o espectro de energia em processos induzidos por fótons e em processos coerentes e incoerentes. Nossos resultados indicam que o estudo destes observáveis podem ser utilizados para investigar a dinâmica da Cromodinâmica Quântica em altas energias, em particular, os efeitos não lineares.

Palavras Chave: Cromodinâmica quântica, física de pequeno x , colisões ultraperiféricas, efeitos de saturação, colisões elétron - íon

ABSTRACT

SENA, Celso Rodrigues, **Study of the QCD dynamics at high energies in the particle production at hadronic and electron - hadron colliders** 2022, 192p. Thesis (PhD in Physics) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2022.

The search for a new physics and the study of new states of hadronic matter in modern colliders has provided a great advance in the field of particle physics. In these colliders, the high energy regime of Quantum Chromodynamics has been intensively investigated through high energy collision experiments. The description of the structure of hadrons in the high energy regime present in proton-proton, proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions in the LHC (*Large Hadron Collider*) is an open question. In this regime, non-linear effects are expected to determine the dynamic behavior of the quarks and gluons content inside the hadrons. Theoretically, at the high energy limit, it is observed that hadrons are populated by gluons. As a consequence of the nonlinear dynamics, the growth of the gluon distribution is expected to saturate. We consider two alternatives for the study of saturation of gluons, one is through hadronic collisions and the other through electron - hadron collisions. In this work we investigate the phenomenological implications of nonlinear dynamics through the production of heavy quarks, jet production and by the coherent and incoherent production of J/Ψ in hadronic collisions at the LHC and FCC (*Future Circular Collider*). Another alternative for the study is the coherent and incoherent vector meson production and the DVCS process in electron-hadron collisions in the future EIC (*Electron-Ion Collider*) and LHeC (*Large Hadron Electron Collider*). For this, we have used the color dipole formalism, which takes into account of the non-linear effects (saturation). In particular, we present our results for the production of charm and bottom quarks in proton-proton, proton-nucleus and nucleus-nucleus interactions, in the energies of the LHC and the FCC, as well as the production of a jet in proton-nucleus and nucleus-nucleus interactions at ultraperipheral collisions. Another interesting result is for the coherent and incoherent production of J/Ψ at the LHC and FCC. We have also studied the exclusive of vector mesons J/Ψ and ϕ production in electron - ion collisions in the EIC, LHeC and FCC, as well as the DVCS processes in electron - proton and electron - ion collisions, and the coherent and incoherent DVCS process in electron - ion collisions in the EIC and LHeC. In this thesis we analyze total cross section, rapidity distribution, transverse momentum distribution and the energy spectrum in photon-induced processes and in coherent and incoherent processes. Our results indicate that the study of these observables can be used to investigate the dynamics of Quantum Chromodynamics at high energies, in particular, the nonlinear effects.

Key-words: Quantum Chromodynamics , low- x physics, ultraperipheral collisions, saturation effects, electron - ion collisions

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

1	INTRODUÇÃO	23
2	A estrutura dos hádrons	27
2.1	Cromodinâmica Quântica	27
2.2	Espalhamento profundamente inelástico	33
2.3	Modelo de pártons	36
2.4	Equações DGLAP	39
2.5	Espalhamento Difrativo Profundamente Inelático	45
2.5.1	Processos Difrativos Exclusivos	47
2.5.2	DIS Nuclear	49
2.5.2.1	Efeito de Sombreamento Nuclear	49
2.6	Colisões hadrônicas ultraperiféricas	51
2.7	Colisores	53
2.8	Conclusão	56
3	Representação de dipolos de cor	59
3.1	DIS na representação de dipolos	59
3.2	Funções de onda	64
3.3	Dinâmica QCD para altas energias	65
3.3.1	A equação de evolução BFKL	65
3.3.2	Saturação partônica	66
3.3.3	A equação de evolução não linear de Balitsky-Kovchegov	68
3.3.4	Modelos fenomenológicos	71
3.3.4.1	Modelo de Golec-Biernat e Wüsthoff	71
3.3.4.2	Modelo de Iancu-Itakura-Munier	72
3.3.4.3	Modelo b-CGC	73
3.3.4.4	Modelo IP-Sat	73
3.3.5	Comparação entre os modelos de N	74
3.3.6	Generalização nuclear dos modelos de saturação	75
3.4	Conclusão	77

4	Fotoprodução de quarks pesados em processos exclusivos	79
4.1	Fotoprodução de quarks pesados em colisões hadrônicas $pp/pPb/PbPb$ nas energias do LHC e FCC	80
4.2	Resultados	83
4.3	Conclusão	91
5	Fotoprodução de um jato inclusivo em grande rapidez em colisões pp e pPb no LHC	93
5.1	Fotoprodução de um jato em colisões hadrônicas	94
5.2	Resultados	97
5.3	Conclusão	100
6	Fotoprodução Coerente e Incoerente de J/Ψ em Colisões $PbPb$ no LHC, HE-LHC e FCC	101
6.1	Formalismo	103
6.2	Resultados	106
6.3	Conclusão	111
7	Produção exclusiva de mésons vetoriais em colisões elétron-íon no EIC, LHeC e FCC-eh	113
7.1	Formalismo	113
7.2	Resultados	115
7.3	Conclusão	122
8	Espalhamento Compton Profundamente virtual no EIC e no LHeC: Uma comparação entre abordagens de saturação	125
8.1	Formalismo	127
8.2	Resultados	131
8.3	Conclusão	135
9	Espalhamento Compton profundamente virtual coerente e incoerente em colisões elétron-íon no EIC e LHeC	137
9.1	Formalismo	139
9.2	Resultados	142
9.3	Conclusão	147
10	Conclusões e Perspectivas	149
11	APÊNDICE A - Função de onda do fóton	151

12 APÊNDICE B - Função de onda do méson	161
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	173

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Propagadores da QCD. Figura retirada de [18].	29
2.2 Vértices da QCD. Figura retirada de [18]	30
2.3 Evolução da constante de acoplamento forte α_s em função de Q . Figura extraída da Ref. [26].	31
2.4 Estrutura do próton à altas energias.	32
2.5 Diagrama de espalhamento elétron-próton profundamente inelástico.	33
2.6 Espalhamento profundamente inelástico no modelo de pártons. O fóton com grande virtualidade interage diretamente com um dos constituintes do nucleon.	36
2.7 Função de estrutura F_2 em função da virtualidade Q^2 para diferentes valores de x [23].	38
2.8 Diagrama de emissão de glúons no estado inicial e final.	39
2.9 Processo de criação de pares por glúons no estado inicial.	40
2.10 Frações de momento da contribuição $\gamma^*q \rightarrow qg$ em $ep \rightarrow eX$	40
2.11 Representação da equação DGLAP para quarks.	42
2.12 Representação da equação DGLAP para glúons.	43
2.13 Distribuição partônica no próton como função da variável de Bjorken x em uma escala $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. Obtida pelo grupo MMHT2004 além da ordem dominante (NLO). Figura extraída da Ref. [39].	44
2.14 Diagrama de espalhamento difrativo elétron-próton profundamente inelástico [42].	45
2.15 Diagrama de espalhamento difrativo elétron-próton profundamente inelástico [42].	46
2.16 Produção difrativa de um méson vetorial.	47
2.17 Dependência em energia das seções de choque total de fotoprodução ($Q^2 = 0$) para os mésons $\rho, w, \phi, J/\psi, \psi(2S)$ e Υ comparadas com dados de HERA [43].	48
2.18 Dependência em energia de $\sigma(\gamma^* \rightarrow \rho\rho)$ para diferentes Q^2 [44].	48
2.19 Região cinemáticas e os seus respectivos efeitos nucleares [46].	50
2.20 Os campos eletromagnéticos das partículas em movimento a altas velocidades podem ser vistos como uma nuvem de fótons virtuais. No caso de uma colisão nuclear, o campo de fótons virtuais provenientes de um dos núcleos é incrementado pelo número de prótons Z , e estes fótons podem interagir entre si ou com o outro núcleo. Figura extraída da Ref. [50].	51
2.21 Cobertura cinemática dos colisores. Figura extraída da Ref. [60].	56
3.1 Amplitude elástica para o espalhamento γ^*p na representação de dipolos de cor.	60

3.2	Regiões de evolução partônica no próton e seus respectivos regimes cinemáticos. Figura extraída da Ref. [88].	68
3.3	O processo de emissão de um glúon pelo par $q\bar{q}$ em (a) pode ser visto em (b) como a criação de um novo dipolo $q\bar{q}$ no limite de grande número de cores. . .	70
3.4	Amplitude de espalhamento dipolo-próton em função do quadrado do tamanho do dipolo para dois distintos valores de x	75
3.5	Amplitude de espalhamento N_A para $A = 208$ em colisão central $b_A = 0$ em função do tamanho do dipolo para dois distintos valores de x	77
4.1	Diagramas típicos para a fotoprodução exclusiva de quarks pesados em colisões hadrônicas.	80
4.2	Distribuição de rapidez para a fotoprodução exclusiva de charm (painéis superior) e bottom (painéis inferior) em colisões pp no FCC ($\sqrt{s} = 100$ TeV). . . .	83
4.3	Distribuições de rapidez para a fotoprodução exclusiva de charm (painéis esquerdos) e bottom (painéis direitos) em colisões pp ($\sqrt{s} = 13$ TeV), pPb ($\sqrt{s} = 8,1$ TeV) e $PbPb$ ($\sqrt{s} = 5,02$ TeV) no LHC.	85
4.4	Distribuições de rapidez para a fotoprodução exclusiva de charm (painéis esquerdos) e bottom (painéis direitos) em colisões pp ($\sqrt{s} = 100$ TeV), pPb ($\sqrt{s} = 63$ TeV) and $PbPb$ ($\sqrt{s} = 39$ TeV) no FCC.	86
4.5	Comparação entre a distribuição de rapidez para a fotoprodução inclusiva e exclusiva de charm (painéis esquerdos) e bottom (painéis direitos) em colisões pp ($\sqrt{s} = 13$ TeV), pPb ($\sqrt{s} = 8.1$ TeV) and $PbPb$ ($\sqrt{s} = 395,02$ TeV) no LHC.	89
4.6	Comparação entre a distribuição de rapidez para a fotoprodução inclusiva e exclusiva de charm (painéis esquerdos) e bottom (painéis direitos) em colisões pp ($\sqrt{s} = 100$ TeV), pPb ($\sqrt{s} = 63$ TeV) and $PbPb$ ($\sqrt{s} = 39$ TeV) no FCC.	90
5.1	Diagrama típico para a fotoprodução de um jato inclusivo em colisão hadrônica.	94
5.2	(a) Predições para distribuição de momento transversal e (b) espectro de energia para a fotoprodução de um jato inclusivo em rapidez muito frontal em colisões pp em $\sqrt{s}=13$ TeV.	98
5.3	(a) Predições para distribuição de momento transversal e (b) espectro de energia para a fotoprodução de um jato inclusivo em rapidez muito frontal em colisões pPb em $\sqrt{s}=5,02$ TeV.	99
6.1	Diagramas típicos para a fotoprodução coerente (a) e incoerente (b) de J/Ψ em colisões $PbPb$ ultraperiférica	102
6.2	Distribuição de rapidez para a fotoprodução coerente e incoerente de J/Ψ em colisões $PbPb$ para as energias do (a) LHC, (b) HE-LHC e (c) FCC.	107

6.3	Distribuições de momento transverso para a fotoprodução coerente e incoerente de J/Ψ em colisões $PbPb$ para as energias do LHC, HE-LHC e FCC considerando os limites de rapidez central (painéis esquerdos) e rapidez frontal (painéis direitos). A identificação das linhas segue o mesmo padrão da Fig. 6.2.	109
7.1	Diagramas típicos para a produção coerente (a) e incoerente (b) de mésons vetoriais em colisões elétron-Íon.	114
7.2	Distribuição de momento transverso para a fotoprodução coerente e incoerente de J/Ψ em colisões eAu para as energias do EIC (painéis superiores), LHeC (painéis do meio) e FCC- eh (painéis inferiores), e diferentes limites da virtualidade do fóton Q^2 .	120
7.3	Distribuição de momento transverso para a fotoprodução coerente e incoerente de ϕ em colisões eAu para as energias do EIC (painéis superiores), LHeC (painéis do meio) e FCC- eh (painéis inferiores), e diferentes limites da virtualidade do fóton Q^2 .	121
7.4	Razão entre as previsões b-Nont e b-Sat para a fotoprodução coerente (painéis da esquerda) e incoerente (painéis da direita) de J/Ψ (painéis superiores) e ϕ (painéis inferiores) em colisões eA . Resultados para as energias do EIC (curvas pretas) e do LHeC (curvas vermelhas) e diferentes limites de virtualidade do fóton Q^2 .	122
8.1	Espalhamento Compton profundamente virtual em processos difrativos coerentes, onde o hádron pode ser um próton ou um núcleo.	126
8.2	Predições das diferentes abordagens não lineares para dependência do parâmetros de impacto da amplitude de espalhamento dipolo-próton considerando dois valores distintos de x ($= 10^{-3}$ e 10^{-6}) e um tamanho de dipolo fixo ($r = 5 \text{ GeV}^{-1}$).	129
8.3	Predições das diferentes abordagens não lineares para a dependência parâmetro-impacto da amplitude de espalhamento dipolo-núcleo considerando dois valores distintos de x ($= 10^{-3}$ e 10^{-6}) e um tamanho de dipolo fixo ($r = 5 \text{ GeV}^{-1}$), e $A = Pb$.	130
8.4	Predições para a dependência energética (painéis esquerdos) e distribuições em t (painéis direitos) do processo DVCS em colisões ep no HERA derivados considerando distintos modelos para a amplitude de espalhamento dipolo-próton e diferentes valores da virtualidade do fóton. Dados de H1 [247].	132
8.5	Predições para as distribuições em t do processo DVCS em colisões ep no EIC (painéis superiores) e LHeC (painéis inferiores) derivadas considerando distintos modelos para a amplitude do espalhamento dipolo-próton e diferentes valores da virtualidade do fóton.	133

8.6	Predições para a dependência energética da seção de choque do DVCS nuclear considerando distintos modelos para a amplitude de espalhamento dipolo-núcleo, $A = Pb$, e diferentes valores da virtualidade do fóton.	134
8.7	Predições para a distribuição em t do processo DVCS nuclear no EIC (painéis superiores) e LHeC (painéis inferiores) derivadas considerando distintos modelos para a amplitude de espalhamento dipolo-núcleo, $A = Pb$, e diferentes valores da virtualidade do fóton.	136
9.1	Espalhamento Compton Profundamente Virtual em colisões elétron-íon coerente (a) e incoerente (b).	138
9.2	Distribuição de rapidez para a produção coerente de fótons em colisões eAu considerando as energias de centro de massa dos futuros colisores elétron-ion e eventos com $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ (a). Os painéis (b) e (c) apresenta os resultados para os eventos $1,5 \leq Q^2 \leq 2,5 \text{ GeV}^2$ no EIC e LHeC, respectivamente, divididos em quatro bandas de acordo com o x de Bjorken do pártion atingido. Predições derivadas assumindo o modelo b-Sat.	144
9.3	Distribuições de rapidez para os processos DVCS coerentes e incoerentes em colisões eAu no EIC (painel esquerdo) e LHeC (painel direitos). Predições para eventos com $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ dericados considerando os modelos b-Sat e b-Non Sat.	145
9.4	Distribuições de momento transverso para os processos DVCS coerentes e incoerentes em colisões eAu para as energias do EIC (painéis esquerdos) e LHeC (painéis direitos) e diferentes limites da virtualidade do fóton Q^2	146

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Parâmetros do modelo Boosted Gaussian para os mésons vetoriais $\rho, \phi, J/\Psi$. . .	65
4.1 Seções de choques para a fotoprodução de charm em colisões $pp/pPb/PbPb$ nas energias do LHC e FCC considerando dois gaps de rapidez.	87
4.2 Seções de choques para a fotoprodução de bottom em colisões $pp/pPb/PbPb$ nas energias do LHC e FCC considerando dois gaps de rapidez.	87
6.1 Seção de choque em mb , para a fotoprodução coerente e incoerente de J/Ψ em colisões $PbPb$ no LHC, HE-LHC e FCC considerando os modelos de dipolo b-Sat e b-NonSat.	108
7.1 Energias do Elétron e Íon Pesado consideradas em nossas análises em colisões elétron-íon no EIC, LHeC and FCC - eh	117
7.2 Seção de choque em nb , para a produção coerente e incoerente de J/Ψ em colisões eAu no EIC, LHeC e FCC - eh . Predições para $ t \leq 0,08 \text{ GeV}^2$ e distintos limites para a virtualidade do fóton Q^2	118
7.3 Seção de choque em nb , para a produção coerente e incoerente de ϕ em colisões eAu no EIC, LHeC e FCC - eh . Predições para $ t \leq 0,08 \text{ GeV}^2$ e distintos limites para a virtualidade do fóton Q^2	118
9.1 Energias do Elétron e Íon consideradas em nossas análises em colisões elétron-íon no EIC e LHeC.	142
9.2 Seção de choque em nb , para a produção coerente e incoerente DVCS em colisões eAu no EIC e LHeC. Predições estimadas para distintos limites da virtualidade do fóton Q^2	143

1 INTRODUÇÃO

Um dos grandes desafios no campo da física de partículas é a compreensão da estrutura e da dinâmica interna dos hádrons em diferentes regimes de energia. O conhecimento atual sobre a estrutura hadrônica foi obtida investigando o espalhamento do próton com uma partícula sem estrutura interna, como o elétron. A dinâmica interna dos hádrons é descrita pela teoria das interações fortes, a Cromodinâmica Quântica (*“Quantum Chromodynamics”* - QCD), que é uma das teorias quânticas de campos que compõem o Modelo Padrão e estuda as interações entre quarks e glúons, denominados de pártons.

A QCD possui duas características muito importantes: a liberdade assintótica e o confinamento, as quais estão sujeitas ao comportamento da constante de acoplamento forte que estabelece os regimes da QCD (perturbativo e não perturbativo). Uma das formas de estudar os aspectos da QCD é através das interações hadrônicas, como as colisões próton-próton (pp) e próton-núcleo (pA), e interações elétron-próton (ep) no regime de altas energias. Em altas energias, a estrutura partônica dos hádrons é determinada pela distribuição de glúons em pequenos valores da variável x de Bjorken, que é prevista pelas equações lineares da QCD: a DGLAP (devida à Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli e Parisi) e BFKL (devida à Balitsky, Fadin, Kuraev e Lipatov) e, aumenta com a energia [1–3]. Tal comportamento implica que os hádrons se tornam um sistema denso e que, para uma dada escala, denotada escala de saturação $Q_s(x)$, os efeitos não lineares, desconsiderados pelas equações DGLAP e BFKL, devem ser levados em consideração [4]. Esses processos são descritos por uma dinâmica não linear, que desacelera o crescimento do número de glúons com o aumento da energia, levando à saturação da densidade partônica. Esse mecanismo está associado aos efeitos de recombinação de glúons (processos do tipo $gg \rightarrow g$) que são descritos pelas equações de evolução não lineares da QCD.

Para estudar este comportamento, vários modelos fenomenológicos baseados no formalismo de dipolos de cor foram desenvolvidos, sendo esta uma ferramenta poderosa para tratarmos os espalhamentos à altas energias, pois incluem ou não os efeitos de saturação. Embora um grande avanço teórico e experimental tenha ocorrido nos últimos anos, duas importantes questões permanecem em aberto: primeiro, qual o modelo teórico correto para descrever o regime não linear e segundo, qual a região cinemática que estes efeitos são importantes.

Nesta tese estudamos as implicações fenomenológicas dos efeitos não lineares em duas frentes: colisões hadrônicas e colisões elétron-hádron. No que diz respeito as colisões hadrônicas, estudamos a produção de quarks pesados, produção de um jato e produção de mésons vetoriais em interações hadrônicas e interações fóton - hádron no LHC (*“Large*

Hadron Collider” - LHC) e no futuro FCC (*“Future Circular Collider”* - FCC). No âmbito de colisões elétron-hádron, estudamos os processos de produção exclusiva de mésons e de fótons, denominado processo de espalhamento Compton profundamente virtual (DVCS), nas energias dos futuros colisores EIC (*“Electron-Ion Collider”* - EIC) e LHeC (*“Large Hadron Electron Collider”* - LHeC). Em particular, neste trabalho apresentamos nossos resultados para a produção dos quarks charm e bottom em colisões próton - próton (pp), próton - núcleo (pA) e núcleo - núcleo (AA) nas energias do LHC e FCC, publicados na Ref. [5] e a produção de um jato em colisões pp e pA no LHC, publicados na Ref. [6]. Estudamos também a produção do méson J/Ψ em colisões $PbPb$ no LHC, High - Energy LHC (HE-LHC) e FCC através dos processos coerentes e incoerentes, cujos resultados foram apresentados na Ref. [7], estendemos esses cálculos para a produção de ϕ e J/Ψ em colisões elétron - íon no EIC, LHeC e FCC- eh , os quais foram publicados na Ref. [8] e por fim, estudamos os processos DVCS em colisões elétron - próton e elétron - núcleo no EIC e LHeC, publicados nas Refs. [9, 10].

Esta tese está organizada da seguinte forma. No capítulo 2, apresentamos o espalhamento profundamente inelástico (*“Deep Inelastic Scattering”* - DIS), onde relacionamos a seção de choque fóton - próton (γp) com a função de estrutura do próton F_2 , que são quantidades observáveis no DIS. Na sequência abordamos o DIS no modelo de pártons, o primeiro modelo para investigar a estrutura hadrônica. Também apresentamos uma breve introdução da Cromodinâmica Quântica, bem como das equações de evolução lineares DGLAP e sua solução para pequeno x . Descrevemos o DIS para processos difrativos e os elementos utilizados para descrever essa classe de processos, bem como sua assinatura experimental. Também tratamos os processos exclusivos e a forma como estes provam diferentes regimes dinâmicos. Mostramos também que existem efeitos nucleares, os quais ainda não tem sua magnitude definida, sendo necessário, portanto, buscar alternativas para determinar a magnitude destes efeitos. Por fim, discutimos as características dos colisores hadrônicos e elétron - hádron para os quais apresentamos nossas previsões.

No capítulo 3 abordamos diversas ferramentas importantes para o estudo da QCD em altas energias. Introduzimos o formalismo de dipolo de cor, o qual é um dos principais componentes básicos de nosso trabalho. Neste formalismo, a seção de choque para o DIS é descrita de forma fatorada em termos da função de onda do fóton e da seção de choque dipolo - alvo. Logo após, apresentamos a equação de evolução linear BFKL no limite de altas energias. Além disso, descrevemos qualitativamente a saturação partônica e por fim, abordamos a equação de evolução não linear BK (devida à Balitsky e Kovchegov) [11, 12] e suas soluções de interesse para nosso trabalho. Em seguida, apresentamos os modelos fenomenológicos utilizados em nosso trabalho para a seção de choque dipolo-alvo, os quais

levam em conta os efeitos de saturação. Encerramos o capítulo com a generalização destes modelos para o caso nuclear e mostramos uma comparação entre as distintas amplitudes de espalhamento de dipolos.

No capítulo 4, realizamos um estudo da fotoprodução exclusiva de quarks pesados no formalismo de dipolos de cor, levando em conta as correções não lineares da dinâmica QCD. Apresentamos previsões para a distribuição de rapidez para a fotoprodução de charm e bottom em colisões ultraperiféricas pp/pA e AA nas energias do LHC e FCC, bem como o resultado da seção de choque total em diferentes regiões de rapidez. Nossos cálculos foram realizados considerando três modelos fenomenológicos para a amplitude de espalhamento dipolo - alvo. Os resultados apresentados neste capítulo foram publicados na Ref. [5].

No capítulo 5, apresentamos pela primeira vez, as previsões do formalismo de dipolos para a fotoprodução de um jato inclusivo em grande rapidez frotal em colisões pp e pPb no LHC, particularmente sondadas pelo calorímetro CMS-CASTOR, que é caracterizado por um jato no intervalo de rapidez de $5,2 \leq Y \leq 6,6$. Realizamos cálculos para a distribuição de momento transversal e espectro de energia considerando os modelos fenomenológicos baseados no formalismo do CGC. Os resultados apresentados neste capítulo foram publicados na Ref. [6].

No capítulo 6, apresentamos estimativas para a fotoprodução coerente e incoerente de J/Ψ em colisões $PbPb$. Nossas previsões foram investigadas considerando os possíveis estados de configurações do nucleon na função de onda nuclear, bem como as correções dos efeitos não lineares da dinâmica QCD. Focamos nos observáveis de seção de choque, distribuição de rapidez e distribuição de momento transversal calculados a partir das energias do LHC, HE - LHC e do FCC. Os resultados apresentados neste capítulo foram publicados na Ref. [7].

No capítulo 7, estudamos a produção exclusiva de mésons vetoriais em colisões elétron-ion nas energias dos futuros colisores. Apresentaremos previsões para a produção coerente e incoerente de ϕ e J/Ψ em colisões eAu . Os cálculos realizados são para os observáveis de seção de choque e distribuição de rapidez que são estimados assumindo as energias do EIC, LHeC e do FCC- eh . É importante falar que consideramos os possíveis estados de configurações do nucleon na função de onda nuclear e as correções não lineares da dinâmica QCD. Os resultados apresentados neste capítulo foram publicados na Ref. [8].

No capítulo 8, estudamos o impacto dos efeitos não lineares no processo de Espalhamento Compton Profundamente Virtual (DVCS) em futuras colisões elétron - hádron no EIC

e LHeC. Calculamos pela primeira vez predições derivadas usando a solução da equação BK e incluindo a dependência do parâmetro de impacto. Estimamos predições para os observáveis de seção de choque total e distribuição em t do processo DVCS em colisões ep e eA . Os resultados apresentados neste capítulo foram publicados na Ref. [9].

No capítulo 9, apresentaremos um estudo do processo DVCS em colisões elétron - ion no EIC e LHeC. Realizamos cálculos para a seção de choque total, distribuição de rapidez e distribuição de momento transversal do processo DVCS coerente e incoerente, considerando os possíveis estados de configurações do nucleon na função de onda nuclear. Os resultados apresentados neste capítulo foram publicados na Ref. [10].

Por fim, no capítulo 10, apresentamos nossas conclusões e perspectivas.

2 A estrutura dos hádrons

Este capítulo tem como objetivo introduzir a física necessária para o estudo da estrutura hadrônica, a qual é fundamental para tratarmos os processos envolvendo quarks e glúons da QCD no regime de altas energias. A estrutura hadrônica pode ser investigada no limite de altas energias através do DIS. Esta abordagem leva a um modelo que descreve os hádrons como objetos formados por partículas sem estrutura, chamadas de pártons. A interpretação deste modelo prediz que a estrutura dos hádrons é função apenas da fração de momento x portada pelos pártons. Mas este modelo ignora algumas interações possíveis, as quais são consideradas pela QCD. Esta teoria prediz a evolução das distribuições partônicas utilizando as equações de evolução propostas por Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli e Parisi (DGLAP) e ao crescimento acentuado do conteúdo de quarks e glúons para pequeno x . Também estudaremos os processos de espalhamento difrativo, que possui uma estreita relação com os fenômenos óticos e sua descrição cinemática, bem como as assinaturas típicas deste tipo de processo. Além disso discutiremos o processo DIS nuclear e introduziremos os conceitos necessários à compreensão de colisões hadrônicas ultraperiféricas. Por fim, apresentaremos uma breve introdução aos colisores considerados em nossos estudos.

2.1 Cromodinâmica Quântica

A Cromodinâmica Quântica é a teoria que descreve a mais intensa das interações fundamentais conhecidas, a interação forte entre quarks e glúons, partículas que constituem a estrutura dos hádrons [13, 14]. Trata-se de uma teoria quântica de campos com simetria local de calibre SU(3) no grau de liberdade chamado carga de cor (correspondendo a três possíveis cores) [15–17].

A descrição da QCD é fundamentada em um modelo de partículas elementares: os quarks, férmions de spin 1/2, massivos que portam carga elétrica fracionária e carga de cor, existem três tipos de cargas de cor ($N_c = 3$): azul (b), vermelho (r) e verde (g); e os glúons, bósons de spin 1, sem massa e sem carga elétrica e, assim como os quarks, também portam carga de cor. Os quarks interagem via troca de glúons, e os glúons também interagem entre si, visto que o glúon é um objeto bicolor (cada glúon porta uma carga de cor e uma carga de anticor). Essa é uma característica da QCD que não está presente na Eletrodinâmica Quântica (*Quantum Electrodynamics* - QED). Na QED, os léptons possuem sabores (elétron, múon, tau, neutrino do elétron, neutrino do múon e neutrino do tau), e cada sabor tem um valor distinto de massa, o mesmo acontece na QCD, onde os quarks possuem seis diferentes sabores, os quais são: 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 somente um tipo de carga elétrica, na QCD existem três tipos de cargas de cor, cada uma com sua respectiva anticor para os antiquarks. A cor é uma quantidade conservada, e todas as cores possuem o mesmo peso perante a interação forte [15].

Na QCD, os quarks e glúons estão associados a campos de interação [13]. Os campos de quarks são representados por espinores de Dirac de quatro componentes, ψ_i^f (índice de sabor f e de cor i), e os campos de glúons são representados por oito campos de Yang-Mills, A_ν^a . A interação de quarks e glúons é descrita pela lagrangiana da QCD. A forma da lagrangiana da QCD baseia-se em dois pressupostos confirmados por observação experimental: todos os hádrons são constituídos de quarks [18] e quarks não podem ser observados como partículas livres. A lagrangeana foi proposta por Fritzsche, Gell-Mann e Leutwyler (1973) [19], Gross e Wilzek (1973, 1974) [20, 21] e Weinberg (1973) [22], sendo dada por

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \underbrace{\sum_{\text{sabores}(f)}^{N_f} \bar{\psi}^f [i\gamma^\mu D_\mu - m_f] \psi^f}_I - \underbrace{\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu}}_{II}. \quad (2.1)$$

A lagrangiana descreve a interação entre quarks de spin $1/2$ com massas m_f e glúons de spin 1 com massas nulas. No que segue, faremos uma análise de cada termo da expressão (2.1). No primeiro termo I temos a soma sobre os N_f sabores ativos de quarks, aqueles que satisfazem $m_f < Q$, onde Q dá a escala de energia. Como cada sabor f manifesta-se em três diferentes cores i , pode-se representar o estudo de quarks no espaço das cores como

$$\psi^f = \begin{pmatrix} \psi_r^f \\ \psi_b^f \\ \psi_g^f \end{pmatrix},$$

$$\bar{\psi}^f = \left(\bar{\psi}_r^f \quad \bar{\psi}_b^f \quad \bar{\psi}_g^f \right),$$

onde ψ^f e $\bar{\psi}^f$ são os spinores dos campos de quark e antiquark, respectivamente. Temos ainda que $D_\mu = \gamma_\mu - ig(t^a A_\mu^a)$, que é a derivada covariante, g é a constante de acoplamento forte, A_μ^a são os campos dos glúons com um índice de Lorentz μ e de cor $a = (1, 2, \dots, 8)$ e t^a são as matrizes de cor dos geradores do grupo SU(3), e cada campo gluônico atua na cor do quark através de uma destas matrizes [23]. O termo II que completa a lagrangiana está associado ao campo de glúons. $F_{\nu\mu}^a$ é o tensor intensidade do campo de glúons $A_\nu^a(x)$ e é dado por

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c. \quad (2.2)$$

Os fatores f^{abc} são as constantes de estrutura do grupo SU(3) (as quais são totalmente

$$\begin{aligned}
\begin{array}{c} j \\ \longrightarrow \\ p \\ \longrightarrow \\ i \end{array} &= \frac{i(\not{p} + m_f)}{p^2 - m_f^2 + i\epsilon} \delta^{ij}, \\
\begin{array}{c} b \\ \dashrightarrow \\ k \\ \dashrightarrow \\ a \end{array} &= \frac{i}{k^2 + i\epsilon} \delta^{ab}, \\
\begin{array}{c} b \\ \text{oooooooooooooooooooo} \\ \nu \end{array} \begin{array}{c} k \\ \text{oooooooooooooooooooo} \\ \mu \end{array} \begin{array}{c} a \\ \text{oooooooooooooooooooo} \\ \mu \end{array} &= \frac{-i D_{\mu\nu}(k)}{k^2 + i\epsilon} \delta^{ab},
\end{aligned}$$

Figura 2.1 - Propagadores da QCD. Figura retirada de [18].

antissimétricas), definidas pela relação de comutação

$$[\lambda^a, \lambda^b] = i f^{abc} \lambda^c. \quad (2.3)$$

Aqui podemos ver o caráter não Abelianiano que a QCD possui, visto que os geradores do grupo não comutam. As interações gluônicas estão presentes no termo $F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu}$, o qual dá origem aos vértices de três e quatro glúons da QCD. Isto ocorre devido à presença do termo $g f^{abc} A_\mu^b A_\mu^c$ que é o responsável pela auto-interação dos campos de glúons A_μ^a [13, 15, 18].

Entretanto, a Eq. (2.1) não é a forma completa da lagrangiana da QCD, pois um termo de fixação de calibre deve ser adicionado a ela. Este surge devido à impossibilidade de se definir um propagador para o glúon sem uma escolha de gauge. Assim, as regras de Feynman para a propagação e interação de quarks e glúons só podem ser deduzidas após a introdução do termo de fixação de calibre dado por [18, 24]

$$\mathcal{L}_{fc} = -\frac{1}{2\lambda} (\partial^\mu A_\mu^a)^2. \quad (2.4)$$

A escolha do calibre covariante introduz graus de liberdade não-físicos, que podem ser cancelados mediante a subtração por um campo fictício, o qual cancela a contribuição não-física advinda da escolha de calibre. Este é chamado de campo fantasma de Faddeev-Popov [25], dado por

$$\mathcal{L}_{ft} = (\partial_\mu c^{a*}) (\delta^{ac} \partial^\mu + g f^{abc} A_\mu^b) c^c, \quad (2.5)$$

sendo $c^a(x)$ os campos fantasmas, que são escalares de Lorentz, e são responsáveis por cancelar os graus de liberdade não-físicos que aparecem ao se trabalhar com gauge covariante. Portanto, a Lagrangeana completa da QCD conta com mais termos além da lagrangiana clássica:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{cl} + \mathcal{L}_{fc} + \mathcal{L}_{ft} \quad (2.6)$$

Figura 2.2 - Vértices da QCD. Figura retirada de [18] .

As regras de Feynman provenientes da Lagrangiana da QCD são mostradas nas Fig. (2.1) e (2.2). Uma escolha de gauge bastante comum é o calibre de Lorenz $\partial^\mu A_\mu^a = 0$ [18]. A Fig. (2.1) mostra os propagadores de quarks (linha contínua), fantasmas (linha tracejada) e glúons (linha em forma de mola). Os vértices de interação são mostrados na Fig. (2.2).

No calibre de Lorenz, o fator $D_{\mu\nu}(k)$ no propagador de glúon Fig. (2.1) é dado por

$$D_{\mu\nu}(k) = g_{\mu\nu} - (1 - \xi) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}, \quad (2.7)$$

sendo a escolha $\xi = 0$ chamada de calibre de Landau e a escolha $\xi = 1$ chamada de calibre de Feynman.

Existem ainda duas características básicas das interações fortes que devem ser levadas em conta na construção da teoria: o confinamento e a liberdade assintótica. A liberdade assintótica da QCD surge do processo de renormalização [13]. Em Teoria Quântica de Campos, a expansão perturbativa da amplitude de espalhamento além da ordem dominante é, em geral, divergente [24]. A forma de regular essas divergências é através do chamado método de renormalização. Uma teoria de campos renormalizável é aquela em que a renormalização de um número finito de parâmetros assegura resultados finitos para cálculos em todas as ordens em teoria de perturbação.

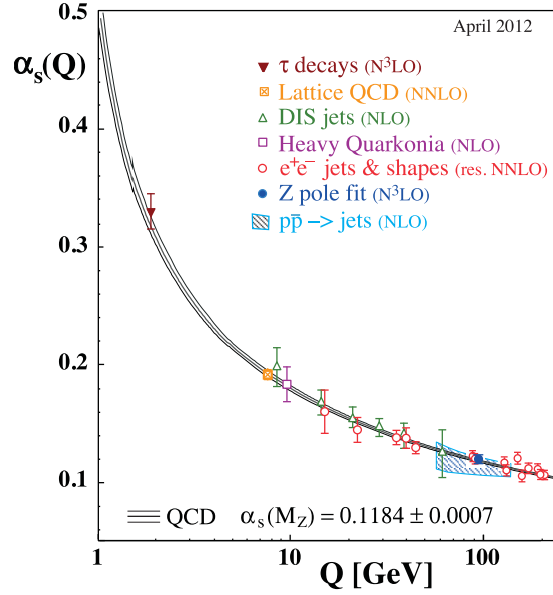


Figura 2.3 - Evolução da constante de acoplamento forte α_s em função de Q . Figura extraída da Ref. [26].

Antes de abordarmos qualitativamente o método de renormalização na QCD, iremos descrevê-la na QED. A renormalização é usada para lidar com infinitos que aparecem do cálculo de diagramas com laços. O processo consiste em assumir que os valores da massa e constante da acoplamento medidos experimentalmente já possuem fatores que compensam os infinitos. De forma sistemática ignora-se as contribuições divergentes de diagramas de mais alta ordem. Tem-se que o valor da constante de acoplamento possui um termo de correção finito que depende de Q^2 , fazendo com que a constante de acoplamento $\alpha_{em}(Q^2)$ seja variável. Assim, o acoplamento varia com a distância, que é inversamente proporcional à Q . Na QED, o acoplamento fica mais intenso quando as cargas aproximam-se (maior Q^2). Isto pode ser entendido como a polarização do vácuo, devido a flutuações do fóton em pares elétron-pósitron ou em pares mais massivos. O vácuo atua como um tipo de meio dielétrico, blindando a carga de ordem dominante. Estas contribuições podem ser somadas explicitamente, levando a uma expressão para $\alpha_{em}(Q^2)$. No caso eletromagnético, esta dependência é muito suave, de forma que normalmente a aproximação $\alpha_{em} \simeq 1/137$ é suficientemente boa [15].

Na QCD há duas maneiras de polarização do vácuo. Uma delas é similar à QED, onde temos diagramas com laços de quarks. Esta contribuição atua blindando a carga de cor do quark, e faz com que a constante de acoplamento da interação forte, α_s , cresça em curtas distâncias, da mesma maneira que o caso eletromagnético. Mas na QCD também temos laços de glúons. Estes possuem um efeito diferente aos laços de quarks, produzindo uma antiblindagem que diminui o acoplamento em curtas distâncias e que domina o

comportamento de $\alpha_s(Q^2)$. A forma de α_s resultante em ordem dominante é dada por [15]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(11N_c - 2N_f) \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}, \quad Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2, \quad (2.8)$$

onde N_c e N_f são o número de cor e o número de quarks, repectivamente. O parâmetro Λ_{QCD} é introduzido como uma escala que evita a região onde α_s é grande, assim garante-se α_s pequeno o suficiente para que expansões perturbativas possam ser utilizadas.

A evolução de $\alpha_s(Q^2)$ tem sido testada em muitos experimentos, como mostra a Fig. (2.3). Com o crescimento de Q^2 a constante de acoplamento decresce, isto acontece quando a distância entre as partículas torna-se pequena, com isto a força forte é enfraquecida. Neste regime, os quarks e glúons interagem pouco, ou seja, podem ser interpretados como livres (liberdade assintótica). Isto justifica o emprego de teoria de perturbação para o cômputo das amplitudes de espalhamento no regime de altas energias, em que $\alpha_s(Q^2)$ é suficientemente pequena. Para baixas energias (longas distâncias), o parâmetro de acoplamento cresce, sendo a interação amplificada, fazendo com que quarks e glúons permaneçam fortemente ligados nos hádrons (confinamento) [15], neste regime o tratamento da QCD é feito numericamente utilizando-se os métodos da QCD na rede [27, 28].

Na QCD consideramos 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 de quark-antiquark ($u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, \dots$), veja a Fig. (2.4) [16]. Essa evolução da estrutura partônica dos hádrons pode ser estudada através do Espalhamento Profundamente Inelástico (DIS).

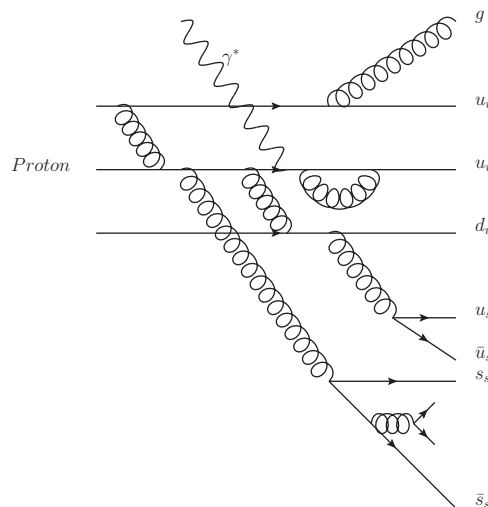


Figura 2.4 - Estrutura do próton à altas energias.

2.2 Espalhamento profundamente inelástico

A estrutura hadrônica no limite de altas energias pode ser investigada através do espalhamento profundamente inelástico, representado na Fig. (2.5). Este processo é uma importante ferramenta para o estudo da estrutura interna dos hádrons. No DIS, um lépton de alta energia colide com um hádron, que pode ser um próton ou um núcleo, e sofre o espalhamento inelástico, provocando a quebra do hádron. Esta é a forma mais simples de sondar a estrutura hadrônica, pois somente uma das partículas participantes do espalhamento possui subestrutura [29]. Nesta tese iremos focar na interação elétron-hádron mediada pela troca de um fóton, a qual é dominante no regime de interesse de nossos estudos. Para uma discussão detalhada da interação elétron-hádron mediadas pelo bóson Z^0 (corrente neutra) ou pelos bósons W^\pm (corrente carregada) indicamos a Ref. [30].

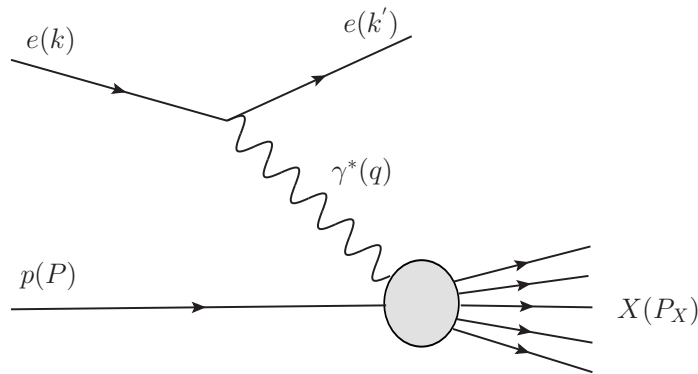


Figura 2.5 - Diagrama de espalhamento elétron-próton profundamente inelástico.

O DIS elétron-próton [16, 31] é representado como:

$$e(k)p(P) \rightarrow e(k')X(P_X) \quad (2.9)$$

onde k e k' são os 4-vetores dos estados inicial e final do lépton, respectivamente, P é o momento inicial do próton, P_X é o quadrimomento do estado final X (resultante da quebra do próton), e q é o quadrimomento transferido pelo fóton virtual [16, 31]. Para estudarmos o DIS, consideramos os seguintes invariantes de Lorentz que são definidos para a descrição

cinemática do processo:

$$s = (k + P)^2, \quad (2.10)$$

$$W^2 = (q + P)^2, \quad (2.11)$$

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2, \quad (2.12)$$

$$\nu = \frac{P \cdot q}{m_p} = E - E', \quad (2.13)$$

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2m_p \nu} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - m_p^2}, \quad (2.14)$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} = \frac{W^2 + Q^2 - m_p^2}{s - m_p^2}, \quad (2.15)$$

onde as variáveis s e W correspondem respectivamente, as energias de centro de massa ao quadrado dos sistemas elétron-próton e fóton-próton, Q^2 é o negativo do quadrimomento transferido, chamado de virtualidade do fóton, ν é a diferença entre as energias do elétron antes e depois da colisão no referencial de laboratório, x é conhecido como x de Bjorken, o qual é interpretado como a fração de momento do próton carregada pelo parton interagente, y é a inelasticidade, que é a fração de energia do lépton transferida pelo fóton trocado, no referencial de repouso do próton [31]. Uma relação útil que conecta x , y e Q^2 , no regime de altas energias, é dada por [31]:

$$xy = \frac{Q^2}{s - m_p^2} \approx \frac{Q^2}{s}. \quad (2.16)$$

Como $W^2 \geq m_p^2$, a variável de Bjorken x e y assumem valores entre $0 < x, y < 1$.

O vértice hadrônico depende de três variáveis cinemáticas, P , P_X e q , mas devido a conservação de momentum há um vínculo entre estas variáveis e podem ser escritas como $P + q = P'_X$. Com a identificação das variáveis do processo, podemos definir mais precisamente o regime cinemático do DIS. O processo é considerado profundo, pois $Q^2 \gg m_p^2$, portanto o fóton sonda a estrutura hadrônica, por outro lado, é dito inelástico devido a $W^2 \gg m_p^2$, quebrando o hádron. No referencial de laboratório (referencial de repouso do próton), a seção de choque diferencial inclusiva do espalhamento descrito em (2.9) é dada por

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha_{em}^2}{2MQ^4} \frac{E}{E'} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}, \quad (2.17)$$

onde E e E' são as energias do elétron incidente e espalhado e $d\Omega$ é o ângulo sólido num ângulo de espalhamento θ . O tensor leptônico $L_{\mu\nu}$ decreve o vértice superior da Fig. (2.5),

é descrito pela Eletrodinâmica Quântica e é dado por [15, 16]

$$L^{\mu\nu} = 2[k'^{\mu}k^{\nu} + k'^{\nu}k^{\mu} + g^{\mu\nu}(m^2 - k' \cdot k)]. \quad (2.18)$$

Por outro lado, $W_{\mu\nu}$ é o tensor hadrônico, que é construído de modo a parametrizar nossa ignorância sobre a estrutura hadrônica e sua estrutura é dada por [15, 16]

$$W^{\mu\nu} = W_1 \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^{\mu}q^{\nu}}{q^2} \right) + \frac{W_2}{M^2} \left(p^{\mu} - \frac{p \cdot q}{q^2} q^{\mu} \right) \left(p^{\nu} - \frac{p \cdot q}{q^2} q^{\nu} \right), \quad (2.19)$$

onde W_i são as funções de estrutura inelásticas. A forma final da seção de choque (2.17) é obtida através da contração dos tensores, resultando em

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} \left[xy^2 F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) \right]. \quad (2.20)$$

As funções F_1 e F_2 descrevem a estrutura do nucleon medida no espalhamento profundamente inelástico inclusivo. As funções de estrutura do DIS podem ser relacionadas, via teorema ótico, com a seção de choque total de absorção do fóton virtual com helicidade λ [31],

$$\sigma_{\lambda}^{\gamma^* p}(x, Q^2) = \frac{2\pi^2\alpha_{em}}{M\sqrt{\nu^2 + Q^2}} \epsilon_{\mu}^{(\lambda)} \epsilon_{\nu}^{(\lambda)*} W^{\mu\nu}, \quad (2.21)$$

onde $\epsilon_{\nu}^{(\lambda)}$ é o vetor de polarização do fóton virtual. Em termos de F_1 e F_2 , as seções de choque transversal e longitudinal são dadas por:

$$\sigma_L^{\gamma^* p} = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} (F_2 - 2xF_1), \quad (2.22)$$

$$\sigma_T^{\gamma^* p} = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} (2xF_1). \quad (2.23)$$

Também é possível definir as funções de estrutura longitudinal e transversal

$$F_T = 2xF_1, \quad (2.24)$$

$$F_L = F_2 - 2xF_1, \quad (2.25)$$

portanto, temos que a seções de choque $\gamma^* p$ podem ser expressas por meio de

$$\sigma_{L,T}^{\gamma^* p} = \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} F_{L,T}(x, Q^2). \quad (2.26)$$

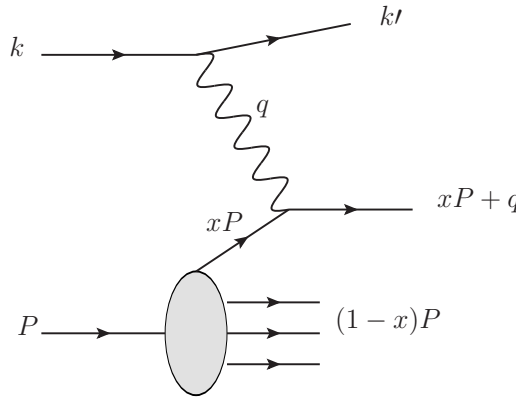


Figura 2.6 - Espalhamento profundamente inelástico no modelo de pártons. O fóton com grande virtualidade interage diretamente com um dos constituintes do nucleon.

Observamos que $F_L + F_T = F_2$, conseqüentemente a secao de choque de fotoproducao virtual σ^{γ^*p} é dada por:

$$\begin{aligned}\sigma^{\gamma^*p}(x, Q^2) &= \sigma_L^{\gamma^*p}(x, Q^2) + \sigma_T^{\gamma^*p}(x, Q^2) \\ &= \frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} F_2(x, Q^2).\end{aligned}\tag{2.27}$$

2.3 Modelo de pártons

A ideia básica do modelo de pártons é representar o espalhamento inelástico a partir do espalhamento do fóton virtual com constituintes pontuais quase-livres do próton, quando observado de um referencial onde o próton move-se rapidamente [32], veja a Fig. (2.6). O fóton virtual interage com uma das partículas constituintes do próton (pártons), enquanto que os demais permanecem não-perturbados durante a interacao. A interacao com o próton ocorre como se este fosse uma partícula livre, sem estrutura. Portanto, os pártons comportam-se como um conjunto de partículas livres, movendo-se paralelamente ao hádron [31] e cada partícula constituinte carrega uma fracao do momento total do hádron inicial, satisfazendo a condiçao

$$\sum_i x_i P = P.\tag{2.28}$$

O modelo de pártons é baseado em duas hipóteses [16]:

1) num referencial onde o hádron possui momentum $P \rightarrow \infty$, este comporta-se como um conjunto de partículas livres que se movem paralelamente ao hádron e que portam uma

parcela x_i de seu momento total.

2) a seção de choque inelástica lépton-hádrón é a soma das seções de choque elástica lépton-párton, sendo estes pártons tratados como livres.

Estas hipóteses aplicam-se num referencial relativístico, de forma que a massa dos pártons e o momentum transverso p_T possam ser desprezados, ou seja,

$$|P| \gg m_p, m_q, p_T. \quad (2.29)$$

Com base nas hipóteses do modelo, definimos $q_i(x_i)$ como a probabilidade de encontrarmos um párton do tipo i no interior do hádrón, portando uma fração de momento $x_i = P_i/P$, onde x_i é a fração de momento portada pelo párton q_i . O número de pártons do tipo i no hádrón é dado por:

$$N_i = \int_0^1 q_i(x_i) dx_i. \quad (2.30)$$

A conservação de momentum implica que:

$$\sum_i \int_0^1 x_i q_i(x_i) dx_i = 1, \quad (2.31)$$

desta forma, somando sobre todas as frações de momento carregadas pelos pártons deve-se obter o momento total do hádrón.

O modelo de pártons nos permite escrever a seção de choque diferencial γ^* -próton em função da seção de choque diferencial γ^* -pártons [16], ou seja,

$$\frac{d\sigma}{dt du} = \sum_i \int_0^1 dx q_i(x) \frac{d\sigma_i}{\hat{t} \hat{u}}, \quad (2.32)$$

onde a soma é feita sobre todos os pártons que portam carga elétrica (quarks), os quais interagem com o fóton virtual. Assim, introduzimos a distribuição de pártons do tipo i , q_i , no interior do núcleon. Uma outra relação que é uma consequência direta de que pártons são férmions e possuem spin 1/2 é conhecida como relação de Callan-Gross [33], a qual é dada por

$$F_2(x) = 2xF_1(x) = \sum_i e_i^2 x q_i(x). \quad (2.33)$$

A equação acima tem uma soma realizada sobre os sabores dos quarks e e_i é a fração de

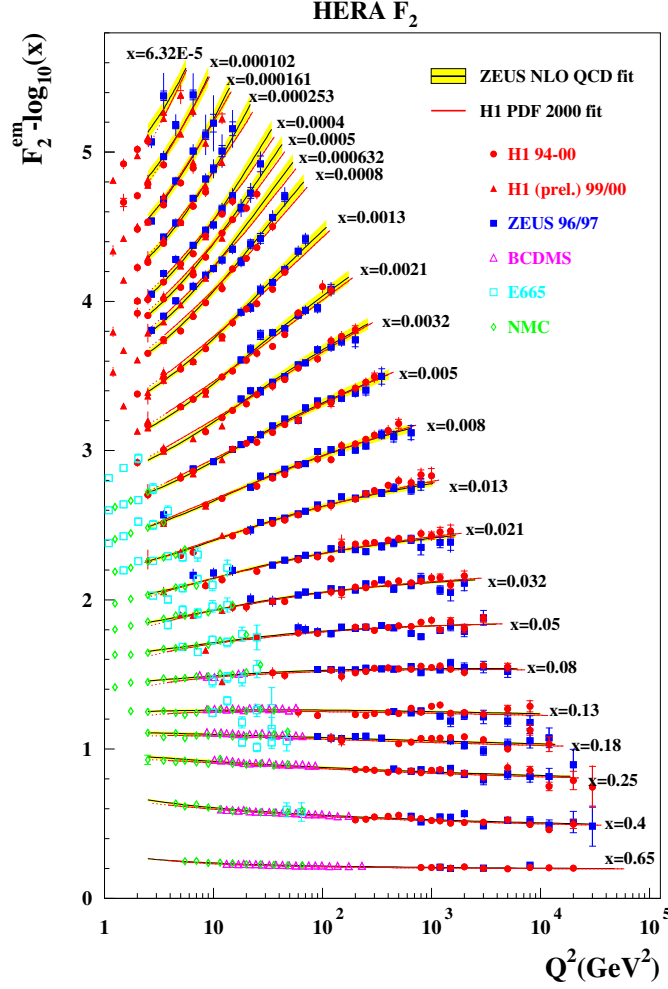


Figura 2.7 - Função de estrutura F_2 em função da virtualidade Q^2 para diferentes valores de x [23].

carga elétrica carregada pelo párton de sabor i . A equação (2.33), prediz o escalonamento de Bjorken para as funções de estrutura. Este escalonamento foi previsto por Bjorken [29, 34], e diz que a dependência em Q^2 das funções de estrutura desaparece, assim tais funções dependem apenas de x . Através das distribuições de quarks obtidas experimentalmente no DIS, verifica-se que

$$\sum_i \int_0^1 dx x q_i(x) \simeq 0,5, \quad (2.34)$$

indicando que os quarks e antiquarks portam metade do momento total do próton, outra metade do momento é portada por pártons que não possuem carga elétrica (visto que partículas sem carga elétrica não interagem com o fóton de prova) associando estes aos glúons. Esta é a primeira evidência dos glúons, que não são identificados diretamente em experimento de DIS. Além disso, os dados experimentais indicavam que o escalonamento

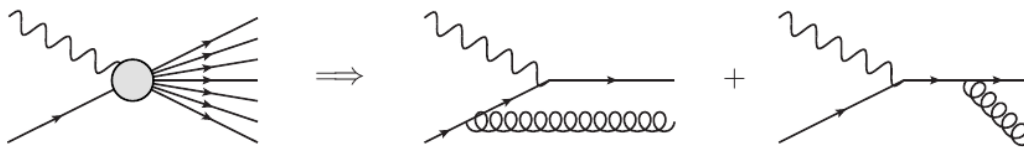


Figura 2.8 - Diagrama de emissão de glúons no estado inicial e final.

de Bjorken é violado logaritmicamente e, portanto, o modelo de pártons deve ser aperfeiçoado. O modelo de pártons descreve o DIS desconsiderando a dinâmica dos portadores de carga da interação forte entre quarks, os glúons, o que produz implicações experimentais. De acordo com a QCD, quarks podem emitir gluons, que por sua vez podem flutuar em pares quark-antiquark, denominados de quarks de mar. A QCD prediz que a quantidade de pártons num dado espalhamento também depende da virtualidade Q^2 , quebrando o escalonamento das distribuições partônicas. A violação do escalonamento de Bjorken, como pode ser vista a partir de $x = 10^{-2}$ na Fig. (2.7), é uma assinatura da emissão de glúons. A dependência de F_2 em Q^2 é de ordem logarítmica, e sua evolução pode ser tratada de forma perturbativa, com o resultado sendo as equações de evolução DGLAP.

2.4 Equações DGLAP

As equações DGLAP (Dokshitzer [1], Gribov-Lipatov [2], Altarelli-Parisi [3]) são equações de evolução que fornecem a mudança na densidade de probabilidade de quarks e glúons com a variação da escala de energia. Ou seja, descrevem, a evolução da distribuição de pártons, levando em conta os processos de emissão de glúons e pela criação de pares quark e antiquark [24]. Esta evolução é dada por equações íntegro-diferenciais para a evolução com a escala Q^2 do glúon, do quark e do antiquark.

As equações DGLAP descrevem a influência das correções perturbativas da QCD nas funções de distribuição que entram na descrição dos processos de DIS. Ao incluir glúons, a dinâmica estudada no modelo de pártons é modificada. Se antes tínhamos apenas o vértice fóton-quark, como representado na Fig. (2.6), agora devemos incluir diagramas com o vértice glúon-quark. Este processo pode acontecer das seguintes maneiras: com o fóton interagindo com o quark após ou antes deste emitir um glúon, conforme representado na Fig. (2.8). Agora no novo processo, quarks podem ser originados a partir de glúons, também devemos incluir as possibilidades da Fig. (2.9), onde temos glúons no estado inicial.

Relacionando os referenciais fóton-próton e fóton-párton, de forma que para o próton com momentum p temos um párton com momentum $p_i = yp$, onde y é a fração de momentum

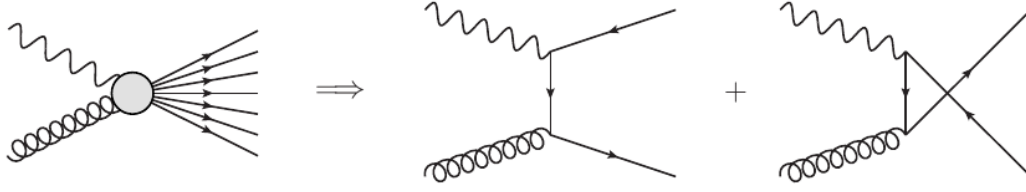


Figura 2.9 - Processo de criação de pares por glúons no estado inicial.

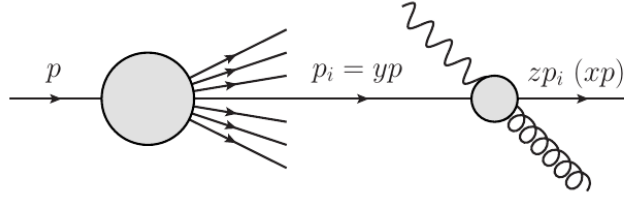


Figura 2.10 - Frações de momento da contribuição $\gamma^* q \rightarrow qg$ em $ep \rightarrow eX$.

do próton carregada pelo quark i antes da interação com o fóton, e para a fração de momentum $x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$ no referencial do próton, temos $z = \frac{Q^2}{2p_i \cdot q} = x/y$, no referencial do párton, como mostrado na Fig. (2.10) [16]. As respectivas seções de choque dos dois sistemas γ^* -próton e γ^* -párton i estão relacionadas por

$$\frac{\sigma_T(x, Q^2)}{\sigma_0} = \sum_i \int_0^1 dz \int_0^1 dy f_i(y) \delta(x - zy) \frac{\hat{\sigma}_T(z, Q^2)}{\hat{\sigma}_0} \quad (2.35)$$

$$= \sum_i \int_0^1 \frac{dy}{y} f_i(y) \frac{\hat{\sigma}_T(x/y, Q^2)}{\hat{\sigma}_0}, \quad (2.36)$$

onde $f_i(y)$ são as funções de estrutura partônica que dão a probabilidade de haver um párton i carregando uma fração y do momentum p do próton e $\hat{\sigma}_T$ é a seção de choque para a absorção de um fóton transversal de momentum q por um párton de momentum p_i e $\hat{\sigma}_0 = 8\pi\alpha_{em}/(p_i + q)^2$ [16].

O processo de emissão de glúons mostrado na Fig. (2.8), é calculado usando um processo análogo da QED, o Espalhamento Compton. Considerando - se os fatores de cor, constante de acoplamento e tomando o limite de espalhamento em pequeno ângulo, pode-se escrever a seção de choque diferencial no momentum transversal do quark emitido como,

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dp_T^2} \simeq e_i^2 \hat{\sigma}_0 \frac{1}{p_T^2} \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{4}{3} P_{qq}(z), \quad (2.37)$$

onde

$$P_{qq}(z) = \left(\frac{1+z^2}{1-z} \right). \quad (2.38)$$

O termo $P_{qq}(z)$ é conhecido como função de desdobramento e representa a probabilidade de um quark emitir um glúon e ter seu momentum reduzido por uma fração z . Integrando esta seção de choque em p_T^2 temos

$$\hat{\sigma} \simeq e_i^2 \hat{\sigma}_0 \left[\left(\frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}(z) \ln \frac{Q^2}{\mu^2} \right) \right], \quad (2.39)$$

onde μ^2 é introduzido como um corte no limite inferior para remover a divergência quando $p_T^2 \rightarrow 0$, enquanto que para grandes Q^2 o termo $\ln(Q^2/\mu^2)$ será absorvido na redefinição da distribuição de quarks [16]. Adicionando esta contribuição da Eq. (2.39) (processo de emissão de glúons) na Eq. (2.36), encontramos que a QCD modifica F_2 na forma:

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_f e_f^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} q_f(y) \left[\delta \left(1 - \frac{x}{y} \right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}(z) \ln \frac{Q^2}{\mu^2} \right]. \quad (2.40)$$

A equação acima pode ser escrita como

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_f e_f^2 \left[q_f(x) + \Delta f_q(x, Q^2) \right], \quad (2.41)$$

onde

$$\Delta f_q(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \ln \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right) \int_x^1 \frac{dy}{y} q_f(y) P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) \quad (2.42)$$

é uma mudança na densidade de quarks quando a estrutura hadrônica depende de Q^2 . Quando Q_0^2 cresce até um certo valor Q^2 , o fóton passa a ver quarks pontuais dentro do próton.

Consequentemente, a Eq. (2.42) pode ser escrita na forma de uma equação íntegro-diferencial, a qual considera a mudança na densidade de quarks, $\Delta q_f(x, Q^2)$, quando provada em um intervalo de virtualidade do fóton, $\Delta \ln(Q^2)$,

$$\frac{\partial q_f(x, Q^2)}{\partial \ln(Q^2)} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_0^1 \frac{dy}{y} q_f(y, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right). \quad (2.43)$$

Esta equação é conhecida como equação DGLAP e expressa o fato de que um quark com fração de momentum x pode ter vindo de um quark "pai" com uma fração de momentum maior y , o qual irradiou um glúon, como visto na Fig. (2.10). A probabilidade disto acontecer é proporcional a $\alpha_s P_{qq}(x/y)$. A integral é a soma sobre todas as possíveis frações de momentum y do quark "pai" [16].

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

Figura 2.11 - Representação da equação DGLAP para quarks.

Até o momento incorporamos somente as contribuições com um quark no estado inicial, $\gamma^* q \rightarrow qg$, como mostrado na Fig. (2.8). Contudo, a densidade de quarks também depende da contribuição de glúons no estado inicial, $\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$ (ver Fig. (2.9)), dada por [16],

$$\sigma(\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}) = f_g(y) \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) \ln\left(\frac{Q^2}{\mu}\right), \quad (2.44)$$

onde a $f_g(y)$ representa a densidade de glúons no próton. De forma análoga para obtenção da equação (2.40), a contribuição da Eq. (2.44) conduz a

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} g(y) \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2] \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right), \quad (2.45)$$

onde

$$P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2]. \quad (2.46)$$

Agora, podemos escrever a evolução completa da densidade de quarks, visto que incluímos os dois tipos de vértices que alteram a densidade de quarks dentro do próton,

$$\frac{\partial q_f(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[q_f(y, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) \right], \quad (2.47)$$

onde $P_{ij}(x/y)$ são as funções de desdobramento. A quantidade $P_{qq}(x/y)$ representa a probabilidade de um quark de fração de momento y emitir um glúon e o quark passa a ter momento x . A função de desdobramento $P_{qg}(x/y)$ dá a probabilidade de um quark de fração de momento x ser originado a partir da flutuação de um glúon com fração de momento y em um par $q\bar{q}$. A equação (2.47) é representada na Fig. (2.11).

Correspondentemente, a equação DGLAP para a evolução de glúons, conforme representado na Fig.(2.12), é expressa como:

$$\frac{\partial g(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_f q_f(y, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \right]. \quad (2.48)$$

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

Figura 2.12 - Representação da equação DGLAP para glúons.

A possibilidade de um glúon de fração de momento x surgir a partir de um quark com fração de momento y , ou a partir de um glúon com fração de momento y via o vértice de três glúons, é considerada em $P_{gq}(x/y)$ e $P_{gg}(x/y)$, respectivamente. A QCD perturbativa permite calcular as funções de desdobramento como uma expansão em α_s ,

$$P_{ij}\left(z = \frac{x}{y}, \alpha_s\right) = \sum_n \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right)^n P_{ij}^n(z). \quad (2.49)$$

A QCD perturbativa permite determinar apenas a evolução das distribuições partônicas por meio das equações DGLAP. As condições iniciais da evolução são de natureza não perturbativa, sendo determinadas a partir de dados experimentais para uma dada escala de energia. Como as distribuições partônicas são universais, independentes do processo considerado, após a determinação para uma condição inicial, podemos com o auxílio das equações DGLAP, determinar seu valor para outras virtualidades e assim utilizá-las no cálculo de outros processos de interesse [35, 36]

Vários grupos [37–39] propõem distintas parametrizações das distribuições partônicas, onde são usados dados de diversos processos de espalhamentos para determinar o conteúdo de quarks e glúons do próton. O processo de análise global parametriza a dependência em x das funções de distribuição para baixa (mas ainda perturbativa) escala Q^2 . Portanto, usa-se a DGLAP para evoluir as funções de distribuição em Q^2 e desta forma descrever a todos os dados disponíveis a fim de determinar os valores dos parâmetros de entrada. Os intervalos cinemáticos de experimentos de colisores e de alvo fixo permitem que as distribuições partônicas sejam determinadas sobre uma ampla escala de x e Q^2 .

Na Fig. (2.13) mostramos a distribuição de pártons no próton com uma virtualidade Q^2 fixa obtidas pelo grupo MMHT [39], onde se observa os picos na distribuição dos quarks de valência u e d em grande x , logo o momento do próton está concentrado nos três quarks de valência. À medida que x diminui, os quarks de mar originados de flutuações de glúons dominam em relação aos quarks de valência. Mas a diferença torna-se notável em pequeno x ($x < 10^{-2}$), região cinemática onde os glúons dominam. Como a distribuição de glúons

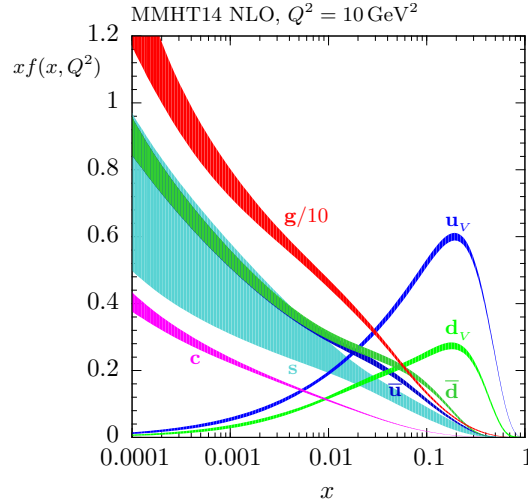


Figura 2.13 - Distribuição partônica no próton como função da variável de Bjorken x em uma escala $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. Obtida pelo grupo MMHT2004 além da ordem dominante (NLO). Figura extraída da Ref. [39].

é muito grande é necessário dividir a distribuição por 10.

No regime de altas energias (pequeno x), podemos obter uma solução analítica para a DGLAP. Partindo da análise feita das funções de desdobramento P_{ij} , verifica-se que as funções associadas ao setor de glúons $P_{gq}(z)$ e $P_{gg}(z)$ são singulares para $z \rightarrow 0$. Esta evidência nos leva a crer que o comportamento da distribuição partônica para pequeno x seja determinado pela dinâmica gluônica [18, 40].

Em vista do que foi dito, podemos aproximar a equação DGLAP para $g(y, Q^2)$ na região de pequeno x por:

$$\frac{\partial g(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} g(y, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right). \quad (2.50)$$

Considerando a constante de acoplamento α_s fixa e assumindo que a condição inicial para $g(y, Q^2)$ não seja singulares, no regime de pequeno x e grande Q^2 , a evolução DGLAP descreve o seguinte comportamento

$$xg(x, Q^2) \sim \exp \sqrt{\frac{\alpha_s N_c}{\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \ln\left(\frac{1}{x}\right)}. \quad (2.51)$$

Sendo assim, a distribuição de glúons cresce mais rapidamente que qualquer potência de $\ln(1/x)$. Consequentemente, a DGLAP para pequeno x , a qual ressona termos do tipo $[\alpha_s \ln(Q^2/Q_0^2) \ln(1/x)]^n$, implica que a distribuição de glúons prevista nesse regime cresce

com o aumento de Q^2 e/ou com a diminuição de x . A evolução DGLAP implica um crescimento ilimitado para a distribuição de glúons [18]. Como discutiremos no próximo capítulo, este crescimento não pode persistir indefinidamente pois implica a violação da unitariedade e, portanto novos efeitos devem ser incluídos na descrição da evolução dinâmica para altas energias.

2.5 Espalhamento Difractivo Profundamente Inelástico

Processos de espalhamento podem ser classificados de acordo com a identificação das partículas produzidas na colisão. No HERA foi observado que aproximadamente 10% dos eventos que ocorriam deixavam os prótons intactos e separados do estado final produzido por regiões do detector onde não havia produção de partículas [41]. Tais eventos são chamados de difractivos. O espalhamento difractivo profundamente inelástico (*"Diffractive Deep Inelastic Scattering"* - DDIS), mostrado na Fig. (2.14), é simplesmente um DIS com um estado final particular, caracterizado por um grande intervalo (*"gap"*) entre o próton intacto e os produtos da hadronização das partículas produzidas na interação. O fato do próton não dissociar implica que só pode haver troca de números quânticos do vácuo entre ele e o fóton. Desta forma, o sistema hadrónico X tem os mesmos números quânticos do fóton, $J^{PC} = 1^{--}$, onde J é o momento angular total, P é a paridade e C é a conjugação de carga.

O DDIS é representado como:

$$e(k)p(P) \rightarrow e(k') + p'(P') + X(P_X). \quad (2.52)$$

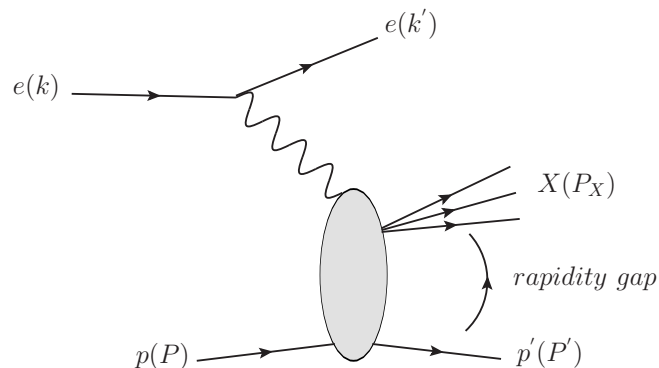


Figura 2.14 - Diagrama de espalhamento difractivo elétron-próton profundamente inelástico [42].

O DIS difrativo é descrito pelas variáveis cinemáticas: as invariantes

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \quad (2.53)$$

$$t = (P' - P)^2 \quad (2.54)$$

e pelas variáveis escalonadas

$$x_{\mathbb{P}} = \frac{P - P' \cdot q}{P \cdot q} = \frac{Q^2 + M_X^2 - t}{W^2 + Q^2 - m_p^2} \quad (2.55)$$

$$\beta = \frac{Q^2}{2(P - P') \cdot q} = \frac{Q^2}{Q^2 + M_X^2 - t} \quad (2.56)$$

onde $W^2 = (P + q)^2$ é o quadrado da energia de centro de massa do processo $\gamma^* p \rightarrow X p'$, M_X é a massa invariante do sistema X , m_p é a massa do próton e os momenta podem ser identificados na Fig. (2.15). A variável $x_{\mathbb{P}}$ é a fração de momento perdida pelo próton incidente. A quantidade β tem a forma da variável de Bjorken, mas definida com respeito ao momento $(P - P')$ perdido pelo próton inicial, em vez do momento inicial do próton P . Tal variável pode ser interpretada como a fração de momento longitudinal do párton (que interage com o fóton γ^*) no Pomeron, o qual assumimos como sendo um par de glúons no estado singlete de cor. A relação entre x , $x_{\mathbb{P}}$ e β é dada por $x = \beta x_{\mathbb{P}}$ [42, 43].

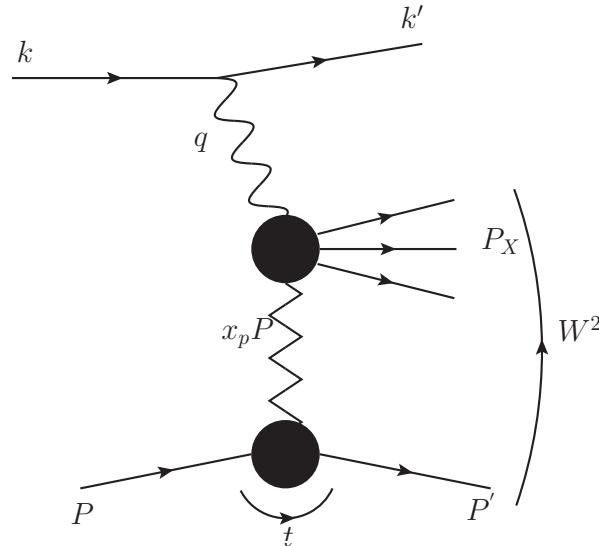


Figura 2.15 - Diagrama de espalhamento difrativo elétron-próton profundamente inelástico [42].

2.5.1 Processos Difrativos Exclusivos

Entre os eventos difrativos, a produção exclusiva de mésons vetoriais foi um importante processo estudado no HERA. Para um espalhamento

$$1 + 2 \rightarrow X + Y, \quad (2.57)$$

quando ambas partículas do estado final são identificadas, o processo é dito exclusivo, quando apenas uma das partículas do estado final é identificado, o processo é denominado semi-inclusivo. Por fim, se não há identificação de qualquer partícula no estado final, esse processo é chamado de inclusivo [31].

Podemos ter processos difrativos exclusivos, nos quais um fóton dissocia em uma única partícula após o espalhamento, a qual denotaremos por V . Uma distinção pode ser feita quanto a virtualidade deste fóton, de forma que há dois possíveis processos:

Processos de fotoprodução ($Q^2 \simeq 0$): $\gamma + p \rightarrow V + P$.

Processos de leptoprodução ($Q^2 > 0$): $\gamma^* + p \rightarrow V + P$.

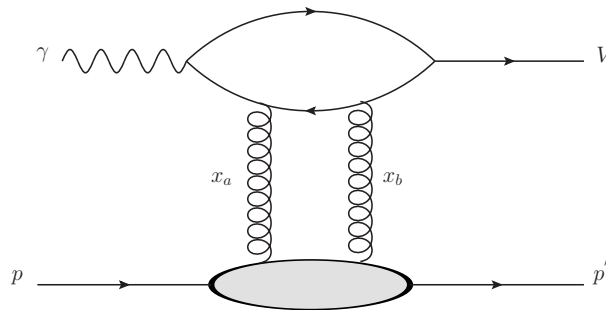


Figura 2.16 - Produção difrativa de um méson vetorial.

Uma vez que a difração envolve a troca de números quânticos do vácuo, a partícula V no estado final pode ser um fóton real ou um méson vetorial, que possui os mesmos números quânticos J^{PC} do fóton, sendo a última reação, um processo quase-elástico. Ambos processos foram intensamente estudados no HERA, para diversos mésons vetoriais [31]. Tal tipo de espalhamento pode ser visualizado na Fig. 2.16. Em mais baixa ordem em QCD e altas energias, estes eventos são caracterizados pela troca de dois glúons num estado singleto de cor (Pomeron), tornando o processo mais sensível à descrição do conteúdo de glúons e à dinâmica QCD no regime de altas energias.

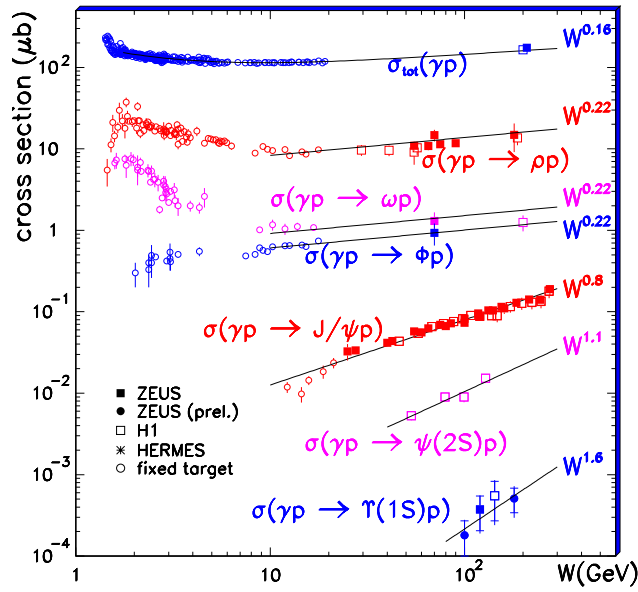


Figura 2.17 - Dependência em energia das seções de choque total de fotoprodução ($Q^2 = 0$) para os mésons ρ , ω , ϕ , J/ψ , $\psi(2S)$ e Υ comparadas com dados de HERA [43].

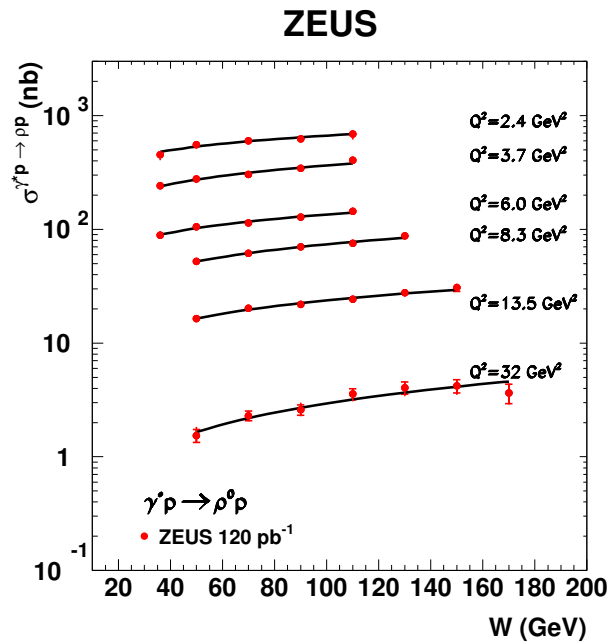


Figura 2.18 - Dependência em energia de $\sigma(\gamma^* \rightarrow \rho p)$ para diferentes Q^2 [44].

As Fig. (2.17) e Fig. (2.18), mostram as seções de choques para diferentes mésons vetoriais como função da energia de centro de massa γp comparados com dados do HERA [45], as curvas demonstram uma transição em energia, provando diferentes regimes dinâmicos.

A dependência em energia torna-se mais forte na presença da escala dura, a qual pode ser alcançada pela virtualidade do fóton ou pela grande massa do méson vetorial [42]. Isto pode ser visto, na Fig. (2.17), onde a seção de choque para a fotoprodução do méson pesado J/ψ cresce mais rapidamente com a energia do que a seção de choque do méson leve ρ . Neste caso, a transição entre processos macios e duros é determinada pela massa do méson vetorial [43]. Na Fig. (2.18), temos a leptoprodução do méson ρ^0 , para diferentes virtualidades. Podemos verificar que a seção de choque varia com Q^2 , com o crescimento com a energia sendo mais acentuado para maiores valores de Q^2 , o que implica que neste caso é a virtualidade que determina a transição entre dinâmicas. A presença da escala dura nesses processos (seja por Q^2 ou por m_V) garante que podemos utilizar pQCD para estudá-los.

2.5.2 DIS Nuclear

Na segunda seção deste capítulo discutimos a cinemática do espalhamento profundamente inelástico, com o próton no estado inicial. Nos trabalhos que desenvolvemos, também estudamos os processos de espalhamento elétron-núcleo ($e + A \rightarrow e + X$), onde A representa um núcleo com número de massa A . Conforme veremos, os processos elétron-núcleo poderão ser usados no estudo de duas questões muito importantes atualmente: a distribuição nuclear de glúons e a dinâmica QCD no regime de altas energias.

Os dados experimentais existentes atualmente sobre colisões elétron-núcleo são bastante escassos e de pouca precisão [46]. Há anos vêm sendo discutidos projetos de construção de um Colisor Eletron-Íon (*electron-ion collider* - EIC) [47], o qual nos fornecerá uma grande quantidade de dados de alta precisão deste processo. O design original do EIC envolveu duas propostas. Uma delas foi a construção do EIC no lugar do atual RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider* - RHIC). A outra proposta foi a construção do ELIC (*Electron Light Ion Collider* - ELIC) no atual Jefferson Lab [48]. O EIC permitiria experimentos com energias de centro de massa $\sqrt{s} = 60 - 90 \text{ GeV}$ e menor luminosidade $L \approx 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, enquanto o ELIC teria energias $\sqrt{s} \leq 60 \text{ GeV}$ e maior luminosidade $L \approx 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Recentemente, foi decidido pelo projeto EIC que será construído no BNL (*Brookhaven National Laboratory* - BNL). Para uma discussão detalhada veja a Ref. [49] e a seção 2.7 desta tese.

2.5.2.1 Efeito de Sombreamento Nuclear

Devido a estrutura do núcleo, efeitos associados a presença do meio nuclear modificam o comportamento das distribuições partônicas. A magnitude da razão nuclear entre as funções de estrutura nuclear e do próton permite avaliar estes efeitos nucleares, que são

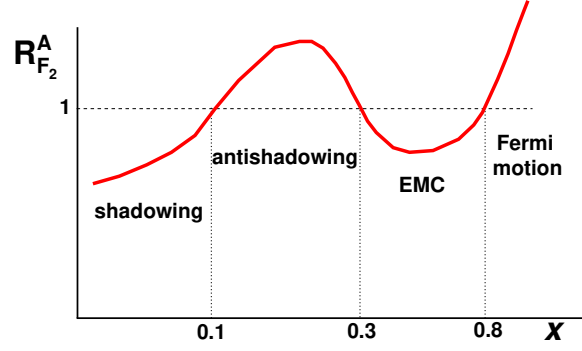


Figura 2.19 - Região cinemáticas e os seus respectivos efeitos nucleares [46].

distintos para cada região cinemática mapeada pela variável de Bjorken x . Informação sobre a quantidade de pártons em um núcleo (A) ou nucleon (N) para uma determinada escala (Q^2) está relacionada com as funções de estruturas,

$$F_2^N(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 x q_N(x, Q^2), \quad (2.58)$$

$$F_2^A(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 x q_A(x, Q^2), \quad (2.59)$$

com a razão definida como [46],

$$R_{F_2}^A(x, Q^2) = \frac{F_2^A(x, Q^2)}{A F_2^N(x, Q^2)}. \quad (2.60)$$

Na ausência de efeitos nucleares, a razão é normalizada a um. Experimentalmente, verifica-se que as distribuições partônicas em núcleos são diferentes da superposição dos seus constituintes partônicos em nucleons. Em outras palavras, a função de estrutura do nucleon ligado ao núcleo é distinta da função de estrutura do nucleon livre. Na Fig. (2.19), mostramos estas distintas regiões cinemáticas. A região cinemática relevante para nós é a de pequeno x , ou seja, a região de sombreamento (Shadowing), caracterizada a seguir. Em $x < 0,1$, a razão das funções de estrutura é menor do que 1 e decresce com x decrescente, isto é, a medida da função de estrutura nuclear é menor do que a nucleônica. Isto pode estar relacionado a origem de um glúon através da interação (fusão) de um par de glúons de pequeno x . A região de sombreamento aumenta sistematicamente com o número de massa atômica A , sendo que este efeito depende apenas fracamente do momento transferido Q^2 .

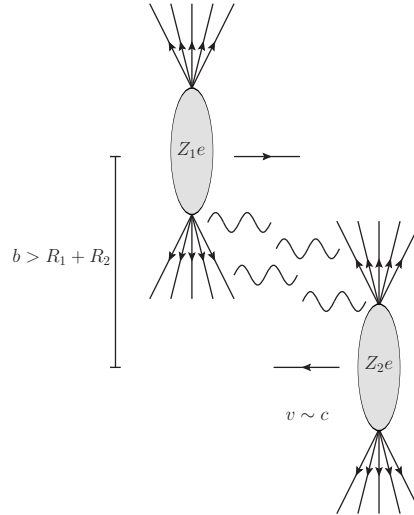


Figura 2.20 - Os campos eletromagnéticos das partículas em movimento a altas velocidades podem ser vistos como uma nuvem de fótons virtuais. No caso de uma colisão nuclear, o campo de fótons virtuais provenientes de um dos núcleos é incrementado pelo número de prótons Z , e estes fótons podem interagir entre si ou com o outro núcleo. Figura extraída da Ref. [50].

Nesta tese focaremos na descrição dos efeitos nucleares na região de pequeno x e estimaremos o seu impacto em diversos observáveis que poderão ser medidos no futuro EIC.

2.6 Colisões hadrônicas ultraperiféricas

Interações fóton-fóton e fóton-hádron podem ser estudadas em colisões hadrônicas próton - próton, próton - núcleo e núcleo - núcleo. Em geral, as colisões hadrônicas são definidas em três tipos de acordo com o parâmetro de impacto b : i) colisões centrais, onde o parâmetro de impacto é aproximadamente igual a zero ($b \approx 0$); ii) colisões periféricas, quando o parâmetro de impacto é menor que a soma dos raios dos hádrons incidentes ($b \leq R_1 + R_2$); iii) colisões ultraperiféricas, quando o parâmetro de impacto é maior do que a soma dos raios dos hádrons incidentes ($b > R_1 + R_2$).

Os processos de colisão central e periférica são dominados por interações fortes, mediadas por glúons e geralmente pode haver a quebra dos hádrons. Tais processos são objetos de estudo da teoria das interações fortes, a Cromodinâmica Quântica (QCD). Por outro lado, as colisões ultraperiféricas são dominadas pelas interações eletromagnéticas, ou seja, através da troca de fótons. Em nosso trabalho iremos focar nas colisões ultraperiféricas entre hádrons, as quais são descritas em termos da aproximação de fótons equivalentes.

As colisões hadrônicas ultraperiféricas podem ser utilizadas para o estudo de processos induzidos por fótons. Particularmente, processos de fotoprodução nos quais uma escala

perturbativa está presente, permitem o tratamento teórico do processo via QCD perturbativa.

O requerimento para investigar as interações induzidas por fótons em colisões hadrônicas ultraperiféricas consiste que o parâmetro de impacto deve ser maior que a soma dos raios dos hádrons interagentes ($b > R_1 + R_2$). Os hádrons atuam como fontes de fótons, podendo ocorrer colisões fóton-núcleo ou fóton-fóton. Isto implica que as interações eletromagnéticas passam a ser dominantes. Em 1924, Enrico Fermi [51] desenvolveu o método de fótons equivalentes, o qual diz que o campo eletromagnético de uma carga elétrica de partícula em movimento poderia ser substituído por um fluxo de fótons virtuais como mostra a Fig. (2.20). Posteriormente, Weizsäcker [52] e Williams [53], estenderam esta aproximação de modo a incluir partículas ultrarelativísticas, estabelecendo o método de Weizsäcker-Williams [54].

A aproximação de fótons equivalentes permite uma conexão entre as seções de choques de fotoprodução e eletroprodução. O exemplo clássico é o processo de espalhamento elétron-próton. Neste processo, consideramos que o elétron emite um fóton virtual que interage com o próton produzindo um sistema de partículas X no estado final:

$$e + p \rightarrow (e' + \gamma^*) + p \rightarrow e' + (\gamma^* + p) \rightarrow e' + X. \quad (2.61)$$

Quando o fóton trocado é quase real ($Q^* \rightarrow 0$), o espalhamento acima torna-se

$$e + p \rightarrow (e' + \gamma) + p \rightarrow e' + (\gamma + p) \rightarrow e' + X, \quad (2.62)$$

onde temos o seguinte processo intermediário,

$$(\gamma + p) \rightarrow X, \quad (2.63)$$

que é um evento de fotoprodução. Neste caso, é possível mostrar que a seção de choque do processo $e + p$ pode ser escrita em termos da seção de choque do processo $\gamma + p$ como [55–58]

$$\sigma_{ep \rightarrow e'X} = \int dw \frac{n_e(w)}{w} \sigma_{\gamma p \rightarrow X(w)}, \quad (2.64)$$

onde $w = E - E'$, sendo E e E' os valores de energia do elétron antes e após a emissão do fóton. O termo $n_e(w)$ é o chamado espectro de fótons equivalentes emitidos pelo elétron.

Portanto, em altas energias e baixas virtualidades, a seção de choque do processo $e + p \rightarrow e' + p$ pode ser fatorizada em termos da seção de choque do processo $\gamma + p \rightarrow X$ e do espectro de fótons equivalentes do elétron. Para mais detalhes de como a seção de choque $\gamma + p \rightarrow X$ é identificada e fatorizada da seção de choque $e + p \rightarrow e' + X$ pode ser vistos nas Ref. [56, 58]. No caso de colisões ultraperiféricas entre dois hádrons h_1 e h_2 , a seção de choque para a produção inclusiva de par de quarks será expressa por:

$$\sigma(h_1 h_2 \rightarrow h_i q \bar{q} X) = \int d\omega_1 n_{h_1}(\omega_1) \sigma(\gamma h_2 \rightarrow q \bar{q} X) + \int d\omega_2 n_{h_2}(\omega_2) \sigma(\gamma h_1 \rightarrow q \bar{q} X). \quad (2.65)$$

Em nosso estudo focaremos nos casos em que há a produção inclusiva de quarks pesados ou de jatos isolados. Além disso, iremos considerar colisões nucleares ultraperiféricas e a produção exclusiva de mésons vetoriais.

2.7 Colisores

Nesta seção faremos uma breve descrição dos colisores considerados em nossos estudos: LHC, FCC, EIC e LHeC.

O Grande Colisor de Hádrons (Large Hadron Collider - LHC) é o maior e mais poderoso acelerador de partículas do mundo já construído. O mesmo fica localizado na fronteira da França com a Suíça, sob responsabilidade da Organização Europeia para a Pesquisa Nuclear (CERN). O LHC fica a 100 metros de profundidade e tem a forma de um anel de 27 quilômetros de circunferência. Ele foi inaugurado em setembro de 2008, com meta de colisões próton-próton com energias de TeV. Particularmente foi realizada no LHC colisões próton-próton com energias de centro de massa de 13 TeV e uma luminosidade nunca vista de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ e também colisões de íons pesados ($Pb - Pb$) com uma luminosidade de $10^{27} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. O objetivo do LHC foi aumentar nosso conhecimento sobre a matéria do universo. O LHC possui quatro detectores para detectar os resultados das colisões das partículas: ATLAS, ALICE, CMS e LHCb.

Depois da sua segunda execução, o LHC já está sendo preparado para sua terceira execução, que deve começar em breve. Após a terceira execução, o LHC será novamente atualizado e isso permitirá que mais colisões ocorram. Essas novas atualizações transformarão o LHC de forma tão dramática que ele será renomeado para o Grande Colisor de Hádrons de Alta luminosidade (HL-LHC). Com mais de 12 anos após sua entrada em serviço, o LHC ainda é o maior e mais poderoso acelerador de partículas do mundo. Mas não vai manter esse recorde para sempre. Alguns projetos de futuros colisores têm surgido para dar um passo adiante. Um deles é a proposta do Grande Colisor Circular (Future Circular Collider - FCC) [59], que será contruído perto do LHC no CERN, mas

superando-o em tamanho e atingindo um anel de 100 quilômetros de circunferência, alcançando energias sete vezes maiores que o LHC. O FCC está sendo projetado para uma nova infraestrutura de pesquisa para a próxima geração de colisores de partículas, que terá um alto desempenho para estender a pesquisa atualmente conduzida no LHC. Com essa proposta, o FCC empurra as fronteiras de energias e intensidade dos colisores de partículas, com o objetivo de atingir energias de colisão próton - próton de 100 TeV, na busca por novas físicas. O FCC buscará estudar três cenários de colisões de partículas: colisões hadrônicas - FCC-hh (próton-próton e íons pesados), colisões elétron-pósitron - FCC-ee e colisões elétron-hádron - FCC-eh (com o hádron sendo um próton ou um núcleo). Outra proposição de colisor é a do EIC.

O Colisor Eletron-Íon (Electron-Ion Collider - EIC) [49] é uma nova e inovadora instalação de acelerador de partículas em larga escala criada por físicos nucleares e físicos de aceleradores ao longo de duas décadas e, planejada para ser construída no Brookhaven National Laboratory em Long Island - Nova York. Espera-se que essa realização demore aproximadamente uma década, com as operações do feixe começando no início da década de 2030.

O EIC será um dos maiores e mais sofisticados novos projetos de aceleradores do mundo nas próximas décadas, e o único planejado para ser construído nos Estados Unidos. Ele abordará questões em aberto sobre a estrutura fundamental da matéria e atrairá novas gerações de jovens para a busca de carreiras em ciência e tecnologia. Sua alta luminosidade e feixes altamente polarizados estão além do estado-da-arte e sua realização também ultrapassará as fronteiras da ciência e tecnologia de acelerador de partículas. O programa de física do EIC nos permitirá aprofundar nossa compreensão do mundo visível ao nosso redor, incluindo a origem da massa do nucleon, o spin do nucleon e as propriedades emergentes de um sistema denso de glúons.

O EIC se concentrará no estudo de quatro grandes temas:

(1) - Propriedades Globais e estrutura partônica dos hádrons.

As medições do EIC revelarão a estrutura de quarks e glúons dos hádrons em outro nível. Isso, em particular, se aplica às propriedades globais do nucleon, tal como seu spin e massa, ou seja, como essas propriedades podem ser entendidas em termos de contribuições dos pártons.

(2) - Imagem Multi-dimensional do nucleon, núcleo e mésons.

As medições de processos semi-inclusivos e exclusivos no EIC fornecerão informações

valiosas sobre a estrutura multi-dimensional de quarks e glúons do próton, núcleos e até mésons leves.

(3) - O núcleo: um laboratório para QCD.

O EIC será o primeiro colisor do mundo dedicado a colisões elétron-núcleo ($e + A$) e abordará um amplo programa de física fundamental com núcleos leves e pesados.

(4) - Entender a hadronização

O EIC não apenas abordará as muitas questões pendentes sobre a estrutura dos hádrons, mas também avançará enormemente nossa compreensão da formação dos hádrons.

O projeto de máquina do EIC visa alcançar: feixes altamente polarizados de elétrons ($\sim 70\%$) e prótons ($\sim 70\%$). Feixes de íons de deutérios para núcleos pesados, como ouro, chumbo ou urânio. Energias de centro de massa $e + p$ variáveis de 20 - 100 GeV e atualizáveis para 140 GeV. Alta luminosidade de colisão elétron-núcleo $10^{33} - 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Possibilidade de ter mais de uma região de interação.

O outro projeto de colisor elétron-íon para os próximos anos é o Large Hadron Electron Collider (LHeC) [60]. O LHeC oferece a possibilidade de explorar colisões elétron-próton na faixa de energia de centro de massa em TeV utilizando a infraestrutura do LHC. É projetado para funcionar em sincronia com o LHC nos próximos 20 anos e atingindo uma luminosidade integrada de $O(100)\text{fb}^{-1}$. Ele ampliará substancialmente e complementarará a investigação da física da escala de energia TeV, que foi habilitada no LHC. O alcance de energia da colisão do próton de 7 TeV exige que a energia do feixe de elétron seja acima de 50 GeV. O LHeC abrirá um novo caminho da física de partículas ao estender o alcance cinemático acessível no espalhamento elétron-núcleo em várias ordens de magnitude. Como fica claro na Fig. (2.21), o LHeC será capaz de cobrir uma faixa muito grande em (x, Q^2) em colisões eA , anteriormente inexplorado em experimentos. Ele estenderá o intervalo em x até $\sim 10^{-6}$ e terá um enorme alcance em Q^2 de valores muito baixos até $\sim 10^6 \text{ GeV}^2$. Também será complementar ao colisor EIC [49], estendendo o limite em x e Q^2 em cerca de duas ordens de grandeza em relação ao EIC. A extensão dessas faixas será ainda maior no FCC-eh, o qual foi proposto para estudar colisões elétron - hádron usando a infraestrutura do FCC [59].

Há um grande número de tópicos importantes de física que podem ser abordados em colisões eA no LHeC:

Uma determinação precisa das densidades de pártons nucleares para um único núcleo

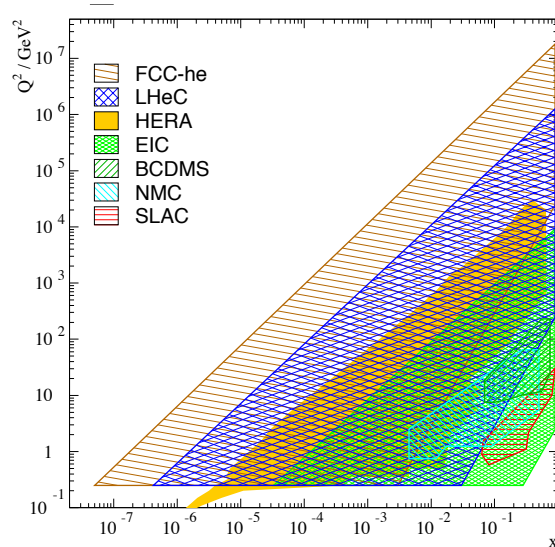


Figura 2.21 - Cobertura cinemática dos colisores. Figura extraída da Ref. [60].

(chumbo e, eventualmente, íons mais leves) será possível. Em particular, as grandes incertezas atuais nas densidades de glúons nucleares e quarks do mar em pequeno x serão drasticamente melhoradas usando os dados do LHeC.

A medição precisa de processos semi-inclusivos e exclusivos permitirá a exploração de novos detalhes da estrutura nuclear. Da mesma forma que o caso do próton, DVCS e produção exclusiva de mésons vetoriais fornecerão uma visão única da estrutura nuclear 3D.

O LHeC será capaz de testar o fenômeno de saturação de pártons em valores de x ainda não alcançados pelos colisores atuais. De acordo com a estrutura do Condensado de Vidros de cor [61–64], a saturação de partons é um efeito de densidade que pode ser alcançado de duas maneiras, diminuindo o valor de x ou aumentando o tamanho do alvo A . O LHeC será uma máquina única para lidar com ambas as variações, de modo que as ideias de saturação podem ser testadas com precisão. Será possível pesquisar a saturação de pártons de várias maneiras que incluem, o estudo da difração, em particular as razões de seções choques difrativas e inclusivas.

2.8 Conclusão

Neste capítulo revisamos a estrutura hadrônica no limite de altas energias através do DIS e do DDIS. Além disso, abordamos as propriedades básicas da QCD, a qual descreve as interações fortes entre quarks e glúons. Revisamos os principais resultados das equações de evolução DGLAP. Mostramos também que existe efeitos nucleares, ou seja, o

comportamento de um nucleon analisado separadamente difere do comportamento deste quando inserido no meio nuclear, mas a magnitude destes efeitos ainda é incerta. Abordamos também a formulação de fótons equivalentes, que nos permite descrever as interações pp , pA e AA por meio dos processos γp e γA . No capítulo seguinte trataremos do formalismo de dipolos de cor. Neste formalismo o tratamento das correções não lineares pode ser mais facilmente estudado.

3 Representação de dipolos de cor

Neste capítulo veremos a interpretação do DIS no sistema de repouso do alvo, onde a descrição do processo é obtida por meio da seção de choque de interação dipolo-hádron, a qual contém toda a informação da interação forte presente no espalhamento. Portanto, no formalismo de dipolos, a componente principal é a seção de choque de dipolo, que é tratada através de modelos fenomenológicos que permitem levar em conta os efeitos não lineares na dinâmica QCD, os quais são esperados no regime de altas densidades partônicas presente para pequenos valores da variável de Bjorken x .

3.1 DIS na representação de dipolos

Uma abordagem útil para estudar o DIS no regime de altas energias (pequeno x) é o formalismo de dipolos de cor [65, 66], que é uma importante ferramenta para o cálculo de vários processos de espalhamento em pequeno x . Neste referencial, o hádron está em repouso e o fóton emitido pelo elétron tem energia suficiente para flutuar num par quark-antiquark (constituindo um dipolo de cor), que após um longo tempo espalha-se no próton. O espalhamento dipolo-hádron é válido no limite em que o tempo de interação é muito mais curto do que o tempo de vida do par, nestas condições o tamanho transversal \mathbf{r} do dipolo pode ser considerado fixo durante o espalhamento [18, 31].

Isso nos permite ver a amplitude do espalhamento elástico γ^*p como um processo em três etapas, como representado na Fig. (3.1):

- (i) o fóton virtual flutua num par $q\bar{q}$,
- (ii) o par $q\bar{q}$ interage com o alvo,
- (iii) o par $q\bar{q}$ se recombina formando um fóton virtual.

A amplitude para o espalhamento elástico $\gamma^*p \rightarrow \gamma^*p$, denotada por $A^{\gamma^*p}(x, Q, \Delta)$, onde Δ é o momento transferido, é simplesmente o produto das amplitudes dos três subprocessos descritos acima, integrados sobre as variáveis do dipolo \mathbf{r} e z que são respectivamente a separação transversal do dipolo e a fração de momento longitudinal do fóton portada pelo quark [67]:

$$\mathcal{A}^{\gamma^*p}(x, Q, \Delta) = \sum_f \sum_{h, \bar{h}} \int d^2\mathbf{r} \int_0^1 dz \psi_{h\bar{h}}^*(r, z, Q) \mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, r, \Delta) \psi_{h\bar{h}}(r, z, Q), \quad (3.1)$$

onde $\psi_{h\bar{h}}(r, z, Q)$ é a função de onda do fóton virtual, que é a amplitude de probabilidade de um fóton virtual flutuar num dipolo $q\bar{q}$ com helicidade h e \bar{h} e sabor f (mais detalhes

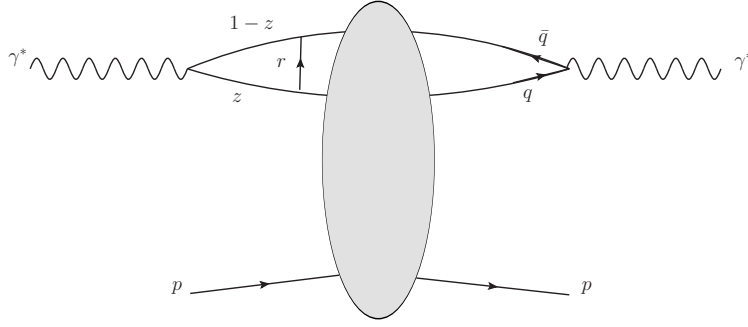


Figura 3.1 - Amplitude elástica para o espalhamento γ^*p na representação de dipolos de cor.

na próxima seção) [67]. Além disso, $\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, r, \Delta)$ é a amplitude elementar do espalhamento dipolo-próton e x é a variável de Bjorken.

A seção de choque diferencial do processo elementar é dada por [67]

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

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

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

onde \mathbf{b} é o parâmetro de impacto. Em termos da matriz S , $\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, r, b)$ pode ser parametrizada como [67]

$$\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, r, b) = 2i[1 - S(x, r, b)], \quad (3.4)$$

levando a

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

Usando o teorema óptico, que conecta a seção de choque total à parte imaginária da amplitude elástica frontal, temos [67]:

$$\begin{aligned} \sigma_{q\bar{q}}(x, r) &= \text{Im}\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, r, \Delta = 0) \\ &= 2 \int d^2\mathbf{b} [1 - \text{Re}S(x, r, b)]. \end{aligned} \quad (3.6)$$

A Eq. acima pode ser escrita como

$$\begin{aligned}\frac{d^2\sigma_{q\bar{q}}}{d^2\mathbf{b}}(x, r) &= 2[1 - \text{Re}S(x, r, b)] \\ &= 2N(x, r, b),\end{aligned}\tag{3.7}$$

ou,

$$\sigma_{q\bar{q}}(x, r) = 2 \int d^2\mathbf{b} N(x, r, b),\tag{3.8}$$

onde definimos N como a parte imaginária da amplitude de espalhamento frontal dipolo-alvo [67]. Assim como $\sigma_{q\bar{q}}$, N carrega toda a informação sobre a interação via força forte entre dipolo e alvo hadrônico.

Deste modo, podemos usar o teorema óptico para relacionar a seção de choque total γ^*p com a parte imaginária da amplitude frontal:

$$\begin{aligned}\sigma_{T,L}^{\gamma^*p}(x, Q) &= \text{Im}\mathcal{A}_{T,L}^{\gamma^*p}(x, Q, \Delta = 0) \\ &= \sum_f \int d^2\mathbf{r} \int dz [\psi]_{T,L}^2 \sigma_{q\bar{q}}(r, x).\end{aligned}\tag{3.9}$$

Esta equação é a base do formalismo de dipolos de cor [68, 69] para o espalhamento fóton-próton inclusivo. Ela mostra que a seção de choque total γ^*p pode ser fatorizada como sendo o produto do quadrado da função de onda do fóton virtual pela seção de choque do processo elementar $q\bar{q}p$.

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

$$\mathcal{A}_{T,L}^{\gamma^*p \rightarrow Ep}(x, Q, \Delta) = \int d^2\mathbf{r} \int dz [\psi_E^* \psi(r, z, Q)]_{T,L} \mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, r, \Delta).\tag{3.10}$$

Usando (3.3) e (3.5) para escrever a amplitude no espaço de parâmetro de impacto, obtemos

$$\mathcal{A}_{T,L}^{\gamma^*p \rightarrow Ep}(x, Q, \Delta) = i \int d^2\mathbf{r} \int dz \int d^2\mathbf{b} e^{-i\mathbf{b}\cdot\Delta} [\psi_E^* \psi(r, z, Q)]_{T,L} 2[1 - S(x, r, b)].\tag{3.11}$$

Assumindo que o elemento de matriz S seja predominantemente real, podemos usar Eq. (3.8) para escrever

$$\mathcal{A}_{T,L}^{\gamma^*p \rightarrow Ep}(x, Q, \Delta) = \int d^2\mathbf{r} \int dz \int d^2\mathbf{b} e^{-i\mathbf{b}\cdot\Delta} [\psi_E^* \psi(r, z, Q)]_{T,L} 2N(x, r, b), \quad (3.12)$$

onde $\psi_E^* \psi(r, z, Q)$ denota a sobreposição das funções de onda do fóton inicial e do estado final exclusivo. As funções ψ_E e ψ são chamadas de funções de ondas frontais. As correções não frontais para a função de onda podem ser levadas em conta incluindo um fator multiplicativo no integrando do tipo $\exp[i(1-z)\mathbf{r}\cdot\Delta]$ como mostrado em [70].

A seção de choque para o processo elástico $\gamma^*p \rightarrow Ep$ é dada por

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{T,L}^{\gamma^*p \rightarrow Ep}}{dt} &= \frac{1}{16\pi} \left| \mathcal{A}_{T,L}^{\gamma^*p \rightarrow Ep}(x, Q, \Delta) \right|^2 \\ &= \frac{1}{16\pi} \left| \int d^2\mathbf{r} \int dz \int d^2\mathbf{b} e^{-i[\mathbf{b}-(1-z)\mathbf{r}]\cdot\Delta} [\psi_E^* \psi(r, z, Q)]_{T,L} 2N(x, r, b) \right|^2 \end{aligned} \quad (3.13)$$

Essa é a seção de choque diferencial para o espalhamento elástico $\gamma^* + p \rightarrow E + p$ no formalismo de dipolos de cor.

No que segue, listamos a forma como $\sigma_{q\bar{q}}$ se relaciona com grandezas físicas de interesse:

A seção de choque de dipolo pode ser expressa em termos da densidade de glúons da seguinte forma [31, 65],

$$\sigma_{q\bar{q}}(x, r) \approx \frac{\pi^2}{3} r^2 \alpha_s(r) x g(x, B/r^2), \quad (3.14)$$

onde $B \approx 10$ e g satisfaz a dinâmica DGLAP. A equação acima é válida na aproximação de duplo logaritmo dominante (isto é, no limite em que $\ln Q^2, \ln(1/x) \rightarrow \infty$). Podemos observar ainda que $\sigma_{q\bar{q}} \rightarrow 0$ no limite em que $r \rightarrow 0$. Esta propriedade é denominada transparência de cor.

Vamos definir a distribuição de glúons não integrada f , a qual está associada com $g(x, Q^2)$ por

$$xg(x, Q^2) = \int^{Q^2} \frac{dk^2}{k^2} f(x, k^2). \quad (3.15)$$

Como veremos mais adiante, esta quantidade satisfaz a equação BFKL. A seção de choque

de dipolo se relaciona com $f(x, k^2)$ através da seguinte integral no momento transversal [31, 68, 71, 72]

$$\sigma_{q\bar{q}}(x, r) = \frac{4\pi}{3} \int \frac{d^2 k}{k^4} \alpha_s f(x, k^2) (1 - e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}), \quad (3.16)$$

A relação acima surge naturalmente derivando-se o formalismo de dipolo com o auxílio da fatorização k_\perp [31]. Portanto, para obter a seção de choque de dipolo descrita pela evolução linear, existem duas maneiras, (i) usando a equação BFKL para evoluir diretamente $f(x, k^2)$, ou usando a equação DGLAP para evoluir $g(x, Q^2)$.

Vamos agora apresentar as expressões para as interações elétron-núcleo. Essas interações podem ser classificadas de acordo com a dissociação do núcleo atômico. Neste caso existem dois tipos de processos a serem considerados: processos coerentes e processos incoerentes. No caso coerente, o fóton interage com o núcleo como um todo, deixando o núcleo intacto ($\gamma^* A \rightarrow \gamma A$), já no caso incoerente, o fóton interage diretamente com um nucleon do núcleo, assim temos a dissociação do núcleo ($\gamma^* A \rightarrow \gamma A'$). O processo incoerente ainda é difrativo por não trocar cor e ser caracterizado pela presença de um gap de rapidez.

Assim, para calcular a seção de choque corretamente, precisamos da média de todos os estados possíveis das configurações do nucleon. Para a descrições das seções de choques total, coerente e incoerente, seguiremos a metodologia empregada em [73]. Neste caso, podemos escrever a seção de choque total para uma interação eA , em termos da média da amplitude quadrada sobre todas as configurações de nucleon possíveis, dada por

$$\frac{d\sigma_{total}}{dt} = \frac{1}{16\pi} \langle |\mathcal{A}(x, Q, \Delta)|^2 \rangle. \quad (3.17)$$

Seguindo a abordagem de Good-Walker [74], a seção de choque incoerente é proporcional à variância da amplitude em relação as configurações iniciais do nucleon no núcleo:

$$\frac{d\sigma_{inc}}{dt} = \frac{1}{16\pi} (\langle |\mathcal{A}(x, Q, \Delta)|^2 \rangle - |\langle \mathcal{A}(x, Q, \Delta) \rangle|^2) \quad (3.18)$$

Por fim, a seção de choque coerente é dada pela diferença entre a seção de choque total e a incoerente, sendo portanto dada por:

$$\frac{d\sigma_{coe}}{dt} = \frac{1}{16\pi} |\langle \mathcal{A}(x, Q, \Delta) \rangle|^2. \quad (3.19)$$

3.2 Funções de onda

Nesta seção apresentaremos as expressões para as funções de onda utilizadas nesta tese, deixando as derivações detalhadas para os apêndices A e B.

As funções de onda do fóton virtual no cone de luz, para as polarizações longitudinal e transversal, foram calculadas perturbativamente por vários autores (ver Ref. [68, 75–79]). Aqui apresentaremos apenas as sobreposições das funções de onda que são dadas por (mais detalhes sobre as funções de onda podem ser encontrados no apêndice A):

$$|\Psi_L^{\gamma*}(z, r)|^2 = \frac{6\alpha_{em}}{(2\pi)^2} \sum_q 4e_q^2 Q^2 z^2 (1-z)^2 K_0^2(\epsilon r), \quad (3.20)$$

$$|\Psi_T^{\gamma*}(z, r)|^2 = \frac{6\alpha_{em}}{(2\pi)^2} \sum_q e_q^2 \left\{ [z^2 + (1-z)^2] \epsilon^2 K_1^2(\epsilon r) + m_f^2 K_0^2(\epsilon r) \right\}, \quad (3.21)$$

onde K_0 e K_1 são as funções de Bessel 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 [31, 67, 80].

Além disso, as Eqs. (3.20, 3.21) também determinam a produção do 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:

$$|\Psi_T^{\gamma*}(z, r)|^2 = \frac{6\alpha_{em}}{(2\pi)^2} \sum_q e_q^2 \left\{ [z^2 + (1-z)^2] \epsilon^2 K_1(\epsilon r) m_f K_1(m_f r) \right. \\ \left. + m_f^2 K_0(\epsilon r) K_0(m_f r) \right\}. \quad (3.22)$$

A função de onda acima descreve o desdobramento de um fóton virtual em um par $q\bar{q}$, dando origem a um fóton real [67]. A seguir iremos apresentar as funções de onda para mésons vetoriais.

Nesta tese, estamos interessados na produção de mésons vetoriais, que é descrito inicialmente por um fóton virtual que flutua em um dipolo de cor que se converte em um méson vetorial no estado final. No formalismo de dipolos de cor, esse processo é descrito pela função de sobreposição entre as funções de onda do fóton virtual e do méson vetorial (ver apêndices B para maiores detalhes), dada por

$$[\Psi_V^* \Psi]_T = \frac{ef_e}{4\pi} \frac{N_c}{\pi z(1-z)} \left\{ m_f^2 K_0(\epsilon r) \phi_T(r, z) - [z^2 + (1-z)^2] \epsilon K_1(\epsilon r) \partial_r \phi_T(r, z) \right\}, \quad (3.23)$$

Meson	M_V/GeV	m_f/GeV	e_f	N_T	N_L	R^2/GeV
J/Ψ	3,097	1,4	2/3	0,578	0,575	2,3
ϕ	1,019	0,14	1/3	0,919	0,825	11,2
ρ	0,776	0,14	$1/\sqrt{s}$	0,911	0,853	12,9

Tabela 3.1 - Parâmetros do modelo Boosted Gaussian para os mésons vetoriais $\rho, \phi, J/\Psi$.

$$[\Psi_V^* \Psi]_L = \frac{e_f e N_c}{4\pi \pi} 2Qz(1-z)K_0(\epsilon r) \left[M_V \phi_L(r, z) + \delta \frac{m_f^2 - \Delta_r^2}{M_V z(1-z)} \phi_L(r, z) \right]. \quad (3.24)$$

Para completar a descrição da função de onda do méson vetorial, é necessário especificar $\phi_{L,T}(r, z)$. Existem modelos para essas funções de onda que são dados por "Gauss-LC" e "Boosted-Gaussian" [67]. Outro comentário importante é sobre o fator δ que surge na Eq. (3.24). Esse fator não é local (o acoplamento dos quarks com o méson não é local) e depende do modelo usado. Nesta tese utilizaremos o modelo Boosted-Gaussian [75] que utiliza $\delta = 1$ e descreve $\phi_{L,T}(r, z)$ como

$$\phi_{L,T}(r, z) = N_{T,L} z(1-z) \exp \left[-\frac{m_f^2 R^2}{8z(1-z)} - \frac{2z(1-z)r^2}{R^2} + \frac{m_f^2 R^2}{2} \right]. \quad (3.25)$$

As constantes $N_{T,L}$ e R são obtidas através de condições de normalização impostas à função de onda do méson vetorial (para maiores detalhes ver Ref. [67]), e os valores podem ser encontrados nas Refs. [67, 81] e são mostrados na tabela 3.1.

3.3 Dinâmica QCD para altas energias

Como vimos anteriormente, os observáveis no formalismo de dipolos são determinados pelas funções de sobreposição entre funções de onda dos estados inicial e final e pela amplitude de espalhamento N , a qual está diretamente relacionada com a descrição da dinâmica QCD no regime de altas energias. No que segue revisaremos os diferentes formalismos que visam generalizar a dinâmica DGLAP considerando novas contribuições que se tornam importantes para pequeno x . Iniciaremos discutindo a dinâmica linear BFKL e sua generalização para o caso não linear, fornecido pela abordagem de Balitsky-Kovchegov. Por fim, apresentaremos alguns modelos fenomenológicos para a dinâmica não linear.

3.3.1 A equação de evolução BFKL

Enquanto as equações DGLAP ressoam grandes logaritmos em Q^2 , no regime de altas energias, termos do tipo $\ln(1/x)$ tornam-se importantes e devem ser ressoados. Isto foi proposto por Balitsky, Fadin, Kuraev e Lipatov (BFKL) [82–85]. Nesta tese apresentare-

mos apenas a equação e seu resultado no regime de altas energias. A derivação da BFKL pode ser melhor entendida em [80] e sua resolução em [31].

A BFKL é uma equação de evolução que é escrita em termos da função de distribuição de glúons não integrada no momentum transverso, $f(x, k^2)$. Esta fornece a probabilidade de encontrar um glúon com momentum longitudinal x no hádron e momentum transverso k , cuja relação com a densidade de glúons usual, é dada por

$$xg(x, Q^2) = \int^{Q^2} \frac{dk^2}{k^2} f(x, k^2). \quad (3.26)$$

A representação diferencial da equação BFKL em ordem dominante, com α_s fixo, pode ser escrita na seguinte forma [86],

$$\frac{\partial f(x, k^2)}{\partial \ln(1/x)} = \frac{3\alpha_s k^2}{\pi} \int_0^\infty \frac{dQ^2}{Q^2} \left[\frac{f(x, Q^2) - f(x, k^2)}{|Q^2 - k^2|} + \frac{f(x, k^2)}{\sqrt{4Q^2 + k^4}} \right], \quad (3.27)$$

cujas solução descreve a dinâmica no regime à pequeno x [31]:

$$f(x, k^2) \sim \left(\frac{x}{x_0} \right)^{-\lambda} \left[\frac{k^2}{\ln(x/x_0)} \right]^{1/2} \exp \left[- \frac{\ln^2(k^2/\bar{k}^2)}{c\alpha_s \ln(x_0/x)} \right], \quad (3.28)$$

onde x_0 , \bar{k} , c e λ são constantes.

A característica de interesse na solução da equação BFKL está contida no termo $x^{-\lambda}$, pois o comportamento deste termo prediz que a distribuição de glúons cresce intensamente devido a estrutura $1/x$. Este termo determina o crescimento de $f(x, k^2)$ para altas energias, sendo $\lambda(\alpha_s \approx 0,2) \approx 0,5$ [31]. Também podemos verificar que tanto a DGLAP quanto a BFKL no regime de pequeno x , predizem um forte crescimento na densidade gluônica, que está associado a processos de emissão de glúons. Porém, tal comportamento não deve persistir continuamente, limitando a região de validade em x das equações DGLAP e BFKL. Assim espera-se que algum efeito na região de pequeno x surja a fim de limitar o crescimento da densidade de glúons.

3.3.2 Saturação partônica

Como vimos nas seções anteriores, a distribuição de glúons no próton cresce com o aumento da energia e/ou pequeno x . Isto significa que, em grandes energias, o próton passa a ser composto por muitos glúons com as mesmas dimensões. Mas como o próton possui tamanho finito, este comportamento não deve persistir indefinitivamente. Dessa forma, espera-se que um novo efeito na região de pequeno x deve surgir. Este efeito é a recom-

binação gluônica (onde os glúons sobrepõem-se), $gg \rightarrow g$, sendo também conhecida como saturação partônica. Esta contribuição é desconsiderada por ambas equações DGLAP e BFKL, pois estas assumem que somente o subprocesso partônico de desdobramento é relevante para a evolução da densidade de pártons. O efeito de recombinação gluônica foi proposto pela primeira vez por Gribov, Levin, Ryskin (GLR) [4] em 1983 e, posteriormente, por Mueller e Qiu (MQ) [87] em 1986, cujo objetivo era desenvolver uma teoria de saturação. Este formalismo considera a evolução QCD representada por diagramas de múltiplas escadas chamados de diagramas fan, formados por uma escada de glúons e subdivisões subsequentes em escadas gluônicas. No esquema GLR, o efeito não linear de recombinação é descrito pelo termo quadrático na distribuição de glúons, dado por:

$$Q^2 \frac{\partial^2 xg(x, Q^2)}{\partial \ln(1/x) \partial Q^2} = \frac{\alpha_s N_c}{\pi} xg(x, Q^2) - \frac{4\alpha_s^2 N_c}{3C_F R^2} \frac{1}{Q^2} [xg(x, Q^2)]^2. \quad (3.29)$$

Esta é a chamada equação GLR, sendo uma equação de evolução não linear na dupla aproximação logarítmica (DLLA), a qual é válida nos limites $\ln(1/x) \gg 1$ e $\ln Q^2 \gg 1$. Uma propriedade da equação GLR é a introdução de uma escala de saturação Q_s^2 , a qual permite estimar quando a saturação será relevante, ou seja, quando os termos não linear e linear se tornarem idênticos ($Q^2 \equiv Q_s^2$),

$$Q_s^2 = \frac{4\pi\alpha_s}{3C_F R^2} xg(x, Q^2). \quad (3.30)$$

O regime linear é caracterizado por $Q^2 > Q_s^2$, governado por cascatas partônicas individuais, onde estas não interagem entre si; enquanto que, para $Q^2 < Q_s^2$, a evolução é governada pelo regime não linear ou de saturação, no qual pártons de cascatas distintas interagem devido a superposição espacial. Na Fig. (3.2) é apresentado um mapa simbólico das equações de evolução da QCD. Nele vemos uma representação pictórica para as densidades partônicas em um plano formado pelos eixos de virtualidade e energia. Com o aumento da resolução Q^2 com a evolução dada pela equação DGLAP para x fixo, um maior número de glúons com área cada vez menor são sondados em uma certa região do próton, e o sistema torna-se mais diluído. Já no caso da equação BFKL, fixamos Q^2 e evoluímos em relação a x . Deste modo, conforme aumentamos a energia, o número de pártons no interior do próton aumenta, mas a área de cada glúon permanece a mesma, pois manteve-se a resolução do sistema. A escala de saturação $Q_s^2(x)$, a qual define uma linha que separa o regime linear do não linear, também é exemplificada. A saturação ocorre assim que toda a área do hádron for ocupada pelo crescente número de glúons, ou seja, os glúons começam a sobrepor entre si, onde o processo de recombinação é significativo.

Embora a equação GLR predizer a saturação partônica, esta considera apenas o primeiro

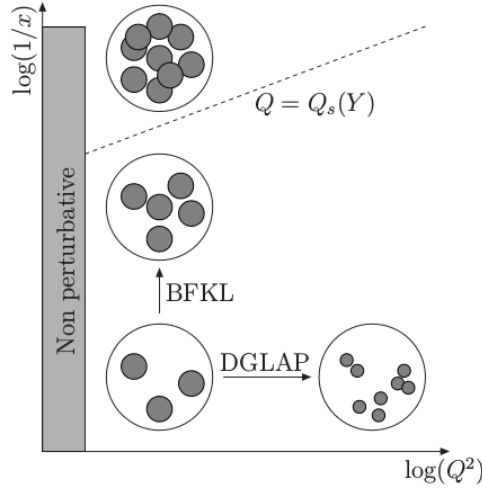


Figura 3.2 - Regiões de evolução partônica no próton e seus respectivos regimes cinemáticos. Figura extraída da Ref. [88].

termo não linear, portanto, antes que o comportamento de saturação esteja presente, os termos de mais alta ordem na densidade serão importantes e não podem ser desconsiderados. Outra abordagem de evolução não linear da QCD foi desenvolvida por Balitsky e Kovchegov, e leva o nome de equação BK [11, 12]

3.3.3 A equação de evolução não linear de Balitsky-Kovchegov

O sistema de alta densidade partônica formado em altas energias para $Q^2 < Q_s^2$ é chamado na literatura de Condensado de Vidros de Cor ("*Color Glass Condensate*" - CGC) [61–64], que hoje constitui a teoria da QCD em altas energias. A teoria do CGC fornece uma equação de evolução não linear em $\ln(1/x)$, chamada de equação JIMWLK (Jalilian-Iancu-McLerran-Weigert-Leonidov-Kovner) [89–92]. Esta equação representa uma hierarquia infinita de equações acopladas as quais descrevem a evolução simultânea de todas as funções de correlação da teoria [93]. Outra equação cuja derivação pode ser obtida no formalismo do CGC, mas com aproximações diferentes, foi desenvolvida por Balitsky [11] e posteriormente por Kovchegov [12], conhecida como a equação de evolução de Balitsky-Kovchegov (BK). É possível mostrar que no limite de grande N_c (número de cor), a equação JIMWLK leva à equação BK. No que segue iremos apresentar a equação BK [11, 12] e suas características.

A equação BK é uma equação de evolução para a amplitude de dipolo na variável de rapidez, $Y = \ln(1/x)$, sendo válida na aproximação de logaritmo dominante. Assim como a equação BFKL, a BK ressona termos em $\alpha_s \ln(1/x)$ e leva em conta termos não lineares. A representação física vem do fóton incidente gerar um par $q\bar{q}$, que interage com

o alvo via uma cascata evolutiva de glúons. Cada glúon é tratado como um par $q\bar{q}$ no limite de grande N_c . Assim temos uma subdivisão de dipolos em relação ao dipolo inicial, os quais são oriundos na cascata. Tais dipolos sofrem múltiplos espalhamentos com os constituintes do alvo, implicando na ressonância das múltiplas trocas de diagramas tipo escada. No entanto, o formalismo da BK é descrito através da QCD perturbativa, onde cada par $q\bar{q}$ da cascata interage independentemente com o alvo de forma que não haja correlações entre os mesmos. Se desprezarmos a dependência no parâmetro de impacto (justificada quando o alvo homogêneo tem raio muito maior do que qualquer tamanho de dipolo considerado), a equação BK fica:

$$\frac{\partial N(r, Y)}{\partial Y} = \int \frac{d^2z}{2\pi} K(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) [N(r_1, Y) + N(r_2, Y) - N(r, Y) - N(r_1, Y)N(r_2, Y)], \quad (3.31)$$

este resultado fornece a evolução em Y da amplitude N de espalhamento dipolo-hádron [11, 12, 94].

As quantidades r_1 e r_2 na equação acima são dadas em termos das localizações do quark e do antiquark, sendo

$$\begin{aligned} \vec{r} &= \vec{x} - \vec{y}, & \vec{r}_1 &= \vec{x} - \vec{z}, \\ \vec{b} &= \frac{\vec{x} + \vec{y}}{2}, & \vec{r}_2 &= \vec{y} - \vec{z}, \end{aligned} \quad (3.32)$$

onde \vec{x} é a posição do quark e \vec{y} é a posição do antiquark no espaço transversal com respeito ao centro do alvo. Na Eq. (3.31), $K(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2)$ tem interpretação probabilística, expressando a possibilidade de um glúon ser emitido pelo par $q\bar{q}$,

$$K(\vec{r}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{\alpha_s N_c}{\pi} \frac{r^2}{r_1^2 r_2^2}. \quad (3.33)$$

A interpretação probabilística da equação BK é a seguinte: quando evoluída em rapidez (maior energia), o dipolo pai, com finais localizados em \vec{x} e \vec{y} , emite um glúon. Este glúon, no limite de grande N_c pode ser interpretado como um dipolo, assim com o aumento da energia temos dois dipolos com finais (\vec{x}, \vec{z}) e (\vec{z}, \vec{y}) , respectivamente. A probabilidade de emissão é dada pela Eq.(3.33) multiplicada pela probabilidade de espalhamento dos dois novos dipolos $N(r_1, Y)$ e $N(r_2, Y)$ menos a probabilidade de espalhamento do dipolo pai $N(r, Y)$. O termo não linear $N(r_1, Y)N(r_2, Y)$ é subtraído para evitar dupla contagem, visto que a probabilidade de ambos espalharem simultaneamente está contida em $N(r_1, Y) + N(r_2, Y)$ [95]. A evolução descrita acima pode ser vista na Fig.(3.3). A equação

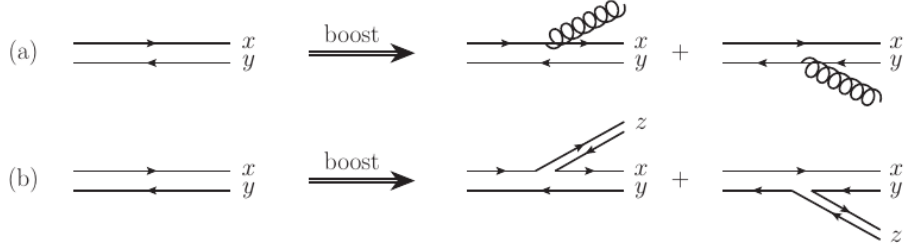


Figura 3.3 - O processo de emissão de um glúon pelo par $q\bar{q}$ em (a) pode ser visto em (b) como a criação de um novo dipolo $q\bar{q}$ no limite de grande número de cores.

BK (3.31) pode ser escrita em termos da matriz S de espalhamento dipolo-hádron, cujo o vínculo com a amplitude de espalhamento é $S = 1 - N$. A solução de N no regime $Y \rightarrow \infty$ em termos de S é conhecida como Lei de Levin-Tuchin [96], que é a solução analítica da BK na região de saturação e tem a seguinte forma

$$N(r, Y) = 1 - S_0 \exp \left[\frac{\ln^2(r^2 Q_s^2(Y))}{2c} \right]. \quad (3.34)$$

No regime linear, a equação BK (3.31), depois de algumas manipulações, se reduz a [97]:

$$\frac{\partial N(r)}{\partial Y} = -\frac{\alpha_s N_c}{2\pi^2} \int \frac{d^2 z}{\pi} \frac{r^2}{z^2 (r-z)^2} \left(N(z) - \frac{1}{2} N(r) \right), \quad (3.35)$$

que é a equação BFKL. Isto ocorre quando o tamanho do dipolo é muito pequeno comparado a escala de saturação. Neste caso, a amplitude de espalhamento é pequena e os efeitos de saturação não são importantes, ou seja, $N \ll 1$. Uma forma possível de determinar o momento de saturação da solução $N(r)$ da equação BFKL, é usando a condição de saturação

$$N(r = 1/Q_s(Y)) = 1. \quad (3.36)$$

Para este formalismo observamos que dentro da região $Q_s^2 \leq Q^2 \leq Q_s^4/\Lambda_{QCD}^2$, a equação BFKL tem uma solução que prediz o escalonamento geométrico (ver abaixo). Portanto, a solução da equação (3.35) para dipolos de tamanho r bem menor do que $1/Q_s$ mas próximo deste valor em escala de saturação é [97]:

$$N(r) \simeq k(r^2 Q_s^2(Y))^{\gamma_s} \exp \left[-\frac{\gamma_s'}{2\bar{\alpha}_s Y} \left(\ln \frac{1}{r^2 Q_s^2(Y)} \right)^2 \right], \quad (3.37)$$

onde definimos $\gamma_s' \approx \frac{d\gamma_0(R)}{dR} R_s$.

O escalonamento geométrico (*geometric scaling* - GS) caracteriza a solução da BK em altas energias [98], onde no limite de $x \rightarrow 0$, $Y \rightarrow \infty$, as soluções da BK não dependem mais das variáveis r e Y separadamente, mas de uma única variável τ , ou seja, $N(r, Y) \rightarrow N(\tau)$, tal que

$$\tau \equiv rQ_s(x). \quad (3.38)$$

Tal comportamento em N implica um escalonamento semelhante nos observáveis, o qual é observado nos dados de HERA [99].

3.3.4 Modelos fenomenológicos

A equação BK não tem solução analítica conhecida em toda a região cinemática. Por conta disso, vários modelos fenomenológicos para a amplitude têm sido usados para descrever N no regime de altas densidades, os quais incorporam as características esperadas para o CGC. Nesta seção, vamos apresentar os modelos utilizados para a seção de choque σ^{dip} e a amplitude de espalhamento N para a interação dipolo-próton. Os modelos com dependência em b é o principal foco desta tese, tal dependência ainda é uma questão em aberto e isso motiva o estudo de processos em altas energias através de modelos fenomenológicos. No capítulo 8, iremos discutir a solução da equação BK com dependência no parâmetro de impacto obtida recentemente nas Refs. [100–102], a qual é utilizada no estudo do processo DVCS realizado na Ref. [9].

3.3.4.1 Modelo de Golec-Biernat e Wüsthoff

O primeiro modelo fenomenológico para física de saturação foi proposto por Golec-Biernat e Wüsthoff (GBW) [103, 104], assume uma forma paramétrica eiconal para a amplitude de espalhamento dipolo-próton, o qual leva em conta as principais características de saturação. O modelo é puramente fenomenológico, sem base em qualquer equação de evolução. Nele a amplitude de espalhamento dipolo-próton é dada por

$$N^{GBW}(x, r) = \left[1 - \exp\left(-\frac{Q_s^2(x)r^2}{4}\right) \right], \quad (3.39)$$

com a seção de choque dipolo-hádrão sendo definida como

$$\sigma_{dip}(x, r) = \sigma_0 N^{GBW}(x, r). \quad (3.40)$$

Na equação (3.39), $Q_s(x)$ é a escala de saturação dependente de x , $Q_s^2(x) = Q_0^2(x_0/x)^\lambda$, a quantidade Q_0 ajusta a dimensão, assume-se que $Q_0 = 1$ GeV; e em (3.40) σ_0 é uma constante. Os parâmetros $\sigma_0 = 23$ mb, $\lambda = 0,29$ e $x_0 = 3 \times 10^{-4}$ são quantidades livres,

as quais são obtidas por ajuste dos dados inclusivos de DIS em HERA para pequeno x . O comportamento da seção de choque total com respeito a x é controlado pelo expoente λ .

A Eq. (3.40) traz dois comportamentos esperados para σ_{dip} , quando $r^2 Q_s^2(x) \ll 1$, o modelo reduz-se à transparência de cor: temos $N \sim r^2$, o que leva à $\sigma_{dip} \sim r^2$; já, para a região $r^2 Q_s^2(x) \gg 1$, a exponencial fornece valores que tendem a zero, ficamos com $N \rightarrow 1$, e como consequência $\sigma_{dip} \sim \sigma_0$, σ_{dip} satura assumindo um valor constante.

3.3.4.2 Modelo de Iancu-Itakura-Munier

Este modelo foi proposto por Iancu, Itakura e Munier (IIM) em [105], onde mostraram que os dados experimentais de HERA para $F_2(x, Q^2)$ no regime cinemático $x \leq 10^{-2}$ e $Q^2 < 50 \text{ GeV}^2$, onde espera-se os efeitos de altas densidades da QCD, podem ser bem descritos por uma expressão analítica da amplitude de espalhamento dipolo-próton. A parametrização proposta é uma solução aproximada da equação não linear de Balitsky-Kovchegov [12,106], a qual se baseia no formalismo do condensado de vidros de cor [61,64] e interpola o comportamento previsto para pequenos e grandes tamanhos de dipolo. Para dipolos menores que $r \ll 1/Q_s(x)$, a amplitude de espalhamento é baseada na solução da BFKL na fronteira do regime de saturação. Por outro lado, a lei de Levin-Tuchin [96] descreve o comportamento de N para $r \gg 1/Q_s(x)$.

No modelo IIM, a seção de choque de dipolos é parametrizada tal que

$$\sigma^{dip} = \sigma_0 N(x, r), \quad (3.41)$$

com

$$N(x, r) = \begin{cases} N_0 \left(\frac{rQ_s}{2} \right)^2 \left[\gamma_s + \frac{\ln(2/rQ_s)}{k\lambda Y} \right], & \text{para } rQ_s(x) \leq 2, \\ 1 - \exp[-a \ln^2(brQ_s)], & \text{para } rQ_s(x) > 2. \end{cases} \quad (3.42)$$

Os coeficientes a e b são determinados a partir da condição de continuidade da seção de choque em $rQ_s = 2$. Os coeficientes γ_s e k são fixados pela solução da BFKL em ordem dominante (LO). Tanto GBW quanto IIM fitam o mesmo conjunto de parâmetros livres, ou seja, σ_0 , x_0 , e λ . No modelo IIM a normalização da seção de choque é obtida considerando o próton como um disco homogêneo de raio R , tal que $\sigma_0 \equiv 2\pi R_p^2$, onde R_p é o raio do próton. A região de transparência de cor, $rQ_s \leq 2$, tem o comportamento governado pela dimensão anômala efetiva, $\gamma_{eff}(x, r) = (\gamma_s + \frac{\ln(2/rQ_s)}{k\lambda Y})$, com $Y = \ln(1/x)$ e $k = 9,9$. A expressão para $rQ_s > 2$, correspondendo a região de saturação, tem a forma funcional correta advinda da solução da equação BK obtida por Levin e Tuchin [96]. A escala de saturação tem a mesma forma do modelo GBW, $Q_s^2 = (x_0/x)^{\lambda/2} \text{ GeV}$, e para

$rQ_s = 2$ a escala de saturação é tomada de modo que $N(rQ_s, Y) = N_0$, onde $N_0 = 0,7$.

3.3.4.3 Modelo b-CGC

O modelo b-CGC proposto em [107], é uma modificação do modelo IIM, a fim de incluir a dependência do parâmetro de impacto na amplitude de espalhamento N . Tal generalização é necessária para descrever os dados experimentais para processos exclusivos analisados em HERA [108], como por exemplo, as distribuições em momento transversal para os processos de produção exclusiva de mésons vetoriais e para o processo DVCS. Segundo este modelo temos

$$\begin{aligned}\sigma^{dip}(x, r) &= \int d^2\bar{b} \frac{d\sigma^{dip}}{d^2\bar{b}}, \\ \frac{d\sigma^{dip}}{d^2\bar{b}} &= 2N^{b-CGC}(x, r, \bar{b}),\end{aligned}\tag{3.43}$$

onde

$$N^{b-CGC}(x, r, \bar{b}) = \begin{cases} N_0 \left(\frac{rQ_s}{2}\right)^{2\left[\gamma_s + \frac{\ln(2/rQ_s)}{\kappa\lambda Y}\right]}, & \text{para } rQ_s(x) \leq 2, \\ 1 - \exp[-a\ln^2(brQ_s)], & \text{para } rQ_s(x) > 2, \end{cases}\tag{3.44}$$

com $\kappa = \chi''(\gamma_s)/\chi'(\gamma_s)$ onde χ é a função característica LO BFKL e $Y = \ln(1/x)$. Os coeficientes a e b são determinados exclusivamente a partir da condição de continuidade da seção de choque e suas derivadas com respeito a $rQ_s(b)$, são contínuas em $rQ_s(b) = 2$. No modelo b-CGC, a escala de saturação do próton passa a ser dependente do parâmetro de impacto:

$$Q_s \equiv Q_s(x, \bar{b}) = \left(\frac{x_0}{x}\right)^{\frac{\lambda}{2}} \left[\exp\left(-\frac{\bar{b}^2}{2B_{CGC}}\right) \right]^{\frac{1}{2\gamma_s}},\tag{3.45}$$

com o parâmetro B_{CGC} sendo obtido por um ajuste da dependência em t da fotoprodução exclusiva de J/ψ . Os parâmetros N_0 e γ_s foram considerados livres. Desta forma, uma boa concordância com os dados de F_2 foi obtida. Aqui, o conjunto de parâmetros que usaremos foi ajustado na Ref. [109] aos dados combinados de HERA para seção de choque reduzida: $\gamma_s = 0,6599$, $B_{CGC} = 5,5 \text{ GeV}^{-2}$, $N_0 = 0,3358$, $x_0 = 1,05 \times 10^{-3}$ e $\lambda = 0,2063$.

3.3.4.4 Modelo IP-Sat

Com o objetivo de descrever os dados experimentais de HERA de processos exclusivos (produção de mésons vetoriais) assim como levar em consideração a evolução em Q^2 na amplitude de espalhamento, Kowalski e Teaney [110] propuseram um modelo fenome-

nológico denominado IP-Sat, no qual a amplitude de espalhamento é escrita como:

$$N^{IP-Sat}(x, r, b) = 1 - \exp\left(-\frac{\pi^2 r^2}{2N_c} \alpha_s(\mu^2) xg(x, \mu^2) T_G(b)\right), \quad (3.46)$$

com

$$T_G(b) = \frac{1}{2\pi B_G} e^{(-b^2/2B_G)}, \quad (3.47)$$

onde o parâmetro livre B_G é fixo pelo ajuste dos dados experimentais referentes a produção exclusiva de J/Ψ .

A densidade de glúons xg é evoluída até a escala μ^2 a partir da escala inicial μ_0^2 , com a evolução determinada pela DGLAP do setor de glúons [107]:

$$\frac{\partial xg(x, \mu^2)}{\partial \ln \mu^2} = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_x^1 dz P_{gg}(z) \frac{x}{z} g\left(\frac{z}{x}, \mu^2\right), \quad (3.48)$$

onde μ^2 está relacionada ao tamanho do dipolo [110], $\mu^2 = C/r^2 + \mu_0^2$, e a distribuição inicial de glúons na escala μ_0^2 tem a forma definida por

$$xg(x, \mu_0^2) = A_g x^{-\lambda_g} (1-x)^6. \quad (3.49)$$

Os valores dos parâmetros μ_0^2 , A_g e λ_g são determinados a partir dos ajustes dos dados de F_2 . Este modelo difere do b-CGC por conter a dinâmica DGLAP no limite linear ($r^2 \sim 0$). Aqui, o conjunto de parâmetros que usaremos foi extraído de [111]: $\mu_0^2 = 1,1 \text{ GeV}^2$, $A_g = 2,1394$, $\lambda_g = 0,08388$ e $B_G = 4 \text{ GeV}^{-2}$.

3.3.5 Comparação entre os modelos de N

Nesta seção nosso foco é apresentar uma comparação entre os modelos fenomenológicos com dependência em b discutidos anteriormente. A fim de ilustrar o impacto dos efeitos não lineares, também apresentaremos o modelo IP-NONSat proposto na Ref. [111]. Neste caso, a amplitude para o IP-NONSat tem a forma:

$$N^{IP-NONSat}(x, r, b) = \frac{\pi^2 r^2}{2N_c} \alpha_s(\mu^2) xg(x, \mu^2) T_G(b). \quad (3.50)$$

Na Fig. (3.4), mostramos uma comparação entre as previsões IP-SAT, bCGC e IP-NONSat para as amplitudes de espalhamento dipolo-próton em função de r^2 para dois diferentes valores da variável de Bjorken x e considerando colisões centrais ($b_p = 0$). Temos que a descrição do regime linear (pequeno- r^2) é distinta nos modelos bCGC e IP-SAT,

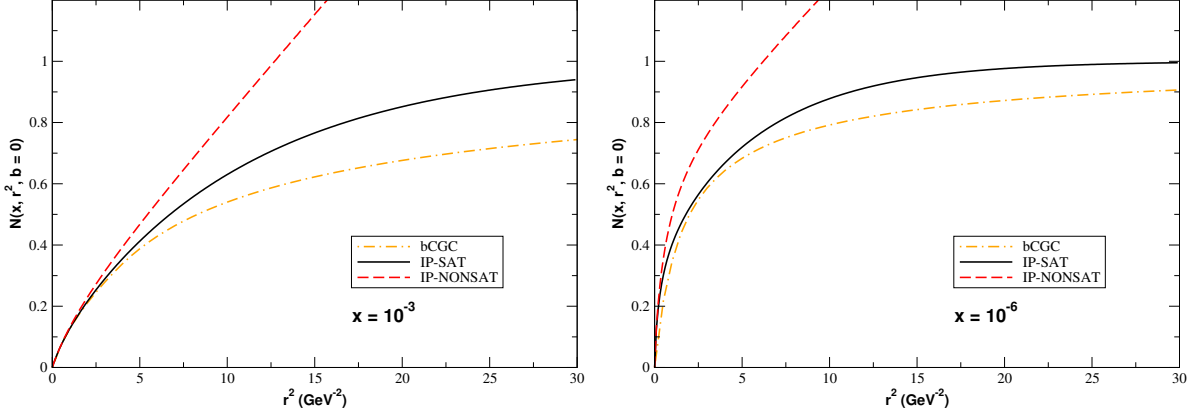


Figura 3.4 - Amplitude de espalhamento dipolo-próton em função do quadrado do tamanho do dipolo para dois distintos valores de x .

bem como a transição entre os regimes linear e não linear, com o início do regime de saturação ($N_p \approx 1$) sendo mais lento no caso do modelo bCGC. Para tamanhos de dipolos pequenos e $x = 10^{-3}$, podemos observar as diferentes dependências de r^2 dos distintos modelos. Nesse regime, o modelo bCGC prevê $N_p \propto r^{2\gamma_{eff}}$ para $r^2 \rightarrow 0$, enquanto os modelos IP-SAT e IP-NONSAT prediz $N_p \propto r^2 x g(x, 4/r^2)$. Por outro lado, para tamanhos de dipolos grandes, a amplitude IP-SAT possui um valor assintótico maior que o bCGC. Para $x = 10^{-6}$, temos que o início da saturação ocorre em pequenos valores de r^2 . A principal diferença entre os modelos bCGC e IP-SAT está associada ao comportamento previsto pela transição entre os regimes linear (pequeno- r^2) e não-linear (grande- r^2) da dinâmica QCD.

3.3.6 Generalização nuclear dos modelos de saturação

Os modelos descritos anteriormente são parametrizações para a amplitude de espalhamento de processos dipolo-próton. Para o espalhamento de processos dipolo-núcleo, é preciso estender os modelos da seção anterior para o caso nuclear. Um dos modelos mais utilizados na literatura baseia-se no formalismo de Glauber-Gribov [112–115]. Neste formalismo, a interação dipolo-núcleo é descrita em termos da interação dipolo-núcleon e da distribuição espacial dos nucleons no interior do núcleo. Com os efeitos de múltiplos espalhamentos levados em conta neste formalismo, pode-se limitar o crescimento das distribuições partônicas. A seção de choque dipolo-núcleo é escrita como a integral da amplitude de espalhamento (N_A) no parâmetro de impacto, dada por

$$\sigma_A^{dip}(x, r) = 2 \int d^2b N_A(x, b, r). \quad (3.51)$$

Em 2002, Armesto [116] propôs o uso deste modelo para parametrizar a amplitude de espalhamento dipolo-núcleo N_A [116, 117], como segue

$$N_A(x, b_A, r) = 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma^{dip}(x, r) T_A(b_A) \right]. \quad (3.52)$$

Na equação acima, σ^{dip} é a seção de choque de interação dipolo-nucleon, dada por

$$\sigma_{dip}(x, r^2) = 2 \int d^2 b_p N_p(x, b_p, r). \quad (3.53)$$

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

$$T_A(b_A) = \int dz \rho_A(b, z), \quad (3.54)$$

sendo z a direção do feixe e $\rho_A(b, z)$ é a função densidade que determina a distribuição dos nucleons dentro do núcleo. A função perfil nuclear que assumimos em nossos cálculos segue a distribuição de Woods-Saxon para ρ_A , a qual é amplamente utilizada na literatura [118].

Além disso, $T_A(b)$ está normalizada da seguinte forma,

$$\int d^2 b T_A(b) = A, \quad (3.55)$$

onde A é o número de massa do núcleo considerado.

Portanto, a fórmula funcional completa de Glauber-Gribov para a seção de choque total de um espalhamento dipolo-núcleo é

$$\sigma_A^{dip}(x, r) = 2 \int d^2 b \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma^{dip}(x, r) T_A(b) \right] \right\}. \quad (3.56)$$

A seguir analisaremos o comportamento da amplitude de espalhamento nuclear N_A considerando os modelos da amplitude de espalhamento dipolo-próton descritos anteriormente. A Fig. (3.5) mostra uma comparação entre as predições de N_A como função de r^2 . Assumimos uma colisão central ($b_A = 0$), onde N_A satura mais rapidamente. É importante notar que a diferença entre os resultados de N_A é reduzida ao comparar com N . Isto está diretamente associado com o modelo de Glauber-Gribov para amplitude de espalhamento nuclear, que é o mesmo para todos os casos. A diferença maior está no modelo IP-NONSAT, que prediz um rápido crescimento da densidade partônica no próton, o que implica uma elevada densidade no núcleo, e conseqüentemente a saturação é alcançada

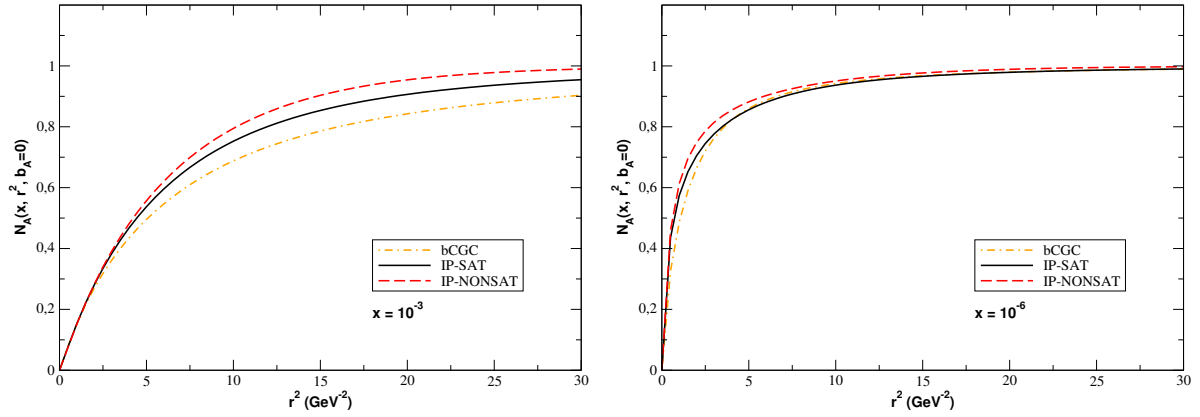


Figura 3.5 - Amplitude de espalhamento N_A para $A = 208$ em colisão central $b_A = 0$ em função do tamanho do dipolo para dois distintos valores de x .

mais rapidamente para este modelo quando comparado aos demais modelos.

3.4 Conclusão

Neste capítulo abordamos o DIS e o DDIS na representação de dipolos de cor, a qual será amplamente utilizado neste trabalho. Vimos que a seção de choque de dipolos é obtida através de modelos fenomenológicos, que são baseados em diferentes dinâmicas de tratamento da QCD. Além disso, apresentamos a generalização destes modelos para o caso nuclear. Nos próximos capítulos utilizaremos os distintos modelos para estudar diversos observáveis de interesse à altas energias.

4 Fotoprodução de quarks pesados em processos exclusivos

Neste capítulo investigaremos a fotoprodução ($Q^2 = 0$) de quarks pesados em colisões hadrônicas próton-próton (pp) próton-Chumbo (pPb) e Chumbo-Chumbo ($PbPb$) usando a aproximação de dipolos de cor. Além disso, apresentaremos nossos resultados para a distribuição de rapidez e a correspondente seção de choque total para produção de charm e bottom em colisões ultraperiféricas considerando as energias do LHC e do FCC. Os resultados apresentados neste capítulo foram publicados em [5].

Um dos principais objetivos da Física de Partículas é alcançar um conhecimento profundo da estrutura hadrônica. Uma imagem partônica multidimensional do hádron é fornecida pelas distribuições de Wigner da QCD em 5-dimensões, que codificam toda informação quântica sobre os pártons, incluindo informações sobre as distribuições de pártons generalizadas (GPD) e as distribuições de pártons dependente do momento transversal (TMD) [48, 119–121]. Nos últimos anos, vários autores propuseram restringir a distribuição de glúons de Wigner no nucleon considerando diferentes estados finais que podem ser estudados em interações induzidas por fótons presentes em colisões elétron-hádron e hádron-hádron [122–129]. Um dos processos mais promissores é a fotoprodução exclusiva de dijetos em colisões hadrônicas ultraperiféricas [124], que são caracterizadas por um parâmetro de impacto que é maior que a soma dos raios dos hádrons incidentes [130]. Nessas colisões, o estado final é muito limpo, sendo caracterizado pelo dijetto, dois hádrons intactos e dois gaps de rapidez associados às trocas de fótons e Pomeron. Entretanto, a medida da distribuição angular da seção de choque, necessária para vincular a distribuição de Wigner nesse estado final é desafiadora, uma vez que requer a reconstrução da cinemática do dijetto. Uma alternativa é considerar a fotoprodução exclusiva de quarks pesados em colisões hadrônicas [129]. Como demonstrado pela primeira vez na Ref. [131], esse processo investiga as correções não-lineares da dinâmica QCD em altas energias [132, 133]. Para reconstruir as componentes isotrópicas e elípticas da distribuição de glúons de Wigner, é fundamental acessar a dependência da distribuição diferencial no momento relativo do quark-antiquark para valores distintos do momento transferido. Essa análise somente será possível se o número correspondente de eventos gerados nos colisores atuais e / ou futuros for grande. O principal objetivo do estudo realizado na Ref. [5], foi obter a estimativa das seções de choques de fotoprodução exclusiva de charm e bottom em colisões pp , pPb e $PbPb$ usando o formalismo do CGC [134]. Neste capítulo apresentamos uma síntese dos resultados obtidos naquela referência.

Em nosso estudo, consideraremos duas implementações bem-sucedidas desse formalismo, dadas pelos modelos bCGC e IP-SAT, que são capazes de descrever os dados inclusivos e exclusivos em colisão ep de HERA. Por comparação, também apresentaremos as

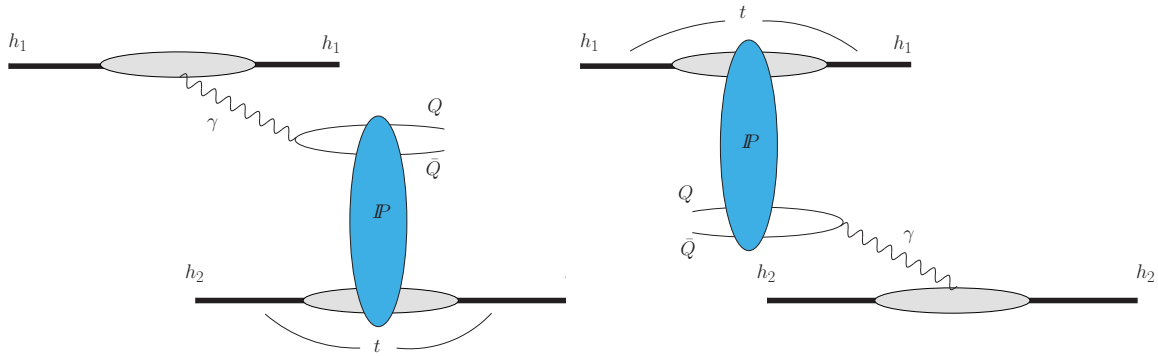


Figura 4.1 - Diagramas típicos para a fotoprodução exclusiva de quarks pesados em colisões hadrônicas.

predições derivadas do modelo IPnonSAT, que desconsidera os efeitos não lineares. Iremos obter predições para as distribuições de rapidez e seções de choques para as energias do LHC, que atualizam os resultados apresentados na Ref. [131]. Além disso, as predições para as energias de centro de massa do FCC [59], serão apresentadas pela primeira vez. Finalmente, uma comparação entre as predições para a fotoprodução exclusiva e inclusiva de quarks pesados também será apresentada. Como demonstraremos adiante, nossos resultados indicam que uma futura análise experimental da fotoprodução exclusiva de quarks pesados é possível e que esse processo pode ser usado para melhorar nosso entendimento da dinâmica QCD. Além disso, o grande número de eventos esperados pelo LHC e o FCC, em particular para a produção de charm, permitirá estudar mais distribuições diferenciais, como aquelas necessárias para restringir o componente elíptico da função de glúon de Wigner.

4.1 Fotoprodução de quarks pesados em colisões hadrônicas $pp/pPb/PbPb$ nas energias do LHC e FCC

Os diagramas típicos para produção exclusiva de quarks pesados em colisões ultraperiféricas (UPC), onde as interações induzidas por fótons são dominantes é apresentado na Fig. (4.1). Os hádrons atuam como uma fonte de fótons quase real e a seção de choque hádron-hádron para a fotoprodução exclusiva de quarks pesados pode ser escrita de forma fatorada, usando a aproximação de fótons equivalente [130,135–140]. No formalismo de dipolos de cor [65], a interação γh pode ser expressada em termos de uma interação dipolo-hádron e os efeitos não lineares da dinâmica QCD [132,133] podem ser levados em consideração. Neste formalismo, a seção de choque fóton-hádron para produção de quarks

pesados é dada por

$$\sigma_{\gamma h \rightarrow Q\bar{Q}h}(W_{\gamma h}) = \frac{1}{4} \int dz d^2\mathbf{r} |\psi^T(z, \mathbf{r})|^2 \int d^2\mathbf{b}_h \left(\frac{d\sigma}{d^2\mathbf{b}_h} \right)^2, \quad (4.1)$$

onde $W_{\gamma h}$ é a energia de centro de massa fóton-hádron, z é a fração de momento do fóton carregada pelo quark, \mathbf{r} é a separação transversa do dipolo e \mathbf{b}_h é o parâmetro de impacto dado pela distância transversa entre o centro do dipolo e o alvo. Além disso, para uma polarização transversa do fóton com $Q^2 = 0$, tem-se que a função de onda ao quadrado $|\psi^T(z, \mathbf{r})|^2$ é dada pela Eq. (3.21), [65]

$$|\psi^T(z, \mathbf{r})|^2 = \frac{6\alpha_{em}e_Q^2}{(2\pi)^2} \{m_Q^2 k_0^2(m_Q, r) + m_Q^2 [z^2 + (1-z)^2] K_1^2(m_Q, r)\}, \quad (4.2)$$

onde α_{em} é a constante de acoplamento eletromagnética, e_Q é a fração de carga do quark e m_Q é a massa do quark pesado. Além disso, $x = 4m_Q^2/W_{\gamma h}^2$ e a seção de choque diferencial dipolo-hádron pode ser expressa por

$$\frac{d\sigma}{d^2\mathbf{b}_h} = 2N_h(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_h), \quad (4.3)$$

onde $N_h(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_h)$ é a amplitude de espalhamento dipolo-hádron frontal, que é dependente da modelagem da dinâmica QCD em altas energias. Em nossos estudos anteriores [141], consideramos os modelos bCGC [107] e IP-SAT [110] para descrever a amplitude de espalhamento dipolo-próton. Embora esses modelos sejam diferentes no tratamento da dependência do parâmetro de impacto e / ou dos regimes linear e não linear, ambos descrevem muito bem os dados de alta precisão de HERA. No modelo bCGC, o regime linear da amplitude de espalhamento dipolo-próton é descrita pela solução da dinâmica BFKL próxima à linha de saturação, o que implica que $N_p \propto \mathbf{r}^{2\gamma_{eff}}$ com $\gamma_{eff} \leq 1$. Em contraste, o modelo IP-SAT prediz $N_p \propto \mathbf{r}^2 xg(x, 4/r^2)$ no regime linear, onde xg é a distribuição de glúons no alvo. Por outro lado, o regime de saturação é descrito no modelo bCGC pela lei de Levin-Tuchin [142], enquanto o IP-SAT prediz a saturação de N_p em altas energias e/ou grandes dipolos, mas a abordagens neste regime não é descrito pela lei de Levin-Tuchin. Em nossa análise, assumiremos os modelos bCGC, IP-SAT e as predições derivadas usando o modelo IPnonSAT proposto na ref. [111], que é obtida desconsiderando as correções não lineares do modelo IP-SAT. A comparação entre as predições IP-SAT e IPnonSAT nos permitirá estimar o impacto das correções não-lineares na fotoprodução exclusiva de quarks pesados em colisões hadrônicas. Para um alvo nuclear, assumiremos que a amplitude de espalhamento dipolo-núcleo é dada pelo modelo proposto na Ref. [116], que baseia-se na abordagem de Glauber-Gribov [143, 144], sendo expressada pela Eq. (3.52). Embora esse modelo descreva os escassos dados experimentais existentes da função de

estrutura nuclear [145], os dados futuros do Electron - Ion Collider serão úteis para restringir a descrição da amplitude de espalhamento dipolo-núcleo [48]. Nós calcularemos N_A considerando os modelos bCGC, IP-SAT e IPnonSAT para a amplitude de espalhamento dipolo-próton discutida anteriormente (para mais detalhes, ver, por exemplo, Ref. [141]).

A seguir, apresentaremos nossas previsões para as distribuições de rapidez e seções de choques de fotoprodução exclusiva de charm e bottom em colisões $pp/pPb/PbPb$ nas energias do LHC e do FCC. Tem-se que a seção choque diferencial para a produção exclusiva de um par de quark pesado $Q\bar{Q}$ na rapidez Y é dada por

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma[h_1 + h_2 \rightarrow h_1 + Q\bar{Q} + h_2]}{dY} &= [n_{h_1}(w)\sigma_{\gamma h_2 \rightarrow Q\bar{Q}h_2}(W_{\gamma h_2}^2)]_{w_L} \\ &+ [n_{h_2}(w)\sigma_{\gamma h_1 \rightarrow Q\bar{Q}h_1}(W_{\gamma h_1}^2)]_{w_R}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

onde $w_L(\propto e^{+Y})$ e $w_R(\propto e^{-Y})$ denota os fótons dos hádrons h_1 e h_2 , respectivamente. A energia de centro de massa das interações é dada por $W_{\gamma h} = \sqrt{4wE}$, onde $E = \sqrt{s}/2$ e \sqrt{s} é a energia de centro de massa hádron-hádron. Além disso, $n(w)$ é o espectro de fótons equivalentes gerado pela fonte hadrônica, que assumiremos ser descrito pelos modelos de Drees-Zeppenfeld [146] e relativísticos tipo carga pontual [130] para o caso de um próton e um núcleo, respectivamente. Quando um núcleo de carga Z é a fonte de fótons, temos que [147, 148]

$$n_A(w) = \frac{2Z^2\alpha_{em}}{\pi} \left[\xi K_0(\xi)K_1(\xi) - \frac{\xi^2}{2} (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right], \quad (4.5)$$

onde $\xi = w(R_{h_1} + R_{h_2})/\gamma_L$, com γ_L correspondendo ao fator de Lorentz e $K_{0,1}$ são as funções de Bessel modificadas. Por outro lado, se o próton é a fonte de fótons o espectro pode ser aproximado por [57, 147]

$$n_p(w) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \left[1 + \left(1 - \frac{2w}{\sqrt{s}} \right)^2 \right] \left(\ln(\Omega) - \frac{11}{6} + \frac{3}{\Omega} - \frac{3}{2\Omega^2} + \frac{1}{3\Omega^3} \right), \quad (4.6)$$

sendo $\Omega = 1 + [(0, 71 \text{ GeV}^2)/Q_{min}^2]$ com o mínimo momento transferido dado por $Q_{min}^2 = w^2/\gamma_L^2$.

A energia máxima do fóton pode ser calculada considerando que o momento máximo possível na direção longitudinal é modificado pelo fator de Lorentz γ_L , devido a contração de Lorentz dos hádrons nessa direção [130]. Isso implica que $w_{max} \approx \gamma_L/R_h$ e, conseqüentemente, $W_{\gamma h}^{max} = \sqrt{2w_{max}\sqrt{s}}$. Para o LHC, a máxima energia de centro de massa fóton-nucleon, $W_{\gamma h}^{max}$, alcançada em colisões $pp/pPb/PbPb$ em $\sqrt{s} = 14/8, 1/5, 5 \text{ TeV}$ é $8, 4/1, 4/0.95 \text{ TeV}$ [130]. Por outro lado, para o FCC alcançaremos

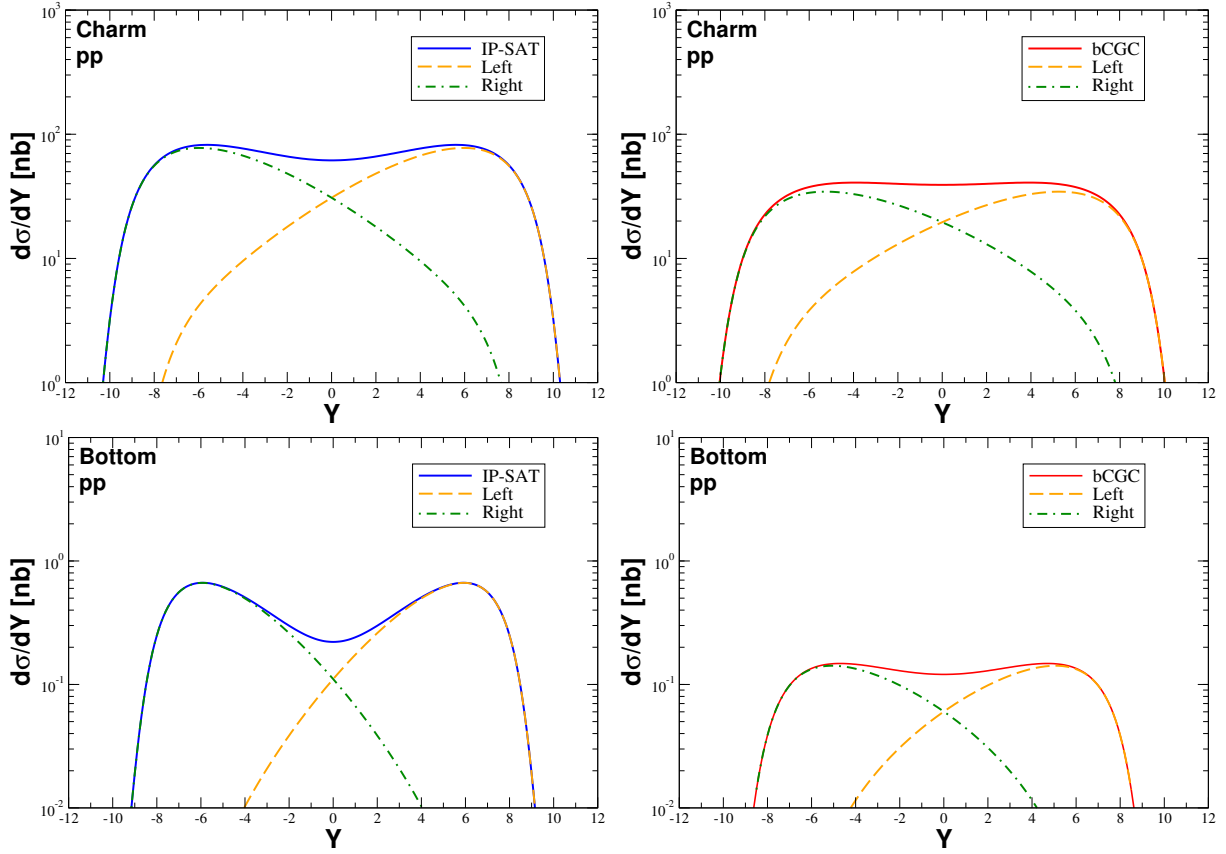


Figura 4.2 - Distribuição de rapidez para a fotoprodução exclusiva de charm (painéis superior) e bottom (painéis inferior) em colisões pp no FCC ($\sqrt{s} = 100$ TeV).

$W_{\gamma h}^{max} \approx 55/8,5/6.8$ TeV para colisões $pp/pPb/PbPb$ em $\sqrt{s} = 100/63/39$ TeV. Portanto, o LHC e o FCC sondam um limite de energias de centro de massa fóton-hádron inexploradas pelo HERA. Em nossos cálculos, assumiremos $m_c = 1,27$ GeV e $m_b = 4.5$ GeV e os modelos fenomenológicos dipolo-próton discutidos no capítulo anterior, os quais descrevem os dados ep de HERA. A comparação entre as previsões IP-SAT, IPnonSAT e bCGC nos permitirá estimar o impacto dos efeitos não lineares, bem como as diferentes descrições da transição entre os regimes linear e não linear. Em nossa análise, assumiremos que os eventos podem ser separados com uma pequena incerteza experimental, associada, por exemplo, a eficiência do charm e bottom. Certamente esse aspecto merece um estudo mais detalhado no futuro.

4.2 Resultados

Na Fig. (4.2) apresentamos as previsões IP-SAT e bCGC para as distribuições de rapidez considerando a fotoprodução exclusiva de charm e bottom em colisões pp no FCC ($\sqrt{s} = 100$ TeV). A contribuição de ambos os termos da Eq. (4.4) é apresentada, bem como a soma deles é representada pelas linhas sólidas. O primeiro termo da Eq. (4.4), denotado

como "Left" nas figuras, é determinado pelo fluxo de fótons para um fóton com energia $w \propto e^Y$ e a seção de choque de fotoprodução exclusiva de quarks pesados para uma dada energia de centro de massa fóton-próton $W_{\gamma p}$. Enquanto $\sigma_{\gamma p \rightarrow Q\bar{Q}p}$ cresce com $W_{\gamma p}$, o fluxo de fótons diminui fortemente quando a energia do fóton é da ordem de $w_{max} \approx \gamma_L/R_p$, tornando quase zero para grandes energias do fóton. Como consequência, essa contribuição aumenta com a rapidez até o máximo e se torna zero em Y muito grande. Por outro lado, o segundo termo da Eq. (4.4), denotado "Right" na figura, cresce para valores negativos de rapidez, pois nesse caso $w \propto e^{-Y}$. Para colisões pp , a contribuição de ambos os termos das contribuições são idênticas e simétricas em rapidez. Tais comportamentos são verificados na Fig. (4.2). O aumento com a rapidez é determinado pela dependência energética da seção de choque de fotoprodução exclusiva de quarks pesados, sendo dependente do modelo de dipolo considerado. Para a produção de bottom, o modelo IP-SAT prevê um aumento mais rápido com a energia do que o modelo bCGC, o que implica que a soma das contribuições "Left" e "Right" tem um valor menor para rapidez central e maior para rapidez frontal. Esse comportamento não está presente no resultado do bCGC devido ao aumento mais suave com a rapidez prevista por este modelo. Para a produção de charme, as previsões IP-SAT e bCGC para a dependência energética de $\sigma_{\gamma p \rightarrow c\bar{c}p}$ são similares, implicando que ambos os modelos preveem um platô para rapidez.

Nas Figs. (4.3) e (4.4), apresentamos uma comparação mais detalhada entre as previsões do IP-SAT, IPnonSAT e bCGC para a fotoprodução de charme (painéis esquerdos) e bottom (painéis direitos) em colisões $pp/pPb/PbPb$ nas energias do LHC e do FCC, respectivamente. Alguns comentários podem ser feitos. Para colisões pPb e $PbPb$, o fator Z^2 , presente no fluxo de fótons do núcleo, implica que as distribuições são maiores. Para colisões pPb , temos que a distribuição recebe contribuições das interações fóton-próton e fóton-núcleo, com a contribuição fóton-próton sendo maior. Isto implica que a distribuição de rapidez é assimétrica. Além disso, neste caso, o comportamento da distribuição é determinada por interações γp e a rapidez determina diretamente o valor de x que está sendo investigado: $x = 2m_Q e^{-Y} / \sqrt{s}$. Para a produção de quarks pesados, as seções de choques são dominadas por tamanhos de dipolos $r \approx 1/m_Q$ (Ver e.g. Ref [149]), ou seja, a produção de charme é dominada por maiores tamanhos de dipolos. A medida que o impacto dos efeitos não lineares aumenta com o tamanho do dipolo, esperamos uma maior contribuição dos efeitos não lineares no caso da produção de charm. Além disso, para as grandes energias de centro de massa fóton-hádron alcançadas no FCC em comparação com o LHC, também esperamos uma maior contribuição dos efeitos não lineares, uma vez que o impacto desses efeitos aumenta em valores menores de x . Tais expectativas são confirmadas nos resultados apresentados nas Figs. (4.3) e (4.4). Temos que a diferença entre as previsões IP-SAT e IPnonSAT é insignificante para a produção de bottom, grande

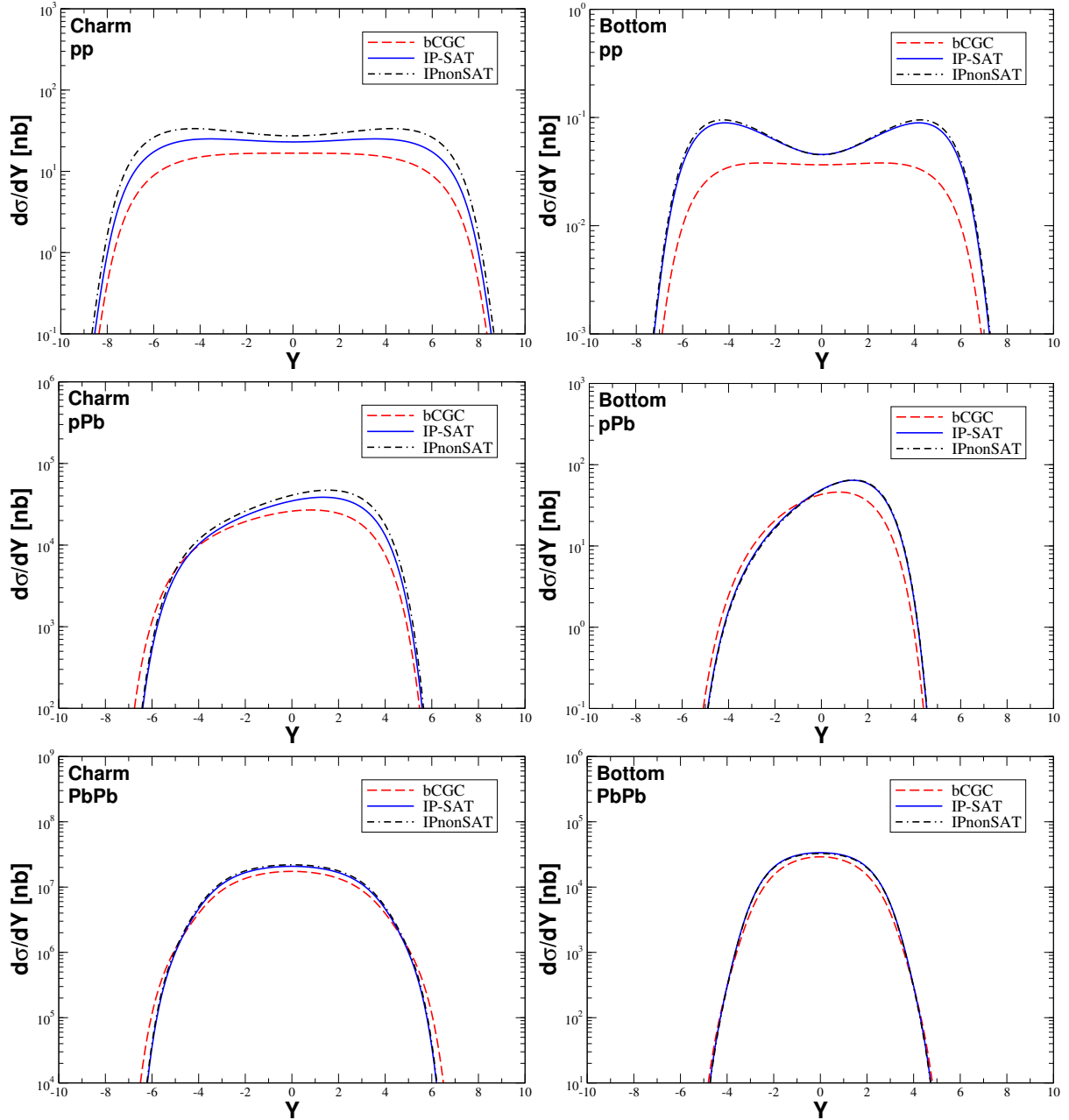


Figura 4.3 - Distribuições de rapidez para a fotoprodução exclusiva de charm (painéis esquerdos) e bottom (painéis direitos) em colisões pp ($\sqrt{s} = 13$ TeV), pPb ($\sqrt{s} = 8,1$ TeV) e $PbPb$ ($\sqrt{s} = 5,02$ TeV) no LHC.

para a produção de charme e aumenta com a energia. Pode-se observar também uma grande diferença entre as previsões do IP-SAT e bCGC, que está diretamente relacionada as distintas descrições dos regimes linear e não-linear, bem como à transição entre esses regimes. Em particular, a grande diferença observada nas previsões para a produção de bottom em colisões pp é explicada pelos distintos tratamentos do regime linear, que é dominado por interações de dipolos muito pequeno ($r \approx 1/m_b$) com o próton. Outra ma-

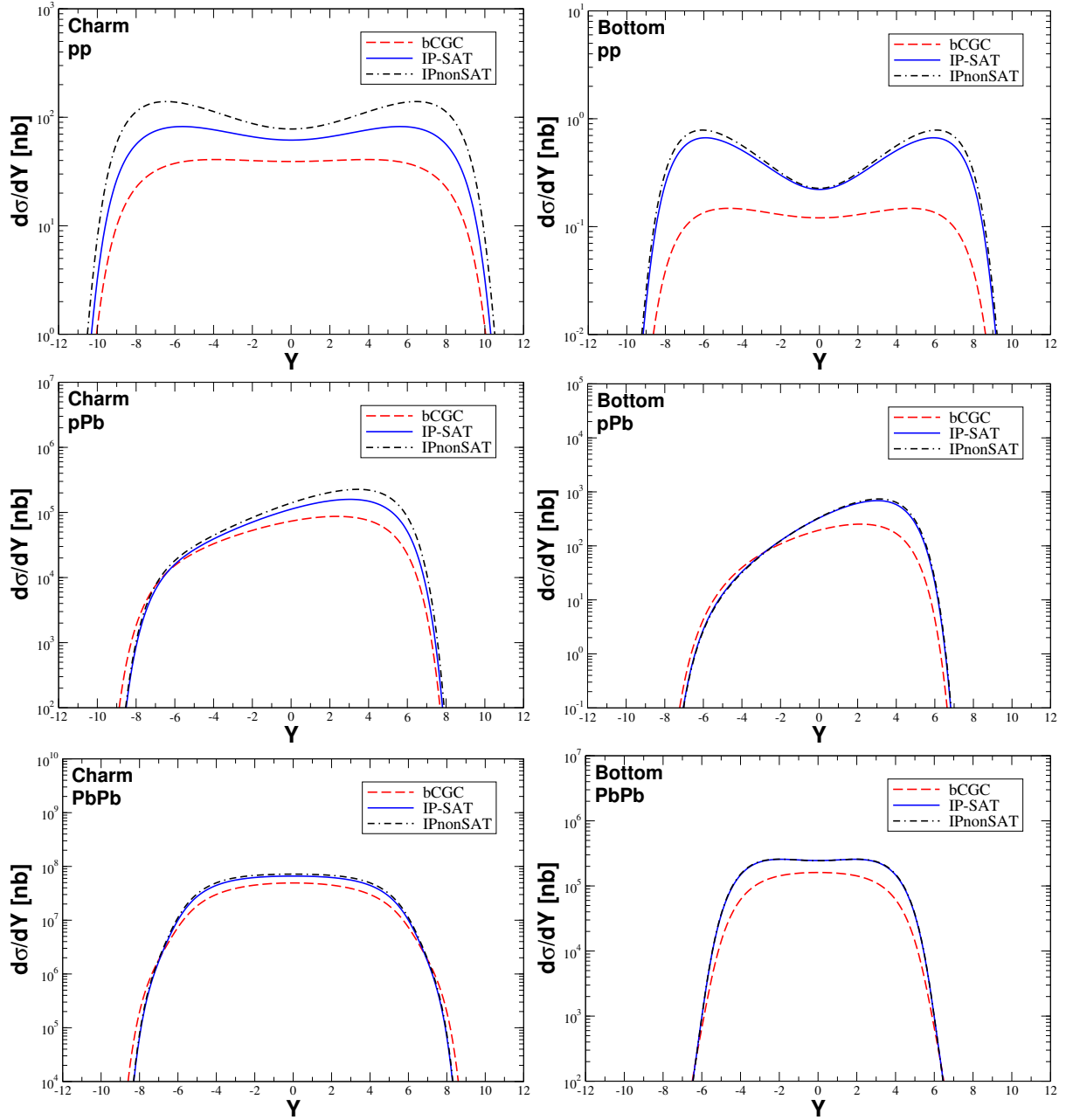


Figura 4.4 - Distribuições de rapidez para a fotoprodução exclusiva de charm (painéis esquerdos) e bottom (painéis direitos) em colisões pp ($\sqrt{s} = 100$ TeV), pPb ($\sqrt{s} = 63$ TeV) and $PbPb$ ($\sqrt{s} = 39$ TeV) no FCC.

neira de observar esses distintos tratamentos dos regimes linear e não linear presentes nos modelos fenomenológicos é a análise dos resultados para a produção de charm em colisões pPb . Como apontado acima, neste caso, o comportamento da distribuição de rapidez está diretamente associado ao valor que está sendo sondado na amplitude de espalhamento. Portanto, para valores negativos (positivos) de rapidez, estamos sondando N_p em grande (pequeno) x . Tem-se que a predição do bCGC é maior que as do IP-SAT no regime li-

	Rapidity range	bCGC	IP-SAT	IPnonSAT
pp ($\sqrt{s} = 13$ TeV)	$-2,5 < Y < 2,5$	83,2 nb	117,9 nb	142,7 nb
	$2 < Y < 4,5$	39,3 nb	61,9 nb	80,2 nb
pp ($\sqrt{s} = 100$ TeV)	$-2,5 < Y < 2,5$	197,6 nb	320,0 nb	415,0 nb
	$2 < Y < 4,5$	101,2 nb	181,6 nb	257,1 nb
pPb ($\sqrt{s} = 8,1$ TeV)	$-2,5 < Y < 2,5$	$12,0 \times 10^4$ nb	$16,0 \times 10^4$ nb	$19,0 \times 10^5$ nb
	$2 < Y < 4,5$	$3,7 \times 10^4$ nb	$6,0 \times 10^4$ nb	$7,7 \times 10^4$ nb
pPb ($\sqrt{s} = 63$ TeV)	$-2,5 < Y < 2,5$	$3,6 \times 10^5$ nb	$5,6 \times 10^5$ nb	$7,1 \times 10^5$ nb
	$2 < Y < 4,5$	$2,0 \times 10^5$ nb	$3,8 \times 10^5$ nb	$5,5 \times 10^5$ nb
PbPb ($\sqrt{s} = 5,02$ TeV)	$-2,5 < Y < 2,5$	$7,7 \times 10^7$ nb	$9,3 \times 10^7$ nb	$9,9 \times 10^7$ nb
	$2 < Y < 4,5$	$1,9 \times 10^7$ nb	$2,4 \times 10^7$ nb	$2,5 \times 10^7$ nb
PbPb ($\sqrt{s} = 39$ TeV)	$-2,5 < Y < 2,5$	$2,3 \times 10^8$ nb	$3,2 \times 10^8$ nb	$3,5 \times 10^8$ nb
	$2 < Y < 4,5$	$0,9 \times 10^8$ nb	$1,3 \times 10^8$ nb	$1,4 \times 10^8$ nb

Tabela 4.1 - Seções de choques para a fotoprodução de charm em colisões $pp/pPb/PbPb$ nas energias do LHC e FCC considerando dois gaps de rapidez.

	Rapidity range	bCGC	IP-SAT	IPnonSAT
pp ($\sqrt{s} = 13$ TeV)	$-2,5 < Y < 2,5$	0,2 nb	0,3 nb	0,3 nb
	$2 < Y < 4,5$	0,1 nb	0,2 nb	0,2 nb
pp ($\sqrt{s} = 100$ TeV)	$-2,5 < Y < 2,5$	0,6 nb	1,3 nb	1,4 nb
	$2 < Y < 4,5$	0,4 nb	1,1 nb	1,2 nb
pPb ($\sqrt{s} = 8,1$ TeV)	$-2,5 < Y < 2,5$	176,1 nb	217,5 nb	216,5 nb
	$2 < Y < 4,5$	30,6 nb	57,2 nb	58,7 nb
pPb ($\sqrt{s} = 63$ TeV)	$-2,5 < Y < 2,5$	937,5 nb	1750,2 nb	1804,2 nb
	$2 < Y < 4,5$	527,1 nb	1572,1 nb	1696,1 nb
PbPb ($\sqrt{s} = 5,02$ TeV)	$-2,5 < Y < 2,5$	$10,1 \times 10^4$ nb	$13,4 \times 10^4$ nb	$13,3 \times 10^4$ nb
	$2 < Y < 4,5$	$1,1 \times 10^4$ nb	$1,5 \times 10^4$ nb	$1,4 \times 10^4$ nb
PbPb ($\sqrt{s} = 39$ TeV)	$-2,5 < Y < 2,5$	$7,6 \times 10^5$ nb	$12,6 \times 10^5$ nb	$12,7 \times 10^5$ nb
	$2 < Y < 4,5$	$2,4 \times 10^5$ nb	$5,0 \times 10^5$ nb	$5,1 \times 10^5$ nb

Tabela 4.2 - Seções de choques para a fotoprodução de bottom em colisões $pp/pPb/PbPb$ nas energias do LHC e FCC considerando dois gaps de rapidez.

near e menor no regime de saturação. Para colisões $PbPb$, essa diferença é menor, o que está diretamente associado ao fato de estarmos usando o modelo de Glauber-Gribov [116] para descrever o espalhamento dipolo-núcleo, com o bCGC e o IP-SAT afetando apenas o argumento da exponencial. Além disso, as distribuições de rapidez são mais estreitas em comparação com as colisões pp . Este comportamento está associado ao fato que o fator de Lorentz γ_L é menor para um feixe de Pb e $R_{Pb} > R_p$. Conseqüentemente, os valores de $w_{max} \approx \gamma_L/R_h$, onde a distribuição decresce fortemente, é menor para colisões $PbPb$ em comparação a pp .

Nas Tabelas 4.1 e 4.2 apresentamos as previsões correspondentes as seções de choques do charm e do bottom, considerando o intervalo de rapidez sondado pelos detectores CMS ($-2, 5 \leq Y \leq +2, 5$) e LHCb ($2, 0 \leq Y \leq 4, 5$). Tem-se que as previsões para o intervalo do LHCb são aproximadamente um fator ≥ 2 menor que os intervalos cinemáticos do CMS. Prevemos grandes valores para as seções choques, em particular para a produção de charm em colisões $PbPb$ e nas energias do FCC. Uma questão importante é o número de eventos associados a essas seções choques. Para as colisões típicas pp no LHC, espera-se que a luminosidade integrada por ano seja $\approx 1 \text{ fb}^{-1}$, que implica que o número de eventos por ano será maior que $39(0, 1) \times 10^6$ para produção de charm e bottom. Para alta luminosidade no LHC [59], esses números serão enaltecidos por um fator 350. Finalmente, para o FCC, onde se espera que a luminosidade integrada por ano seja $\geq 1000 \text{ fb}^{-1}$, o número de eventos associados será $\geq 10^9$. Para colisões $PbPb$, as luminosidades integradas esperadas por ano para a próxima execução do LHC e para o FCC são 3 nb^{-1} e 110 nb^{-1} , respectivamente. Conseqüentemente, prevemos que o número de eventos por ano associado à produção de charme (bottom) nessas colisões será maior que $10^7(10^4)$. Esses grandes números para as taxas de eventos indicam que uma futura medida da fotoprodução exclusiva de charm e bottom em colisões hadrônicas é, em princípio viável e que a análise desse observável pode ser útil para restringir a descrição da dinâmica QCD em altas energias. Com base nessas altas taxas, acreditamos que as próximas análises no LHC e no FCC também permitirão realizar a análise das distribuições diferenciais necessárias para restringir a componente elíptica da distribuição de glúon Wigner.

Por fim, vamos comparar as previsões para a fotoprodução de charme e bottom em processos inclusivos e exclusivos, derivados do modelo IP-SAT. Em contraste com o caso exclusivo, em interações inclusivas, um dos hádrons incidentes fragmenta e a seção choque fóton-hádron é linearmente proporcional a $d\sigma/d^2\mathbf{b}_h$ (Para mais detalhes veja, e.g [141]). Nas Figs. (4.5) e (4.6) apresentamos nossos resultados para colisões $pp/pPb/PbPb$ nas energias do LHC e FCC, respectivamente. Os resultados para produção de charm (bottom) são apresentados nos painéis esquerdo (direito). No caso da produção de charm em colisões pp e pPb no LHC, temos que a previsão exclusiva é um fator $\mathcal{O}(20)$ menor que a inclusiva para rapidez central. Por outro lado, para colisões $PbPb$, este fator é $\mathcal{O}(10)$. Para o FCC, temos que os fatores correspondentes são da ordem de 15/18/8 para colisões $pp/pPb/PbPb$. Estes resultados indicam que a produção exclusiva de charm não é fortemente suprimida em comparação ao caso inclusivo. Em contraste, temos que a fotoprodução exclusiva de bottom é um fator $\mathcal{O}(100)$ [$\mathcal{O}(80)$] menor que a inclusiva para as energias do LHC [FCC], o que implica que a separação experimental desses eventos em futuras análises experimentais será uma tarefa mais difícil. É importante enfatizar que os parâmetros livres presentes no formalismo de dipolo de cor foram restringidos pelos dados

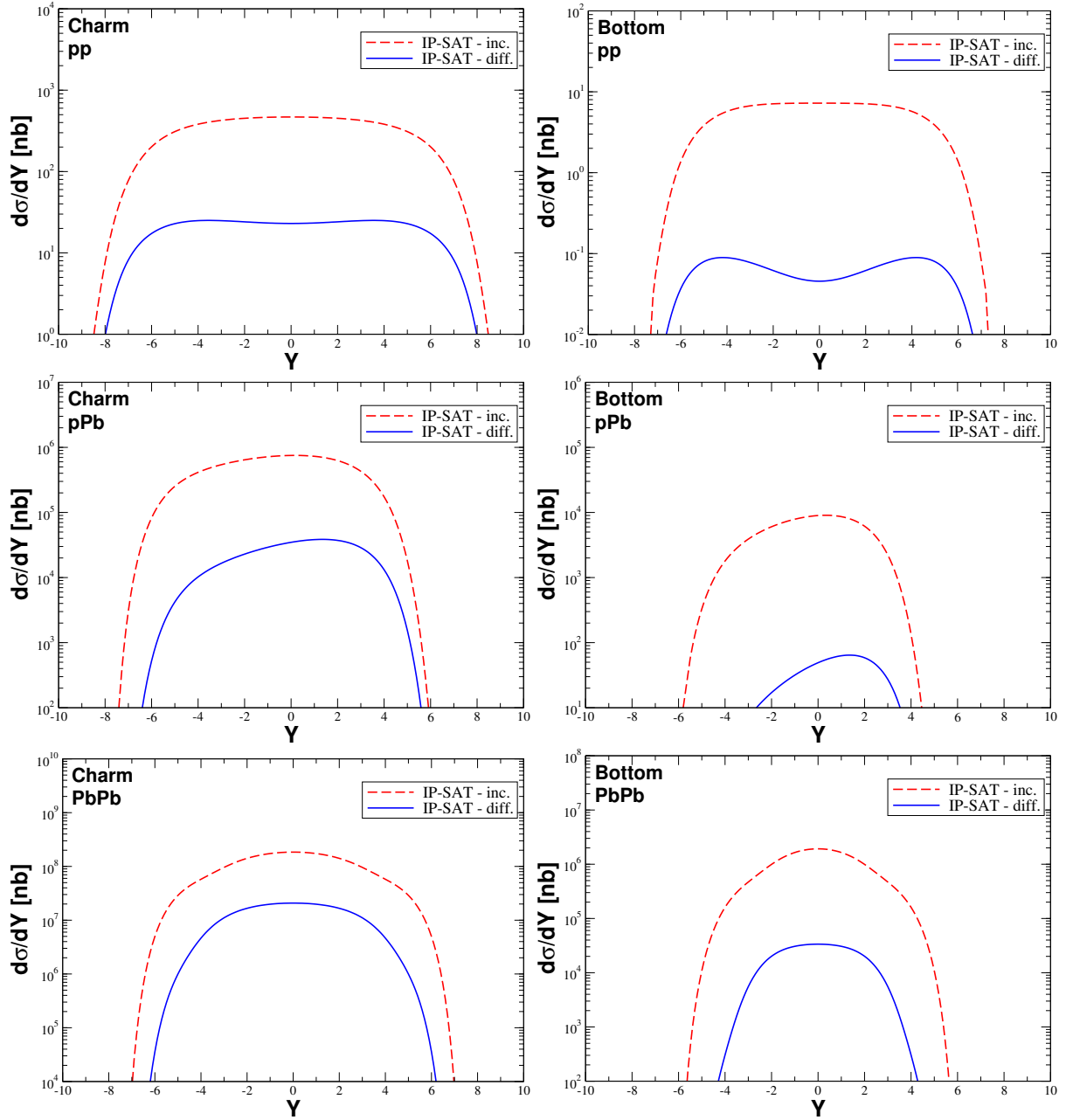


Figura 4.5 - Comparação entre a distribuição de rapidez para a fotoprodução inclusiva e exclusiva de charm (painéis esquerdos) e bottom (painéis direitos) em colisões pp ($\sqrt{s} = 13$ TeV), pPb ($\sqrt{s} = 8.1$ TeV) and $PbPb$ ($\sqrt{s} = 395,02$ TeV) no LHC.

de HERA, o que implica que nossas previsões são livres de novos parâmetros. Além disso, como a fotoprodução inclusiva e exclusiva em colisões hadrônicas são determinadas pelas mesmas quantidades, ou seja, a função de onda do fóton e a amplitude do dipolo de cor, isto mostra que uma futura medida de ambos os processos será um teste importante da universalidade do formalismo de dipolos de cor, bem como do tratamento das correções não lineares da dinâmica QCD. Como o intervalo do x de Bjorken sondado no FCC está

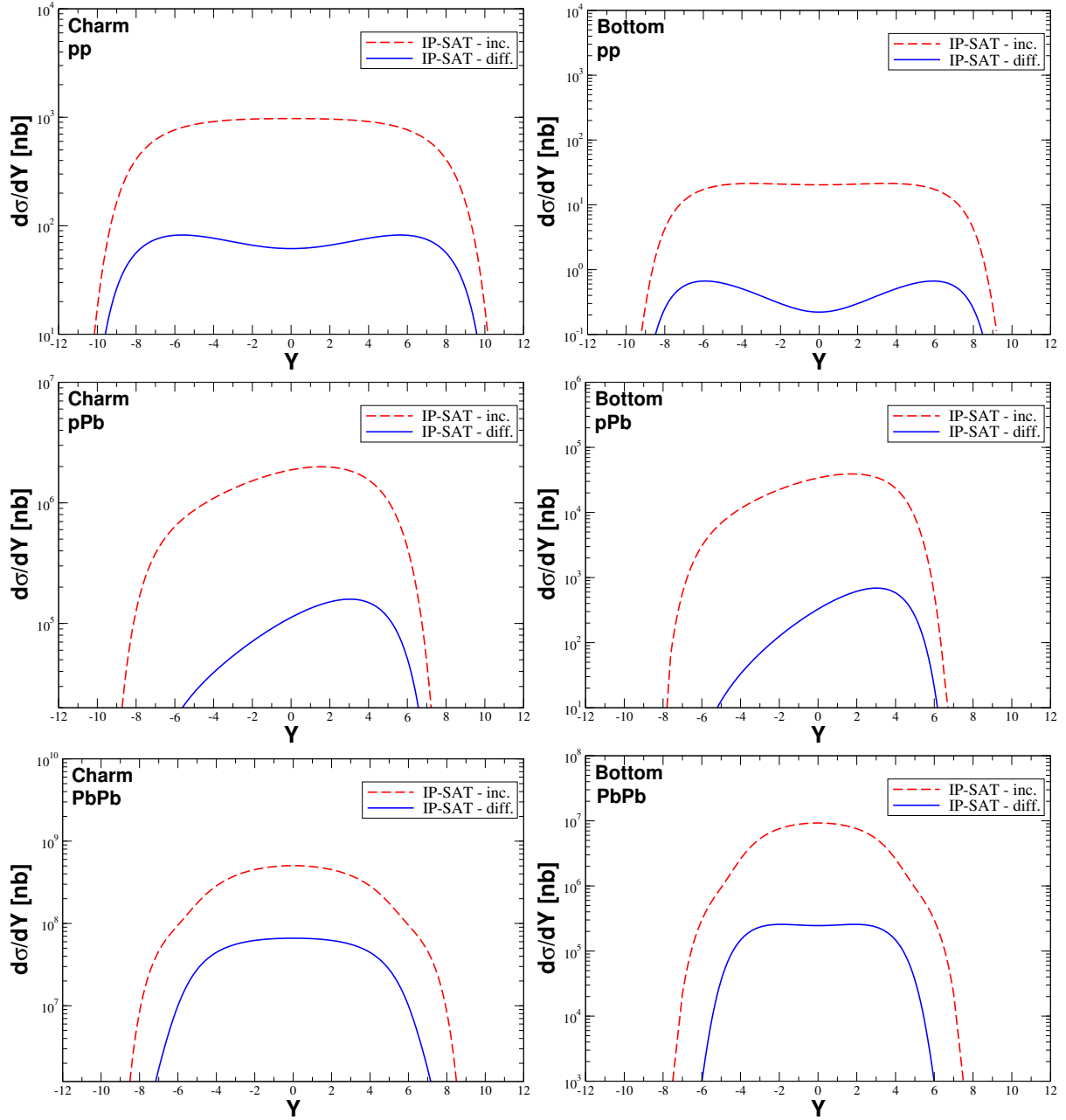


Figura 4.6 - Comparação entre a distribuição de rapidez para a fotoprodução inclusiva e exclusiva de charm (painéis esquerdos) e bottom (painéis direitos) em colisões pp ($\sqrt{s} = 100$ TeV), pPb ($\sqrt{s} = 63$ TeV) and $PbPb$ ($\sqrt{s} = 39$ TeV) no FCC.

além do sondado no HERA, nossas previsões são baseadas na extrapolação desses modelos para um novo intervalo cinemático, onde as correções de ordem superior podem se tornar importantes [150]. Em princípio, a magnitude dessas correções também podem ser limitadas pelos futuros dados do FCC.

4.3 Conclusão

Neste capítulo, calculamos as distribuições de rapidez e as seções choques para a fotoprodução de charme e bottom em colisões $pp/pPb/PbPb$ nas energias do LHC e do FCC. Nosso estudo foi motivado pela possibilidade de usar esse processo para restringir a componente elíptico da distribuição de glúon de Wigner pela análise da distribuição diferencial no momento relativo do quark-antiquark para valores distintos da transferência de momento. Nossas previsões indicam que o número esperado de eventos é muito grande, principalmente para a produção de charm no FCC. Portanto, recomendamos fortemente uma análise experimental futura desse processo, a fim de melhorar nossa compreensão da dinâmica QCD e acessar a distribuição de gluon de Wigner.

5 Fotoprodução de um jato inclusivo em grande rapidez em colisões pp e pPb no LHC

Durante os últimos anos, vários autores discutiram a produção de partículas na região frontal em colisões hadrônicas usando a abordagem híbrida, que leva em consideração os efeitos da quebra de fatorização, bem como as correções não lineares da dinâmica QCD, com as previsões compatíveis com os dados RHIC e LHC (ver, por exemplo, refs. [151–153]).

Em particular, nas Refs. [154–156] os autores apresentaram suas previsões para o espectro de momento transversal para um jato inclusivo com rapidez muito frontal ($5.2 \leq Y \leq 6.6$) em colisões pp e pPb , que é ideal para investigar os efeitos não lineares e corresponde à aceitação do calorímetro CMS CASTOR, que está instalado em um lado do ponto de interação nominal do experimento CMS.

Esses resultados indicaram que o momento transversal e os espectros de energia são sensíveis aos efeitos não lineares. Na Ref. [156] os autores demonstraram que os espectros de energia do jato calculado no formalismo do CGC são compatíveis com as medidas realizadas pelo calorímetro CMS-CASTOR, que foram recentemente publicados [157]. Nosso foco neste capítulo não está na produção de um jato analisado no recente estudo do CMS-CASTOR, onde os eventos são caracterizados pela dissociação de ambos os hádrons incidentes, mas na proposição de um processo alternativo que nos permita investigar a dinâmica QCD em x muito pequeno e pode ser analisada usando o calorímetro CMS CASTOR em conjunto com o detector CMS central e o espectrômetro de prótons de precisão do CMS-TOTEM (CT-PPS). Os resultados apresentados neste capítulo foram publicados na Ref. [6].

Na Ref. [6], propomos o estudo da fotoprodução de um jato inclusivo com rapidez muito frontal em colisões ultraperiféricas pp e pPb . Esse processo está presente nas interações induzidas por fótons, que são dominantes quando o parâmetro de impacto da colisão é maior que a soma do raio dos hádrons incidentes [130, 135–139] e é caracterizado por um gap de rapidez (associado ao fóton trocado), com o hádron incidente que emite o fóton permanecendo intacto no estado final. Um diagrama típico é apresentado na Fig.(5.1).

Em princípio, o hadron intacto pode ser marcado pelo CT-PPS e o gap de rapidez observado pelo detector CMS central, com o jato sendo produzido na faixa de rapidez cinemática sondada pelo calorímetro CMS-CASTOR. Essa topologia reduz fortemente o background associado a colisões hadrônicas inclusivas, onde ambos hádrons incidentes fragmentam. Além disso, a contribuição de interações difrativas simples, mediadas pela troca de Po-

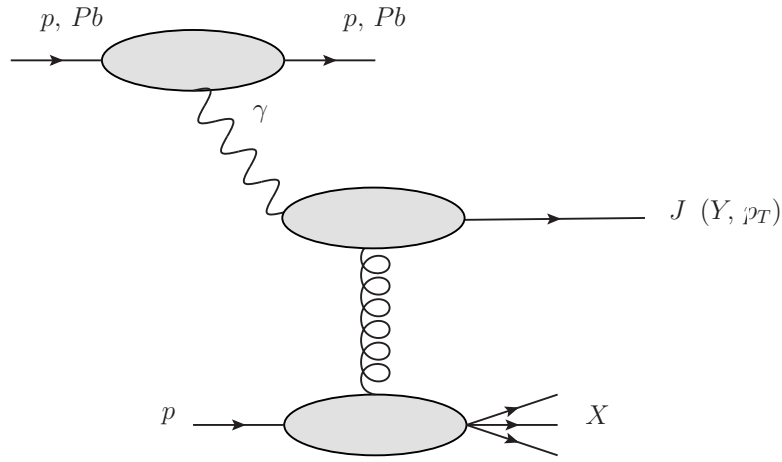


Figura 5.1 - Diagrama típico para a fotoprodução de um jato inclusivo em colisão hadrônica.

meron, que pode gerar uma topologia semelhante, é subdominante nas colisões de pPb e pode ser suprimida nas colisões pp , impondo um corte no momento transversal do hádron intacto (para uma discussão detalhada, ver, por exemplo, [158]).

Neste capítulo, estimaremos a distribuição de momento transversal e os espectros de energia para a fotoprodução de um jato inclusivo em colisões pp para $\sqrt{s} = 13$ TeV e em colisões pPb para $\sqrt{s} = 5,02$ TeV, considerando que o jato J seja produzido na região de $5,2 \leq Y \leq 6,6$. Usando o formalismo de dipolos de cor [65, 66] expressaremos a seção de choque de fotoprodução de um jato em termos da amplitude de espalhamento dipolo-alvo, que é determinada pela dinâmica QCD em altas energias. Em nossa análise, as distribuições de momento transversal serão estimadas considerando os modelos fenomenológicos mais recentes para a amplitude de espalhamento dipolo-próton, que são baseados no formalismo do CGC e são capazes de descrever os dados inclusivos e exclusivos ep de HERA. Como consequência, nossas previsões para as seções de choques de fotoprodução de um jato no LHC são livres de parâmetros. Como demonstraremos abaixo, uma futura análise experimental desse processo pode ser útil para restringir a descrição da dinâmica QCD em altas energias.

5.1 Fotoprodução de um jato em colisões hadrônicas

O estudo das interações de fótons em colisões hadrônicas tornou-se realidade nos últimos anos [130, 135–139], fortemente motivada pela possibilidade de restringir a descrição da dinâmica QCD em altas energias [159, 160]. Um dos processos mais estudados é a fotoprodução exclusiva de mésons vetoriais em colisões $pp/pPb/PbPb$ [81, 159–179], onde os dois hádrons incidentes permanecem intactos e dois gaps de rapidez estão presentes no

estado final, com a motivação básica associada ao fato de sua seção de choque ser proporcional ao quadrado da distribuição de glúons (no formalismo colinear) [159]. Outra possibilidade é investigar a dinâmica QCD em interações induzidas por fóton onde um dos hádrons incidente se quebra e apenas um gap de rapidez está presente no estado final, geralmente denominados processos inclusivos. Exemplos de processos inclusivos são a fotoprodução de quarks pesados e um jato em colisões hadrônicas [140, 141, 158, 180–185]. Em contraste aos processos exclusivos, no caso inclusivo, temos que: (a) as seções de choques são proporcionais a primeira potência da distribuição de glúons (no formalismo colinear) e (b) a separação experimental se torna mais difícil em comparação ao exclusivo. No entanto, suas seções de choques são em geral uma ordem de magnitude maior. Os resultados recentes obtidos pela Colaboração ATLAS [186] indicaram que sua separação experimental é, em princípio, viável. Tais aspectos motivam a análise da fotoprodução de um jato inclusivo em colisões pp/pPb ultraperiféricas, nas energias do LHC.

A seção de choque diferencial para a fotoprodução de um único jato J com momento transversal p_T na rapidez Y em uma colisão hadrônica, representada na Fig. (5.1), é dada por

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma [h_1 + h_2 \rightarrow h_i + J + X]}{dY d^2p_T} &= \left[n_{h_1}(\omega) \frac{d\sigma_{\gamma h_2 \rightarrow JX}}{d^2p_T} (W_{\gamma h_2}^2) \right]_{\omega=\omega_L} \\ &+ \left[n_{h_2}(\omega) \frac{d\sigma_{\gamma h_1 \rightarrow JX}}{d^2p_T} (W_{\gamma h_1}^2) \right]_{\omega=\omega_R}, \end{aligned} \quad (5.1)$$

onde h_i denota o hádron que atuou como a fonte dos fótons e permanecerá intacto no estado final, e $w_L(\propto e^{-Y})$ e $w_R(\propto e^{-Y})$ denotam fótons dos hádrons h_1 e h_2 . Além disso $d\sigma/d^2p_T$ é a seção de choque diferencial para a fotoprodução de um único jato em uma interação fóton-hádron com a energia de centro de massa $W_{\gamma h} = \sqrt{4wE}$. O estado final será caracterizado por um gap de rapidez, associada à troca de fótons, e um hádron intacto no estado final, que foi a fonte do fóton. Em estudos anteriores [176–178], os autores assumiram que o fluxo de fótons associado ao próton e ao núcleo possa ser descrito pelos modelos Drees-Zeppenfeld [187], como no capítulo anterior e pela carga pontual relativística [130, 135–139]. A seção de choque de fotoprodução de um único jato de quark será estimada usando o formalismo de dipolos de cor [66, 159], que fornece uma descrição unificada de observáveis inclusivos e exclusivos em colisões ep e permite descrever a interação γh em termos de uma interação dipolo-hádron, que está diretamente associada à descrição da dinâmica QCD em altas energias. Como demonstrado em detalhes na ref. [188], a seção de choque para a fotoprodução de um único jato, pode ser expressada em termos da função de onda do fótons ψ , que descreve a flutuação do fóton em um dipolo de cor que interage com o alvo via interação forte, com essa interação sendo descrita pela

seção de choque dipolo-hádron σ_{dh} . Em particular, a distribuição de momento transverso de um único jato J com momento p_T é dada por [188, 189]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\gamma h \rightarrow JX)}{d^2p_T} &= \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_f \int d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2 dz e^{i\mathbf{p}_T \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)} [\Psi^T(z, \mathbf{r}_1) \Psi^{*T}(z, \mathbf{r}_2)]_f \\ &\times \frac{1}{2} \{ \sigma_{dh}(x, \mathbf{r}_1) + \sigma_{dh}(x, \mathbf{r}_2) - \sigma_{dh}(x, \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \}, \end{aligned} \quad (5.2)$$

onde z é a fração de momento do fóton carregada pelo quark e \mathbf{r}_1 e \mathbf{r}_2 são as separações transversais na amplitude e seu complexo conjugado. Como mostrado nas refs. [188, 189], para uma polarização transversa do fóton com $Q^2 = 0$, tem-se que a função overlap $[\Psi^T(z, \mathbf{r}_1) \Psi^{*T}(z, \mathbf{r}_2)]_f$ para um dado sabor $f (= u, d, s, c \text{ e } b)$ é dada por

$$\begin{aligned} [\Psi^T(z, \mathbf{r}_1) \Psi^{*T}(z, \mathbf{r}_2)]_f &= \frac{6\alpha_{em}e_f^2}{(2\pi)^2} \left\{ m_f^2 K_0(m_f r_1) K_0(m_f r_2) \right. \\ &\left. + m_f^2 [z^2 + (1-z)^2] \frac{\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{r}_2}{r_1 r_2} K_1(m_f r_1) K_1(m_f r_2) \right\}, \end{aligned} \quad (5.3)$$

onde e_f é a carga fracionária do quark e m_f a massa do quark. Além disso, a seção de choque dipolo-hádron, σ_{dh} , pode ser expressa por

$$\sigma_{dh}(x, r^2) = 2 \int d^2\mathbf{b}_h \mathcal{N}^h(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_h), \quad (5.4)$$

onde b_h é o parâmetro de impacto dado pela distância transversa entre o centro do dipolo e o centro do alvo, e $\mathcal{N}^h(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_h)$ é a amplitude de espalhamento dipolo-hádron frontal, que é dependente da modelagem da dinâmica QCD em altas energias (veja abaixo). Além disso, a variável x de Bjorken é dada $x = (4m_f^2 + p_f^2)/W_{\gamma h}^2$. Como a energia do fóton w_L crescer com a rapidez e $W_{\gamma h} \propto (w)^{1/2}$, temos que a fotoprodução de um único jato para as rapidez sondadas pelo calorímetro CMS-CASTOR dependerá fortemente do tratamento da dinâmica QCD para valores muito pequenos de $x (\leq 10^{-5})$. A Eq. (5.2) pode ser reexpressa como segue [189]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\gamma h \rightarrow JX)}{d^2p_T} &= \frac{6e_f^2\alpha_{em}}{(2\pi)^2} \int dz \left\{ m_f^2 \left[\frac{I_1}{p_T^2 + m_f^2} - \frac{I_2}{4m_f} \right] \right. \\ &\left. + [z^2 + (1-z)^2] \left[\frac{p_T m_f I_3}{p_T^2 + m_f^2} - \frac{I_1}{2} + \frac{m_f I_2}{4} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (5.5)$$

onde as quantidades I_i são funções auxiliares definidas em termos de integrais sobre o tamanho r do dipolo da seção de choque de dipolo-hádron e da combinação das funções

de Bessel:

$$I_1 = \int dr r J_0(p_T r) K_0(m_f r) \sigma_{dh}(r) \quad (5.6)$$

$$I_2 = \int dr r^2 J_0(p_T r) K_1(m_f r) \sigma_{dh}(r) \quad (5.7)$$

$$I_3 = \int dr r J_1(p_T r) K_1(m_f r) \sigma_{dh}(r) , \quad (5.8)$$

com as funções $K_{0,1}(J_{0,1})$ sendo as funções de Bessel modificadas de segundo (primeiro) tipo. O principal ingrediente para o cálculo do espectro de momento transverso é a seção de choque dipolo-hádron, que é determinada pela amplitude de espalhamento dipolo-alvo N_h . O tratamento dessa quantidade é assunto de intenso estudo de vários grupos [132,133,190]. Nas últimas décadas, vários modelos fenomenológicos baseados no formalismo do CGC [132,133,190] foram propostos para descrever os dados de HERA, levando em consideração os efeitos não lineares na dinâmica QCD. Em geral, esses modelos diferem no tratamento da dependência do parâmetro de impacto e / ou dos regimes lineares e não lineares. No capítulo 3 apresentamos os modelos bCGC e IP-SAT, que são baseados em diferentes suposições para o tratamento dos efeitos de saturação de glúons e descrevem com sucesso os dados de HERA de alta precisão para processos ep inclusivos e exclusivos. Estes modelos são os pontos de partida para o cálculo do processo de interesse deste capítulo.

Como apontado acima, os dados atuais de HERA de alta precisão não são capazes de discriminar entre esses modelos. Como demonstraremos a seguir, uma futura análise experimental da fotoprodução de um jato no LHC pode ser útil para atingir esse objetivo. Para quantificar o impacto dos efeitos não lineares, também apresentaremos as previsões derivadas, negligenciando as correções não lineares, com a amplitude de espalhamento dipolo-próton sendo dada pela parte linear do modelo IP-SAT, que foi denotada no capítulo anterior como IP-NONSAT.

5.2 Resultados

A seguir, apresentaremos nossas previsões para a distribuição de momento transverso e o espectro de energia da fotoprodução inclusiva de um único jato, integrada no intervalo de rapidez cinemático do calorímetro CMS-CASTOR ($5, 2 \leq Y \leq 6, 6$), considerando colisões pp em $\sqrt{s} = 13$ TeV e em colisões pPb em $\sqrt{s} = 5, 02$ TeV. No caso de colisões pPb , verificamos que o espectro de momento transverso é dominado por interações fóton-próton, com os fótons gerados pelo núcleo. Esse resultado é esperado, devido à amplificação de Z^2 presente no fluxo de fótons do núcleo. Portanto, nossas previsões são dependentes apenas do modelo usado para a amplitude de espalhamento dipolo-próton. Como essa quantidade foi restringida pelos dados HERA no caso dos modelos IP-SAT, IP-NONSAT e bCGC,

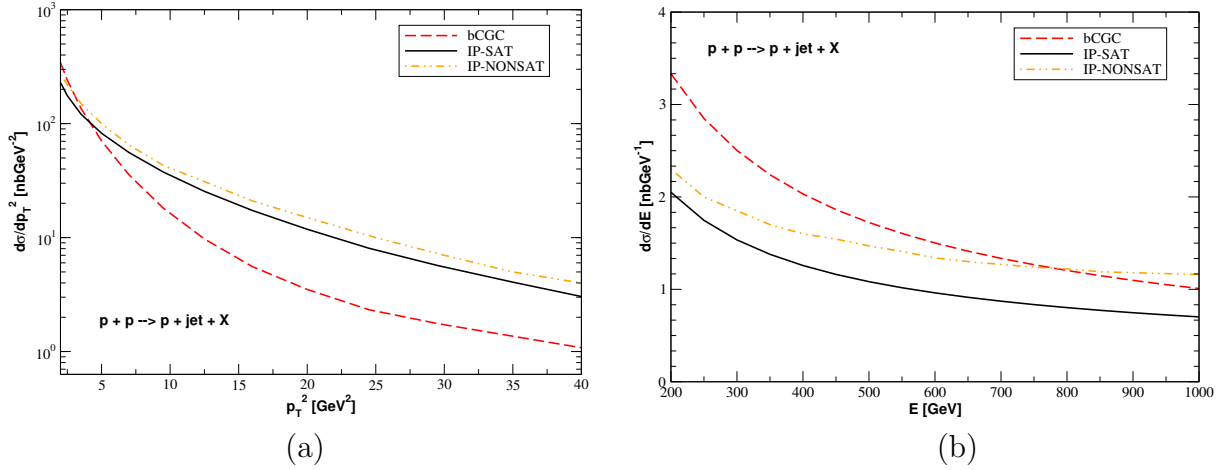


Figura 5.2 - (a) Predições para distribuição de momento transverso e (b) espectro de energia para a fotoprodução de um jato inclusivo em rapidez muito frontal em colisões pp em $\sqrt{s}=13$ TeV.

nossas predições para a fotoprodução de um único jato no LHC são livres de parâmetros. Na Fig. (5.2) (a), apresentamos nossas predições para a distribuição de momento transverso, considerando colisões pp em $\sqrt{s}=13$ TeV e os distintos modelos de dipolo discutidos no capítulo 3. Como esperado, o modelo IP-NONSAT prevê valores maiores para a distribuição em comparação com a predição IP-SAT. Também podemos observar que as predições dos modelos IP-SAT e bCGC diferem em valores pequenos e grandes de p_T^2 . Essa diferença está diretamente associada aos distintos tratamentos dos regimes linear e não linear presentes nos modelos IP-SAT e bCGC. Como discutido anteriormente, embora o IP-SAT prevê a saturação de N_p em altas energias (pequenos valores de x), a abordagem desse regime não é descrita pela lei de Levin-Tuchin, como no modelo bCGC. Temos que os modelos preveem um valor semelhante da distribuição para $p_T^2 \approx 4\text{GeV}^2$, mas as predições são distintas em valores maiores de p_T^2 . Neste intervalo de momento transverso, estamos investigando a transição entre os regimes linear e não linear, que são tratados diferentemente nos modelos IP-SAT e bCGC (veja a Fig. 3.4). Essa transição implica a diferença observada na figura. Além disso, nossos resultados indicam que o resultado do bCGC se torna maior que as predições do IP-SAT e IP-NONSAT em valores pequenos de p_T^2 . Finalmente, os resultados apresentados na Fig. (5.2) (a) também indicam que a análise da distribuição de momento transverso no intervalo $10 \lesssim p_T^2 \lesssim 40\text{GeV}^2$ pode ser útil para discriminar entre as predições do IP-SAT e bCGC. Usando nossos resultados para a distribuição de momento transverso, podemos estimar o espectro de energia $d\sigma/dE$, que é o principal observável medido pelo calorímetro CASTOR no CMS. Temos que [154]

$$\frac{d\sigma [h_1 + h_2 \rightarrow h_i + J + X]}{dE} = \int_{Y_{min}}^{Y_{max}} dY \frac{d^2\sigma}{dY d^2p_T} \frac{1}{\cosh Y}, \quad (5.9)$$

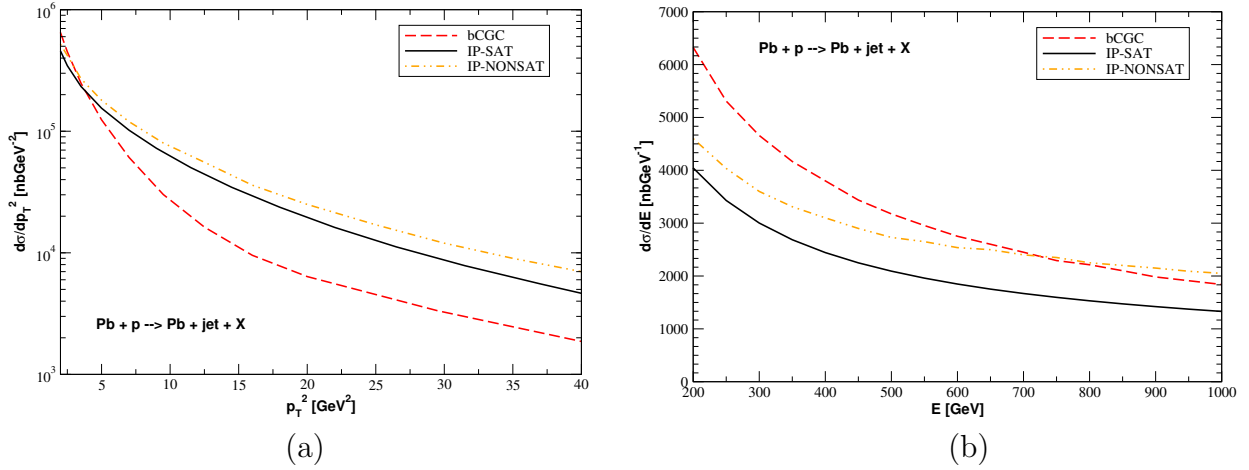


Figura 5.3 - (a) Predições para distribuição de momento transverso e (b) espectro de energia para a fotoprodução de um jato inclusivo em rapidez muito frontal em colisões pPb em $\sqrt{s}=5,02$ TeV.

onde tomamos $Y_{min} = 5,2$ e $Y_{max} = 6,6$, que corresponde à aceitação do CASTOR. As predições associadas ao espectro de energia considerando os diferentes modelos de dipolos são apresentados na Fig. (5.2) (b). De acordo com os resultados observados para a distribuição de momento transverso, temos que a predição IP-NONSAT é maior que a predição do IP-SAT. Além disso, podemos observar que o modelo bCGC prediz um valor maior para o espectro de energia para $E \leq 800$ GeV, o que está associado ao fato de que o espectro é fortemente dependente da distribuição do momento transverso em pequeno p_T^2 . Verificamos que para $E > 2000$ GeV, a predição do bCGC se torna menor que a do IP-SAT.

Nas Figs. (5.3) (a) e (b), apresentamos nossas predições para a distribuição de momento transverso e o espectro de energia, considerando colisões pPb em $\sqrt{s} = 5,02$ TeV. Como discutido anteriormente, neste caso, a distribuição de momento transverso é dominada por interações fóton-próton.

Como consequência, em contraste com as colisões pp , onde ambos os prótons atuam como fontes de fótons, e a distribuição para uma dada rapidez recebe contribuições de pequenas e grandes energias, tem-se que a fotoprodução de um jato em grande rapidez nas colisões pPb é determinada em uma aproximação muito boa somente pela dinâmica QCD em altas energias.

Além disso, em comparação ao caso pp , as seções de choques para colisões pPb são maiores por um fator $\approx 10^3$ devido ao aumento de Z^2 no fluxo de fótons do núcleo. Com relação à distribuição de momento transverso, apresentada na Fig. (5.3) (a), podemos ver que a dependência de p_T^2 das predições é semelhante à observada na Fig. (5.2) (a). Como no caso

pp , propomos a análise da distribuição de momento transverso no intervalo $10 \lesssim p_T^2 \lesssim 40 GeV^2$ para discriminar entre as previsões IP-SAT e bCGC. As previsões para o espectro de energia são apresentadas na Fig. (5.3) (b) e indicam que esse observável pode ser usado para discriminar entre os diferentes modelos de dipolo. Nossos resultados indicam que uma futura análise experimental desse estado final pode ser útil para sondar o formalismo de dipolos de cor e as suposições subjacentes presentes nos modelos fenomenológicos de saturação.

5.3 Conclusão

O Large Hadron Collider (LHC) abriu uma nova fronteira em colisões hádron-hádron de alta energia, permitindo testar a Cromodinâmica Quântica em regimes de energia, densidade e rapidez inexplorados, considerando diferentes configurações dos hádrons colididos (prótons e núcleos). Em particular, os experimentos no LHC têm capacidades sem precedentes para estudar vários assuntos associados a Física frontal e interações induzidas por fótons, o que permite investigar a descrição da dinâmica QCD em valores muito pequenos da variável x de Bjorken. Em particular, os resultados recentes de interações induzidas por fótons em colisores hadrônicos indicaram que a análise desses processos podem ser úteis para melhorar nossa compreensão da interação forte e discriminar entre descrições alternativas. Essa possibilidade motivou a análise realizada neste capítulo, onde apresentamos, pela primeira vez, um estudo abrangente da fotoprodução de um jato inclusivo com grande rapidez frontal em colisões pp e pPb nas energias do LHC, usando o formalismo dipolos de Cor. Esse processo pode, em princípio, ser separado, considerando que o hádron que atua como fonte de fótons permanecerá intacto e um gap de rapidez associado a troca de fótons estará presente no estado final. Concentramo-nos no intervalo de rapidez sondado pelo calorímetro CMS-CASTOR, o que implica que a dinâmica QCD é sondada com valores muito pequenos de $x (\leq 10^{-5})$, onde a contribuição dos efeitos não lineares é esperada ser não negligenciável. Em nossa análise, estimamos as seções de choques usando os modelos IP-SAT, IP-NONSAT e bCGC, que levam em conta os efeitos não lineares e são capazes de descrever os dados ep muito precisos de HERA. Como os parâmetros livres presentes no formalismo de dipolos de cor foram restringidos pelos dados de HERA, as previsões para as energias do LHC são livres de parâmetros.

6 Fotoprodução Coerente e Incoerente de J/Ψ em Colisões $PbPb$ no LHC, HE-LHC e FCC

As colisões de íons pesados fornecem distintas alternativas para investigar os aspectos fundamentais da teoria das interações fortes - a Cromodinâmica Quântica. Para colisões centrais e semicentrais, onde o parâmetro de impacto \mathbf{b} da colisão é menor que a soma dos raios nucleares e as interações fortes dominam, podemos sondar a criação do Plasma de Quark-Gluon ("*Quark-Gluon Plasma*" - QGP) e restringir suas propriedades [191]. Em contraste, as colisões ultraperiféricas (UPCs), são definidas como colisões em grandes parâmetros de impacto $b > 2R$, onde as interações induzidas por fótons de longo alcance tornam-se dominantes e podem ser usadas para limitar a dinâmica QCD em altas energias (pequeno x de Bjorken) [54, 130, 136, 137]. Tem-se que a descrição das condições iniciais para o comportamento coletivo do meio produzido nas colisões centrais e semicentrais de íons pesados, são determinadas pelo momento e pelas distribuições espaciais dos glúons no núcleo, que espera-se ser sensíveis à presença dos efeitos não lineares da dinâmica QCD [132, 133, 190]. Portanto, existe uma estreita conexão entre a física sondada em colisões centrais, semicentrais e ultraperiféricas, que pode ser explorada a fim de melhorar nosso entendimento da QCD em grandes energias e altas densidades [192].

Nas últimas décadas, os experimentos no RHIC e no LHC tem colidido uma variedade de núcleos em uma grande variação de energia, permitindo produzir e caracterizar as propriedades do QGP, bem como estudar a produção de diferentes estados finais gerados em colisões ultraperiféricas de íons pesados. Nos próximos anos, novos dados do LHC em grandes energias ($\sqrt{s}=5,5$ e $10,6$ TeV) e a implementação do programa nuclear no FCC ($\sqrt{s}=39$ TeV), é esperado que ampliem nossa compreensão da natureza da matéria QCD quente e densa produzida nessas colisões [193]. No entanto, a precisão com a qual as propriedades do QGP podem ser restringidas nessas colisões futuras depende fortemente do conhecimento das funções de onda nuclear de entrada em pequeno x .

Este capítulo apresenta os resultados obtidos na Ref. [7], cuja análise foi motivada pelos estudos realizados nas Refs. [160, 177, 178, 194–196] para energias de centro de massa menores. Nós investigaremos a possibilidade de determinar a presença dos efeitos de saturação de glúons e estimar a magnitude das correções não lineares associadas à dinâmica QCD em colisões $PbPb$ ultraperiféricas para energias da próxima execução do LHC ($\sqrt{s} = 5,5$ TeV) [197], bem como para as energias do HE-LHC ($\sqrt{s} = 10,6$ TeV) [198] e do Futuro Colisor Circular ($\sqrt{s} = 39$ TeV) [59]. Em particular, consideraremos a fotoprodução exclusiva de J/Ψ em núcleos pesados, que é determinada pelo conteúdo de glúons do núcleo e é fortemente sensível aos efeitos não lineares (saturação de partons). Neste capítulo iremos estimar a contribuição dos processos coerentes e incoerentes de J/Ψ , que fornecem diferen-

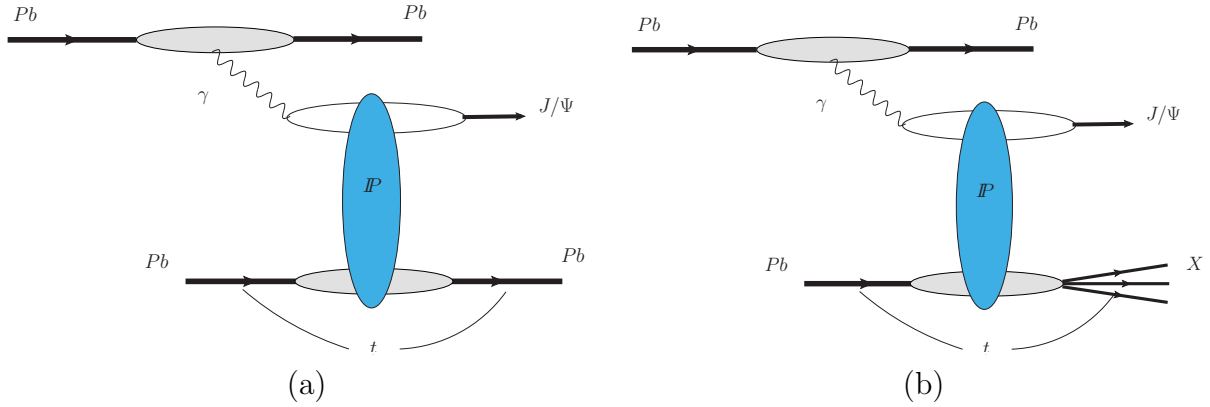


Figura 6.1 - Diagramas típicos para a fotoprodução coerente (a) e incoerente (b) de J/Ψ em colisões $PbPb$ ultraperiférica

tes percepções sobre a estrutura nuclear e a dinâmica QCD em altas energias [73,199–201]. Tais processos são representados na Fig. (6.1), onde o Pomeron (\mathbb{P}) representa uma troca no estado singlete de cor entre o dipolo e o alvo.

Se o núcleo espalha elasticamente, o processo é chamado de produção coerente, e a seção de choque associada mede a média da distribuição espacial dos glúons no alvo. Por outro lado, se o núcleo espalha inelasticamente, o processo é denotado produção incoerente. Nesse caso, soma-se todos os estados finais do núcleo alvo, exceto aqueles que contêm produção de partículas. A seção de choque associada, sonda as flutuações e correlações na densidade de glúons nuclear. Em ambos os casos, o estado final é caracterizado por dois gaps de rapidez. Como demonstrado nas Refs. [73,199–201], a produção coerente sonda o perfil de densidade média da densidade de glúons, enquanto as seções de choque incoerentes restringem as flutuações de evento por evento dos campos gluônicos no alvo. Em nossa análise, descreveremos o perfil nuclear levando em consideração os possíveis estados de configurações do nucleon na função de onda nuclear, assumindo que cada nucleon no núcleo tenha um perfil Gaussiano de largura B_p centrado em posições aleatórias provada a partir de um perfil nuclear Woods-Saxon [73,201]. Os cálculos numéricos serão realizados usando o gerador de eventos Sartre proposto na Ref. [73] e detalhado na Ref. [202].

Para estimar o impacto dos efeitos não lineares (saturação), faremos uma comparação das previsões completas com aquelas obtidas desconsiderando esses efeitos. Como demonstraremos a seguir, as seções de choques total para processos coerentes e incoerentes, bem como as distribuições de rapidez correspondentes e momento transversal, são sensíveis aos efeitos não lineares. Nossos resultados indicam que o estudo da fotoprodução exclusiva de J/Ψ em colisões $PbPb$ ultraperiféricas no LHC, HE-LHC e FCC podem ser úteis para discriminar entre os cenários de saturação e não saturação.

6.1 Formalismo

A fotoprodução coerente e incoerente de J/Ψ em colisões $PbPb$ ultraperiférica são representadas pelos diagramas mostrado na Fig. (6.1). Como apontado antes, o estado final será caracterizado por dois gaps de rapidez, isto é, as partículas que saem são separadas por uma grande região em rapidez, na qual não há atividade hadrônica adicional observada no detector. No caso de interações coerentes (painel esquerdo), o núcleo espalha elasticamente e permanece intacto no estado final. Em contraste, em interações incoerentes (painel direito), o núcleo espalha inelasticamente, isto é, fragmenta devido ao $p_T (= \sqrt{s})$ dado ao núcleo.

Teoricamente, espera-se que a produção coerente domine em pequeno momento transverso ao quadrado t ($|t|.R^2/3 \ll 1$, onde R é o raio do núcleo), com sua assinatura sendo um pico de difração frontal acentuado. Por outro lado, a produção incoerente é esperada dominar em grande t ($|t|.R^2/3 \gg 1$), com a dependência em t associada, sendo com boa precisão, a mesma que na produção de núcleons livres. Em colisões ultraperiféricas, as seções de choques $PbPb$ para os processos coerentes e incoerentes podem ser escritas de forma fatorizada, dada pela chamada aproximação de fótons equivalentes [57], com as seções de choques diferenciais sendo expressas como segue

$$\frac{d\sigma_{coh}}{dy dt} = n_{Pb}(y) \cdot \left. \frac{d\sigma}{dt}(\gamma Pb \rightarrow J/\Psi Pb; y) \right|_{coh} + n_{Pb}(-y) \cdot \left. \frac{d\sigma}{dt}(\gamma Pb \rightarrow J/\Psi Pb; -y) \right|_{coh}, \quad (6.1)$$

e

$$\frac{d\sigma_{inc}}{dy dt} = n_{Pb}(y) \cdot \left. \frac{d\sigma}{dt}(\gamma Pb \rightarrow J/\Psi X; y) \right|_{inc} + n_{Pb}(-y) \cdot \left. \frac{d\sigma}{dt}(\gamma Pb \rightarrow J/\Psi X; -y) \right|_{inc}, \quad (6.2)$$

onde y é a rapidez do J/Ψ no estado final, que determina a energia do fóton ω no referencial do colisor e, conseqüentemente, a energia de centro de massa fóton-núcleo $W = \sqrt{4\omega E}$, onde $E = \sqrt{s}/2$ e $\sqrt{s_{NN}}$ é a energia total da colisão por par de núcleos no referencial de centro de massa. Como ambos os núcleos incidentes atuam como fonte de fótons [54, 130, 136, 137], as contribuições associadas às interações fóton-Pomeron e Pomeron-fóton são levadas em conta nas equações acima. Além disso, n_{Pb} denota o espectro de fótons equivalentes do núcleo relativístico incidente. Como nos estudos nas Refs. [177, 178, 195], assumiremos um fator de forma pontual para o núcleo, dado pela Eq. (4.5) [54, 130, 136, 137].

Em nossa análise, assumiremos que o fóton emitido é irradiado coerentemente por todo o núcleo. Tal condição impõe que o comprimento de onda mínimo do fóton seja maior que o raio nuclear. Como consequência, o fóton virtual deve satisfazer $Q^2 = -q^2 \leq 1/R^2$, com

o quadrimomento do fóton sendo $q^\nu = (\omega, \vec{q}_\perp, q_z = \omega/v)$, onde \vec{q}_\perp é o momento transverso do fóton em um dado referencial, onde o projétil move-se com velocidade v . Isso implica que $Q^2 = \omega^2/\gamma_L^2 + q_\perp^2$. A condição de coerência limita a energia máxima do fóton para $\omega < \omega_{\max} \approx \gamma_L/R$ e a componente perpendicular de seu momento para $q_\perp \leq 1/R$. Portanto, a condição de coerência estabelece um limite superior no momento transverso do fóton emitido pelo núcleo, que deve satisfazer $q_\perp \leq 1/R$ sendo ≈ 28 MeV para o feixe de Pb . Conseqüentemente, a virtualidade do fóton pode ser desprezada e os fótons podem ser considerados reais. A energia máxima do fóton também pode ser derivada considerando que o momento máximo possível na direção longitudinal é modificada pelo fator de Lorentz, γ_L , devido a contração de Lorentz do núcleo nessa direção. Isso implica que $\omega_{\max} \approx \gamma_L/R$ e, conseqüentemente, $W^{\max} = \sqrt{2\omega_{\max}} \sqrt{s_{NN}}$. Considerando os valores de $\sqrt{s_{NN}}$ para as colisões $PbPb$ no LHC ($\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV) e no FCC ($\sqrt{s_{NN}} = 39$ TeV), obtemos que a máxima energia de centro de massa fóton-núcleo, W^{max} , alcançadas nessas colisões são 0,95 TeV e 6,8 TeV, respectivamente. Esses valores são muito maiores que os estudados em HERA e os que serão acessados no futuro colisor de elétron-íons. Portanto, o estudo das interações fóton-núcleo no LHC e no FCC nos permitirá sondar a dinâmica QCD em uma faixa cinemática inexplorada. Como apontado no início do capítulo, estabelecer a dinâmica em pequeno x é fundamental para o sucesso da física de íons pesados.

A principal entrada nas Eqs. (6.1) e (6.2) são as seções de choques diferenciais, $d\sigma/dt$, para as interações coerentes e incoerentes. Para estimar essas quantidades, levaremos em consideração as distintas configurações de nucleon do núcleo e a média de todas as configurações possíveis. Para interações coerentes, nas quais o núcleo deve permanecer em seu estado fundamental, a média sobre as configurações da função de onda nuclear, denotada por $\langle \dots \rangle$ a seguir, é tomada ao nível da amplitude de espalhamento. Conseqüentemente, a seção de choque coerente é obtida pela média da amplitude antes de elevar ao quadrado e a distribuição diferencial será dada por

$$\left. \frac{d\sigma^{\gamma Pb \rightarrow J/\Psi Pb}}{dt} \right|_{coh} = \frac{1}{16\pi} |\langle \mathcal{A}(x, \Delta) \rangle|^2, \quad (6.3)$$

onde $x = (M^2 - t)/(W^2)$, com M sendo a massa do J/Ψ , e $\Delta = \sqrt{-t}$ é o momento transferido. Por outro lado, para interações incoerentes, a média das configurações está no nível da seção de choque. Neste caso, o núcleo pode quebrar e a seção de choque incoerente resultante será proporcional à variância da amplitude em relação às configurações de nucleon do núcleo, ou seja, medirá as flutuações da densidade de glúons dentro do núcleo. A seção de choque diferencial para interações incoerentes será expressada da seguinte

forma:

$$\left. \frac{d\sigma^{\gamma Pb \rightarrow J/\Psi X}}{dt} \right|_{inc} = \frac{1}{16\pi} (\langle |\mathcal{A}(x, \Delta)|^2 \rangle - |\langle \mathcal{A}(x, \Delta) \rangle|^2), \quad (6.4)$$

onde $X = Pb^*$ representa o estado dissociativo. Em nossos cálculos, incluiremos a correção de assimetria, multiplicando as seções de choques coerentes e incoerente pelo fator R_g^2 dado na Ref. [203]. No formalismo de dipolos de cor, a amplitude de espalhamento $\mathcal{A}(x, \Delta)$ pode ser fatorada em termos da flutuação do fóton em um dipolo de cor $q\bar{q}$, do espalhamento dipolo-núcleo por uma troca de singlete de cor e da recombinação no estado final exclusivo J/Ψ , sendo dado por

$$\mathcal{A}(x, \Delta) = i \int d^2\mathbf{r} \int \frac{dz}{4\pi} \int d^2\mathbf{b} e^{-i[\mathbf{b}-(1-z)\mathbf{r}]\cdot\Delta} (\Psi^{V*}\Psi) \frac{d\sigma_{dA}}{d^2\mathbf{b}}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}) \quad (6.5)$$

onde $(\Psi^{V*}\Psi)$ é a função de sobreposição entre a função de onda do fóton e a função de onda do J/Ψ , que será descrita usando o modelo de Boosted Gaussian (Para detalhes ver Ref. [195]). As variáveis \mathbf{r} e z são o tamanho transversal do dipolo e a fração de momento do fóton transportada por um quark (um antiquark carrega $1-z$), respectivamente, \mathbf{b} é o parâmetro de impacto do dipolo em relação ao alvo. Além disso, $d\sigma_{dA}/d^2\mathbf{b}$ é a seção de choque dipolo-núcleo (para um dipolo no parâmetro de impacto \mathbf{b}), expressa por

$$\frac{d\sigma_{dA}}{d^2\mathbf{b}} = 2N_A(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_A), \quad (6.6)$$

que carrega toda informação sobre o espalhamento hadrônico e, portanto, sobre os efeitos não lineares e quânticos na função de onda hadrônica.

O tratamento da interação dipolo-núcleo ainda é uma questão em aberto devido à complexidade da dependência do parâmetro de impacto. Em princípio, $d\sigma_{dA}/d^2\mathbf{b}$ pode ser derivado usando o formalismo do condensado de vidros de cor [62, 90–92, 134], que é caracterizado pela hierarquia infinita de equações, as chamadas equações de Balitsky-JIMWLK [62, 90–92, 134, 204–206], que se reduzem na aproximação do campo médio à equação de Balitsky-Kovchegov (BK) [12, 204–207].

Em nossa análise, seguindo os estudos apresentados nas Refs. [73, 177, 195, 201], iremos descrever a seção de choque dipolo-núcleo usando o formalismo de Glauber-Gribov [115, 143, 144], o que implica que $d\sigma_{dA}/d^2\mathbf{b}$ é dada por

$$\frac{d\sigma_{dA}}{d^2\mathbf{b}} = 2 \left(1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma_{dp}(x, \mathbf{r}^2) T_A(\mathbf{b}) \right] \right), \quad (6.7)$$

onde σ_{dp} é a seção de choque dipolo-próton e $T_A(\mathbf{b})$ é a função perfil nuclear. Descreveremos o perfil nuclear $T_A(\mathbf{b})$ levando em consideração todos os estados possíveis das configurações do nucleon na função de onda nuclear. Seguindo as Refs. [73, 201], assumiremos que cada nucleon no núcleo tem um perfil Gaussiano de largura B_p , centrado em posições aleatórias b_i amostradas a partir de um perfil nuclear Woods-Saxon, como segue

$$T_A(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi B_p} \sum_{i=1}^A \exp \left[-\frac{(\mathbf{b} - \mathbf{b}_i)^2}{2B_p} \right]. \quad (6.8)$$

Além disso, como na Ref. [73], a seção de choque dipolo-próton será dada por

$$\sigma_{dp}(x, \mathbf{r}^2) = \frac{\pi^2 r^2}{N_c} \alpha_s(\mu^2) xg \left(x, \mu^2 = \frac{C}{r^2} + \mu_0^2 \right), \quad (6.9)$$

onde a distribuição de glúons evolui via equação DGLAP, com a condição inicial em μ_0^2 considerada como sendo $xg(x, \mu_0^2) = A_g x^{-\lambda_g} (1-x)^6$. Neste capítulo, assumiremos os parâmetros B_p, A_g, λ_g, C e μ_0^2 obtidos na Ref. [111] para o modelo IP-SAT. Denotaremos por b-Sat as previsões derivadas usando a Eq. (6.7) como entrada nos cálculos. A fim de estimar o impacto das correções não lineares na dinâmica QCD, também estimaremos os observáveis assumindo que a seção de choque dipolo-núcleo é dada por:

$$\frac{d\sigma_{dA}}{d^2\mathbf{b}} = \sigma_{dp}(x, \mathbf{r}^2) T_A(\mathbf{b}), \quad (6.10)$$

que desconsidera o efeito dos múltiplos reespalhamento do dipolo elástico. As previsões associadas serão denotadas por b-NonSat daqui em diante. Para este caso, assumiremos os parâmetros B_p, A_g, λ_g, C e μ_0^2 obtidos na Ref. [111] para o modelo IP-NONSAT.

6.2 Resultados

No que segue, apresentaremos as previsões para a fotoprodução coerente e incoerente de J/Ψ em colisões $PbPb$ para as energias da próxima execução do LHC ($\sqrt{s} = 5,5$ TeV) [197], bem como para as energias do HE-LHC ($\sqrt{s} = 10,6$ TeV) [198] e do Futuro Colisor Circular ($\sqrt{s} = 39$ TeV) [59]. Os cálculos numéricos serão realizados usando o gerador de eventos Sartre [202]. Nosso estudo é motivado pela análise realizada na Ref. [208], que demonstrou que este gerador de eventos é capaz de descrever os dados atuais para a fotoprodução coerente e incoerente de J/Ψ em colisões $PbPb$. Para realizar as médias presentes nas seções de choques coerente e incoerente, consideramos 500 configurações distintas de núcleons. Conforme demonstrado em [73], este número de configurações é

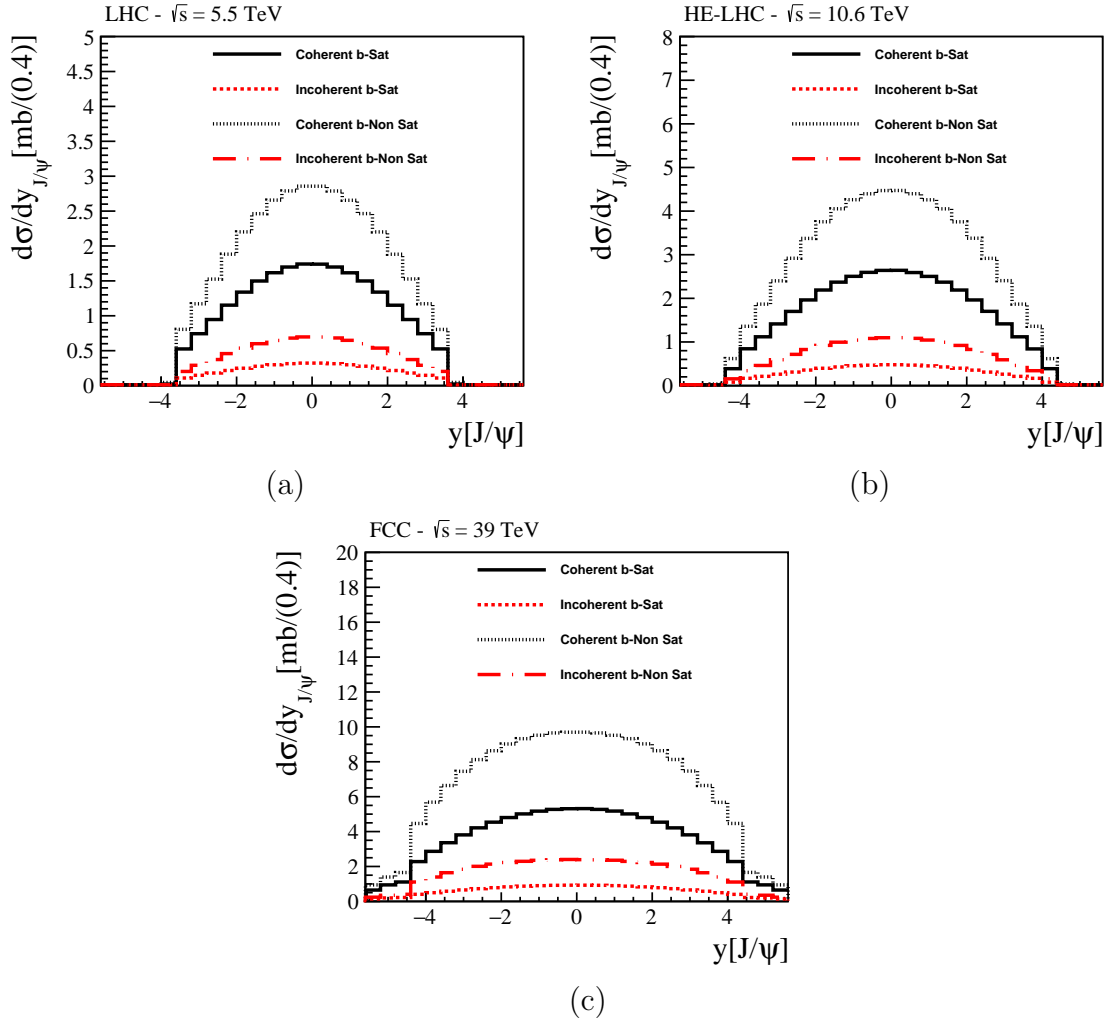


Figura 6.2 - Distribuição de rapidez para a fotoprodução coerente e incoerente de J/Ψ em colisões $PbPb$ para as energias do (a) LHC, (b) HE-LHC e (c) FCC.

suficiente para obter uma boa descrição das seções de choques para $|t| \leq 0,08 \text{ GeV}^2$, que é o limite de interesse de nosso estudo.

Inicialmente, vamos estimar a distribuição de rapidez, que é um dos principais observáveis que podem ser medidos diretamente no LHC e no FCC. As previsões para interações coerentes e incoerentes podem ser obtidas a partir das Eqs. (6.1) e (6.2) integrando sobre todos os valores de t . Os resultados são apresentados na Fig. (6.2). Tem-se que as interações coerentes dominam, de acordo com os resultados apresentados nas Refs. [177,196,209] para energias de centro de massa menores. Tal resultado é esperado, uma vez que a produção coerente é caracterizada por um pico de difração frontal acentuado, sendo muito maior que a produção incoerente para pequenos valores de $|t|$. Além disso, temos que os valores da distribuição de rapidez para rapidez central crescem com a energia, com o crescimento sendo dependente da modelagem da dinâmica QCD. Temos que as previsões do b-Sat são

Colisões PbPb	$\sqrt{s} = 5,5 \text{ TeV}$		$\sqrt{s} = 10,6 \text{ TeV}$		$\sqrt{s} = 39 \text{ TeV}$	
Modelo de Dipolo	b-Sat	b-NonSat	b-Sat	b-NonSat	b-Sat	b-NonSat
Coerente (Total)	22,6	36,8	39,5	67,0	98,7	184,4
Coerente ($y < 2,0$)	15,8	25,9	24,6	41,9	51,1	94,4
Coerente ($2,0 < y < 4,5$)	3,4	5,4	7,4	12,6	21,4	41,5
Incoerente (Total)	4,2	9,0	7,2	16,5	17,3	45,6
Incoerente ($y < 2,0$)	2,9	6,3	4,4	10,3	8,9	23,3
Incoerente ($2,0 < y < 4,5$)	0,7	1,3	1,4	3,1	3,7	10,2

Tabela 6.1 - Seção de choque em mb , para a fotoprodução coerente e incoerente de J/Ψ em colisões $PbPb$ no LHC, HE-LHC e FCC considerando os modelos de dipolo b-Sat e b-NonSat.

um fator $\gtrsim 1,5$ menor que o b-NonSat.

As seções de choques associadas são apresentadas na Tabela 6.1, integrando-se em todo o limite de rapidez, bem como nos limites típicos cobertos pelos detectores centrais e frontal. As seções de choques são da ordem de mb , o que implica que o número de eventos por ano no LHC / HE-LHC / FCC serão maiores que $10^6/10^7/10^8$, se assumirmos a luminosidade integrada esperada como sendo $\mathcal{L} = 3,0/10/110 \text{ nb}^{-1}$ [59, 197, 198]. Esse grande número de eventos implica que uma análise detalhada dos processos coerentes e incoerentes é, em princípio, viável. Nossos resultados indicam que a medição da distribuição de rapidez pode ser útil para discriminar entre os cenários b-Sat e b-NonSat.

Outro observável de interesse é a distribuição do quadrado do momento transferido (t) para uma rapidez fixa. Conforme demonstrado em estudos anteriores [177, 177, 194], tal distribuição é uma importante alternativa para sondar a dinâmica QCD em altas energias e fornecer informações sobre a distribuição espacial dos glúons no alvo e sobre as flutuações dos campos de cor. Nossas previsões são apresentadas na Fig. (6.3) para distintos valores de energias, considerando a rapidez central (painéis esquerdos) e rapidez frontal (painéis direitos). Como esperado e de acordo com os estudos anteriores [177, 209], a produção coerente domina em pequeno - $|t|$ e a incoerente para grandes valores de momento transferido, o que está associado ao fato que aumentando o momento dado ao núcleo, a probabilidade dele quebrar torna-se maior.

Como consequência, a produção de J/Ψ em grande - $|t|$ é dominada por processos incoerentes. Além disso, as seções de choque coerentes exibem claramente o padrão difrativo típico e são caracterizadas por um pico de difração frontal. Em contraste, a seção de choque incoerente é caracterizada por uma dependência t plana, diminuindo quando $|t| \rightarrow 0$. Em relação ao impacto dos efeitos de saturação, tem-se que a normalização das previsões incoerentes é modificada pelos efeitos não lineares, com a diferença entre as previsões b-

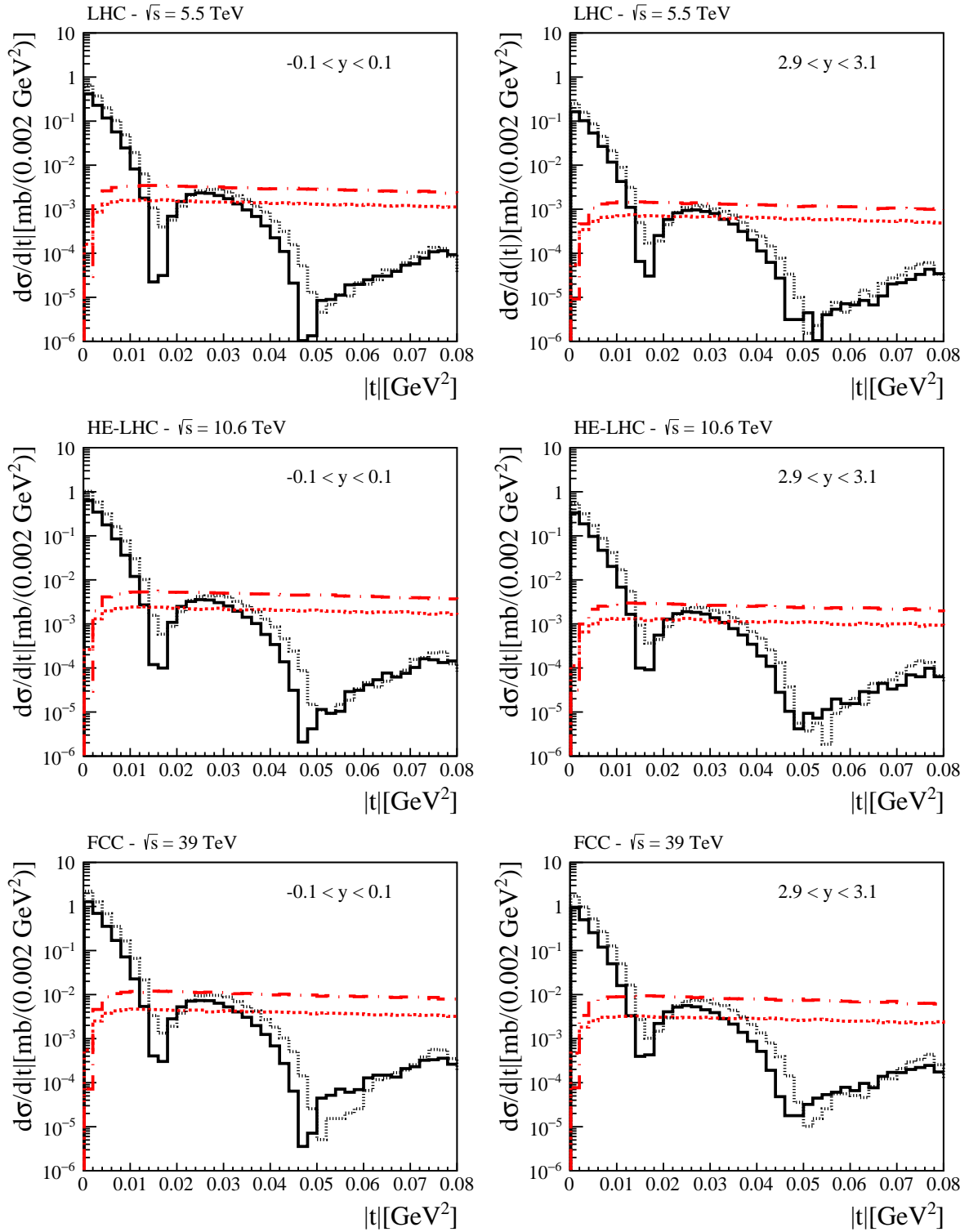


Figura 6.3 - Distribuições de momento transverso para a fotoprodução coerente e incoerente de J/Ψ em colisões $PbPb$ para as energias do LHC, HE-LHC e FCC considerando os limites de rapidez central (painéis esquerdos) e rapidez frontal (painéis direitos). A identificação das linhas segue o mesmo padrão da Fig. 6.2.

Sat e b-NonSat aumentando com a energia. Um efeito semelhante também é observado no caso coerente. Porém, para os processos coerentes, a posição dos dips é sensível à presença dos efeitos de saturação, de acordo com os resultados obtidos nas Refs. [177, 177]. Nossos resultados indicam que a posição do segundo dip é dependente da descrição da dinâmica QCD, com as predições se tornando mais distintas em maiores energias. No entanto, é importante enfatizar que a separação experimental de processos coerentes em grande $-|t|$ ainda é um desafio devido ao domínio das interações incoerentes. Diferentemente das colisões elétron-íon, onde a separação desses dois processos é esperada ser possível pela detecção dos fragmentos da quebra nuclear produzidos em processos incoerentes [73, 210], a situação nas UPCs é mais complexa. Como os campos eletromagnéticos presentes nas UPCs são tão fortes, a probabilidade dos núcleos participantes da produção do méson vetorial sofram trocas adicionais e independentes de fótons é muito grande. Essas interações adicionais podem excitar os núcleos produzindo nêutrons em rapidez muito grandes (para uma discussão recente, ver, por exemplo, Ref. [211]). Portanto, novas estratégias devem ser implementadas para sondar a produção coerente para grande momento transferido. Resultados promissores foram obtidos recentemente pela Colaboração ALICE [212].

Alguns comentários finais podem ser feitos. Em nossa análise dos processos coerentes, negligenciamos o impacto dos efeitos de interferência dos dois núcleos colididos na distribuição de momento transversal. Tal efeito, proposto inicialmente na Ref. [213] e verificado na fotoprodução coerente de ρ pela Colaboração STAR [214], implica em uma interferência destrutiva que suprime a produção de mésons vetoriais em pequeno momento transversal. Isso ocorre devido ao fato que para $p_T < 1/\langle b \rangle$, onde $\langle b \rangle$ é o parâmetro de impacto médio, é impossível determinar qual núcleo emitiu o fóton e qual atua como alvo. Como os sinais das duas amplitudes são opostos devido à paridade negativa do méson vetorial, existe uma interferência destrutiva. Como apontado na Ref. [213], para a produção de J/Ψ em UPCs no LHC, o parâmetro de impacto médio é muito grande, o que implica que a redução no espectro- $|t|$ ocorrerá para valores muito pequenos de p_T , próximo de $p_T = 0$. Por outro lado, em valores maiores de momento transversal, a distribuição não é afetada pela interferência. Portanto, espera-se que o impacto de interferência nos resultados apresentados na Fig. (6.3) seja muito pequeno. É importante enfatizar que tal conclusão não é válida para a produção coerente de J/Ψ em colisões periféricas, onde $b < 2R$, uma vez que nessas colisões o valor de $\langle b \rangle$ torna-se pequeno, principalmente para colisões mais centrais. Como consequência, o limite em p_T afetado pelos efeitos de interferência aumenta e não pode ser desprezado na análise do espectro- $|t|$. Um indício da interferência foi vista nos resultados recentes obtidos pela Colaboração STAR [215], que é consistente com as previsões teóricas apresentadas nas Refs. [216, 217] para colisões periféricas.

6.3 Conclusão

As colisões ultraperiféricas de íons pesados no LHC e no FCC são uma alternativa importante para restringir a dinâmica QCD em altas energias e, conseqüentemente, a descrição das condições iniciais para colisões centrais e semicentraes. Em particular, o aumento da energia de centro de massa e luminosidade integrada nos próximos experimentos abre novas oportunidades para sondar a função de onda nuclear em um limite de energia inexplorado, onde os efeitos não lineares (saturação) devem contribuir significativamente. Neste capítulo, realizamos uma investigação detalhada da fotoprodução coerente e incoerente de J/Ψ em colisões $PbPb$ considerando os possíveis estados de configurações do nucleon na função de onda nuclear e levando em consideração as correções não lineares da dinâmica QCD. Além disso, também foi apresentada uma comparação com os resultados derivados desconsiderando essas correções. Derivamos predições para as seções de choques dos processos coerente e incoerente considerando os limites de rapidez cobertos pelos detectores centrais e frontais, que demonstraram que as taxas de eventos desses processos são muito grandes e que são sensíveis aos efeitos de saturação. Além disso, as predições para as distribuições de rapidez e quadrado do momento transferido t foram apresentadas. Em particular, esses resultados indicam que a análise experimental da distribuição de momento transversal é útil para discriminar entre diferentes abordagens da dinâmica QCD, bem como para melhorar nossa descrição dos efeitos de saturação de glúons. Finalmente, nossos resultados indicam que uma futura análise experimental dos processos coerente e incoerente será útil para melhorar nosso entendimento da dinâmica QCD em altas energias.

7 Produção exclusiva de mésons vetoriais em colisões elétron-íon no EIC, LHeC e FCC- eh

Os aceleradores elétron-hádron são as instalações ideais para melhorar nosso entendimento sobre a teoria das interações fortes (Cromodinâmica Quântica) no regime de altas energias, onde os glúons desempenham um papel dominante na estrutura hadrônica, onde espera-se que efeitos não lineares sejam importantes [132, 133, 190]. A busca por esses efeitos é uma das grandes motivações para a construção do Colisor Eletron-Íon (EIC) nos Estados Unidos [47, 218, 219], recentemente aprovado, bem como a proposição de futuros colisores elétron-hádron no CERN [41, 60]. Espera-se que esses colisores permitam a investigação da estrutura hadrônica com precisão nunca vista de observáveis inclusivos e difrativos. Em particular, as colisões elétron-núcleo são consideradas ideais para investigar o regime de saturação [48]. A alta densidade de pártons no caso nuclear enaltece um fator $\propto A^{\frac{1}{3}}$ a escalar de saturação nuclear, $Q_{s,A}^2$, que determina o início dos efeitos não lineares na dinâmica QCD.

Nos últimos anos, tal esperança motivou uma intensa fenomenologia sobre as implicações dos efeitos de saturação de glúons nos observáveis [41, 47, 60, 218, 219]. Tais estudos demonstraram que a análise de eventos difrativos pode ser considerada uma prova clara dos efeitos de saturação de glúons em colisões elétron-núcleo [145, 220]. Prevê-se que tais eventos contribuem com metade da seção de choque total no limite assintótico de altas energias, com a outra metade sendo formada por todos os processos inelásticos [221, 222], e os observáveis associados dependem do quadrado da amplitude de espalhamento, o que os torna fortemente sensíveis à dinâmica QCD.

Um dos observáveis mais promissores para sondar a estrutura gluônica dos núcleos e o regime de alta densidade da QCD é a seção de produção exclusiva de mésons vetoriais de grandes núcleos em interações coerentes e incoerentes, representadas na Fig. (7.1). Ambos processos são caracterizados pela presença de um gap de rapidez no estado final devido à troca do estado singleto de cor. No entanto, se o núcleo espalha elasticamente, o processo é chamado de produção coerente, Fig. (7.1) (a). Por outro lado, se o núcleo espalha inelasticamente, o processo é denotado produção incoerente, Fig. (7.1) (b) e soma-se todos os estados do núcleo alvo, exceto aqueles que contêm produção de partículas.

7.1 Formalismo

No formalismo de dipolos de cor, a amplitude de espalhamento pode ser fatorada em termos da flutuação do fóton virtual em um dipolo de cor $q\bar{q}$, do espalhamento dipolo-núcleo por uma troca de um objeto no estado singleto de cor (\mathbb{P}) e da recombinação no

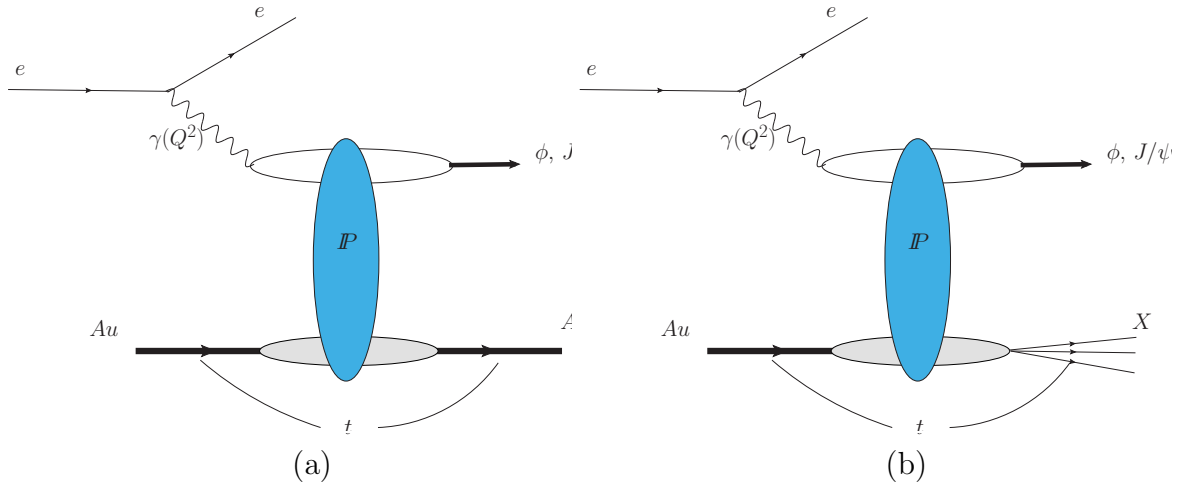


Figura 7.1 - Diagramas típicos para a produção coerente (a) e incoerente (b) de mésons vetoriais em colisões elétron-íon.

estado final exclusivo, sendo dada por (Ver, Ref. [67])

$$\mathcal{A}_{T,L}(x, Q^2, \Delta) = i \int d^2\mathbf{r} \int \frac{dz}{4\pi} \int d^2\mathbf{b} e^{-i[\mathbf{b}-(1-z)\mathbf{r}]\cdot\Delta} (\Psi_V^*\Psi)_{T,L} \frac{d\sigma_{dA}}{d^2\mathbf{b}}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}), \quad (7.1)$$

onde T e L denota as polarizações transversa e longitudinal do fóton virtual, $\Delta = \sqrt{-t}$ é o momento transferido, Q^2 é a virtualidade do fóton e $x = (M^2 + Q^2 - t)/(W^2 + Q^2)$, com W sendo a energia de centro de massa do sistema fóton-núcleo e M a massa do méson vetorial. As variáveis \mathbf{r} e z são o tamanho transverso do dipolo e a fração de momento do fóton carregada pelo quark (o antiquark carregada $1 - z$), respectivamente, e \mathbf{b} é o parâmetro de impacto do dipolo em relação ao alvo. Além disso, $(\Psi_V^*\Psi)_{T,L}$ denota a função de onda entre o fóton virtual e as funções de ondas dos mésons e $d\sigma_{dA}/d^2\mathbf{b}$ é a seção de choque dipolo-núcleo, dada pela Eq. (6.6) (para um dipolo no parâmetro de impacto \mathbf{b}), que carrega toda as informações sobre o espalhamento hadrônico e, portanto, sobre os efeitos não lineares e quânticos na função de onda hadrônica [132, 133, 190]. As seções de choques diferenciais para as interações coerente e incoerente são dadas por

$$\left. \frac{d\sigma^{\gamma^*A \rightarrow V A}}{dt} \right|_{T,L}^{coh} = \frac{1}{16\pi} \left| \left\langle \mathcal{A}_{T,L}(x, Q^2, \Delta) \right\rangle \right|^2, \quad (7.2)$$

e

$$\left. \frac{d\sigma^{\gamma^*A \rightarrow V X}}{dt} \right|_{T,L}^{inc} = \frac{1}{16\pi} \left(\left\langle \left| \mathcal{A}_{T,L}(x, Q^2, \Delta) \right|^2 \right\rangle - \left| \left\langle \mathcal{A}_{T,L}(x, Q^2, \Delta) \right\rangle \right|^2 \right), \quad (7.3)$$

onde $\langle \dots \rangle$ representa a média sobre as configurações da função de onda nuclear e $X = A^*$

é o estado dissociativo gerado na interação incoerente.

Conforme demonstrado nas Refs. [73, 199–201], as produções coerentes e incoerentes investigam diferentes aspectos da distribuição de glúons do alvo. Tem-se que, no caso coerente, a média é realizada ao nível da amplitude de espalhamento. Isso implica que o perfil de densidade média da densidade de glúons é sondado nesse processo. Por outro lado, no caso incoerente, a média sobre configurações está no nível da seção de choque, o que implica que a seção de choque incoerente resultante é proporcional à variância da amplitude com respeito as configurações do nucleon no núcleo. Como consequência, os processos incoerentes medem as flutuações da densidade de glúons dentro do núcleo.

Durante os últimos anos, vários estudos da produção coerente e incoerente de mésons vetoriais em colisões elétron-íon e de íons pesados em colisões ultraperféricas foram realizadas considerando diferentes estados finais e distintos tratamentos para a seção de choque dipolo-núcleo e média sobre configurações de nucleon (ver Refs. [7, 73, 196, 201, 220]). Nosso objetivo na Ref. [8] foi estender os estudos anteriores, apresentando resultados numéricos calculados usando dois distintos modelos para a dinâmica QCD, para a produção de J/Ψ e ϕ na cinemática relevante para o EIC, LHeC e FCC-*eh*. Neste capítulo apresentaremos as previsões para as seções de choques total e distribuição do quadrado do momento transversal, obtidas na Ref. [8] levando em consideração os efeitos de saturação, e os resultados serão comparados com aqueles derivados desconsiderando esses efeitos. As previsões para a eletroprodução de mésons vetoriais em colisões elétron-íons nas energias LHeC e FCC-*eh* foram apresentadas pela primeira vez na literatura na Ref. [8].

7.2 Resultados

Inicialmente, vamos apresentar os principais ingredientes em nossos cálculos das seções de choques coerente e incoerente. Como nos cálculos anteriores, a função de sobreposição de funções de onda, $((\Psi_V^* \Psi)_i)$, será descrita usando o modelo de Boosted Gaussian (Para mais detalhes, ver Ref. [195]). Além disso, iremos descrever a seção de choque dipolo-núcleo usando o formalismo de Glauber-Gribov [112, 113, 115, 144], que implica que $d\sigma_{dA}/d^2\mathbf{b}$ é dado por

$$\frac{d\sigma_{dA}}{d^2\mathbf{b}} = 2 \left(1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma_{dp}(x, \mathbf{r}^2) T_A(\mathbf{b}) \right] \right), \quad (7.4)$$

onde σ_{dp} é a seção de choque de dipolo-próton e $T_A(\mathbf{b})$ é função perfil nuclear. Além disso,

como na Ref. [73] a seção de choque dipolo-próton será dada por

$$\sigma_{dp}(x, \mathbf{r}^2) = \frac{\pi^2 r^2}{N_c} \alpha_s(\mu^2) xg\left(x, \mu^2 = \frac{4}{r^2} + \mu_0^2\right), \quad (7.5)$$

onde a distribuição de glúons evolui via equação DGLAP, com a condição inicial em μ_0^2 considerada como sendo $xg(x, \mu_0^2) = A_g x^{-\lambda_g} (1-x)^{5,6}$. Aqui assumiremos os parâmetros A_g , λ_g e μ_0^2 obtidos na Ref. [67] para o modelo IP-SAT. Denotaremos por b-Sat as predições derivadas usando a Eq. (7.4) como entrada nos cálculos. Por comparação, também apresentaremos predições derivadas desconsiderando os efeitos de saturação, com a seção de choque dipolo-núcleo sendo dada por:

$$\frac{d\sigma_{dA}}{d^2\mathbf{b}} = \sigma_{dp}(x, \mathbf{r}^2) T_A(\mathbf{b}). \quad (7.6)$$

As predições associadas serão denotadas por b-NonSat daqui em diante. É importante enfatizar que o cenário b-NonSat viola a unitariedade e suas predições são válidas apenas em uma faixa limitada de energias de centro de massa. A comparação entre as predições b-Sat e b-NonSat é útil para determinar a região onde os efeitos não lineares, associados às correções de unitariedade, tornam-se não desprezíveis. Em nossos cálculos, também incluiremos a correção de assimetria, multiplicando as seções de choques coerente e incoerente pelo fator R_g^2 , como feito na Ref. [203]. Além disso, o perfil nuclear $T_A(\mathbf{b})$ será descrito levando em consideração todos os estados possíveis de configurações do nucleon na função de onda nuclear. Assumiremos que cada nucleon no núcleo tem um perfil Gaussiano de largura B_G centrado em posições aleatórias amostradas a partir de um perfil nuclear Woods-Saxon como segue [73, 201]

$$T_A(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi B_G} \sum_{i=1}^A \exp\left[-\frac{(\mathbf{b} - \mathbf{b}_i)^2}{2B_G}\right], \quad (7.7)$$

com $B_G = 4,0 \text{ GeV}^2$, conforme determinado na Ref. [67] através do ajuste aos dados de HERA. Os cálculos numéricos serão realizados usando o gerador de eventos Sartre proposto na Ref. [73] e detalhado na Ref. [202]. Para realizar as médias presentes nas seções de choques coerente e incoerente, consideramos 500 configurações distintas de núcleons. Conforme demonstrado em [73], este número de configurações é suficiente para obter uma boa descrição das seções de choques para $|t| \leq 0,08 \text{ GeV}^2$, que é o limite de interesse em nosso estudo.

No que segue, analizaremos a fotoprodução ($Q^2 \approx 0$) e eletroprodução ($Q^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$) de

Colisor	Energia do Elétron	Energia do Íon Pesado
EIC	21 GeV	100 GeV/núcleon
LHeC	60 GeV	2800 GeV/núcleon
FCC - <i>eh</i>	60 GeV	7885 GeV/núcleon

Tabela 7.1 - Energias do Elétron e Íon Pesado consideradas em nossas análises em colisões elétron-íon no EIC, LHeC and FCC - *eh*.

mésons vetoriais em colisões elétron-íon, apresentando predições para as seções de choques total e distribuição de momento transversal. Consideramos três configurações diferentes para as energias do elétron e íon pesado, resumidas na Tabela (7.1), que correspondem às planejadas para o EIC, LHeC e FCC-*eh*. Como estamos interessados na dependência energética de nossas predições, assumiremos para todos os colisores que $A = 197$. A dependência do número de massa atômica foi investigada, por exemplo, na Ref. [223], a qual remetemos o leitor para uma discussão mais detalhada. Além disso, selecionamos os eventos em que $|t| \leq 0,08 \text{ GeV}^2$. Nosso foco é estimar o impacto dos efeitos de saturação na produção de mésons vetoriais.

Prevê-se, que tais efeitos sejam dominantes no limite cinemático onde $Q_{s,A} \gtrsim \mu$, com μ sendo a escala dura do processo. No caso da produção de mésons vetoriais, tem-se que $\mu \propto \sqrt{M^2 + Q^2}$. Além disso, para um Q^2 fixo, a principal contribuição para a função $(\Psi_V^* \Psi)_{T,L}$ vem de dipolos com maiores valores de \mathbf{r} para o méson ϕ do que para J/Ψ [195]. Portanto, os estados do méson leve e pesado sondam a seção de choque dipolo-núcleo em diferentes valores de \mathbf{r} . Assim, estudando esses dois estados finais, estamos mapeando diferentes configurações do tamanho do dipolo que sondam diferentes regimes da dinâmica QCD. Em particular, esperamos que a produção do méson ϕ seja mais sensível aos efeitos de saturação do que os mésons pesados, como o J/Ψ , especialmente para menores valores de Q^2 . Além disso, também esperamos que o impacto desses efeitos diminua com o aumento da virtualidade do fóton.

Um comentário pode ser feito. Estudos recentes, realizados nas Refs. [208, 224], investigaram a contribuição dos efeitos não perturbativos para o modelo de dipolo, quando os tamanhos do dipolo que contribuem para os processos tornam-se grandes. Em particular, os resultados obtidos na Ref. [224] para a produção exclusiva de mésons vetoriais indicam que o impacto desses efeitos é pequeno para a produção de J/Ψ , independente da virtualidade do fóton. Em contraste, para o caso do ρ , as correções não perturbativas são grandes para $Q^2 = 0$ e diminuem com o aumento da virtualidade do fóton. Conforme demonstrado na Ref. [195], as funções de sobreposição $(\Psi^{V*} \Psi)_i$ para os mésons ϕ e ρ são semelhantes e dominadas por grandes dipolos, quando $Q^2 = 0$. Consequentemente,

J/Ψ	EIC		LHeC		FCC – eh	
Modelo de Dipolo	b-Sat	b-NonSat	b-Sat	b-NonSat	b-Sat	b-NonSat
Coerente						
$Q^2 \leq 1,0 \text{ GeV}^2$	521,8	716,9	1095,5	1563,0	1103,0	1578,5
$1,0 \leq Q^2 \leq 10,0 \text{ GeV}^2$	61,2	81,2	138,5	188,0	139,0	188,7
$5,0 \leq Q^2 \leq 10,0 \text{ GeV}^2$	8,8	11,1	21,7	28,0	22,0	28,4
Incoerente						
$Q^2 \leq 1,0 \text{ GeV}^2$	39,3	82,5	77,3	150,3	78,1	151,8
$1,0 \leq Q^2 \leq 10,0 \text{ GeV}^2$	4,8	8,8	10,1	17,5	10,2	17,7
$5,0 \leq Q^2 \leq 10,0 \text{ GeV}^2$	0,7	1,1	1,6	2,5	1,7	2,6

Tabela 7.2 - Seção de choque em nb , para a produção coerente e incoerente de J/Ψ em colisões eAu no EIC, LHeC e FCC - eh . Predições para $|t| \leq 0,08 \text{ GeV}^2$ e distintos limites para a virtualidade do fóton Q^2 .

ϕ	EIC		LHeC		FCC – eh	
Dipole Model	b-Sat	b-NonSat	b-Sat	b-NonSat	b-Sat	b-NonSat
Coerente						
$Q^2 \leq 1,0 \text{ GeV}^2$	24544,4	304383,0	39022,0	453970,0	39870,0	462055,0
$1,0 \leq Q^2 \leq 10,0 \text{ GeV}^2$	407,1	2308,4	726,7	3832,0	732,3	3874,1
$5,0 \leq Q^2 \leq 10,0 \text{ GeV}^2$	16,3	48,5	33,0	92,4	33,3	91,7
Incoerente						
$Q^2 \leq 1,0 \text{ GeV}^2$	4938,3	73192,1	5564,0	83060,0	5667,2	84349,1
$1,0 \leq Q^2 \leq 10,0 \text{ GeV}^2$	71,4	528,6	87,0	635,6	87,7	645,8
$5,0 \leq Q^2 \leq 10,0 \text{ GeV}^2$	2,1	8,3	3,1	11,6	3,2	12,0

Tabela 7.3 - Seção de choque em nb , para a produção coerente e incoerente de ϕ em colisões eAu no EIC, LHeC e FCC - eh . Predições para $|t| \leq 0,08 \text{ GeV}^2$ e distintos limites para a virtualidade do fóton Q^2 .

podemos esperar que a contribuição dos efeitos não perturbativos podem afetar nossas predições para a fotoprodução ϕ . Por outro lado, é importante enfatizar que não se espera que nossas predições para a eletroprodução do méson ϕ seja fortemente modificada por esses efeitos. Tais aspectos merecem uma análise mais detalhada, que pretendemos realizar em um futuro próximo.

Nas Tabelas (7.2) e (7.3), apresentamos nossos resultados para a produção coerente e incoerente de J/Ψ e ϕ , respectivamente, considerando distintos intervalos de Q^2 . As seções de choques aumentam com a energia e diminuem em maiores virtualidades. Como esperado, o impacto dos efeitos de saturação é maior para a produção de ϕ do que para J/Ψ , principalmente no limite de $Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$, com os efeitos de saturação de glúon diminuindo a magnitude das seções de choques. Em particular, para a produção exclusiva de ϕ , as

predições b-Sat e b-Nonsat difere por um fator ≥ 10 para $Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$. Por outro lado, para a produção de J/Ψ , as predições são semelhantes. Esses resultados são esperados, uma vez que os efeitos de saturação de glúons são previstos suprimir a contribuição dos grandes tamanhos de dipolos, que são dominantes no caso do ϕ no regime de fotoprodução, mas contribuem menos para a produção de J/Ψ . Tem-se também, que o processo coerente é dominante, o que é esperado, uma vez que a produção coerente é caracterizada por um pico de difração frontal, sendo muito maior que a incoerente para pequenos valores de $|t|$ (ver abaixo). Prevemos seções de choques da ordem de nb , o que implica um grande número de eventos por ano no EIC / LHeC / FCC-*eh*, dada a alta luminosidade esperada para esses aceleradores [41,60,218,218,219]. Como consequência, esperamos que uma futura análise dos processos coerentes e incoerentes sejam, em princípio, viável. Nossos resultados indicam que tal estudo pode ser útil para discriminar entre os cenários b-Sat e b-NonSat.

Uma alternativa importante para sondar a dinâmica QCD em altas energias e fornecer informações sobre a distribuição espacial dos glúons no alvo e sobre as flutuações dos campos de cor é o estudo da distribuição do momento transferido ao quadrado (t) [177, 178, 194], que nos permite separar os processos coerente e incoerente. Nossas predições são apresentadas nas Figs. (7.2) e (7.3) para a produção de J/Ψ e ϕ , respectivamente. Apresentamos predições para distintos limites de virtualidade do fóton e em diferentes colisores. Tem-se que a produção coerente domina em pequeno $|t|$ e as incoerentes domina em grandes valores de momento transferido, de acordo com resultados anteriores [177,201]. Tais comportamentos são esperados, uma vez que a probabilidade do núcleo quebrar torna-se maior quando o momento dado ao núcleo é aumentado e torna-se zero para $|t| \rightarrow 0$, onde os estados não podem ser produzidos. Além disso, tem-se que as seções de choque coerentes exibem claramente o padrão difrativo típico, sendo caracterizado por um pico de difração frontal, enquanto as incoerentes são caracterizadas por uma dependência de t plana.

Para estimar o impacto dos efeitos não lineares, na Fig.(7.4) apresentamos a razão entre as predições b-Sat e b-NonSat para a fotoprodução coerente (painéis esquerdos) e incoerente (painéis direitos) de J/Ψ (painéis superiores) e ϕ (painéis inferiores) em colisões eAu para distintas energias e diferentes limites da virtualidade do fóton Q^2 . Apresentamos nossas predições para o intervalos de t onde se espera que os processos coerentes e incoerentes dominem.

Podemos ver que os efeitos de saturação reduzem a normalização das predições incoerentes, com a diferença entre as predições b-Sat e b-NonSat aumentando com a energia e sendo maior para a produção de ϕ . Além disso, essa diferença também diminui em maiores Q^2 .

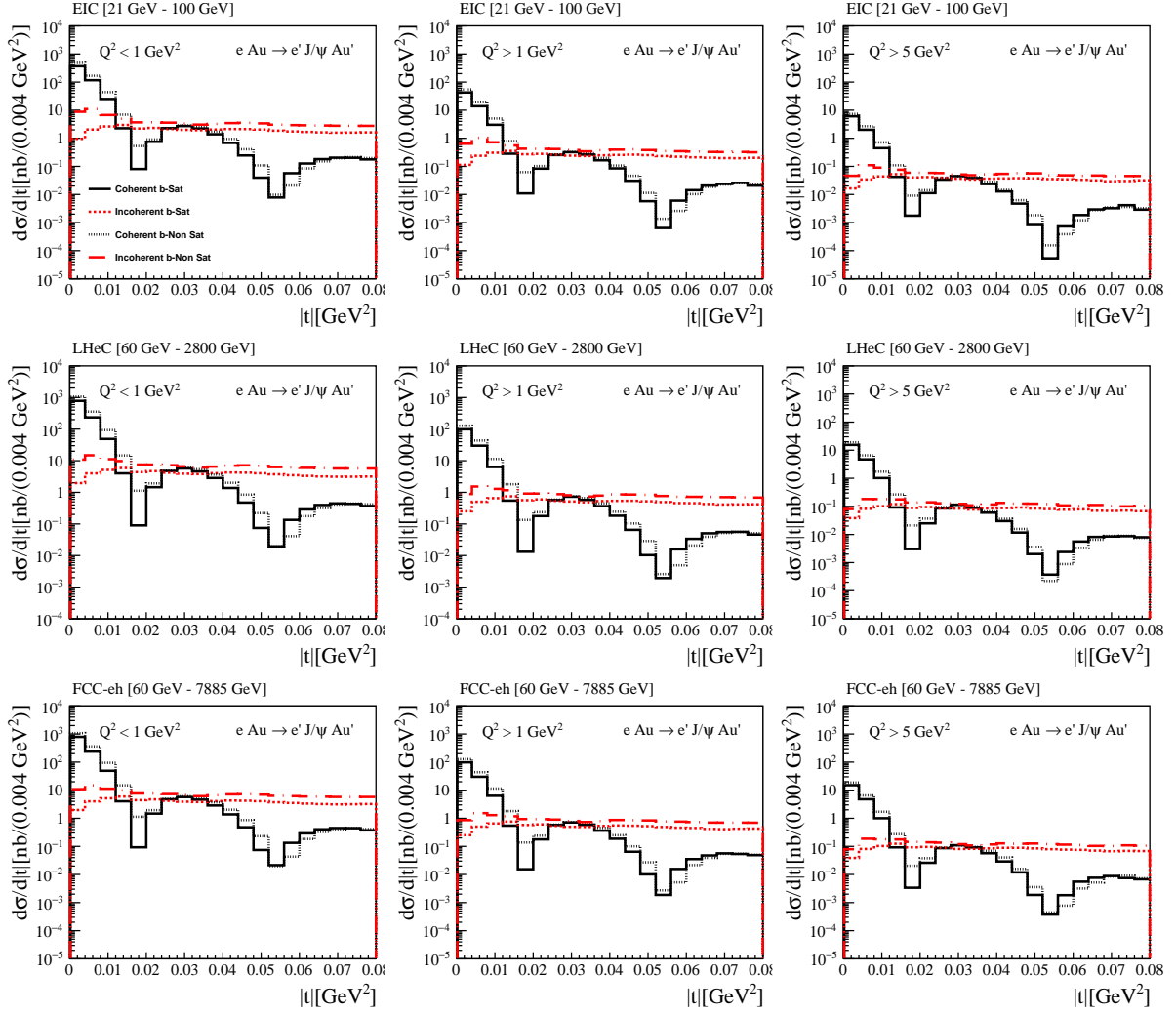


Figura 7.2 - Distribuição de momento transverso para a fotoprodução coerente e incoerente de J/Ψ em colisões eAu para as energias do EIC (painéis superiores), LHeC (painéis do meio) e FCC- eh (painéis inferiores), e diferentes limites da virtualidade do fóton Q^2 .

Para o caso coerente, tem-se também que a normalização é suprimida pelos efeitos de saturação, com o impacto sendo maior para a produção de ϕ . Porém, tal supressão é menor em comparação ao previsto para a produção incoerente.

Como observado nas Refs. [177,178], a posição dos dips nas previsões coerentes é sensível à presença dos efeitos de saturação. Nossos resultados para a produção de J/Ψ , apresentados na Fig. (7.2), indicam que a posição do segundo dip é mais dependente da descrição da dinâmica QCD, com as previsões tornando-se mais distintas em energias maiores. No entanto, a diferença entre as previsões b-Sat e b-NonSat é pequena para esse estado final, o que implica que a produção coerente de J/Ψ não é ideal para discriminar entre esses dois cenários. Em contraste, nossos resultados para a produção de ϕ , apresentados na Fig. (7.3), demonstram que este estado final é muito sensível aos efeitos de saturação,

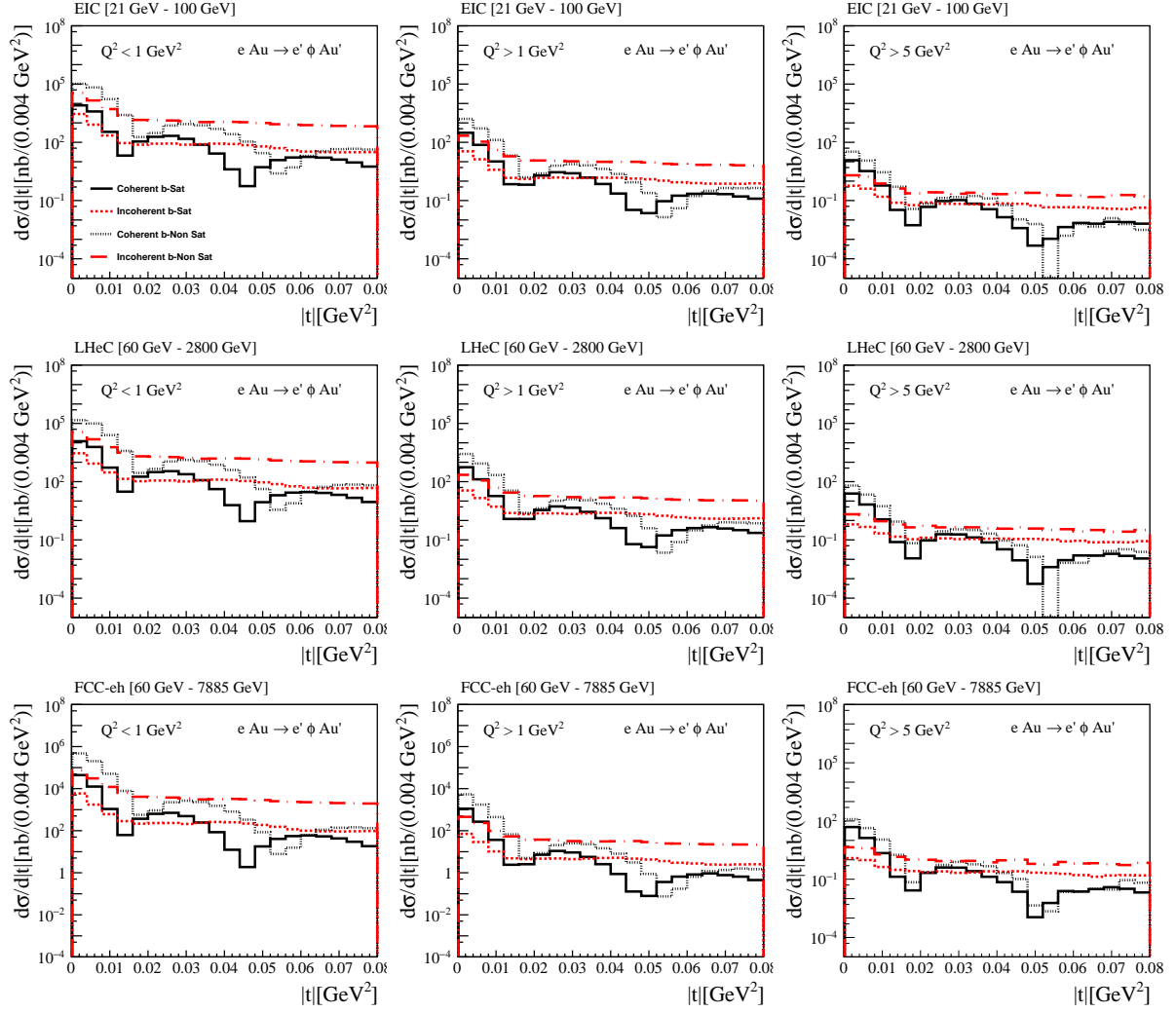


Figura 7.3 - Distribuição de momento transverso para a fotoprodução coerente e incoerente de ϕ em colisões eAu para as energias do EIC (painéis superiores), LHeC (painéis do meio) e FCC-eh (painéis inferiores), e diferentes limites da virtualidade do fóton Q^2 .

com a posição dos dips sendo fortemente dependente do modelo usado para descrever a seção de choque dipolo-núcleo. Tem-se também que a diferença entre as previsões diminui para grandes virtualidades dos fótons (ver Fig. 7.4). Tal resultado é esperado, uma vez que para grande Q^2 , a escala dura μ torna-se maior que a escala de saturação nuclear $Q_{s,A}$ e o processo neste limite cinemático é dominado pela dinâmica QCD linear. Nossos resultados para a produção de ϕ indicam que uma futura análise experimental desse estado final será capaz de restringir a presença dos efeitos de saturação, bem como sondar a transição entre os regimes linear e não linear da dinâmica QCD.

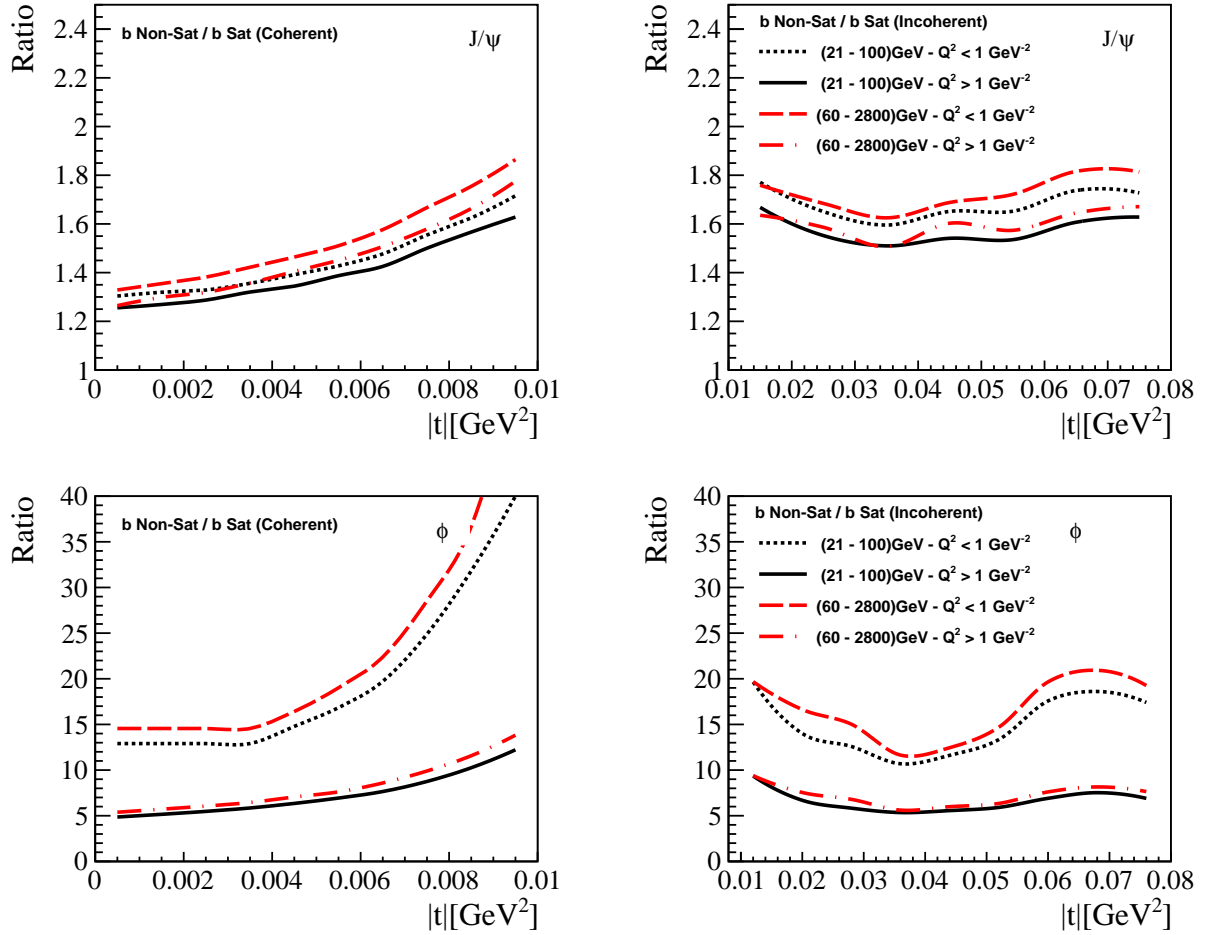


Figura 7.4 - Razão entre as previsões b-Non e b-Sat para a fotoprodução coerente (painéis da esquerda) e incoerente (painéis da direita) de J/Ψ (painéis superiores) e ϕ (painéis inferiores) em colisões eA . Resultados para as energias do EIC (curvas pretas) e do LHeC (curvas vermelhas) e diferentes limites de virtualidade do fóton Q^2 .

7.3 Conclusão

As futuras colisões elétron-íon permitirão estudar o regime de alta densidade de glúons da QCD, onde se espera que a contribuição dos efeitos não lineares (saturação) determine o comportamento dos observáveis inclusivos e exclusivos. Neste capítulo, investigamos o impacto desses efeitos na produção exclusiva de mésons vetoriais. Nós nos concentramos na produção coerente e incoerente de ϕ e J/Ψ , que sondam diferentes regimes da dinâmica QCD. Estimamos as seções de choques e as distribuições de momento transferido para os limites cinemáticos que serão sondados pelo EIC, LHeC e FCC- eh , considerando os possíveis estados de configurações do nucleon na função de onda nuclear e levando em consideração as correções não lineares da dinâmica QCD. Além disso, também foi apresentada uma comparação com os resultados derivados desconsiderando essas correções. Dmons-

tramos que as taxas de eventos desses processos são muito grandes e que a produção de ϕ é muito sensível aos efeitos de saturação. Em particular, esses resultados indicam que a análise experimental da distribuição do momento transversal é útil para discriminar entre diferentes abordagens da dinâmica QCD, bem como para melhorar nossa compreensão da descrição dos efeitos de saturação de glúon. Finalmente, nossos resultados indicam que uma futura análise experimental dos processos coerentes e incoerentes será útil para melhorar nosso entendimento da dinâmica QCD em altas energias.

8 Espalhamento Compton Profundamente virtual no EIC e no LHeC: Uma comparação entre abordagens de saturação

Um dos principais objetivos dos futuros colisores elétron-íon no BNL (EIC) [47, 218, 219] e no CERN (LHeC) [41, 60], é melhorar nossa compreensão sobre a imagem quântica 3D dos pártons dentro do próton e núcleo, medindo a posição do párton, momento e momento angular com precisão nunca visto. Teoricamente, todas as informações quânticas de como os pártons são distribuídos dentro dos hádrons é compilada na distribuição de Wigner do espaço de fase quântico, que incluem informações sobre as distribuições generalizadas de pártons (GPDs) e distribuições de pártons do momento transversal (TMDs), (ver Refs. [119–121, 225–229]). Experimentalmente, a imagem tomográfica dos hádrons pode ser revelada no espalhamento profundamente inelástico elétron-hádron por medições de processos exclusivos, em que o hádron permanece intacto após o espalhamento da sonda leptônica.

Tem-se que a transformada de Fourier das seções de choques diferenciais associadas a $d\sigma/dt$, onde t é o quadrado do 4-momento transferido ao quadrado entre o hádron de entrada e o espalhado, podem ser usada para obter as distribuições espaciais transversa de quarks e glúons em prótons e núcleos. Em particular, espera-se que a futura análise experimental da produção de dijet difrativo [122, 123, 126, 127, 230, 231] e o Espalhamento Compton Profundamente Virtual (DVCS) [232–234] no EIC e no LHeC sondem diretamente o GPD dos glúons.

Neste capítulo apresentaremos os resultados publicados na Ref. [9], onde focamos no processo DVCS coerente, representado na Fig. (8.1), ou seja, na produção de um fóton real com o hádron alvo permanecendo intacto. Em grandes energias, este processo é determinado pelo conteúdo de glúons do alvo, com a seção de choque sendo proporcional ao quadrado da amplitude de espalhamento e, conseqüentemente, sendo fortemente sensível à dinâmica QCD subjacente. Para estudos anteriores, ver por exemplo, Refs. [107, 235–238]. Além disso, o comportamento de $d\sigma/dt$ em pequeno x é determinado pela dependência do parâmetro de impacto da amplitude de espalhamento $N(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$ de um dipolo alvo, onde \mathbf{r} é o tamanho transversal do dipolo e \mathbf{b} o parâmetro de impacto. A amplitude compila a informação sobre o espalhamento hadrônico, bem como os efeitos não lineares e quânticos na função de onda hadrônica [132, 133, 190].

Nos últimos anos, vários grupos propuseram diferentes abordagens fenomenológicas para descrever $N(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$, que são baseadas no formalismo do condensado de vidro de cor [62, 90, 92, 134, 239] e descrevem com sucesso um grande conjunto de observáveis em colisões ep , pp , pA e AA . Em particular, as abordagens IP-Sat [107, 240] e b-CGC [109, 110]

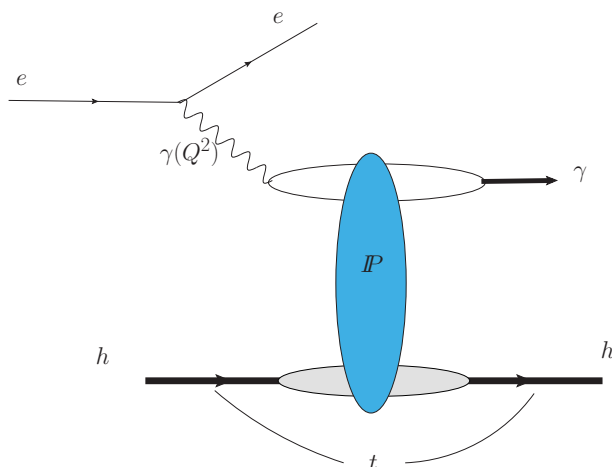


Figura 8.1 - Espalhamento Compton profundamente virtual em processos difrativos coerentes, onde o hádron pode ser um próton ou um núcleo.

são capazes de descrever os dados DVCS obtidos na faixa cinemática coberta pelo experimento HERA. Uma deficiência desses modelos é que as dependências \mathbf{b} associadas não são baseadas nas soluções da equação de Balitsky-Kovchegov (BK) [12, 204–207], que é a aproximação de campo médio da hierarquia infinita de equações acopladas para as correlações das linhas de Wilson previstas pelo formalismo CGC [62, 90, 92, 134, 204–206, 239]. Além disso, esses modelos foram propostos para um alvo de prótons e sua extensão para um alvo nuclear é, em geral, realizada usando a abordagem de Glauber-Gribov (GG) [113, 115, 143, 144] (ver, por exemplo, Refs. [145, 222, 241]). Recentemente, nas Refs. [100–102], o parâmetro de impacto e a dependência de energia de $N(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$ foram derivados resolvendo a equação BK e levando em consideração as correções colineares [242–244] para o kernel da equação de evolução tanto para prótons quanto para alvos nucleares. Um dos objetivos da Ref. [9], foi estimar as seções de choques do DVCS usando esta abordagem e apresentar, pela primeira vez, uma comparação entre suas previsões e os dados de HERA. Outro objetivo foi apresentar uma extensa comparação entre as previsões das distintas abordagens de saturação para a dependência energética da seção de choque total e para as distribuições em t , considerando a faixa cinemática coberta pelos futuros colisores elétron-íon. Nossa principal motivação foi verificar se os futuros dados experimentais para o processo DVCS podem ser usados para discriminar entre esses distintos tratamentos da dinâmica QCD em altas energias. Neste capítulo apresentamos uma síntese dos resultados obtidos na Ref. [9].

8.1 Formalismo

Vamos começar apresentando uma breve revisão do Espalhamento Compton Profundamente Virtual (DVCS) em colisões elétron-hádrôn, representado na Fig. (8.1). Este processo é caracterizado por um fóton real e um hádrôn intacto no estado final, com um intervalo de rapidez separando esses sistemas. Na abordagem de dipolos de cor a amplitude de espalhamento para a produção exclusiva de fótons reais $\gamma^*h \rightarrow \gamma h$ pode ser fatorada em termos da flutuação do fóton virtual em um dipolo de cor $q\bar{q}$, o espalhamento dipolo-hádrôn por uma troca singlete de cor (\mathbb{P}) e a recombinação no estado final exclusivo γ . Conforme demonstrado nas Refs. [107, 233, 234], a amplitude DVCS pode ser escrita como

$$A^{\gamma^*h \rightarrow \gamma h}(x, r, \Delta, Q^2) = \int db(2\pi b) \int dr(2\pi r) \times \int dz \sum_f (\Psi_{\gamma^*}^* \Psi_\gamma)^f J_0(b \Delta) J_0([1 - 2z]r \Delta/2) \frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{d^2b}, \quad (8.1)$$

onde r é o tamanho do dipolo $q\bar{q}$, b é o parâmetro de impacto, $\Delta^2 = -t$, e, z e $(1 - z)$ são as frações de momento do fóton de entrada transportada pelo quark e anti-quark, respectivamente. Além disso, a função de sobreposição $(\Psi_{\gamma^*}^* \Psi_\gamma)^f$ é dada por

$$(\Psi_{\gamma^*}^* \Psi_\gamma)^f = \frac{N_c \alpha_{em}}{2\pi^2} e_f^2 \times [z^2 + (1 - z)^2] \epsilon_1 K_1(\epsilon_1 r) \epsilon_2 K_1(\epsilon_2 r) + m_f^2 K_0(\epsilon_1 r) K_0(\epsilon_2 r), \quad (8.2)$$

onde m_f e e_f são a massa e a carga de um quark com sabor f . A seção de choque para a amplitude de dipolo de um alvo em um parâmetro de impacto b é denotada por $d\sigma_{q\bar{q}}/d^2b$ e está relacionado com a amplitude de espalhamento dipolo-alvo $N_h(x, r, b)$, por

$$\frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{d^2b} = 2N_h(\bar{x}, r, b), \quad (8.3)$$

onde $\bar{x} = x(1 + 4m_f^2/Q^2)$, com x sendo a variável de Bjorken. Como consequência, tem-se que a dependência de energia, virtualidade do fóton, momento transversal e número atômico da seção de choque DVCS são determinadas pela evolução de N e, consequentemente, dependem fortemente da descrição da dinâmica QCD. Um aspecto importante, que deve ser enfatizado, é que embora a seção de choque DVCS seja menor que a do méson vetorial, ela não é afetada pelas incertezas teóricas associadas ao escasso conhecimento das funções de onda do méson vetorial. O que implica que o processo DVCS pode ser considerado uma sonda direta da dinâmica QCD para a interação dipolo-alvo.

No formalismo do CGC [62, 90, 92, 134, 239], a amplitude de espalhamento pode ser obtida resolvendo a equação BK, que é dada por [12, 204–207]

$$\begin{aligned} \frac{\partial N(\mathbf{r}, \mathbf{b}, Y)}{\partial Y} &= \int d\mathbf{r}_1 k(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) [N(\mathbf{r}_1, \mathbf{b}_1, Y) + N(\mathbf{r}_2, \mathbf{b}_2, Y) - N(\mathbf{r}, \mathbf{b}, Y) \\ &\quad - N(\mathbf{r}_1, \mathbf{b}_1, Y)N(\mathbf{r}_2, \mathbf{b}_2, Y)], \end{aligned} \quad (8.4)$$

onde Y é a rapidez, $r \equiv |\mathbf{r}|$, $r_1 \equiv |\mathbf{r}_1|$ e $r_2 \equiv |\mathbf{r}_2|$ são os tamanhos transversais do dipolo original e dos dois dipolos filhos, respectivamente, e $b_i \equiv |\mathbf{b}_i|$ são os correspondentes parâmetros de impacto. A evolução ocorre na rapidez $Y = \ln(x_0/x)$, onde x é a variável de Bjorken e x_0 dá o valor inicial da variável Bjorken para a evolução. A forma do kernel, $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$, depende das aproximações assumidas para tratar as correções além da ordem dominante associadas, por exemplo, à evolução da constante de acoplamento e dos logaritmos colineares que surgem na expansão perturbativa. Conforme apontado na introdução, vamos nos concentrar neste estudo por meio da abordagem proposta nas Refs. [100–102], que é baseada na solução da equação de Balitsky-Kovchegov para a amplitude de espalhamento dipolo-hádron incluindo a dependência do parâmetro de impacto e usando o kernel colinearmente melhorado proposto nas Refs. [242–244]. Em tal abordagem, a cauda tipo potência (Coulomb) em grandes parâmetros de impacto, encontrada na solução da equação BK em ordem dominante na Ref. [245], é suprimida por correções de ordem superior que impõem ordenação temporal das emissões de glúons. Nas Refs. [100, 101], a equação BK com o kernel colinearmente melhorado foi resolvida para um alvo de prótons, assumindo que a condição inicial é dada pela combinação no modelo GBW [103, 104] para a dependência do tamanho r do dipolo e de uma distribuição Gaussiana para a dependência do parâmetro de impacto. O parâmetro foi fixado usando dados de HERA para F_2 e para a distribuição em t da fotoprodução de J/Ψ . As soluções resultantes serão denotadas por b-BK a seguir.

Na Fig. (8.2), apresentamos a dependência do parâmetro de impacto da solução b-BK para um alvo de prótons considerando dois valores de x e um tamanho de dipolo fixo. Tais predições são comparadas com as predições dos modelos IP-Sat e b-CGC (ver, por exemplo, Refs. [107, 109, 240]), que são modelos fenomenológicos baseados na física do CGC, que assumem distintas dependências do parâmetros de impacto para a amplitude de espalhamento. Além disso, também apresentamos as predições do modelo IP-nonSat, que pode ser derivada do modelo IP-Sat desconsiderando o impacto das correções de múltiplos espalhamentos que levam em conta os efeitos não lineares da QCD neste modelo. Portanto, a comparação entre as predições IP-nonSat e as de outros modelos nos permite estimar o impacto dos efeitos de saturação para um alvo de prótons. Para $x = 10^{-3}$ (painel

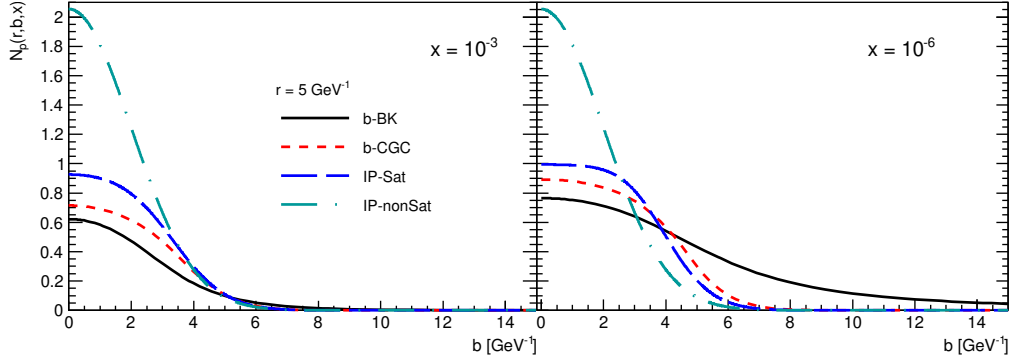


Figura 8.2 - Predições das diferentes abordagens não lineares para dependência do parâmetros de impacto da amplitude de espalhamento dipolo-próton considerando dois valores distintos de x ($= 10^{-3}$ e 10^{-6}) e um tamanho de dipolo fixo ($r = 5 \text{ GeV}^{-1}$).

esquerdo), tem-se que as predições são semelhantes para grandes parâmetros de impacto. Em contraste, as predições para pequeno b são distintas, com o modelo IP-nonSat violando o limite de unitariedade, $N_p \leq 1$. Tal violação também é observada para pequenos valores de x (painel direito). Além disso, as distribuições previstas pelos modelos b-BK, IP-Sat e b-CGC tornam-se mais amplas com a diminuição de x , onde o comportamento de N_p em grande b depende do modelo de dipolo considerado. Em particular, a solução b-BK prevê uma cauda longa, como já demonstrado nas Refs. [100, 101]. Tais resultados motivam o estudo de observáveis que são sensíveis à dependência do parâmetro de impacto e, conseqüentemente, à modelagem de N . As distribuições em t representam uma ferramenta útil aqui, uma vez que t e b são variáveis conjugadas de Fourier.

Para o caso nuclear, a amplitude DVCS pode ser estimada assumindo o formalismo de Glauber-Gribov [113, 115, 116, 143, 144], como realizado por exemplo nas Refs. [237, 238]. Nesta abordagem, a amplitude de espalhamento dipolo-núcleo $N_A(r, b_A, Y)$ é dada por

$$N_A(r, b_A, Y) = 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma_{dp}(Y, r^2) T_A(b_A) \right], \quad (8.5)$$

onde b_A é o parâmetro de impacto dipolo-núcleo e a função perfil nuclear $T_A(b_A)$ é descrita por uma distribuição Woods-Saxon. A seção de choque dipolo-próton, denotada como σ_{dp} , é expressa em termos da amplitude de espalhamento dipolo-próton como segue

$$\sigma_{dp}(Y, r^2) = 2 \int d^2 b_p N_p(r, b_p, Y), \quad (8.6)$$

com b_p sendo o parâmetro de impacto para a interação dipolo-próton. Nesta abordagem, os modelos IP-Sat, IP-nonSat, b-CGC e b-BK para um alvo de prótons podem ser usa-

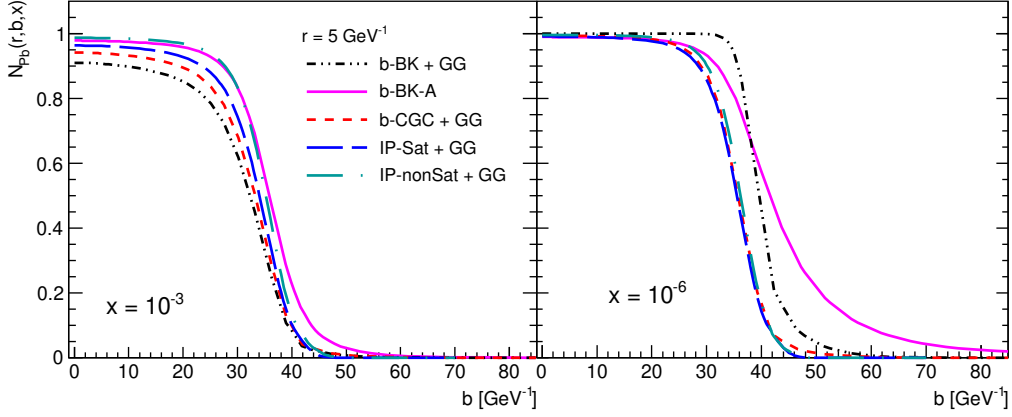


Figura 8.3 - Predições das diferentes abordagens não lineares para a dependência parâmetro-impacto da amplitude de espalhamento dipolo-núcleo considerando dois valores distintos de x ($= 10^{-3}$ e 10^{-6}) e um tamanho de dipolo fixo ($r = 5 \text{ GeV}^{-1}$), e $A = Pb$.

dos como entrada para estimar $N_A(r, b_A, Y)$. No que segue, as predições associadas serão denotadas como IP-Sat + GG, IP-nonSat + GG, b-CGC + GG e b-BK + GG, respectivamente. Em contraste, N_A pode ser estimado diretamente resolvendo a equação BK para o caso nuclear, seguindo a abordagem proposta nas Refs. [100, 101]. Em particular, na Ref. [102], os autores estenderam a abordagem para um alvo nuclear assumindo que a condição inicial é dada por

$$N_A(r, b_A, Y = 0) = 1 - \exp \left[- \frac{1}{2} \frac{Q_{s0}^2(A)}{4} r^2 T_A(b_{q_1}, b_{q_2}) \right], \quad (8.7)$$

onde $Y = \ln(x_0/x)$ com $x_0 = 0,008$, b_{q_i} são os parâmetros de impacto em relação aos constituintes do dipolo, e Q_{s0}^2 é um parâmetro livre determinado para cada valor de A pela comparação entre as predições de dipolo para F_2^A e os obtidos usando o formalismo colinear e a parametrização EPPS16 [246] para $Y = 0$. Além disso, $T_A(b_{q_1}, b_{q_2})$ é o perfil nuclear, que é assumido ser dado por

$$T_A(b_{q_1}, b_{q_2}) = k[T_A(b_{q_1}) + T_A(b_{q_2})], \quad (8.8)$$

onde os perfis individuais $T_A(b_{q_i})$ são descritos por uma distribuição Woods-Saxon e k é o fator que garante $kT_A(0) = 1$ e implica que a Eq. (8.7) torna-se a formula GBW [103, 104] para $b = 0$. As predições associadas serão denotadas como b-BK-A daqui em diante.

Na Fig. (8.3), comparamos as predições das diferentes abordagens para a dependência do parâmetro de impacto de N_A considerando dois valores de x , um tamanho de dipolo fixo, e $A = Pb$. Tem-se que todos os modelos preveem $N_A \leq 1$, ou seja, todos eles satisfazem

a unitaridade. No entanto, o comportamento com b é fortemente dependente do modelo. Em particular, os comportamentos previstos pelos modelos b-BK + GG e b-BK-A para pequeno x e grande b são significativamente distintos, com o b-BK-A prevendo uma cauda mais longa. Tal resultado, motiva a análise do impacto dessas distintas descrições dos efeitos não lineares nas distribuições em t do processo DVCS nuclear, que poderão ser medidos em futuros colisores eA .

8.2 Resultados

Agora investigaremos o impacto dos diferentes tratamentos dos efeitos não lineares na seção de choque total e nas distribuições em t considerando o limite cinemático que será coberto pelos futuros colisores elétron-íon - EIC e LHeC [41, 47, 60, 219]. Esses dois observáveis estão diretamente relacionados, pois a seção de choque total para a produção exclusiva de fótons reais é dada por

$$\begin{aligned}\sigma^{\gamma^*h\rightarrow\gamma h}(W, Q^2) &= \int_{-\infty}^0 dt \frac{d\sigma^{\gamma^*h\rightarrow\gamma h}}{dt} \\ &= \int_{-\infty}^0 dt \frac{1}{16\pi} \left| A^{\gamma^*h\rightarrow\gamma h}(x, r, \Delta, Q^2) \right|^2,\end{aligned}\tag{8.9}$$

onde W é a energia de centro de massa fóton-hádron, Q^2 é a virtualidade do fóton de entrada e a amplitude é dada pela Eq. (8.1). Como na Ref. [107], a seção de choque diferencial para um alvo de prótons será multiplicada pelo fator $R_g^2(1 + \beta^2)$ para levar em conta o efeito de assimetria (R_g) e a parte real da amplitude de espalhamento (β). A correção de assimetria está relacionada ao fato que no limite da troca de dois glúons, os glúons emitidos do quark e antiquark no dipolo podem transportar diferentes frações de momento. Tal correção foi derivada na estrutura da fatorização colinear [203], e sua aplicação na abordagem dipolos ainda está em debate. No entanto, a comparação das predições de dipolos com os dados de HERA, indicam que as correções de assimetria e parte real são necessárias para descrever os dados.

Em nossa análise, assumiremos $R_g^2 = 1, 1$ e $\beta = 0, 3$ para todos os modelos considerados, o que é uma boa aproximação para o valor calculado considerando os distintos modelos de dipolo. Em contraste, para um alvo nuclear, vamos desconsiderar essas correções, uma vez que o cálculo de R_g e β para o caso nuclear é um assunto ainda em discussões. As predições IP-Sat e IP-nonSat serão derivadas usando os parâmetros obtidos na Ref. [111]. Para o modelo b-CGC, consideramos os parâmetros ajustados aos dados HERA mais recentes na Ref. [109].

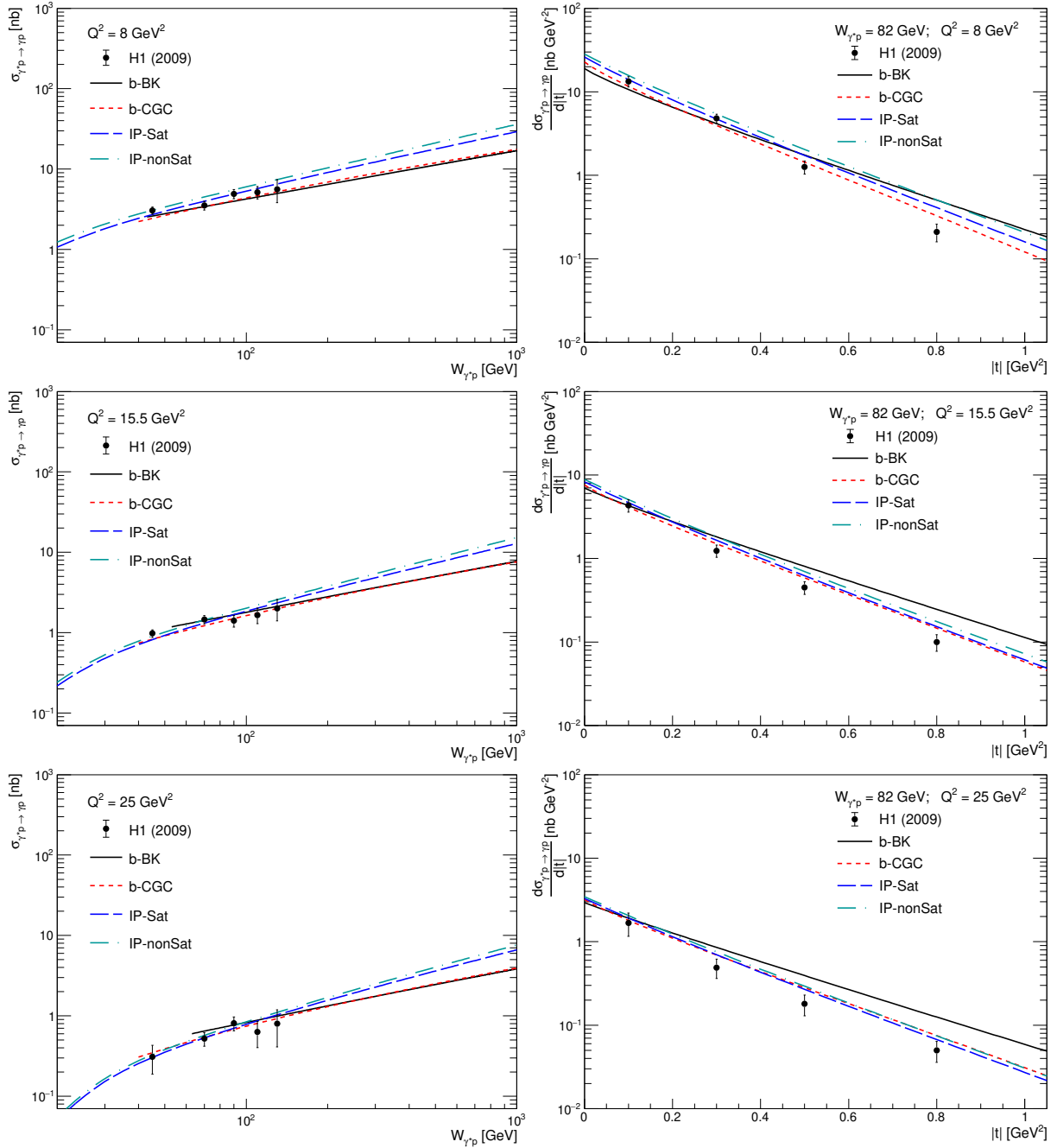


Figura 8.4 - Predições para a dependência energética (painéis esquerdos) e distribuições em t (painéis direitos) do processo DVCS em colisões ep no HERA derivados considerando distintos modelos para a amplitude de espalhamento dipolo-próton e diferentes valores da virtualidade do fóton. Dados de H1 [247].

Inicialmente, na Fig. (8.4), apresentamos as predições para a dependência energética da seção de choque total (painéis esquerdos) e da seção de choque na distribuição em t (painéis direitos), assumindo diferentes valores para a virtualidade do fóton e considerando os modelos b-CGC, IP-Sat, IP-nonSat e b-BK para a amplitude de espalhamento dipolo-próton. Os dados de H1 são apresentados para um comparação [247]. Tem-se que os dados

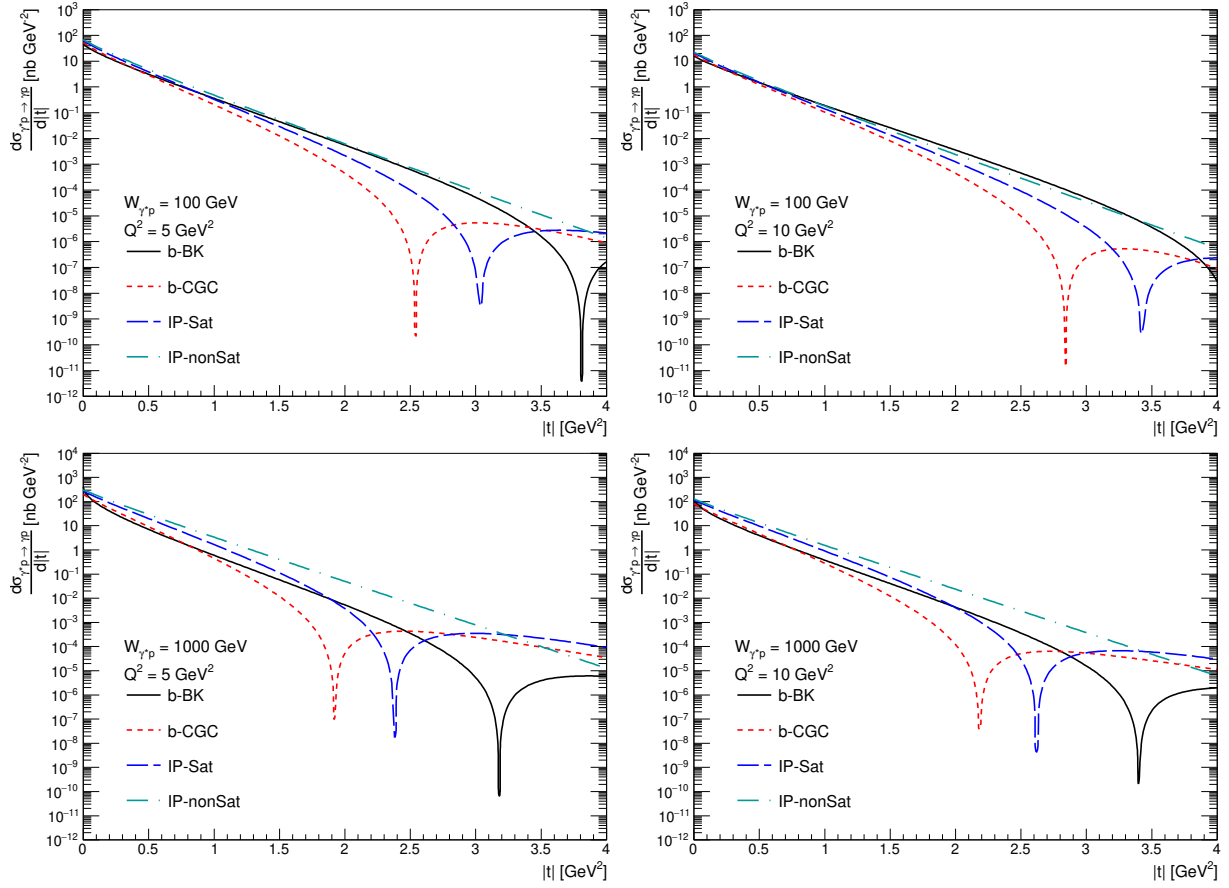


Figura 8.5 - Predições para as distribuições em t do processo DVCS em colisões ep no EIC (painéis superiores) e LHeC (painéis inferiores) derivadas considerando distintos modelos para a amplitude do espalhamento dipolo-próton e diferentes valores da virtualidade do fóton.

de HERA para a dependência energética da seção de choque total são bem descritos por todos os modelos, sendo as predições b-BK e b-CGC semelhantes. Em contraste, as predições IP-sat e IP-nonSat são mais acentuadas em energia, com as predições IP-nonSat sendo 20% maior que o IP-Sat para grandes energias. Nossos resultados indicam que a diferença entre as predições aumenta com a energia e com a diminuição da virtualidade do fóton. Tais resultados são esperados, uma vez que o impacto dos efeitos de saturação são maiores para valores de x pequeno e/ou Q^2 .

Nos painéis direitos da Fig. (8.4), apresentamos os resultados para $d\sigma/dt$, que indicam que o comportamento de grande t da distribuição diferencial é sensível ao modelo de dipolo considerado. Em particular, o modelo b-BK prevê uma diminuição mais suave com t na faixa cinemática sondada por HERA. Este resultado parece desfavorecer o modelo b-BK em relação aos outros modelos inspirados no CGC, com a discrepância crescendo com o aumento de Q^2 . Isso pode sugerir que os efeitos relacionados à evolução de Q^2 começam a desempenhar um papel e que o modelo baseado nas soluções b-BK não inclui

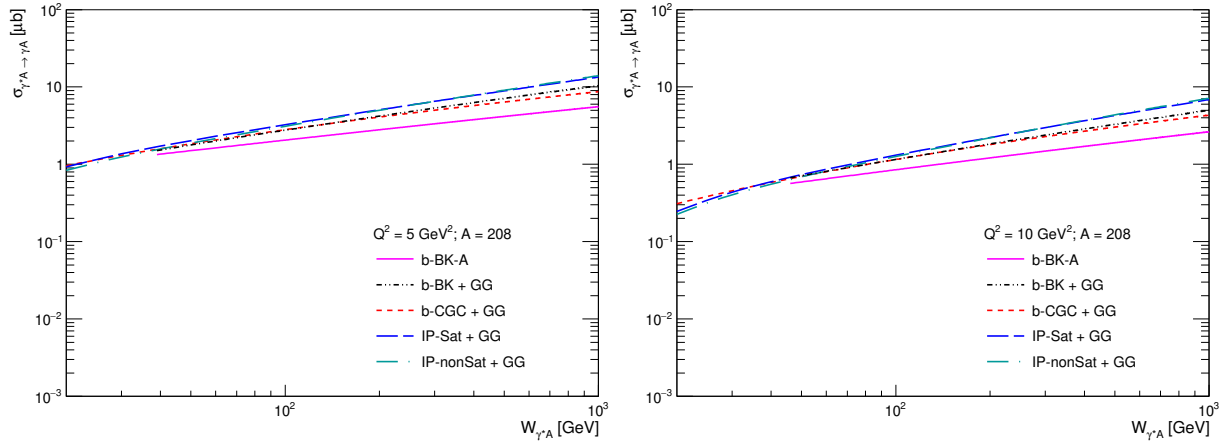


Figura 8.6 - Predições para a dependência energética da seção de choque do DVCS nuclear considerando distintos modelos para a amplitude de espalhamento dipolo-núcleo, $A = Pb$, e diferentes valores da virtualidade do fóton.

esses efeitos na extensão necessária. No entanto, como a seção choque total parece ser bem descrita e o modelo forneceu boa descrição de outros processos em estudos anteriores (ver, por exemplo, [100, 101, 248]), decidimos não desconsiderar este modelo nas predições subsequentes para futuros experimentos que podem vir com novos resultados em relação às medições anteriores.

Eventos exclusivos caracterizados por valores de $|t|$ maiores do que os observados no HERA, devem ser medidos em futuros colisores ep . Isso nos permitirá sondar a presença e a posição dos dips previstos para ocorrer em processos difrativos quando os efeitos não lineares são levados em consideração.

Na Fig. (8.5), apresentamos nossas predições para a distribuição em t do processo DVCS em colisões ep no EIC (painéis superiores) e LHeC (painéis inferiores) considerando distintos modelos para N_p . Os resultados indicam que a distribuição depende fortemente do modelo considerado. Em particular, o modelo IP-nonSat não prevê a presença de um dip na distribuição em $|t|$. Em contraste, os modelos baseados na física do CGC preveem dips em grandes valores de $|t|$, com suas posições sendo dependentes do modelo considerado. Tem-se que o primeiro dip ocorre para pequenos valores de $|t|$ quando a energia de centro de massa é aumentada e/ou quando um menor valor de virtualidade do fóton é assumido. A grande diferença na posição dos dips previstos pelos distintos modelos implica que uma futura medida possa discriminar entre essas diferentes abordagens da dinâmica QCD em altas energias.

No que segue, consideraremos o processo DVCS em colisões eA . Tal análise é motivada pela expectativa que os núcleos sejam um amplificador eficiente dos efeitos não lineares

[132, 133, 190]. As previsões para a dependência energética da seção choque total DVCS para um alvo nuclear ($A = Pb$) são apresentadas na Fig. (8.6). Tem-se que elas são semelhantes para pequeno W , mas podem diferir por um fator $\gtrsim 2$ na escala de energia do LHeC. As previsões IP-Sat + GG e IP-nonSat + GG parecem ser quase idênticas para os valores de Q^2 considerados. Verificamos que elas começam a ser diferentes para valores menores da virtualidade do fóton, onde o impacto dos efeitos não lineares ao nível do próton torna-se mais significativo. Além disso, as previsões b-CGC + GG e b-BK + GG são semelhantes mesmo com energia crescente, enquanto a previsão b-BK-A é a mais baixa dos modelos apresentados para a magnitude da seção choque total.

Na Fig. (8.7), apresentamos as previsões para a distribuição em t do processo DVCS nuclear no EIC (painéis superiores) e LHeC (painéis inferiores) para dois valores de virtualidade do fóton e $A = Pb$, derivados considerando distintos modelos para a amplitude de espalhamento dipolo-núcleo. Tem-se que a posição do primeiro e segundo dip são semelhantes para as previsões baseadas na abordagem de Glauber-Gribov e tornam-se gradualmente distintas em grandes valores de $|t|$. Em outras palavras, para discriminar o tratamento da dinâmica QCD no nível de próton, devemos sondar valores de $|t| \gtrsim 0,1 \text{ GeV}^2$. Em contraste, os futuros dados para valores menores de $|t|$, podem ser úteis para discriminar entre as abordagens GG e b-BK-A para a amplitude de espalhamento dipolo-núcleo. Nossos resultados indicam que a diferença entre as previsões aumenta com a energia de centro de massa, tornando-se apreciável na faixa cinemática do LHeC.

Um comentário pode ser feito. Verificou-se que resultados semelhantes são obtidos para $A = 40$, com as principais diferenças sendo as menores normalizações, diminuição da diferença entre as previsões e a mudança na posição dos dips. Esses resultados indicam que o estudo das colisões eA com núcleos mais leves também pode ser útil, em particular devido à diferente dependência do número atômico da escala de saturação prevista pelas abordagens não lineares consideradas em nossa análise.

8.3 Conclusão

Espera-se que a análise experimental dos observáveis difrativos em futuras colisões elétron-hádron no EIC e LHeC melhore nossa compreensão sobre a dinâmica QCD em altas densidades de pártons e a descrição multidimensional dos pártons dentro dos hádrons. Em particular, prevê-se que o estudo do espalhamento Compton profundamente virtual seja uma sonda da distribuição de glúons de Wigner. Neste capítulo, investigamos o impacto dos distintos tratamentos dos efeitos não lineares (saturação) no processo DVCS. Apresentamos, pela primeira vez, as previsões derivadas usando a solução da equação de Balitsky-Kovchegov dependente do parâmetro de impacto para a amplitude de espalha-

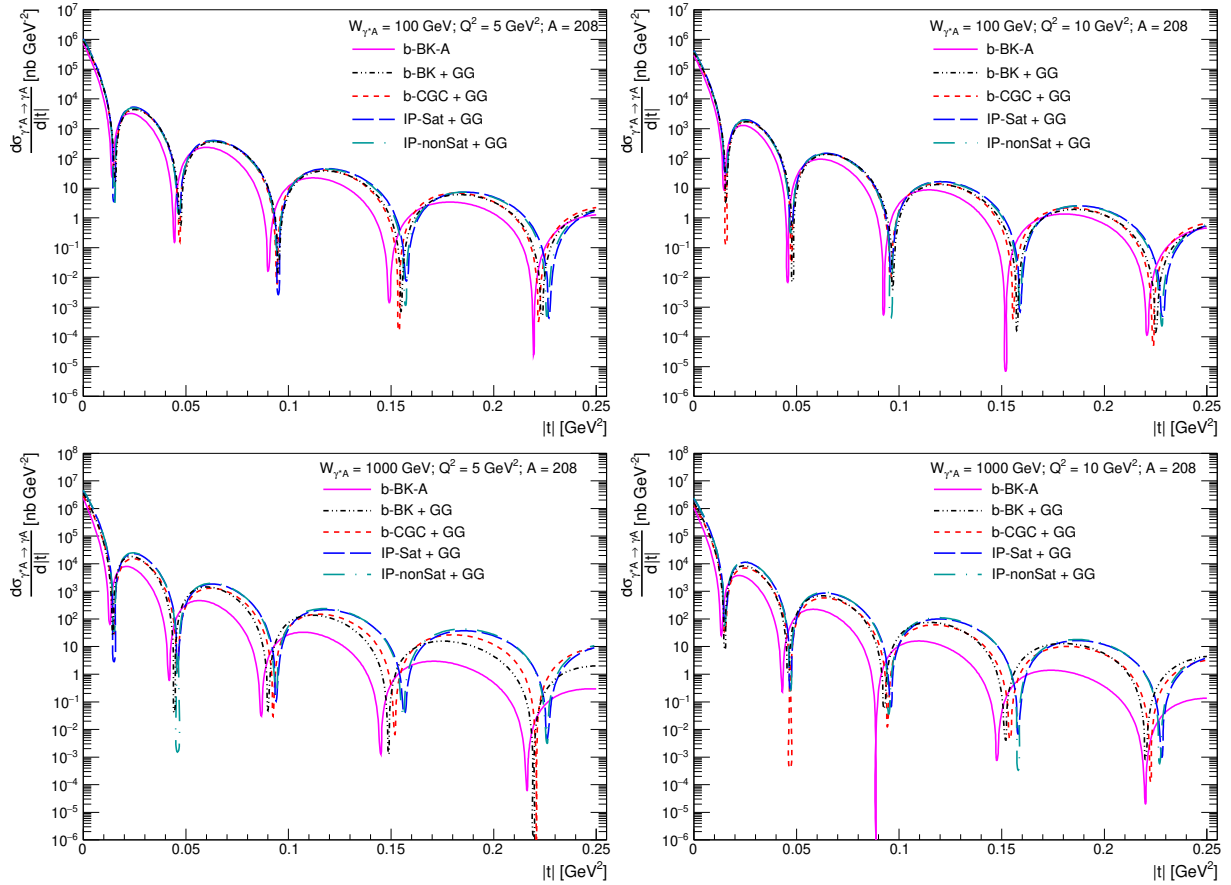


Figura 8.7 - Predições para a distribuição em t do processo DVCS nuclear no EIC (painéis superiores) e LHeC (painéis inferiores) derivadas considerando distintos modelos para a amplitude de espalhamento dipolo-núcleo, $A = Pb$, e diferentes valores da virtualidade do fóton.

mento dipolo-alvo. Apresentamos essas predições para colisões ep e eA , considerando os limites cinmáticos que serão sondados pelos futuros colisores EIC e LHeC. Uma comparação abrangente com as predições derivadas usando abordagens alternativas de saturação foi realizada. Nossos resultados demonstram que a seção choque e a distribuição em t são fortemente dependentes da hipótese para a dependência do parâmetro de impacto da amplitude de espalhamento dipolo-alvo. Como consequência, prevemos que a imagem tomográfica de um hádron será sensível aos efeitos não lineares. Tais resultados indicam que uma futura análise experimental do processo DVCS será útil para melhorar nossa compreensão da dinâmica QCD e da estrutura hadrônica.

9 Espalhamento Compton profundamente virtual coerente e incoerente em colisões elétron-íon no EIC e LHeC

O estudo do regime não linear da Cromodinâmica Quântica (QCD) é um dos principais objetivos dos futuros colisores elétron-íon no BNL (EIC) [47, 218, 219] e no LHC (LHeC) [41, 60]. Teoricamente, a escala que determina o início dos efeitos não lineares na dinâmica QCD, denotada escala de saturação nuclear ($Q_{S,A}$) é prevista aumentar com a diminuição da variável de Bjorken x e é enaltecida em relação ao nucleon por um fator A^α , com $\alpha \approx 1/3$ [132, 133, 190]. Como consequência, espera-se que futuras colisões elétron-íon pesado explorem um novo limite cinemática da QCD, onde os efeitos não lineares (saturação) tornam-se não desprezíveis e determinem o comportamento dos observáveis [48]. Tal aspecto tem motivado o desenvolvimento de uma intensa fenomenologia nos últimos anos, que tem demonstrado que os processos difrativos, caracterizados por um gap de rapidez no estado final, são os mais promissores para sondar a estrutura gluônica de núcleos e o regime de altas densidades da QCD (ver por exemplo, [73, 145, 177, 194, 199, 200, 210, 238, 249]). Esses estudos mostraram que a produção exclusiva de um méson vetorial ou um fóton é fortemente sensível à dinâmica QCD subjacente, uma vez que este processo é determinado pelo conteúdo de glúons do alvo, com a seção de choque sendo proporcional ao quadrado da amplitude de espalhamento dipolo-hádron.

No capítulo 7 apresentamos os resultados da Ref. [8], onde investigamos a produção exclusiva de mésons vetoriais em colisões elétron-íon para as energias dos futuros colisores e apresentamos previsões para a produção de ϕ e J/Ψ em colisões eAu considerando os possíveis estados de configuração do nucleon na função de onda nuclear e levando em conta as correções não lineares da dinâmica QCD. Tais resultados demonstraram que uma futura análise experimental desses processos pode esclarecer a modelagem dos efeitos de saturação de glúons e restringir a descrição da dinâmica QCD em altas energias. Nosso objetivo neste capítulo é apresentar os resultados da Ref. [10], onde estendemos a análise realizada na Ref. [8] para a produção exclusiva de fótons em colisões elétron-hádron. Em particular, estimamos as seções de choques para os processos de Espalhamento Compton Profundamente Virtuais (DVCS) coerente e incoerente, representados na Fig. (9.1), considerando diferentes abordagens para o tratamento da dinâmica QCD e os limites cinemáticos que esperamos ser sondados nos futuros colisores. Através desta análise ampliamos o estudo do processo DVCS para interações incoerentes, as quais não foram analisadas no estudo apresentado no capítulo anterior. Por fim, distintamente do capítulo anterior que focou em apresentar resultados para a seção de choque $\gamma^*h \rightarrow \gamma h$, no que segue apresentaremos resultados para o processo $eh \rightarrow e\gamma h$, o qual é o observável

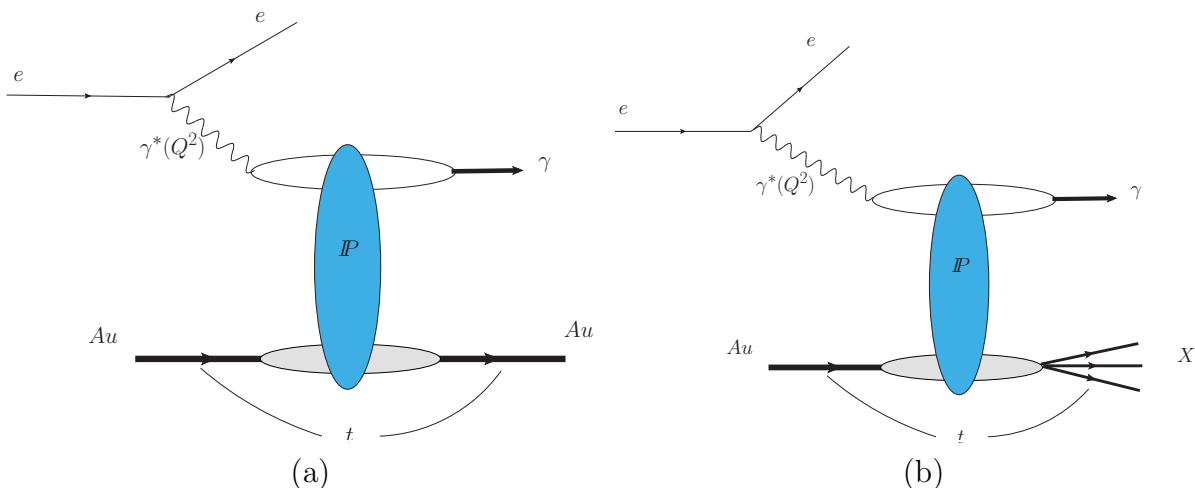


Figura 9.1 - Espalhamento Compton Profundamente Virtual em colisões elétron-íon coerente (a) e incoerente (b).

diretamente medido no colisor.

Uma das motivações para nossa análise está associada ao fato que embora as seções de choques do DVCS sejam menores do que as previstas para a produção de mésons vetoriais, elas não são afetadas pelas incertezas teóricas associadas ao escasso conhecimento das funções de onda dos mésons vetoriais. Como consequência, o processo DVCS pode ser considerado uma sonda direta da dinâmica QCD para a interação dipolo-alvo. Outra motivação está associada à esperança de que o processo DVCS possa ser usado para conter a distribuição de glúons de Wigner e melhorar nosso entendimento sobre a imagem 3D quântica dos glúons dentro dos prótons e núcleos [233]. Para acessar tais informações em interações coerentes, é fundamental remover o background decorrente da produção DVCS incoerente, que domina em grande momento transferido $|t|$.

Um de nossos objetivos é estimar a magnitude desse background considerando diferentes modelos para o tratamento da dinâmica QCD. Nosso objetivo principal é apresentar previsões para as seções de choques total e distribuições de momento transversal para os processos DVCS coerentes e incoerentes, considerando colisões eAu nas energias do EIC e LHeC. Estimaremos esses observáveis levando em consideração os efeitos de saturação e os resultados serão comparados com aqueles derivados desconsiderando esses efeitos. Como mostraremos a seguir, nossos resultados indicam que uma futura análise experimental da distribuição do momento transversal será útil para discriminar entre diferentes abordagens da dinâmica QCD. É importante enfatizar que uma investigação detalhada do processo DVCS em colisões ep e eA foi realizada recentemente na Ref. [234] e uma conclusão semelhante foi obtida.

Na Ref. [234], os autores calcularam as seções de choques do DVCS e sua modulação em ângulo azimutal entre o fóton produzido exclusivamente e o elétron de saída, considerando uma amplitude de espalhamento dipolo-alvo baseada na abordagem do CGC e que leva em consideração a correlação entre o tamanho do dipolo e o parâmetro de impacto. Em nossa análise consideramos um modelo de dipolo distinto, que desconsidera essa correlação. Como consequência, nossas previsões devem ser comparadas com os resultados apresentados na Ref. [234] para as seções de choque médias. Distintamente da Ref. [234], o modelo assumido em nossa análise leva em consideração a evolução DGLAP e nos permite separar a contribuição associada à dinâmica linear. Como consequência, é possível estimar o impacto dos efeitos não lineares (saturação) nos observáveis. Além disso, tal modelo já está incluído em um gerador de eventos de Monte Carlo [202], o que também nos permite estimar os observáveis considerando cortes experimentais realísticos. Certamente, a generalização do gerador de eventos *Sartre* para incluir o modelo dipolo usado na Ref. [234] é um importante passo, que planejamos realizar. No entanto, acreditamos que antes que tal melhoria seja realizada, nossos resultados são úteis, pois indicam o limite cinemático onde se espera que os efeitos de saturação determinem o comportamento dos observáveis.

9.1 Formalismo

Durante os últimos anos, vários estudos melhoraram o tratamento das interações coerentes e incoerentes em processos exclusivos e um gerador de eventos dedicado foi proposto na Ref. [73] e detalhado na Ref. [202]. Em nossa análise, usaremos o gerador de evento *Sartre* para estimar as seções de choques total e diferencial considerando o limite cinemático que será sondado pelos futuros colisores elétron-hádron. A seguir, apresentaremos uma breve revisão do formalismo implementado neste gerador de evento.

A seção de choque diferencial para o espalhamento compton profundamente virtual em colisões eAu pode ser fatorada como segue [73]

$$\frac{d^3\sigma}{dQ^2 dW^2 dt} \Big|_{eAu \rightarrow e\gamma Y} = \frac{dn^\gamma}{dQ^2 dW^2} \frac{d\sigma^{\gamma^* Au \rightarrow \gamma Y}}{dt}, \quad (9.1)$$

onde Q^2 é a virtualidade do fóton de entrada, W é a energia de centro de massa do sistema fóton virtual - núcleo e $Y = Au$ para uma interação coerente e $Y = X$ para a incoerente. Além disso, $dn^\gamma/dQ^2 dW^2$ é o fluxo de fótons polarizados transversalmente emitidos pelo elétron. Como essa quantidade é bem conhecida, focaremos na descrição da seção de choque $\gamma^* Au$.

Inicialmente, vamos considerar o processo DVCS coerente, representado na Fig. 9.1a, que

é caracterizado por um fóton real e um hádron no estado final, com um gap de rapidez separando esses sistemas. A amplitude de espalhamento A para produção exclusiva do fóton real $\gamma^*h \rightarrow \gamma h$ pode ser fatorada em termos da flutuação do fóton virtual em um dipolo de cor $q\bar{q}$, do espalhamento dipolo-hádron por uma troca singlete de cor (\mathbb{P}) e a recombinação no estado final exclusivo γ . Tem-se que a seção de choque diferencial para interações coerentes em colisões eAu é dada por

$$\frac{d\sigma^{\gamma^*Au \rightarrow \gamma Au}}{dt} \Big|^{coh} = \frac{1}{16\pi} \left| \langle A(x, Q^2, \Delta) \rangle \right|^2, \quad (9.2)$$

onde $\langle \dots \rangle$ representa a média sobre as configurações da função de onda nuclear, $\Delta = \sqrt{-t}$ é o momento transferido e $x = (Q^2 - t)/(W^2 + Q^2)$. A amplitude de espalhamento pode ser estimada usando o formalismo de dipolos de cor [68, 69] e pode ser escrita como [107]

$$A^{\gamma^*Au \rightarrow \gamma Au}(x, Q^2, \Delta) = \int d^2\mathbf{b} \int d^2\mathbf{r} \times \int dz \sum_f (\Psi_{\gamma^*}^* \Psi_{\gamma})^f e^{i\mathbf{b} \cdot \Delta} e^{i(1-z)\mathbf{r} \cdot \Delta} \frac{d\sigma_{dAu}}{d^2\mathbf{b}}, \quad (9.3)$$

onde r é o tamanho do dipolo $q\bar{q}$ e, z e $(1-z)$ são as frações de momento do fóton de entrada carregada pelo quark e anti-quark, respectivamente. Além disso, a função overlap $(\Psi_{\gamma^*}^* \Psi_{\gamma})^f$ é dada por

$$(\Psi_{\gamma^*}^* \Psi_{\gamma})^f = \frac{N_c \alpha_{em}}{2\pi^2} e_f^2 \{ [z^2 + (1-z)^2] \epsilon_1 K_1(\epsilon_1 r) \epsilon_2 K_1(\epsilon_2 r) + m_f^2 K_0(\epsilon_1 r) K_0(\epsilon_2 r) \}, \quad (9.4)$$

onde m_f e e_f são a massa e carga de um quark com sabor f , e $\epsilon_1 = z(1-z)Q^2 + m_f^2$ e $\epsilon_2 = m_f^2$. A quantidade $d\sigma_{dAu}/d^2\mathbf{b}$ denota a seção de choque de dipolo para o espalhamento do núcleo em um parâmetro de impacto b e é determinado pela dinâmica QCD. Tem-se que em interações coerentes a média sobre as configurações do alvo é realizada no nível da amplitude de espalhamento, o que implica que o perfil de densidade média da densidade de glúons é sondado neste processo.

O processo DVCS incoerente, representado na Fig. 9.1b, também será caracterizado por um fóton real e um gap de rapidez no estado final, mas diferente do caso coerente. Em interações incoerentes o núcleo espalha inelasticamente, ou seja, se rompe devido ao $p_T (= \Delta)$ dado ao núcleo. A seção de choque associada pode ser estimada considerando a abordagem Good-Walker [74]. Isso implica que a seção de choque incoerente é obtida subtraindo a contribuição coerente da seção de choque difrativa total, que é calculada pela média sobre as configurações do alvo no nível da seção de choque. Como consequência, a seção

de choque diferencial para processos incoerentes é dada por

$$\left. \frac{d\sigma^{\gamma^* Au \rightarrow \gamma X}}{dt} \right|^{inc} = \frac{1}{16\pi} \left(\left\langle |A(x, Q^2, \Delta)|^2 \right\rangle - \left| \left\langle A(x, Q^2, \Delta) \right\rangle \right|^2 \right), \quad (9.5)$$

onde X é o estado dissociativo gerado na interação incoerente. Como a seção de choque incoerente é proporcional à variância da amplitude em relação às configurações de núcleon do núcleo, tal processo torna-se sensível às flutuações da densidade de glúons dentro do núcleo.

Teoricamente, espera-se que a produção coerente domine em pequeno t ($|t| \cdot R_A^2/3 \ll 1$, onde R_A é o raio nuclear), com sua assinatura sendo um pico de difração frontal. Por outro lado, a produção incoerente deve dominar em grande t ($|t| \cdot R_A^2/3 \gg 1$), com a dependência em t associada sendo com uma boa precisão a mesma que na produção de núcleons livres. Tal expectativa é justificada pelo fato que a probabilidade do núcleo quebra torna-se maior quando o momento dado ao núcleo é aumentado e torna-se zero para $|t| \rightarrow 0$, onde estados excitados não podem ser produzidos.

Tem-se que a dependência energética, virtualidade do fóton, momento transversal e número atômico da seção de choque DVCS coerente e incoerente são determinadas pela evolução de $d\sigma_{dAu}/d^2\mathbf{b}$ e, conseqüentemente, é fortemente dependente da descrição da dinâmica QCD. Em nosso estudo, consideraremos dois distintos modelos fenomenológicos que diferem na inclusão (ou não) dos efeitos não lineares (saturação). Nosso objetivo é determinar a região onde os efeitos não lineares, associados às correções de unitariedade, tornam-se não desprezíveis. Em particular, consideraremos os modelos b-Sat e b-NonSat definidos por:

$$\frac{d\sigma_{dAu}}{d^2\mathbf{b}} = 2 \left(1 - \exp \left[- \frac{1}{2} \sigma_{dp}(x, \mathbf{r}^2) T_{Au}(\mathbf{b}) \right] \right), \quad (9.6)$$

e

$$\frac{d\sigma_{dAu}}{d^2\mathbf{b}} = \sigma_{dp}(x, \mathbf{r}^2) T_{Au}(\mathbf{b}), \quad (9.7)$$

onde $d\sigma_{dp}$ é seção de choque dipolo próton e $T_{Au}(\mathbf{b})$ é a função perfil nuclear para $A = 197$. Tem-se que o modelo b-Sat é baseado no formalismo de Glauber-Gribov [113, 115, 143, 144] e leva em conta os diagramas de múltiplos reespalhamentos elásticos do par $q\bar{q}$. Em contraste, tais termos são desconsiderados no modelo b-NonSat. Como na Ref. [8]

Colisor	Energia do Elétron	Energia do Íon
EIC	21 GeV	100 GeV/núcleon
LHeC	60 GeV	2800 GeV/núcleon

Tabela 9.1 - Energias do Elétron e Íon consideradas em nossas análises em colisões elétron-íon no EIC e LHeC.

assumiremos que a seção de choque dipolo-próton é dada por

$$\sigma_{dp}(x, \mathbf{r}^2) = \frac{\pi^2 r^2}{N_C} \alpha_s(\mu^2) xg\left(x, \mu^2 = \frac{4}{r^2} + \mu_0^2\right), \quad (9.8)$$

onde a distribuição de glúons evolui via equação DGLAP, com a condição inicial em μ_0^2 tomada como sendo $xg(x, \mu_0^2) = A_g x^{-\lambda_g} (1-x)^{5,6}$. Os parâmetros A_g , λ_g e μ_0^2 obtidos na Ref. [107] para o modelo IP-SAT são assumidos em nossos calculos. Além disso, o perfil nuclear $T_{Au}(\mathbf{b})$ será descrito assumindo que cada nucleon no núcleo tem um perfil gaussiano de largura B_G centrado em posições aleatórias amostradas de um perfil nuclear do tipo Woods-Saxon como segue [73, 201]

$$T_A(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi B_G} \sum_{i=1}^A \exp\left[-\frac{(\mathbf{b} - \mathbf{b}_i)^2}{2 B_G}\right], \quad (9.9)$$

com $B_G = 4,0 \text{ GeV}^2$, conforme determinado na Ref. [107] através de ajustes aos dados HERA. Em nossos cálculos, levaremos em consideração todos os estados possíveis de configurações de nucleon na função de onda nuclear, com os cálculos numéricos sendo realizados usando o gerador de eventos Sartre. Em particular, as médias presentes nas seções de choques coerentes e incoerentes serão realizadas considerando 500 configurações distintas de núcleons.

9.2 Resultados

A seguir analisaremos os processos DVCS coerentes e incoerentes em colisões elétron-íon, apresentando predições para as seções de choques total, distribuição de rapidez e distribuição de momento transverso. Consideramos duas diferentes configurações para as energias do elétron e íon pesado, resumidas na Tabela 9.1, que correspondem às planejadas para o EIC e LHeC. Como estamos interessados na dependência energética de nossas predições, vamos assumir para ambos os colisores que $A = 197$. A dependência do número de massa atômica foi investigada na Ref. [238], que remetemos o leitor para uma discussão mais detalhada. Além disso, selecionamos os eventos em que $|t| \leq 0,15 \text{ GeV}^2$. Conforme

DVCS - eAu	EIC		LHeC	
Modelo de Dipolo	b-Sat	b-Non Sat	b-Sat	b-Non Sat
Seção de Choque Total (nb)	452,0	5400,0	764,0	8880,0
Coerente	360,0	4237,5	641,4	7325,4
$1,5 < Q^2 < 2,5 \text{ GeV}^2$	14,9	82,2	28,1	150,1
$9,5 < Q^2 < 10,5 \text{ GeV}^2$	0,3	1,0	0,7	2,0
Incoerente	92,0	1162,5	122,6	1554,6
$1,5 < Q^2 < 2,5 \text{ GeV}^2$	3,7	22,8	4,2	27,3
$9,5 < Q^2 < 10,5 \text{ GeV}^2$	0,05	0,2	0,09	0,3

Tabela 9.2 - Seção de choque em nb , para a produção coerente e incoerente DVCS em colisões eAu no EIC e LHeC. Predições estimadas para distintos limites da virtualidade do fóton Q^2 .

explicado na introdução, nosso foco é estimar o impacto dos efeitos de saturação no processo DVCS. Prevê-se que tais efeitos sejam dominantes no limite cinemático onde $Q_{s,A} \gtrsim \mu$, com μ sendo a escala dura do processo. Para o caso DVCS, tem-se que tal escala é a virtualidade do fóton inicial, ou seja, $\mu \approx \sqrt{Q^2}$. Como consequência, esperamos que os eventos associados a pequenos valores de Q^2 são mais sensíveis aos efeitos de saturação. Além disso, também esperamos que o impacto desses efeitos aumente com a energia de centro de massa para um limite de Q^2 fixo.

As predições para as seções de choque total do DVCS são apresentadas na Tabela 9.2 considerando as energias do EIC e LHeC e diferentes valores de Q^2 . Tem-se que as seções de choque coerentes são maiores que as incoerentes. Tal resultado é esperado, uma vez que a produção coerente é caracterizada por um pico de difração frontal acentuado, sendo muito maior que a incoerente para pequenos valores de $|t|$ (ver abaixo). Além disso, como esperado de nossa discussão anterior, o impacto dos efeitos de saturação aumenta com a energia e com a diminuição de Q^2 . As seções de choque previstas são da ordem de nb , o que implica um grande número de eventos por ano no EIC e LHeC, dada a alta luminosidade esperada para esses aceleradores [41, 47, 60, 219]. Esses resultados indicam que uma análise futura dos processos coerentes e incoerentes será, em princípio, viável. Tal estudo pode ser útil para discriminar entre os cenários b-Sat e b-Non Sat.

Na Fig. (9.2) apresentamos nossas predições para a distribuição de rapidez do fóton produzido no estado final em interações coerentes considerando colisões eAu e o modelo b-Sat. No painel (a), mostramos os resultados calculados para eventos com $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ assumindo as energias de centro de massa do EIC e LHeC. Por comparação também apresentamos os resultados para FCC-eh, com $E_e = 60 \text{ GeV}$ e $E_{Au} = 7885 \text{ GeV/nucleon}$. Tem-se que o aumento de \sqrt{s} implica o deslocamento da distribuição para a rapidez frontal. Nos painéis (b) e (c) apresentamos os resultados para eventos com $1,5 \leq Q^2 \leq 2,5$

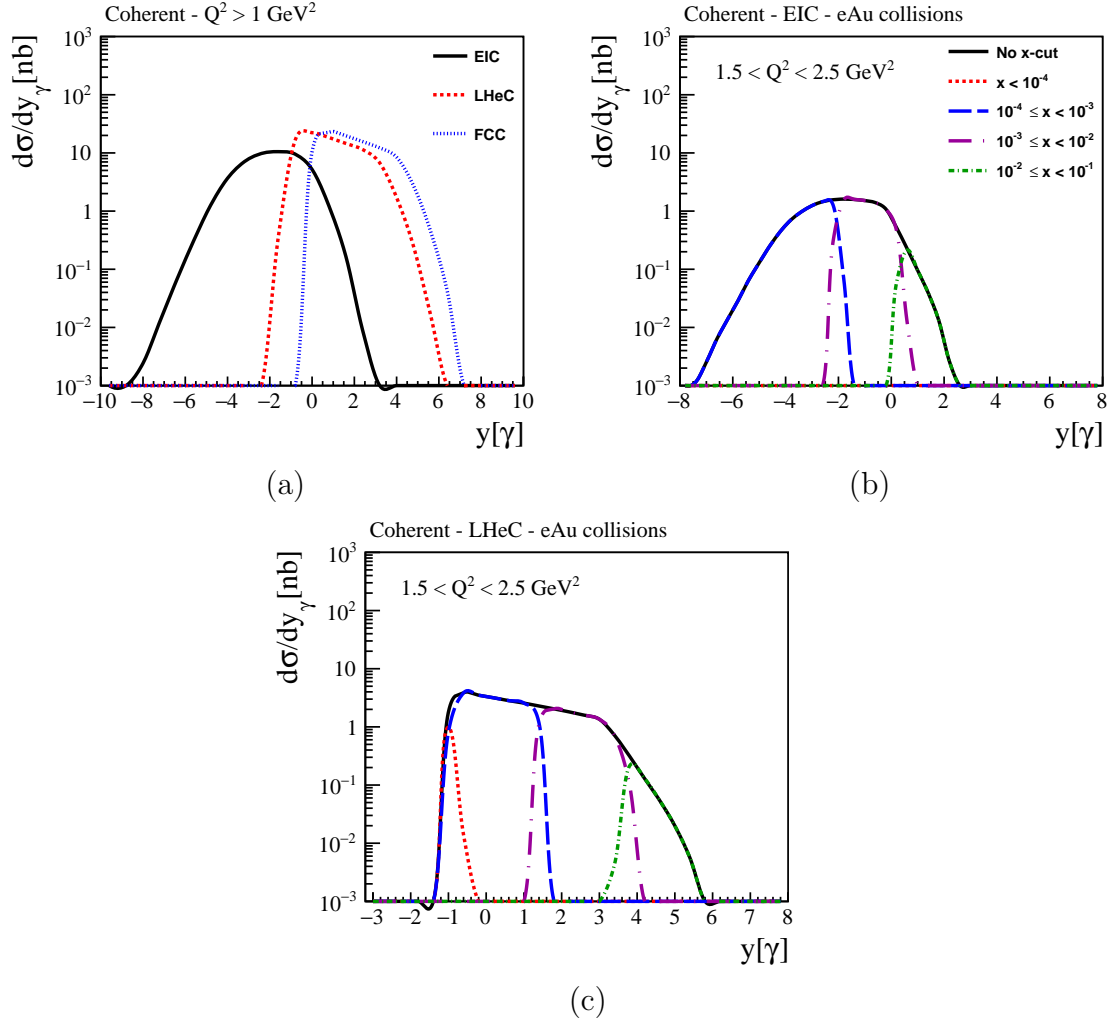


Figura 9.2 - Distribuição de rapidez para a produção coerente de fótons em colisões eAu considerando as energias de centro de massa dos futuros colisores elétron-ion e eventos com $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ (a). Os painéis (b) e (c) apresenta os resultados para os eventos $1,5 \leq Q^2 \leq 2,5 \text{ GeV}^2$ no EIC e LHeC, respectivamente, divididos em quatro bandas de acordo com o x de Bjorken do pártion atingido. Predições derivadas assumindo o modelo b-Sat.

GeV^2 nas energias do EIC e LHeC, respectivamente, dividido em quatro bandas de acordo com o x de Bjorken do pártion atingido. Tem-se que aumentando as energias de centro de massa, a contribuição de eventos com $x \leq 10^{-4}$ torna-se não desprezível, o que explica o maior impacto dos efeitos de saturação no LHeC verificado nas predições para as seções de choque total coerentes.

O impacto dos efeitos de saturação nas distribuições de rapidez para os processos DVCS coerentes e incoerentes em colisões eAu é analisado na Fig. (9.3). Como esperado, os efeitos de saturação tornam-se não desprezíveis quando valores menores de x são sondados, com a magnitude das distribuições sendo reduzidas em aproximadamente uma ordem de magnitude. Tal resultado indica que uma futura análise experimental dos eventos DVCS

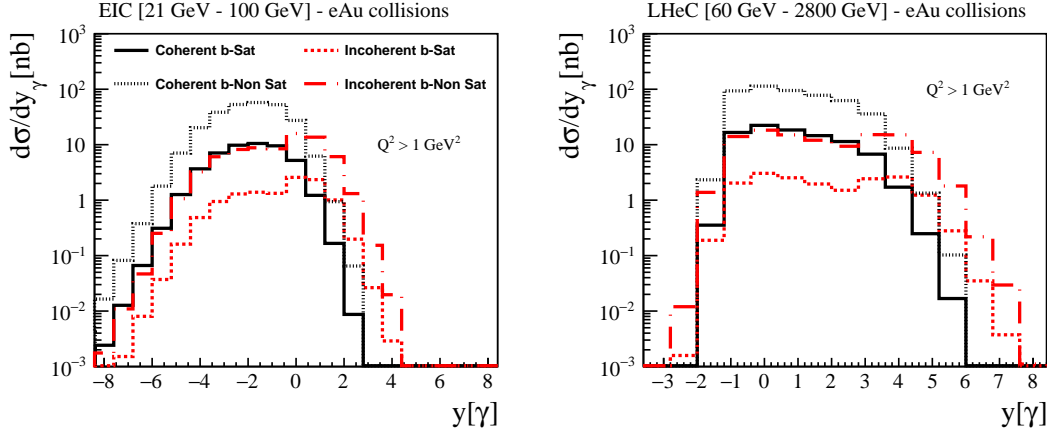


Figura 9.3 - Distribuições de rapidez para os processos DVCS coerentes e incoerentes em colisões eAu no EIC (painel esquerdo) e LHeC (painel direito). Predições para eventos com $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ dericados considerando os modelos b-Sat e b-Non Sat.

no EIC e LHeC com o fóton no estado final no limite de rapidez $-5 \leq y[\gamma] \leq -1$ ($-1 \leq y[\gamma] \leq 3$) pode ser útil para sondar a presença e a magnitude dos efeitos de saturação.

Finalmente, na Fig. (9.4), apresentamos nossas predições para as distribuições de momento transversal considerando os processos DVCS coerentes e incoerentes em colisões eAu no EIC e LHeC, com distintos limites de virtualidade do fóton e diferentes modelos para o tratamento da dinâmica QCD. Conforme discutido anteriormente, tais distribuições para interações coerentes e incoerentes fornecem informações sobre a distribuição espacial dos glúons no alvo e sobre as flutuações dos campos de cor, respectivamente. Como consequência, o estudo de $d\sigma/dt$ é uma importante alternativa para investigar a dinâmica QCD. Nossos resultados indicam que a produção coerente domina em pequeno $|t|$ e as incoerentes em grandes valores de momento transferido, de acordo com resultados anteriores [234, 238]. Tem-se que as seções de choques coerentes exibem claramente o padrão difrativo típico, sendo caracterizadas por um pico de difração frontal, enquanto as incoerentes são caracterizadas por uma dependência em t plana. Os efeitos de saturação reduzem a normalização das predições, com a diferença entre as predições b-Sat e b-NonSat aumentando com a energia e sendo maior para menores valores de Q^2 . Como já observado na Ref. [8], a posição dos dips nas predições coerentes é sensível à presença dos efeitos de saturação. Nossos resultados indicam que a posição do segundo dip é mais dependente da descrição da dinâmica QCD, com as predições se tornando mais distintas para energias maiores e valores menores de Q^2 .

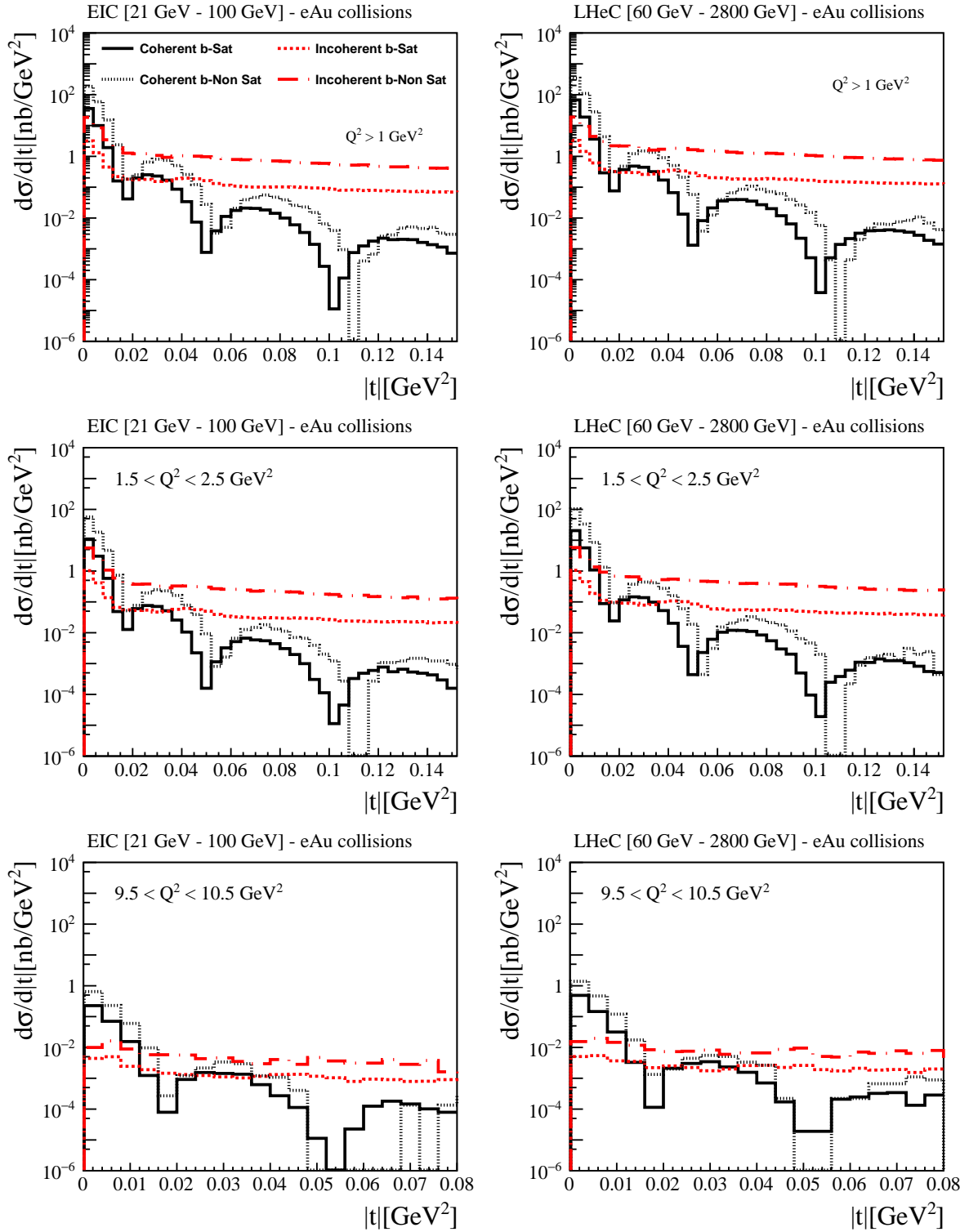


Figura 9.4 - Distribuições de momento transverso para os processos DVCS coerentes e incoerentes em colisões eAu para as energias do EIC (painéis esquerdos) e LHeC (painéis direitos) e diferentes limites da virtualidade do fóton Q^2 .

9.3 Conclusão

Um dos principais objetivos dos futuros colisores elétron-hádron é o estudo da estrutura hadrônica usando reações exclusivas duras, como o processo de Espalhamento Compton Profundamente Virtual (DVCS) e a produção exclusiva de mésons vetoriais, motivados principalmente pela possibilidade de sondar a dinâmica QCD em altas energias, uma vez que essas reações são determinadas pelo conteúdo de glúons do alvo (próton ou núcleo). Neste capítulo investigamos o impacto dos efeitos não lineares (saturação) nos processos DVCS coerentes e incoerentes, considerando colisões eAu nas energias EIC e LHeC. Estudamos as seções de choques total e as distribuições de rapidez associadas e momento transversal, considerando os possíveis estados de configurações do nucleon na função de onda nuclear e levando em conta as correções não lineares da dinâmica QCD. Para efeito de comparação, também foi apresentado os resultados derivados desconsiderando essas correções. Demonstramos que as taxas de eventos desses processos são muito grandes e que os eventos com Q^2 pequeno são sensíveis aos efeitos de saturação. Além disso, nossos resultados indicam que a análise experimental da distribuição de momento transversal é útil para discriminar entre diferentes abordagens para a dinâmica QCD.

10 Conclusões e Perspectivas

Nesta tese estudamos a dinâmica partônica em altas energias usando o formalismo de dipolos de cor, incluindo os efeitos de saturação que são esperados ser relevantes em colisões hadrônicas e colisões elétron-hádron (sendo o hádron um próton ou um núcleo) em altas energias. Nossos cálculos foram realizados utilizando os modelos fenomenológicos baseados no formalismo de dipolos de cor, que descrevem muito bem os dados para observáveis inclusivos e exclusivos de HERA.

No que diz respeito as colisões hadrônicas, temos focado na análise da descrição de processos exclusivos e inclusivos, em particular no cálculo da distribuição de rapidez e seção de choque total para fotoprodução exclusiva de quarks pesados em colisões pp , pPb e $PbPb$ ultraperiféricas nas energias do LHC e FCC e também na fotoprodução de um jato inclusivo em grande rapidez frontal em colisões hadrônicas, também investigamos a fotoprodução do méson vetorial J/Ψ em processos coerentes e incoerentes em colisões $Pb-Pb$ nas energias do LHC e FCC, levando em conta as correções não lineares da dinâmica QCD. Nossos resultados indicam que uma futura análise experimental da produção de quarks pesados é viável, o que permitirá melhorar nosso entendimento da dinâmica QCD. Quanto o cálculo do momento transversal e o espectro de energia para a produção de um jato, demonstramos que essas distribuições são sensíveis ao modelo fenomenológico usado para descrever a dinâmica QCD. Portanto, uma futura análise experimental da fotoprodução de um único jato pode ser útil para sondar o formalismo de dipolos de cor e as suposições subjacentes presentes na descrição dos regimes linear e não linear da dinâmica QCD. Nossos resultados para fotoprodução coerente e incoerente de J/Ψ , indicam que a análise desses processos podem ser úteis para discriminar entre os cenários dos regimes linear e não linear da dinâmica QCD em altas energias, como consequência, uma futura análise experimental dos processos coerentes e incoerentes de J/Ψ pode melhorar nosso entendimento sobre a descrição dos efeitos da saturação de glúons.

Após a descrição da fotoprodução de J/Ψ em colisões hadrônicas, estendemos o formalismo para a produção exclusiva de mésons vetoriais nas energias dos futuros colisores elétron-ion, apresentando cálculo da distribuição de rapidez, seção de choque total e distribuição de momento transversal. Focamos também na análise de processos difrativos exclusivos no processo de Espalhamento Compton profundamente virtual (DVCS), onde apresentamos pela primeira vez, as previsões derivadas usando a solução da equação BK dependente de b , também estudamos os processos DVCS coerente e incoerente nas energias dos futuros colisores elétron-íon. No que diz respeito a produção exclusiva de mésons vetoriais em colisões elétron-íon nas energias do EIC, LHeC e FCC- eh , focamos no cálculo da produção dos mésons ϕ e J/Ψ em interações coerentes e incoerentes por meio dos observáveis de

seção de choque total e distribuição de momento transverso. Nossos resultados indicam que uma futura análise experimental desses processos pode esclarecer a modelagem dos efeitos de saturação de glúons e restringir a descrição da dinâmica QCD em altas energias. Em particular, os resultados para a distribuição de momento transverso demonstraram que a análise experimental desse processo é útil para discriminar entre diferentes abordagens da dinâmica QCD, assim como avançar nossa compreensão sobre a descrição dos efeitos de saturação de glúon, bem como da dinâmica QCD em altas energias. Quanto ao estudo do processo DVCS, nossos resultados para a dependência energética da seção de choque total e distribuições em t em colisões ep e eA , considerando o limite cinemático coberto pelos futuros colisores EIC e LHeC, mostram que os observáveis são fortemente dependentes do parâmetro de impacto da amplitude de espalhamento. Enquanto que para os processos DVCS coerente e incoerente, os resultados demonstram que as taxas de eventos desses processos são muito grandes e que os eventos com Q^2 pequeno são sensíveis aos efeitos de saturação. Além disso, os resultados também indicam que uma futura análise experimental do processo DVCS será útil para discriminar entre os modelos da física de saturação e, conseqüentemente, nos permitirá restringir a descrição da dinâmica QCD em altas densidades de pártons e melhorar nossa compreensão da estrutura hadrônica. Em particular, prevê-se que o estudo do espalhamento compton profundamente virtual seja uma sonda da distribuição de glúons de Wigner.

Os resultados obtidos nesta tese motivam fortemente o estudo dos processos exclusivos como um meio de ampliar nossa compreensão da estrutura hadrônica, os quais nos permitem vincular as distribuições partônicas generalizadas (GPD) e dependentes do momento transverso (TMD).

11 APÊNDICE A - Função de onda do fóton

Neste apêndice, iremos apresentar o cálculo da função de onda do cone de luz para o fóton usando as regras de Feynman apresentadas nas Ref. [78, 79].

Primeiro, para introduzir o cálculo da função de onda do fóton com momento $q = [q^+, q^- = -\frac{Q^2}{2q^+}, \mathbf{q} = 0]$ na representação do cone de luz, vamos especificar os termos multiplicativos da função de onda, assim temos [78]

(I) um fator de cor $\sqrt{N_c}$,

(II) um fator de sabor e_f ,

(III) um termo $\bar{u}_h(zq^+, \mathbf{k})\epsilon_\mu(q, \lambda)\gamma^\mu v_{\bar{h}}[(1-z)q^+, -\mathbf{k}]$,

(IV) um fator $(\sqrt{2}zq^+)^{-1/2}[\sqrt{2}(1-z)q^+]^{-1/2}$ para linhas de quark e antiquark,

(V) um denominador de energia

$$-\sqrt{2}q^+ \left[Q^2 + \frac{\mathbf{k}^2 + m^2}{z(1-z)} \right]^{-1} = -\sqrt{2}q^+ \left[\frac{Q^2(1-z)z + \mathbf{k}^2 + m^2}{z(1-z)} \right]^{-1}.$$

Os vetores polarização do fóton são definidos como

$$\epsilon_L = \left(\frac{q^+}{Q}, \frac{Q}{2q^+}, \mathbf{0} \right) \quad (11.1)$$

$$\epsilon_T^\lambda = -\frac{1}{\sqrt{2}}(0, 0, \vec{\epsilon}_T^\lambda) \rightarrow \vec{\epsilon}_T^\lambda = -\frac{1}{\sqrt{2}}(1, i\lambda). \quad (11.2)$$

Os elementos de matriz espinorial do cone de luz são dados por

$$\bar{u}_h \gamma^+ v_{\bar{h}} = 2\sqrt{z(1-z)}q^+ \delta_{h, -\bar{h}}, \quad (11.3)$$

$$\bar{u}_h \gamma^+ v_{\bar{h}} = -\frac{\mathbf{k}^2 + m^2}{\sqrt{z(1-z)}q^+} \delta_{h, -\bar{h}}, \quad (11.4)$$

$$\bar{u}_h \gamma^i v_{\bar{h}} = \frac{(1-2z)k^i \mp i\epsilon^{ij3}k^j}{\sqrt{z(1-z)}} \delta_{h, -\bar{h}} \mp m \frac{\delta^{i1} \mp i\delta^{i2}}{\sqrt{z(1-z)}} \delta_{h, \bar{h}}. \quad (11.5)$$

Na Eq. (11.5), $i = 1, 2$ e \mp representa um sinal de menos se $h = +1/2$ e para um sinal de mais quando $h = -1/2$ [78].

A função de onda para o fóton será dada por

$$\begin{aligned}
\Psi_{h,\bar{h}}^{\gamma(\lambda)}(z, \mathbf{k}) &= -\sqrt{N_c} e e_f \left(\frac{1}{2zq^+(1-z)q^+} \right)^{1/2} \frac{\sqrt{2}q^+}{Q^2z(1-z) + \mathbf{k}^2 + m^2} z(1-z) \bar{u}_h \epsilon_\mu^\lambda \gamma^\mu v_{\bar{h}} \\
&= -\sqrt{N_c} e e_f \frac{z(1-z)}{\sqrt{z(1-z)}} \frac{\bar{u}_h \epsilon_\mu^\lambda \gamma^\mu v_{\bar{h}}}{Q^2z(1-z) + \mathbf{k}^2 + m^2} \\
&= -\sqrt{N_c} e e_f \sqrt{z(1-z)} \frac{\epsilon_\mu^\lambda \bar{u}_h \gamma^\mu v_{\bar{h}}}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2}, \tag{11.6}
\end{aligned}$$

onde definimos $\epsilon^2 = Q^2z(1-z) + m^2$.

Agora vamos estudar as polarizações longitudinal e transversal sepadamente. Começaremos pela polarização longitudinal ($\lambda = 0$). Na Eq. (11.6) temos que o produto escala $\epsilon_\mu^\lambda \bar{u}_h \gamma^\mu v_{\bar{h}}$ é dado por [79]

$$\epsilon_\mu^\lambda \bar{u}_h \gamma^\mu v_{\bar{h}} = \epsilon^{L^+} \bar{u}_h \gamma^- v_{\bar{h}} + \epsilon^{L^-} \bar{u}_h \gamma^+ v_{\bar{h}}, \tag{11.7}$$

usando as Eqs. (11.3) e (11.4) obtemos

$$\epsilon^{L^-} \bar{u}_h \gamma^+ v_{\bar{h}} = \left(\frac{Q}{2q^+} \right) 2\sqrt{z(1-z)}q^+ \delta_{h,-\bar{h}} = \sqrt{z(1-z)}Q \delta_{h,-\bar{h}}, \tag{11.8}$$

e

$$\epsilon^{L^+} \bar{u}_h \gamma^- v_{\bar{h}} = \left(\frac{q^+}{Q} \right) \left(-\frac{\mathbf{k}^2 + m^2}{\sqrt{z(1-z)}q^+} \right) \delta_{h,-\bar{h}} = -\frac{\mathbf{k}^2 + m^2}{Q\sqrt{z(1-z)}} \delta_{h,-\bar{h}}. \tag{11.9}$$

Substituindo as Eqs. (11.8) e (11.9) em (11.7) e aplicando em (11.6), temos

$$\begin{aligned}
\Psi_{h,\bar{h}}^{\gamma(L)}(z, \mathbf{k}) &= -\frac{\sqrt{N_c} e e_f \sqrt{z(1-z)}}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} \left[\sqrt{z(1-z)}Q - \frac{\mathbf{k}^2 + m^2}{\sqrt{z(1-z)}Q} \right] \delta_{h,-\bar{h}} \\
\Psi_{h,\bar{h}}^{\gamma(L)}(z, \mathbf{k}) &= -\frac{\sqrt{N_c} e e_f \sqrt{z(1-z)}}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} \left[\sqrt{z(1-z)}Q + (\sqrt{z(1-z)}Q - \sqrt{z(1-z)}Q) \right. \\
&\quad \left. - \frac{\mathbf{k}^2 + m^2}{\sqrt{z(1-z)}Q} \right] \delta_{h,-\bar{h}} \\
\Psi_{h,\bar{h}}^{\gamma(L)}(z, \mathbf{k}) &= -\frac{\sqrt{N_c} e e_f \sqrt{z(1-z)}}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} \left[2\sqrt{z(1-z)}Q - \left(\frac{\mathbf{k}^2 + m^2 + z(1-z)Q^2}{\sqrt{z(1-z)}Q} \right) \right] \delta_{h,-\bar{h}} \\
\Psi_{h,\bar{h}}^{\gamma(L)}(z, \mathbf{k}) &= -\frac{\sqrt{N_c} e e_f \sqrt{z(1-z)}}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} \left[2\sqrt{z(1-z)}Q - \left(\frac{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2}{\sqrt{z(1-z)}Q} \right) \right] \delta_{h,-\bar{h}} \\
\Psi_{h,\bar{h}}^{\gamma(L)}(z, \mathbf{k}) &= -\sqrt{N_c} e e_f \left[\frac{2z(1-z)Q}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} - \frac{1}{Q} \right] \delta_{h,-\bar{h}} \tag{11.10}
\end{aligned}$$

Até o momento, trabalhamos apenas com a função de onda do fóton virtual no espaço de momentum. Podemos levar a nossa análise para o espaço de coordenadas aplicando a transformada de Fourier

$$\Psi_{h,\bar{h}}(z, \mathbf{r}) = \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \Psi_{h,\bar{h}}^{\gamma(L)}(z, \mathbf{k}), \tag{11.11}$$

na equação Eq. (11.10) e assim obtemos a função de onda no espaço das posições. A transformada de Fourier atua na função

$$f(\mathbf{k}) = \frac{1}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2}. \tag{11.12}$$

Assim, a transformada de fourier fica

$$\begin{aligned}
\int e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \frac{1}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} &= \int_0^\infty \left[\int_0^{2\pi} e^{i|\mathbf{k}|\cdot|\mathbf{r}|\cos\phi} d\phi \right] \frac{|\mathbf{k}|d|\mathbf{k}|}{(2\pi)^2} \frac{1}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} \\
&= \int_0^\infty \left[2\pi J_0(|\mathbf{k}|\cdot|\mathbf{r}|) \right] \frac{|\mathbf{k}|d|\mathbf{k}|}{(2\pi)^2} \frac{1}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} \\
&= \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty |\mathbf{k}| J_0(|\mathbf{k}|\cdot|\mathbf{r}|) \frac{d|\mathbf{k}|}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} \\
&= \frac{K_0(\epsilon r)}{2\pi}, \tag{11.13}
\end{aligned}$$

onde usamos

$$\int_0^{2\pi} e^{i|\mathbf{k}|\cdot|\mathbf{r}|\cos\phi} d\phi = 2\pi J_0(|\mathbf{k}|\cdot|\mathbf{r}|) \quad (11.14)$$

e

$$\int_0^\infty dt \frac{t^{\nu+1} J_\nu(at)}{(t^2 + z^2)^{\mu+1}} = \frac{a^\mu z^{\nu-\mu}}{2^\mu \Gamma(\mu+1)} K_{\nu-\mu}(az). \quad (11.15)$$

O segundo termo da Eq. (11.10) produzirá uma função $\delta^2(r)$ ao efetuarmos a transformada de Fourier, que força o tamanho do dipolo com separação nula. Tal dipolo não interage com um alvo via interação forte (limite de transparência de cor) [78, 79].

Dessa forma, a função de onda para a polarização longitudinal do fóton no espaço das posições é dada por (dividindo pelo fator de normalização $\sqrt{4\pi}$)

$$\Psi_{h,\bar{h}}^{\gamma(L)}(z, r) = -\sqrt{\frac{N_c}{4\pi}} e e_f 2z(1-z)Q \frac{K_0(\epsilon r)}{2\pi} \delta_{h,-\bar{h}}. \quad (11.16)$$

Tomando o módulo quadrado e somando sobre os spins do par $q\bar{q}$, obtemos ($e^2 = 4\pi\alpha_{em}$)

$$|\Psi_{h,\bar{h}}^{\gamma(L)}(z, r)|^2 = \sum_h \sum_{\bar{h}} \sum_f \frac{N_c}{4\pi} \frac{4\pi}{\pi^2} \alpha_{em} e_f^2 z^2 (1-z)^2 Q^2 K_0^2(\epsilon r) \delta_{h,-\bar{h}} \delta_{h,-\bar{h}}. \quad (11.17)$$

e, como

$$\sum_h \sum_{\bar{h}} \delta_{h,-\bar{h}} \delta_{h,-\bar{h}} = \sum_{\bar{h}} \delta_{-\bar{h},-\bar{h}} = \delta_{-1/2,-1/2} + \delta_{1/2,1/2} = 2, \quad (11.18)$$

obtemos a função de onda para a polarização longitudinal

$$|\psi_L^\gamma(z, r)|^2 = \frac{2N_c}{\pi^2} \sum_f \alpha_{em} e_f^2 z^2 (1-z)^2 Q^2 K_0^2(\epsilon r). \quad (11.19)$$

Agora vamos calcular a função de onda para a polarização transversa. O produto escalar da Eq. (11.6), $\epsilon_\mu^\lambda \bar{u}_h \gamma^\mu v_{\bar{h}}$ é dada por

$$\epsilon_\mu^\lambda \bar{u}_h \gamma^\mu v_{\bar{h}} = -\bar{\epsilon}_T^{(\lambda)i} \bar{u}_h \vec{\gamma} v_{\bar{h}} = -\epsilon_T^{(\lambda)i} \bar{u}_h \gamma^i v_{\bar{h}}. \quad (11.20)$$

A forma como é definido o vetor polarização e o elemento de matriz $\bar{u}\gamma^i v$, teremos que efetuar os seguintes produtos:

$$-\vec{\epsilon}_T^\lambda \cdot \vec{k} = -\frac{1}{\sqrt{2}}[k^1 + i\lambda k^2] \quad (11.21)$$

e

$$\begin{aligned} \epsilon^1 k^2 - \epsilon^2 k^1 &= -\frac{1}{\sqrt{2}}[k^2 + i\lambda k^1] \\ &= -i\lambda \left\{ -\frac{1}{\sqrt{2}}[k^1 + i\lambda k^2] \right\} \\ &= -i\lambda \vec{\epsilon}_T^\lambda \cdot \vec{k}. \end{aligned} \quad (11.22)$$

Vamos usar a Eq. (11.5) e analisar separadamente os casos $h = \bar{h}$ e $h = -\bar{h}$

► Caso $h = -\bar{h}$

Nesse caso temos

$$\begin{aligned} -\varepsilon_T^{(\lambda)} \bar{u} \lambda^i v &= -\left\{ \frac{(1-2z)\vec{\epsilon}_T^\lambda \cdot \vec{k} \mp i(\epsilon^1 k^2 - \epsilon^2 k^1)}{\sqrt{z(1-z)}} \right\} \delta_{h,-\bar{h}} \\ &= -\left\{ \frac{(1-2z) \mp \lambda}{\sqrt{z(1-z)}} \right\} (\vec{\epsilon}_T^\lambda \cdot \vec{k}) \delta_{h,-\bar{h}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{(1-2z) \mp \lambda}{\sqrt{z(1-z)}} [k^1 + i\lambda k^2] \delta_{h,-\bar{h}}. \end{aligned} \quad (11.23)$$

Analizando para cada polarização $\lambda = \pm 1$ do fóton e par $q\bar{q}$ possível separadamente, temos

• $\lambda = +1, h = +, \bar{h} = -$

$$\begin{aligned} -\varepsilon_T^{(\lambda)i} \bar{u} \gamma^i v &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{(1-2z) - 1}{\sqrt{z(1-z)}} [k^1 + ik^2] \\ &= -\frac{2\sqrt{2}z}{2\sqrt{z(1-z)}} [k^1 + ik^2] \\ &= -\frac{\sqrt{2}z}{\sqrt{z(1-z)}} [k^1 + ik^2] \end{aligned} \quad (11.24)$$

• $\lambda = +1, h = -, \bar{h} = +$

$$\begin{aligned}
-\varepsilon_T^{(\lambda)i} \bar{u} \gamma^i v &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{(1-2z) + 1}{\sqrt{z(1-z)}} [k^1 + ik^2] \\
&= \frac{2\sqrt{2}(1-z)}{2\sqrt{z(1-z)}} \\
&= \frac{\sqrt{2}(1-z)}{\sqrt{z(1-z)}} [k^1 + ik^2]
\end{aligned} \tag{11.25}$$

• $\lambda = -1, h = +, \bar{h} = -$

$$-\varepsilon_T^{(\lambda)i} \bar{u} \gamma^i v = \frac{\sqrt{2}(1-z)}{\sqrt{z(1-z)}} [k^1 - ik^2] \tag{11.26}$$

• $\lambda = +1, h = -, \bar{h} = +$

$$-\varepsilon_T^{(\lambda)i} \bar{u} \gamma^i v = -\frac{\sqrt{2}z}{\sqrt{z(1-z)}} [k^1 - ik^2] \tag{11.27}$$

► Caso $h = \bar{h}$

Nesse caso temos

$$\begin{aligned}
-\varepsilon_T^{(\lambda)i} \bar{u} \gamma^i v &= \mp(-1) \frac{m [\delta^{i1} \mp i\delta^{i2}]}{\sqrt{z(1-z)}} \epsilon_T^{(\lambda)i} \delta_{h,\bar{h}} \\
&= \mp(-1) \frac{m [-1/\sqrt{2} \mp (1/\sqrt{2})\lambda]}{\sqrt{z(1-z)}} \delta_{h,\bar{h}} \\
&= \mp \frac{m}{\sqrt{2}} \frac{[1 \pm \lambda]}{\sqrt{z(1-z)}} \delta_{h,\bar{h}}.
\end{aligned} \tag{11.28}$$

Analizando para cada polarização do fóton e par $q\bar{q}$ possível sepadamente, obtemos

• $\lambda = +1, h = +, \bar{h} = +$

$$-\varepsilon_T^{(\lambda)i} \bar{u} \gamma^i v = -\frac{\sqrt{2}m}{\sqrt{z(1-z)}}. \tag{11.29}$$

• $\lambda = +1, h = -, \bar{h} = -$

$$-\varepsilon_T^{(\lambda)i} \bar{u} \gamma^i v = 0. \quad (11.30)$$

• $\lambda = -, h = +, \bar{h} = +$

$$-\varepsilon_T^{(\lambda)i} \bar{u} \gamma^i v = 0. \quad (11.31)$$

• $\lambda = -, h = -, \bar{h} = -$

$$-\varepsilon_T^{(\lambda)i} \bar{u} \gamma^i v = \frac{\sqrt{2}m}{\sqrt{z(1-z)}}. \quad (11.32)$$

Juntando todos os resultados dos casos $h = -\bar{h}$ e $h = \bar{h}$, temos

$$\begin{aligned} \Psi_{h,\bar{h}}^{T(\lambda=+)}(z, \mathbf{k}) &= \sqrt{2N_c} e e_f \left\{ [k^1 + ik^2] \left(z\delta_{h+\delta_{\bar{h}-}} - (1-z)\delta_{h-\delta_{\bar{h}+}} \right) + m\delta_{h+\delta_{\bar{h}+}} \right\} \\ &\times \frac{1}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2}. \end{aligned} \quad (11.33)$$

e

$$\begin{aligned} \Psi_{h,\bar{h}}^{T(\lambda=-)}(z, \mathbf{k}) &= -\sqrt{2N_c} e e_f \left\{ [k^1 + ik^2] \left((1-z)\delta_{h+\delta_{\bar{h}-}} - z\delta_{h-\delta_{\bar{h}+}} \right) + m\delta_{h+\delta_{\bar{h}+}} \right\} \\ &\times \frac{1}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2}. \end{aligned} \quad (11.34)$$

Vamos agora fazer uma transformada de Fourier das equações acima para obter a função de onda no espaço das posições. A transformada atua na função $f(\mathbf{k})$ que já foi calculada no caso longitudinal, para o caso transversal temos $[k^1 \pm ik^2]f(\mathbf{k})$, que produzirá

$$\int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \frac{k^1 \pm ik^2}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} = \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \frac{k^1}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} \pm i \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \frac{k^2}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2}. \quad (11.35)$$

mas

$$\begin{aligned} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} &= e^{ik^1x+ik^2y} \\ k^1 e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} &= -i\partial_x e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \\ k^2 e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} &= -i\partial_y e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}, \end{aligned}$$

assim,

$$\begin{aligned} \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \frac{k^1 \pm ik^2}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} &= (-i) \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)} \frac{\partial_x e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} \pm i \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)} \frac{\partial_y e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} \\ &= (-i)(\partial_x \pm i\partial_y) \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)} \frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} \\ &= (-i)(\partial_x \pm i\partial_y) \frac{K_0(\epsilon r)}{2\pi}. \end{aligned} \quad (11.36)$$

Na equação acima, $f(r) = \frac{K_0(\epsilon r)}{2\pi}$ não possui dependência angular. Tratando r como uma variável complexa, temos

$$\begin{aligned} r &= x + iy = |r|e^{i\theta} = |r| \cos \theta + i|r| \sin \theta \\ r * r &= |r|^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} x &= |r| \cos \theta; \quad y = |r| \sin \theta \\ \tan \theta &= \frac{y}{x} \cdot |r|^2 = x^2 + y^2, \end{aligned} \quad (11.37)$$

de forma que

$$\begin{aligned} \partial_x &= \cos \theta \partial_r - \frac{\sin \theta}{r} \partial_\theta \\ \partial_y &= \sin \theta \partial_r - \frac{\cos \theta}{r} \partial_\theta. \end{aligned} \quad (11.38)$$

Assim a Eq. (11.36) fica

$$\begin{aligned} \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \frac{k^1 \pm ik^2}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} &= (-i)(\cos \theta \pm i \sin \theta) \partial_r f(r) \\ &= (-i)e^{\pm i\theta} \partial_r f(r) \end{aligned} \quad (11.39)$$

e usando o fato de que $\partial_r K_0(\epsilon r) = -\epsilon K_1(\epsilon r)$, obtemos

$$\int \frac{d^2 \mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \frac{k^1 \pm ik^2}{\mathbf{k}^2 + \epsilon^2} = ie^{\pm i\theta} \epsilon \frac{K_1(\epsilon r)}{2\pi} \quad (11.40)$$

Assim as Eqs. (11.33) e (11.34) ficam (dividindo pelo fator de normalização $\sqrt{4\pi}$)

$$\begin{aligned} \Psi^{T(\lambda=+)}(r, z) &= \sqrt{\frac{N_C}{2\pi}} e e_f \left\{ ie^{+i\theta} \epsilon \left[z \delta_{h+\delta_{\bar{h}-}} - (1-z) \delta_{h-\delta_{\bar{h}+}} \right] \frac{K_1(\epsilon r)}{2\pi} \right. \\ &\quad \left. + m \delta_{h+\delta_{\bar{h}+}} \frac{K_0(\epsilon r)}{2\pi} \right\} \end{aligned} \quad (11.41)$$

e

$$\begin{aligned} \Psi^{T(\lambda=-)}(r, z) &= -\sqrt{\frac{N_C}{2\pi}} e e_f \left\{ ie^{-i\theta} \epsilon \left[(1-z) \delta_{h+\delta_{\bar{h}-}} - z \delta_{h-\delta_{\bar{h}+}} \right] \frac{K_1(\epsilon r)}{2\pi} \right. \\ &\quad \left. + m \delta_{h+\delta_{\bar{h}+}} \frac{K_0(\epsilon r)}{2\pi} \right\} \end{aligned} \quad (11.42)$$

O resultado final para a função de onda do fóton virtual com polarização transversa, da-se tomando o módulo quadrado, a média na polarização do fóton e a soma sobre os spins do quark e do antiquark [79]

$$\begin{aligned} |\Psi^{T(\lambda=+)}(r, z)|^2 &= \frac{1}{2} \sum_h \sum_{\bar{h}} \sum_f \frac{N_C}{2\pi} 4\pi \alpha_{em} e_f \left\{ \epsilon^2 \left[z^2 \delta_{h+\delta_{\bar{h}-}} - (1-z)^2 \delta_{h-\delta_{\bar{h}+}} \right] \frac{K_1^2(\epsilon r)}{4\pi^2} \right. \\ &\quad \left. + m^2 \delta_{h+\delta_{\bar{h}+}} \frac{K_0^2(\epsilon r)}{4\pi^2} \right\} \\ &= \frac{1}{2} \frac{N_C \alpha_{em}}{2\pi^2} \sum_f e_f^2 \left\{ \epsilon^2 \left[z^2 + (1-z)^2 \right] K_1^2(\epsilon r) + m^2 K_0^2(\epsilon r) \right\}. \end{aligned} \quad (11.43)$$

O outro termo $|\Psi^{T(\lambda=-)}(r, z)|^2$ produzirá a mesma expressão. Assim podemos somar as contribuições para $\lambda = \pm 1$ e obtemos

$$|\Psi_T^\gamma(r, z)|^2 = \frac{N_C \alpha_{em}}{2\pi^2} \sum_f e_f^2 \left\{ \epsilon^2 \left[z^2 + (1-z)^2 \right] K_1^2(\epsilon r) + m^2 K_0^2(\epsilon r) \right\}. \quad (11.44)$$

As funções de onda (11.19) e (11.44) é sobreposição das funções de onda do fóton virtual

e podem ser reescritas da seguinte forma

$$|\Psi_L^{\gamma^*}(z, r)|^2 = \frac{6\alpha_{em}}{(2\pi)^2} \sum_q 4e_q^2 Q^2 z^2 (1-z)^2 K_0^2(\epsilon r), \quad (11.45)$$

$$|\Psi_T^{\gamma^*}(z, r)|^2 = \frac{6\alpha_{em}}{(2\pi)^2} \sum_q e_q^2 \left\{ [z^2 + (1-z)^2] \epsilon^2 K_1^2(\epsilon r) + m_f^2 K_0^2(\epsilon r) \right\}. \quad (11.46)$$

12 APÊNDICE B - Função de onda do méson

As funções de onda no cone de luz para mésons vetoriais são construídas de forma análoga ao caso do fóton virtual. Porém, no caso do méson temos um estado quark-antiquark e não uma partícula fundamental e não temos condições de obtê-la a partir de um cálculo de primeiros princípios da QCD.

Uma forma de modelar a função de onda do méson vetorial é assumir, como feito nas Refs. [75, 78, 79, 110], que o méson vetorial é predominantemente um estado $q\bar{q}$ e que sua estrutura de spin e polarização é a mesma do fóton [67]. Nossos cálculos estão baseados na Refs. [75, 78, 79].

Antes de discutimos as diferentes parametrizações das funções de onda no cone de luz para mésons, vamos declarar as duas principais restrições dessas funções de onda.

A primeira é a condição de normalização

$$\sum_{h,\bar{h}} \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} dz |\Psi_{h,\bar{h}}^{V(\lambda)}(k, z)|^2 = \sum_{h,\bar{h}} \int d^2\mathbf{r} dz |\Psi_{h,\bar{h}}^{V(\lambda)}(r, z)|^2 = 1, \quad (12.1)$$

que incorpora a suposição de que o méson é composto apenas de pares $q\bar{q}$. A segunda restrição vem da largura de decaimento eletrônico:

$$ef_V M_V \epsilon_\gamma^* \epsilon_V = \sum_{h,\bar{h}} \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \frac{dz}{z(1-z)} [z(1-z)Q^2 + k^2 + m_f^2] \Psi_{h,\bar{h}}^V(k, z) \Psi_{h,\bar{h}}^{V*}(k, z), \quad (12.2)$$

onde o acoplamento f_V do méson para a corrente eletromagnética pode se determinado a partir da largura leptônica medida experimentalmente $\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}$ desde que $3M_V \Gamma_{V \rightarrow e^+e^-} = 4\pi\alpha_{em}^2 f_V^2$.

Seguindo a Ref. [250] para a função de onda NNPZ, podemos construir a função de onda do méson no cone de luz em analogia a função de onda do fóton. A única diferença é o fator de vértice adicional no caso do méson, dado por $\Gamma(z, \mathbf{k}) \bar{u}_h \gamma^\mu v_{\bar{h}}$.

Como os mesmos procedimentos para o caso do fóton Eq. (11.6), podemos escrever

$$\Psi_{h,\bar{h}}^{V(\lambda)}(z, \mathbf{k}) = -\sqrt{N_c} e e_f \sqrt{z(1-z)} \frac{\epsilon_V^\lambda \bar{u}_h \gamma^\mu v_{\bar{h}} \Gamma(z, \mathbf{k})}{-z(1-z)M_V^2 + \mathbf{k}^2 + m_f^2} \quad (12.3)$$

O vetor polarização longitudinal e os elementos de matriz espinorial no cone de luz do

méson são:

$$\epsilon_L = \left(\frac{V^+}{M_V}, -\frac{M_V}{2V^+}, \mathbf{0} \right), \quad (12.4)$$

$$\bar{u}_h \gamma^+ v_{\bar{h}} = 2\sqrt{z(1-z)}V^+ \delta_{h,-\bar{h}}, \quad (12.5)$$

e

$$\bar{u}_h \gamma^+ v_{\bar{h}} = -\frac{\mathbf{k}^2 + m^2}{\sqrt{z(1-z)}V^+} \delta_{h,-\bar{h}}, \quad (12.6)$$

O produto escala da Eq. (12.3), para a polarização longitudinal do méson pode ser calculado através da Eq. (11.7), onde

$$\epsilon^{L-} \bar{u}_h \gamma^+ v_{\bar{h}} = -\sqrt{z(1-z)}M_V \delta_{h,-\bar{h}}, \quad (12.7)$$

e

$$\epsilon^{L+} \bar{u}_h \gamma^- v_{\bar{h}} = -\frac{\mathbf{k}^2 + m^2}{M_V \sqrt{z(1-z)}} \delta_{h,-\bar{h}}. \quad (12.8)$$

Substituindo na Eq. (12.3), temos

$$\begin{aligned} \Psi_{h,\bar{h}}^{V(L)}(z, \mathbf{k}) &= -\sqrt{N_c} e e_f \sqrt{z(1-z)} \frac{\Gamma(z, \mathbf{k})}{-z(1-z)M_V^2 + \mathbf{k}^2 + m_f^2} \\ &\quad \left[-\sqrt{z(1-z)}M_V \delta_{h,-\bar{h}} - \frac{\mathbf{k}^2 + m^2}{M_V \sqrt{z(1-z)}} \delta_{h,-\bar{h}} \right] \\ &= -\sqrt{N_c} e e_f \sqrt{z(1-z)} \frac{\Gamma(z, \mathbf{k})}{-z(1-z)M_V^2 + \mathbf{k}^2 + m_f^2} \\ &\quad \left[-2\sqrt{z(1-z)}M_V - \left(\frac{\mathbf{k}^2 + m^2}{M_V \sqrt{z(1-z)}} - \sqrt{z(1-z)}M_V \right) \right] \delta_{h,-\bar{h}} \\ &= \sqrt{N_C} e e_f \left[\frac{2z(1-z)M_V \Gamma(z, \mathbf{k})}{\mathbf{k}^2 + m_f^2 - z(1-z)M_V^2} + \frac{\Gamma(z, \mathbf{k})}{M_V} \right] \delta_{h,-\bar{h}} \end{aligned} \quad (12.9)$$

Comparando a equação acima ao caso do fóton, Eq. (11.10), temos um fator de vértice adicional para o méson, $\Gamma(z, \mathbf{k})$. Isso significa que não obtemos uma função $\delta(\mathbf{r})$ na transformada de Fourier, assim não podemos desprezar o termo $\Gamma(z, \mathbf{k})/M_V$ como fizemos com

o termo $1/Q$ no caso do fóton.

Reescrevendo a Eq. (11.10) como

$$\Psi_{h,\bar{h}}^{\gamma(L)}(z, \mathbf{k}) = -\sqrt{N_C} e e_f 2Q \hat{\phi}_{\gamma^*}(z, \mathbf{k}) \delta_{h,-\bar{h}}, \quad (12.10)$$

onde $\hat{\phi}_{\gamma^*}$ é a parte escalar da função de onda do fóton no cone de luz, dada por

$$\hat{\phi}_{\gamma^*}(z, \mathbf{k}) = \frac{1}{\frac{\mathbf{k}^2 + m_f^2}{z(1-z)} + Q^2}. \quad (12.11)$$

Para o méson Eq. (12.9), a parte escalar é

$$\hat{\phi}_V(z, \mathbf{k}) = \frac{\Gamma(z, \mathbf{k})}{\frac{\mathbf{k}^2 + m_f^2}{z(1-z)} - M_V^2}. \quad (12.12)$$

Podemos reescrever a Eq. (12.9) usando a Eq. (12.12), como

$$\begin{aligned} \Psi_{h,\bar{h}}^{V(L)}(z, \mathbf{k}) &= \sqrt{N_C} e e_f \left[2M_V + \frac{\mathbf{k}^2 + m_f^2 - z(1-z)M_V^2}{z(1-z)M_V} \right] \frac{\Gamma(z, \mathbf{k}) z(1-z)}{\mathbf{k}^2 + m_f^2 - z(1-z)M_V^2} \delta_{h,-\bar{h}} \\ &= \sqrt{N_C} e e_f \left[\frac{2M_V z(1-z) + \mathbf{k}^2 + m_f^2 - z(1-z)M_V^2}{z(1-z)M_V} \right] \frac{\Gamma(z, \mathbf{k})}{\frac{\mathbf{k}^2 + m_f^2}{z(1-z)} - M_V^2} \delta_{h,-\bar{h}} \\ &= \sqrt{N_C} e e_f \frac{1}{z(1-z)M_V} \left(\mathbf{k}^2 + m_f^2 + z(1-z)M_V \right) \hat{\phi}_V(z, \mathbf{k}) \delta_{h,-\bar{h}}. \end{aligned} \quad (12.13)$$

Como não sabemos quem é $\Gamma(z, \mathbf{k})$, a equação acima não nos dar uma informação completa. No entanto, conhecemos a parte escalar da função de onda do méson e podemos trabalhar com ela separadamente. Uma forma de solucionar nosso problema é resolver a equação de Schrodinger para um potencial particular e realizar um boost de Lorentz da função de onda de Schrodinger para uma função de onda no cone de luz. Existem várias prescrições na literatura para fazer este boot, aqui usaremos a mais popular proposta por Brodsky, Huang e Lepage (BHL) [251]. Para obter a prescrição BHL, igualamos a massa invariante no referencial do centro de massa com aquela no referencial do cone de luz. Deste modo, um méson com massa M_V e momento $k^\mu = (k_i^0, \vec{k})$ fora da camada de massa no referencial do centro de massa é

$$\varepsilon_{CM}^2 = M_V^2 - 4(\vec{k}^2 + m_f^2), \quad (12.14)$$

para o cone de luz fica

$$\varepsilon_{LC}^2 = M_V^2 - \frac{(\mathbf{k}^2 + m_f^2)}{z(1-z)}. \quad (12.15)$$

Igualando as equações acima, obtemos a conexão entre o trimomento \vec{k} e as coordenadas do cone de luz \mathbf{k} e z ,

$$\vec{k}^2 = \frac{\mathbf{k}^2 + m_f^2}{4z(1-z)} - m_f^2. \quad (12.16)$$

Em termos da função de onda, isso significa que

$$\phi^S(\vec{k}^2) = \phi^{LC} \left(\frac{\mathbf{k}^2 + m_f^2}{4z(1-z)} - m_f^2 \right). \quad (12.17)$$

A Eq. (12.17) é a prescrição BHL, que permite deduzir a forma analítica de uma função de onda no cone de luz usando a função de onda de Schrodinger.

Vamos primeiro encontra a função de onda de Schrodinger para o seguinte potencial

$$V = V_{coulomb} + V_{oscilador}, \quad (12.18)$$

onde o potencial de Coulomb é

$$V_{coulomb} = -\frac{4\pi\alpha_s C_F}{\vec{r}}, \quad (12.19)$$

onde $C_F = 4/3$ é um fator de cor para quarks em um singleto de cor. O potencial do oscilador harmônico é

$$V_{oscilador} = R\vec{r}^2, \quad (12.20)$$

onde R é um parâmetro livre.

Resolvendo a Equação de Schrodinger para o potencial de Coulomb, encontramos

$$\phi^S(\vec{r}) = NC \exp\left(\frac{-|\vec{r}|}{2Ca}\right), \quad (12.21)$$

onde a é o raio de Bohr, dado por

$$a = \frac{3}{8m_r\alpha_s}, \quad (12.22)$$

\vec{r} é o tri-vetor relativo entre o quark e o antiquark, N é uma constante de normalização e C é um parâmetro livre, m_r é a massa reduzida ($m_r = m_f/2$) do sistema quark-antiquark que surge naturalmente da separação das variáveis em um sistema não relativístico de dois corpos. Precisamos fazer uma transformada de Fourier tridimensional da Eq. (12.21) para o espaço de momento,

$$\begin{aligned} \phi^S(\vec{p}) &= NC \int \exp\left(\frac{-r}{2Ca}\right) e^{-i\vec{p}\cdot\vec{r}} d^3\vec{r} \\ &= NC \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \exp\left(\frac{-r}{2Ca}\right) e^{-i\vec{p}\cdot\vec{r}} r^2 \sin\theta \, dr \, d\phi \, d\theta \\ &= NC 2\pi \int_0^\pi \int_0^\infty \exp\left(\frac{-r}{2Ca}\right) r^2 \, dr [e^{-ipr \cos\theta} \sin\theta \, d\theta] \\ &= NC 2\pi \int_0^\infty \exp\left(\frac{-r}{2Ca}\right) r^2 \frac{i}{pr} [e^{-ipr} + e^{ipr}] \, dr, \end{aligned} \quad (12.23)$$

usando $e^{i\theta} = \cos\theta - i \sin\theta$, temos que $e^{-ipr} + e^{ipr} = -2i \sin(pr)$, assim a Eq. (12.23) pode ser reescrita da seguinte forma

$$\phi^S(\vec{p}) = NC 2\pi \int_0^\infty r^2 \exp\left(\frac{-r}{2Ca}\right) \frac{2 \sin(pr)}{pr} \, dr, \quad (12.24)$$

que resulta em

$$\phi^S(\vec{p}) = N \frac{64a^3 C^4 \pi}{(1 + 4C^2 a^2 p^2)^2}. \quad (12.25)$$

Podemos agora usar a preciação BHL para obter a função de onda no cone de luz,

$$\begin{aligned}
\phi^{LC}(z, \mathbf{k}) &= N \frac{64a^3 C^4 \pi}{\left[1 + 4C^2 a^2 \left(\frac{\mathbf{k}^2 + m_f^2}{4z(1-z)} - m_f^2\right)\right]^2} \\
&= N \frac{64a^3 C^4 \pi}{\left[1 + \frac{C^2 a^2 \mathbf{k}^2}{z(1-z)} + \frac{C^2 a^2 m_f^2}{z(1-z)} - 4C^2 a^2 m_f^2\right]^2} \\
&= N \frac{64a^3 C^4 \pi}{\left[A + B\mathbf{k}^2\right]^2}
\end{aligned} \tag{12.26}$$

onde

$$A = \sqrt{1 + \frac{C^2 a^2 m_f^2}{z(1-z)} - 4C^2 a^2 m_f^2} \tag{12.27}$$

e

$$B = \frac{C a}{\sqrt{z(1-z)}}. \tag{12.28}$$

De forma mais compacta, podemos escrever a Eq. (12.26), da seguinte forma

$$\phi^{LC}(z, \mathbf{k}) = N \frac{64a^3 C^4 \pi}{B^4} \frac{1}{(\beta^2 + \mathbf{k}^2)^2} \quad ; \quad \beta^2 = \left(\frac{A}{B}\right)^2. \tag{12.29}$$

Para usarmos o formalismo de dipolos de cor, precisamos da transformada de Fourier da função de onda no cone de luz no espaço das posições. A transformada de Fourier bidimensional para o espaço \mathbf{r} é

$$\begin{aligned}
\phi^{LC}(z, \mathbf{r}) &= N \frac{64C^4 a^3 \pi}{B^4} \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \frac{1}{(\beta^2 + \mathbf{k}^2)} \\
&= N \frac{64C^4 a^3 \pi}{B^4} \left[\frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{k dk J_0(k, z)}{(\beta^2 + \mathbf{k}^2)} \right]
\end{aligned} \tag{12.30}$$

onde temos usado a integral da função de Bessel. Usando a identidade dada pela Eq. (11.15), podemos escrever

$$\int_0^\infty \frac{k dk J_0(k, z)}{(\beta^2 + \mathbf{k}^2)} = \frac{r}{2\beta} K_1(r, \beta). \tag{12.31}$$

Portanto, a função de onda do cone de luz no espaço das posições é

$$\phi_{Coulomb}^{LC}(z, \mathbf{r}) = \frac{N16C^4 a^3}{AB^3} r K_1(r, \beta) \quad (12.32)$$

Lembre-se de que a está relacionada à constante de acoplamento forte α_s via $a = 3/8m_r\alpha_s$.

Agora vamos encontrar a função de onda para o potencial do oscilador harmônico. A função de onda de Schrodinger no espaço das posições é

$$\phi^S(\vec{r}) = N \exp\left(-\frac{|\vec{r}|^2 R^2}{2}\right). \quad (12.33)$$

A transformada de Fourier tridimensional no espaço de momento da equação acima é

$$\phi^S(\vec{k}) = N(2\pi R^2)^{3/2} \exp\left(-\frac{k^2 R^2}{2}\right). \quad (12.34)$$

Aplicando a prescrição BHL, temos

$$\phi^{LC}(z, \mathbf{k}) = N(2\pi R^2)^{3/2} \exp\left[-R^2\left(\frac{\mathbf{k}^2 + m_f^2}{8z(1-z)}\right)\right] \exp\left(\frac{m_f^2 R^2}{2}\right). \quad (12.35)$$

A transformada de Fourier bidimensional no espaço das posições da equação acima é

realizada da seguinte forma

$$\begin{aligned}
\phi_{Oscilador}^{LC}(z, \mathbf{r}) &= N(2\pi R^2)^{3/2} \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \exp \left[-R^2 \left(\frac{\mathbf{k}^2 + m_f^2}{8z(1-z)} \right) \right] \exp \left(\frac{m_f^2 R^2}{2} \right) \\
&= N(2\pi R^2)^{3/2} \exp \left(\frac{m_f^2 R^2}{2} \right) \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \exp \left[-R^2 \left(\frac{\mathbf{k}^2 + m_f^2}{8z(1-z)} \right) + i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} \right] \\
&= N(2\pi R^2)^{3/2} \exp \left(\frac{m_f^2 R^2}{2} \right) \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \\
&\exp \left[-\frac{R^2}{8z(1-z)} \left(\mathbf{k}^2 + m_f^2 - \frac{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}(8z(1-z))}{R^2} \right) \right] \\
&= N(2\pi R^2)^{3/2} \exp \left(\frac{m_f^2 R^2}{2} \right) \exp \left(-\frac{R^2 m_f^2}{8z(1-z)} \right) \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \\
&\exp \left[-\frac{R^2}{8z(1-z)} \left(\mathbf{k}^2 - \frac{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}(8z(1-z))}{R^2} \right) \right] \\
&= N(2\pi R^2)^{3/2} \exp \left(\frac{m_f^2 R^2}{2} \right) \exp \left(-\frac{R^2 m_f^2}{8z(1-z)} \right) \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \\
&\exp \left[-\frac{R^2}{8z(1-z)} \left(\mathbf{k}^2 - \frac{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}(8z(1-z))}{R^2} - \frac{16z^2(1-z)^2 \mathbf{r}^2}{R^4} + \frac{16z^2(1-z)^2 \mathbf{r}^2}{R^4} \right) \right] \\
&= N(2\pi R^2)^{3/2} \exp \left(\frac{m_f^2 R^2}{2} \right) \exp \left(-\frac{R^2 m_f^2}{8z(1-z)} \right) \exp \left(-\frac{2z(1-z)r^2}{R^2} \right) \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \\
&\exp \left[-\frac{R^2}{8z(1-z)} \left(\mathbf{k} - \frac{i4z(1-z)\mathbf{r}}{R^2} \right)^2 \right] \\
&= N4z(1-z)\sqrt{(2\pi R^2)} \exp \left(-\frac{R^2 m_f^2}{8z(1-z)} \right) \exp \left(-\frac{2z(1-z)r^2}{R^2} \right) \\
&\times \exp \left(\frac{m_f^2 R^2}{2} \right), \tag{12.36}
\end{aligned}$$

onde usamos uma etapa intermediária útil para resolver a transformada de Fourier acima, dada por

$$\int \exp \left[\frac{-R^2}{8z(1-z)} \left(k_j - \frac{i4z(1-z)j}{R^2} \right)^2 \right] dk_j = \sqrt{\frac{\pi 8z(1-z)}{R^2}} \tag{12.37}$$

A soma das Eq. (12.32) e Eq. (12.36) é a função de onda do cone de luz

$$\phi^{LC}(z, \mathbf{r}) = \phi_{Oscilador}^{LC}(z, \mathbf{r}) + \phi_{Coulomb}^{LC}(z, \mathbf{r}) \tag{12.38}$$

Agora podemos reescrever a Eq. (12.13) em termos do espaço das posições, dada por

$$\Psi_{h,\bar{h}}^{V(L)}(z, \mathbf{r}) = \sqrt{\frac{N_C}{4\pi}} e e_f \left[\frac{1}{z(1-z)M_V} \left(m_f^2 + z(1-z)M_V - \partial_r^2 \right) \phi_V(z, \mathbf{r}) \right] \delta_{h,-\bar{h}}. \quad (12.39)$$

onde $\phi_V(z, \mathbf{r})$ é a transformada de Fourier de $\hat{\phi}(z, \mathbf{k})$ dada pela Eq. (12.38) (dividindo pelo fator de normalização $\sqrt{4\pi}$).

Similamente para o caso transversal, temos

$$\begin{aligned} \Psi_{h,\bar{h}}^{V(T,\gamma=+)}(z, \mathbf{k}) &= \sqrt{\frac{N_C}{4\pi}} e e_f \frac{\sqrt{2}}{z(1-z)} \left[e^{i\theta_k} k (z \delta_{+h,-\bar{h}} - (1-z) \delta_{-h,+\bar{h}}) \right. \\ &\quad \left. + m_f \delta_{+h,+\bar{h}} \right] \hat{\phi}_V(z, \mathbf{k}) \end{aligned} \quad (12.40)$$

e

$$\begin{aligned} \Psi_{h,\bar{h}}^{V(T,\gamma=-)}(z, \mathbf{k}) &= \sqrt{\frac{N_C}{4\pi}} e e_f \frac{\sqrt{2}}{z(1-z)} \left[e^{-i\theta_k} k ((1-z) \delta_{+h,-\bar{h}} - z \delta_{-h,+\bar{h}}) \right. \\ &\quad \left. + m_f \delta_{-h,-\bar{h}} \right] \hat{\phi}_V(z, \mathbf{k}) \end{aligned} \quad (12.41)$$

Fazendo a transformada de Fourier para o espaço das posições, a função de onda transversal do cone de luz do méson, torna-se

$$\begin{aligned} \Psi_{h,\bar{h}}^{V(T,\gamma=+)}(z, \mathbf{r}) &= \sqrt{\frac{N_C}{4\pi}} e e_f \frac{\sqrt{2}}{z(1-z)} \left[i e^{i\theta_r} k (z \delta_{+h,-\bar{h}} - (1-z) \delta_{-h,+\bar{h}}) \partial_r \right. \\ &\quad \left. + m_f \delta_{+h,+\bar{h}} \right] \hat{\phi}_V(z, \mathbf{r}) \end{aligned} \quad (12.42)$$

e

$$\begin{aligned} \Psi_{h,\bar{h}}^{V(T,\gamma=-)}(z, \mathbf{r}) &= \sqrt{\frac{N_C}{4\pi}} e e_f \frac{\sqrt{2}}{z(1-z)} \left[i e^{-i\theta_r} k ((1-z) \delta_{+h,-\bar{h}} - z \delta_{-h,+\bar{h}}) \partial_r \right. \\ &\quad \left. + m_f \delta_{-h,-\bar{h}} \right] \hat{\phi}_V(z, \mathbf{r}) \end{aligned} \quad (12.43)$$

Também podemos escrever a função de onda longitudinal do méson no espaço das posições

como,

$$\begin{aligned} \Psi_{h,\bar{h}}^{V(L)}(z, \mathbf{r}) &= \sqrt{\frac{N_C}{4\pi}} e e_f \left\{ \frac{1}{z(1-z)M_V} \left[z(1-z)M_V^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \delta \times (m_f^2 - \Delta_r^2) \right] \phi_V(z, \mathbf{r}) \right\} \delta_{h,-\bar{h}}, \end{aligned} \quad (12.44)$$

onde $\Delta_r^2 \equiv \frac{1}{r}\partial_r + \partial_r^2$, e

$$\begin{aligned} \Psi_{h,\bar{h}}^{V(T,\gamma=\pm)}(z, \mathbf{r}) &= \pm \sqrt{\frac{N_C}{4\pi}} e e_f \frac{\sqrt{2}}{z(1-z)} \left\{ i e^{\pm i\theta_r} \left[z \delta_{\pm h, \mp \bar{h}} - (1-z) \delta_{\mp h, \pm \bar{h}} \right] \partial_r \right. \\ &\quad \left. + m_f \delta_{\pm h, \mp \bar{h}} \right\} \hat{\phi}_V(z, \mathbf{r}) \end{aligned} \quad (12.45)$$

Note que o segundo termo entre colchetes da Eq. (12.44) é uma consequência direta de manter o termo $\Gamma(z, k)/M_V$ na Eq. (12.9).

Logo, as sobreposições entre as funções de onda do fóton e do méson vetorial são dadas por:

$$[\Psi_V^* \Psi]_T = \frac{e_f e}{4\pi} \frac{N_c}{\pi z(1-z)} \left\{ m_f^2 K_0(\epsilon r) \phi_T(r, z) - [z^2 + (1-z)^2] \epsilon K_1(\epsilon r) \partial_r \phi_T(r, z) \right\}, \quad (12.46)$$

$$[\Psi_V^* \Psi]_L = \frac{e_f e}{4\pi} \frac{N_c}{\pi} 2Qz(1-z) K_0(\epsilon r) \left[M_V \phi_L(r, z) + \delta \frac{m_f^2 - \Delta_r^2}{M_V z(1-z)} \phi_L(r, z) \right]. \quad (12.47)$$

Pela primeira condição de normalização Eq. (12.1), temos

$$1 = \frac{N_C}{2\pi} \int_0^1 \frac{dz}{z^2(1-z)^2} \int d^2\mathbf{r} \{ m_f^2 \phi_T^2 + [z^2 + (1-z)^2] (\partial_r \phi_T)^2 \}, \quad (12.48)$$

$$1 = \frac{N_C}{2\pi} \int_0^1 dz \int d^2\mathbf{r} \left[M_V \phi_L + \delta \frac{m_f^2 - \Delta_r^2}{M_V z(1-z)} \phi_L \right]^2. \quad (12.49)$$

Em termos das funções de onda (12.46) e (12.47), a equação (12.2) torna-se

$$f_{V,T} = e_f \frac{N_C}{2\pi M_V} \int_0^1 \frac{dz}{z^2(1-z)^2} \{ m_f^2 - [z^2 + (1-z)^2] \nabla_r^2 \} \phi_T(r, z) \Big|_{r=0}, \quad (12.50)$$

$$f_{V,L} = e_f \frac{N_C}{\pi} \int_0^1 dz \left[M_V + \delta \frac{m_f^2 - \Delta_r^2}{M_V z(1-z)} \right] \phi_L(r, z) \Big|_{r=0}. \quad (12.51)$$

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] DOKSHITZER, Y. L. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e + e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum chromodynamics. **Sov. Phys. JETP**, v. 46, p. 641–653, 1977. 23, 39
- [2] GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. Deep inelastic e p scattering in perturbation theory. **Sov. J. Nucl. Phys.**, v. 15, p. 438–450, 1972. 23, 39
- [3] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic Freedom in Parton Language. **Nucl. Phys. B**, v. 126, p. 298–318, 1977. 23, 39
- [4] GRIBOV, L. V.; LEVIN, E. M.; RYSKIN, M. G. Semihard processes in QCD. **Phys. Rept.**, v. 100, p. 1–150, 1983. 23
- [5] GONCALVES, V. P.; SANTOS, G. Sampaio dos; SENA, C. R. Exclusive heavy quark photoproduction in pp , pPb and $PbPb$ collisions at the LHC and FCC energies. **Nucl. Phys. A**, v. 1000, p. 121862, 2020. 24, 25, 79
- [6] _____. Single inclusive jet photoproduction at very forward rapidities in pp and pPb collisions at the LHC. **Eur. Phys. J. C**, v. 80, n. 6, p. 521, 2020. 24, 25, 93
- [7] GONCALVES, V. P.; MARTINS, D. E.; SENA, C. R. Coherent and incoherent J/Ψ photoproduction in $PbPb$ collisions at the LHC, HE – LHC and FCC. **Eur. Phys. J. A**, v. 57, n. 3, p. 82, 2021. 24, 25, 101, 115
- [8] _____. Exclusive vector meson production in electron-ion collisions at the EIC, LHeC and FCC- eh . **Nucl. Phys. A**, v. 1004, p. 122055, 2020. 24, 25, 115, 137, 141, 145
- [9] BENDOVA, D.; CEPILA, J.; GONCALVES, V. P.; SENA, C. R. Deeply virtual Compton scattering at the EIC and LHeC: a comparison among saturation approaches. **Eur. Phys. J. C**, v. 82, n. 2, p. 211, 2022. 24, 26, 71, 125, 126
- [10] GONCALVES, V. P.; MARTINS, D. E.; SENA, C. R. Coherent and incoherent deeply virtual Compton scattering in electron - ion collisions at the EIC and LHeC. **Eur. Phys. J. C**, v. 58, n. 2, p. 18, 2022. 24, 26, 137
- [11] BALITSKY, I. Operator expansion for high-energy scattering. **Nucl. Phys. B**, v. 463, p. 99–160, 1996. 24, 68, 69
- [12] KOVCHEGOV, Y. Small x $F(2)$ structure function of a nucleus including multiple pomeron exchanges. **Nucl. Rev. D**, v. 60, p. 034008, 1999. 24, 68, 69, 72, 105, 126, 128

- [13] MUTA, T. **Foundations of quantum chromodynamics: an introduction to perturbative methods in gauge theories**. World Scientific: [s.n.], 2010. 27, 28, 29, 30
- [14] GREINER W.;SCHAFER, A. **Quantum chromodynamics**. New York: Springer-Verlag: [s.n.], 1994. 27
- [15] GRIFFITHS, D. **Introduction to elementary particles**. Wiley: [s.n.], 2008. 27, 28, 29, 31, 32, 35
- [16] HALZEN F.; MARTIN, A. **Quarks and leptons: An introductory Course in Modern Particle Physics**. John Wiley: New York, 1984. 27, 32, 33, 35, 36, 37, 40, 41, 42
- [17] MARTIN, A. D. Proton structure, Partons, QCD, DGLAP and beyond. **Acta Phys. Polon. B**, v. 39, n. 9, p. 2025–2062, Sept 2008. 27
- [18] KOVCHEGOV, Y.; LEVIN, E. **Quantum chromodynamics at high energy**. Cambridge University Press: [s.n.], 2012. 17, 28, 29, 30, 44, 45, 59
- [19] FRITZSCH, H.; GELL-MANN, M.; LEUTWYLER, H. Advantages of the color octetgluon picture. **Phys. Lett. B**, v. 47, p. 365–368, 2012. 28
- [20] GROSS, D. J.; WILCZEK, F. Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories. **Phys. Rev. Lett.**, v. 30, p. 1343–1346, 1973. 28
- [21] GROSS, D.; WILCZEK, F. Asymptotically free gauge theories. 2. **Phys. Rev.**, D9, p. 980–993, 1974. 28
- [22] WEINBERG, S. Nonabelian Gauge Theories of the Strong Interactions. **Phys. Rev. Lett.**, v. 31, p. 494–497, 1973. 28
- [23] SALAM, G. P. Elements of QCD for hadron colliders. Proceedings of 2009 European School of High-energy Physics. 2010. 17, 28, 38
- [24] PESKIN, M. E.; SCHROEDER, D. V. **An Introduction to Quantum Field Theory**. Westview Press: [s.n.], 1995. 29, 30, 39
- [25] FADDEEV, L. D.; POPOV, V. N. Feynman Diagrams for the Yang-Mills Field. **Phys. Lett. B**, v. 25, p. 29–30, 1967. 29
- [26] BERINGER, J. Review of Particle Physics (RPP). **Phys. Rev. D**, v. 86, p. 010001, July 2012. 17, 31
- [27] GATTRINGER, C.; LANG, C. B. **Quantum Chromodynamics on the Lattice**. Springer: [s.n.], 2012. 32

- [28] GUPTA, R. "Introduction to lattice QCD: Course," Les Houches Summer School in Theoretical Physics, Session 68: Probing the Standard Model of Particle Interactions. **arXiv:hep-lat/9807028**, p. 83–219, 1997. 32
- [29] BJORKEN, J. D.; PASCHOS, E. A. Inelastic Electron Proton and gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon. **Phys. Rev.**, v. 185, n. 5, p. 1975–1982, Sept 1969. 33, 38
- [30] THOMSON, M. **Modern Particle Physics**. Cambridge University Press: [s.n.], 2013. 33
- [31] PREDAZZI, E.; BARONE, V. **High-Energy Particle Diffraction**. Springer: [s.n.], 2002. 33, 34, 35, 36, 47, 59, 62, 63, 64, 66
- [32] LEADER E.; PREDAZZI, E. **An Introduction to gauge theories and the new physics**. Cambridge: [s.n.], 1982. 36
- [33] CALLAN, C. G.; GROSS, D. J. High-Energy electroproduction and constitution of the electric current. **Phys. Rev. Lett.**, v. 22, p. 156–159, Jan 1969. 37
- [34] BJORKEN, J. D. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum. **Phys. Rev.**, v. 179, p. 1547–1553, 1969. 38
- [35] GONCALVES, V. **A Cromodinâmica Quântica para sistemas densos**. Tese (Doutorado), Porto Alegre: Instituto de Física - UFRGS, 2000. 43
- [36] KUGERATSKI, M. S. **Dipolos de cor e interações a altas energias**. Tese (Doutorado), São Paulo: Curso de Pós-Graduação em Física - UPS, 2007. 43
- [37] LAI, H. L.; GUZZI, M.; HUSTON, J.; LI, Z.; NADOLSKY, P. M.; PUMPLIN, J.; YUAN, C. New parton distributions for Collider physics. **Phys. Rev.**, v. 82, n. 7, p. 074024, 2010. 43
- [38] BALL, R. D.; BERTONE, V.; CERUTTI, F.; DEBBIO, L. D.; FORTE, S.; GUFFANTI, A.; LATORRE, J. I.; ROJO, J.; UBIALI, M. Impact of heavy quark masses on parton distributions and LHC phenomenology. **Nucl. Phys. B**, v. 849, n. 2, p. 296–363, 2011. 43
- [39] HARLAND-LANG, L. A.; MARTIN, A. D.; MOTYLINSKI, P.; THORNE, R. S. Parton distributions in the LHC era: MMHT 2014 PDFs. **Eur. Phys. J. C**, v. 75, n. 5, p. 204, May 2015. 17, 43, 44
- [40] LEVIN, E. M. Orsay lectures on low X deep inelastic scattering. **Technical Report LPHE-ORSAY-91-02**, Jan 1991. 44

- [41] FERNANDEZ, J. L. A. et al. [LHeC Study Group Collaboration] A Large Hadron Electron Collider at CERN: Report on the Physics and Design Concepts for Machine and Detector. **J. Phys. G**, v. 39, p. 075001, 2012. 45, 113, 119, 125, 131, 137, 143
- [42] ARNEODO, M.; DIEHL, M. Diffraction for non-believers. **HERA and the LHC: A Workshop on the implications of HERA for LHC physics. Proceedings, Part B**, p. 425–446, 2005. 17, 45, 46, 49
- [43] SCHOEFFEL, L. Advances in diffraction of subnuclear waves. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, v. 65, p. 9–49, 2010. 17, 46, 48, 49
- [44] CHEKANOV, S. et al. Exclusive rho0 production in deep inelastic scattering at HERA. **PMC Phys. A**, v. 1, p. 6, 2007. 17, 48
- [45] CRITTENDEN, J. A. Exclusive Production of Neutral Vector Mesons at the Electron-Proton Collider HERA. **arXiv:hep-ex/9704009**, n. 4, 1997. 48
- [46] ARMESTO, N. Nuclear shadowing. **J. Phys. G**, v. 32, p. R367–R394, 2006. 17, 49, 50
- [47] ACCARDI, A. et al. Electron Ion Collider: The Next QCD Frontier-Understanding the glue that binds us all. **Eur. Phys. J. A**, v. 52, n. 9, p. 268, 2016. 49, 113, 125, 131, 137, 143
- [48] DESHPANDE, A.; MILNER, R.; VENUGOPALAN, R.; VOGELSANG, W. Study of the fundamental structure of matter with an electron-ion collider. **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.**, v. 55, p. 165–228, 2005. 49, 79, 82, 113, 137
- [49] KHALEK, R. A. et al. Science Requirements and Detector Concepts for the Electron-Ion Collider: EIC Yellow Report. **2103.05419**, 2021. 49, 54, 55
- [50] KLUSEK-GAWENDA, M.; SZCZUREK, A. Exclusive muon-pair productions in ultrarelativistic heavy-ion collisions: realistic nucleus charge form factor and differential distributions. **Phys. Rev. C**, v. 82, p. 014904, 2010. 17, 51
- [51] FERMI, E. On the theory of the impact between atoms and electrically charged particles. **Z. Phys.**, v. 29, n. 1, p. 315–327, Dec 1924. 52
- [52] WEIZSACKER C, F. V. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. **Z. Phys.**, v. 88, n. 9-10, p. 612–625, Feb 1934. 52
- [53] WILLIAMS, E. J. Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. **Phys. Rev.**, v. 45, n. 9-10, p. 729–730, May 1934. 52

- [54] BERTULANI, C. A.; KLEIN, S. R.; NYSTRAND, J. Physic of ultra-peripheral nuclear collisions. **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.**, v. 55, p. 271–310, 2005. 52, 101, 103
- [55] BERESTETSKII, V. B.; LIFSHITZ, E. M.; PITAEVSKII, L. P. **Quantum Electrodynamics**. Second edition. Pergamon Press, New York: [s.n.], 1982. 52
- [56] GREINER, W.; REINHARDT, J. **Quantum Electrodynamics**. Springer: [s.n.], 1994. 52, 53
- [57] BUDNEV, V. M.; GINZBURG, I. F.; MELEDIN, G. V.; SERBO, V. G. The Two photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. **Phys. Rept.**, v. 15, p. 181–281, 1975. 52, 82, 103
- [58] TERAZAWA, H. Two photon processes for particle production at high-energies. **Rev. Mod. Phys.**, v. 45, p. 615–662, 1973. 52, 53
- [59] ABADA, A. et al. [FCC Collaboration], FCC Physics Opportunities: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 1. **Eur. Phys. J. C**, v. 79, n. 6, p. 474, 2019. 53, 55, 80, 88, 101, 106, 108
- [60] AGOSTINI, P. et al. [LHeC, FCC-he Study Group Collaboration] The Large Hadron-Electron Collider at the HL - LHC. **J. Phys. G**, v. 48, n. 11, p. 110501, 2021. 17, 55, 56, 113, 119, 125, 131, 137, 143
- [61] IANCU, E.; VENUGOPALAN, R. The Color glass condensate and high-energy scattering in QCD. **arXiv:hep-ph/0303204v3**, 2003. 56, 68, 72
- [62] IANCU, E.; LEONIDOV, A.; MCLERRAN, L. D. Nonlinear gluon evolution in the color glass condensate. 1. **Nucl. Phys. A**, v. 692, p. 583–645, 2001. 56, 68, 105, 125, 126, 128
- [63] _____. The Color glass condensate: An Introduction. **arXiv:hep-ph/0202270**, p. 73–145, 2002. 56, 68
- [64] JALILIAN-MARIAN, J. The Color glass condensate at RHIC. **J. Phys. G**, v. 30, p. S751–S758, 2004. 56, 68, 72
- [65] NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. G. On determination of the large $1/x$ gluon distribution at HERA. **Phys. Lett. B**, v. 332, p. 184–190, 1994. 59, 62, 80, 81, 94
- [66] _____. The triple-pomeron regime and structure function of the pomeron in diffractive deep inelastic scattering at very small x . **Z. Phys. C**, v. 64, p. 631–651, 1994. 59, 94, 95

- [67] KOWALSKI, H.; MOTYKA, L.; WATT, G. Exclusive diffractive processes at HERA within the dipole picture. **Phys. Rev. D**, v. 74, p. 074016, 2006. 59, 60, 61, 64, 65, 114, 116, 161
- [68] NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. G. Color transparency and scaling properties of nuclear shadowing in deep inelastic scattering. **Z. Phys. C**, v. 49, n. 4, p. 607–618, March 1991. 61, 63, 64, 140
- [69] _____. Pomeron structure function and diffraction dissociation of virtual photons in perturbative QCD. **Z. Phys. C**, v. 53, n. 2, p. 331–346, Feb 1992. 61, 140
- [70] BARTELS, J.; GOLEC-BIERNAT, K. J.; PETERS, K. On the dipole picture in the nonforward direction. **Acta Phys. Polon. B**, v. 34, p. 3051–3068, 2003. 62
- [71] NIKOLAEV, N.; ZAKHAROV, B. Scaling Properties of Nuclear Shadowing in Deep Inelastic Scattering. **Phys Lett. B**, v. 260, p. 414–420, 1991. 63
- [72] BARONE, V.; GENOVESE, M.; NIKOLAEV, N. N.; PREDAZZI, E.; ZAKHAROV, B. G. Unitarization of structure functions at large $1/x$. **Phys. Lett. B**, v. 326, p. 161–167, 1994. 63
- [73] TOLL, T.; ULLRICH, T. Exclusive diffractive processes in electron-ion collisions. **Phys. Rev. C**, v. 87, n. 2, p. 024913, 2013. 63, 102, 105, 106, 110, 115, 116, 137, 139, 142
- [74] GOOD, M. L.; WALKER, W. D. Diffraction Dissociation of Beam Particles. **Phys. Rev.**, v. 120, p. 1857–1860, 1960. 63, 140
- [75] FORSHAW, J. R.; SANDAPEN, R.; SHAW, G. Color dipoles and ρ, ϕ electroproduction. **Phys. Rev. D**, v. 69, p. 094013, 2004. 64, 65, 161
- [76] BJORKEN, J. D.; KOGUT, J. B.; SOPER, D. E. Quantum Electrodynamics at Infinite Momentum: Scattering from an External Field. **Phys. Rev. D**, v. 3, p. 1382, 1971. 64
- [77] LEPAGE, G. P.; BRODSKY, S. J. Exclusive Processes in Perturbative Quantum Chromodynamics. **Phys. Rev. D**, v. 22, p. 2157, 1980. 64
- [78] DOSCH, H. G.; GOUSSET, T.; KULZINGER, G.; PIRNER, H. J. Vector meson leptonproduction and nonperturbative gluon fluctuations in QCD. **Phys. Rev. D**, v. 55, p. 2602–2615, 1997. 64, 151, 152, 154, 161

- [79] SANDAPEN, R. **The Colour Dipole Model of Diffractive Scattering**. Tese (Doutorado), The University of Manchester: Department of Physics and Astronomy, 2002. 64, 151, 152, 154, 159, 161
- [80] FORSHAW, J.; ROSS, D. **Quantum chromodynamics and the pomeron**. Cambridge University Press: [s.n.], 1997. 64, 66
- [81] GONCALVES, V. P.; MOREIRA, B. D.; NAVARRA, F. S. Exclusive Υ photoproduction in hadronic collisions at CERN LHC energies. **Phys. Lett. B**, v. 742, p. 172–177, 2015. 65, 94
- [82] FADIN, V.; KURAEV, E.; LIPATOV, L. On the Pomeranchuk Singularity in Asymptotically Free Theories. **Phys. Lett. B**, v. 60, p. 50–52, 1975. 65
- [83] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S. Multi - Reggeon Processes in the Yang-Mills Theory. **Sov. Phys. JETP**, v. 44, p. 443–450, 1976. 65
- [84] _____. The Pomeranchuk Singularity in Nonabelian Gauge Theories. **Sov. Phys. JETP**, v. 45, p. 199–204, 1977. 65
- [85] BALITSKY, I.; LIPATOV, L. The Pomeranchuk Singularity in Quantum chromodybamics. **Sov. J. Nucl. Phys**, v. 28, p. 822–829, 1978. 65
- [86] ASKEW, A. J.; KWIECINSKI, J.; MARTIN, A. D.; SUTTON, P. J. Properties of the BFKL equation and structure function predictions for HERA. **Phys. Rev. D**, v. 49, p. 4402–4414, 1994. 66
- [87] MUELLER, A. H.; QIU, J. Gluon recombination and shadowing at small of x . **Nucl. Phys. B**, v. 268, n. 1/2, p. 427–452, May. 1986. 67
- [88] SOYEZ, G. Saturation in high-energy QCD. **Braz. J. Phys.**, v. 36, n. 4a, p. 1195–1203, Dec 2006. 18, 68
- [89] JALILIAN-MARIAN, J.; KOVNER, A.; LEONIDOV, A.; WEIGERT, H. The BFKL equation from the Wilson renormalization group. **Nucl. Phys. B**, v. 504, p. 415–431, 1997. 68
- [90] _____. The Wilson renormalization group for low x physics: Towards the high density regime. **Phys. Rev. D**, v. 59, p. 014014, 1999. 68, 105, 125, 126, 128
- [91] _____. The Wilson renormalization group for low x physics: Gluon evolution at finite parton density. **Phys. Rev. D**, v. 59, p. 014015, 1999. 68, 105

- [92] WEIGERT, H. Unitarity at small Bjorken x . **Nucl. Phys. A**, v. 703, p. 823–860, 2002. 68, 105, 125, 126, 128
- [93] IANCU, E. QCD in heavy ion collisions. **arXiv:1205.0579**, 2014. 68
- [94] ALBACETE, J. L.; ARMESTO, N.; MILHANO, J. G.; SALGADO, C. A.; WIEDEMANN, U. A. Non-linear QCD meets data: A Global analysis of lepton-proton scattering with running coupling BK evolution. **Phys. Rev. D**, v. 80, p. 034031, 2009. 69
- [95] ALBACETE, J. L.; ARMESTO, N.; MILHANO, J. G.; SALGADO, C. A. Numerical analysis of the Balitsky-Kovchegov equation with running coupling: Dependence of the saturation scale on nuclear size and rapidity. **Phys. Rev. D**, v. 71, p. 014003, 2005. 69
- [96] LEVIN, E.; TUCHIN, K. Solution to the evolution equation for high parton density QCD. **Nucl. Phys. B**, v. 573, p. 833–852, 2000. 70, 72
- [97] IANCU, E.; ITAKURA, K.; MCLERRAN, L. Geometric scaling above the saturation scale. **Nucl. Phys. A**, v. 708, n. 3, p. 327–352, 2002. 70
- [98] STASTO, A. M. Nonlinear evolution equations in QCD. **Acta Phys. Polon. B**, v. 35, p. 3069–3102, 2004. 71
- [99] STASTO, A. M.; GOLEC-BIERNAT, K. J.; KWIECINSKI, J. Geometric scaling for the total gamma* p cross-section in the low x region. **Phys. Rev. Lett.**, v. 86, p. 596–599, 2001. 71
- [100] CEPILA, J.; CONTRERAS, J. G.; MATAS, M. Collinearly improved kernel suppresses Coulomb tails in the impact-parameter dependent Balitsky-Kovchegov evolution. **Phys. Rev. D**, v. 99, n. 5, p. 051502, 2019. 71, 126, 128, 129, 130, 134
- [101] BENDOVA, D.; CEPILA, J.; CONTRERAS, J. G.; MATAS, M. Solution to the Balitsky-Kovchegov equation with the collinearly improved kernel including impact-parameter dependence. **Phys. Rev. D**, v. 100, n. 5, p. 054015, 2019. 71, 126, 128, 129, 130, 134
- [102] CEPILA, J.; CONTRERAS, J. G.; MATAS, M. Predictions for nuclear structure functions from the impact-parameter dependent Balitsky-Kovchegov equation. **Phys. Rev. C**, v. 102, n. 4, p. 044318, 2020. 71, 126, 128, 130
- [103] GOLEC-BIERNAT, K. J.; WUSTHOFF, M. Saturation effects in deep inelastic scattering at low Q^2 and its implications on diffraction. **Phys. Rev. D**, v. 59, p. 014017, 1998. 71, 128, 130

- [104] GOLEC-BIERNAT, K.; WUSTHOFF, M. Saturation in diffractive deep inelastic scattering. **Phys. Rev. D**, v. 60, n. 11, p. 114023, Nov. 1998. 71, 128, 130
- [105] IANCU, E.; ITAKURA, K.; MUNIER, S. Saturation and BFKL dynamics in the HERA data at small- x . **Phys. Lett. B**, v. 590, n. 3-4, p. 199–208, June. 2004. 72
- [106] BALITSKY, I. Operator expansion for high-energy scattering. **Nucl. Phys. B**, v. 463, p. 99–160, 1996. 72
- [107] KOWALSKI, H.; MOTYKA, L.; WATT, G. Exclusive diffractive processes at HERA within the dipole picture. **Phys. Rev. D**, v. 74, p. 074016, 2006. 73, 74, 81, 125, 127, 128, 131, 140, 142
- [108] KOWALSKI, H.; WATT, G. Impact parameter dependent color glass condensate dipole model. **Phys. Rev. D**, v. 78, p. 074016, 2008. 73
- [109] REZAEIAN, A. H.; SCHMIDT, I. Impact-parameter dependent Color Glass Condensate dipole model and new combined HERA data. **Phys. Rev. D**, v. 88, p. 074016, 2013. 73, 125, 128, 131
- [110] KOWALSKI, H.; TEANEY, D. An Impact parameter dipole Saturation model. **Phys. Rev. D**, v. 68, p. 114005, 2003. 73, 74, 81, 125, 161
- [111] MANTYSAARI, H.; ZURITA, P. In depth analysis of the combined HERA data in the dipole models with and without saturation. **Phys. Rev. D**, v. 98, p. 036002, 2018. 74, 81, 106, 131
- [112] GRIBOV, V. N. Glauber corrections and the interaction between high-energy hadrons and nuclei. **Sov. Phys. JETP.**, v. 29, n. 3, p. 483–487, 1969. 75, 115
- [113] _____. Interaction of gamma quanta and electrons with nuclei at high-energies. **Sov. Phys. JETP.**, v. 30, n. 4, p. 709–717, 1970. 75, 115, 126, 129, 141
- [114] GLAUBER, R. J.; MATTHIAE, G. High-energy scattering of protons by nuclei. **Nucl. Phys. B**, v. 21, p. 135–157, 1970. 75
- [115] GLAUBER, R. J. **Lectures in Theoretical Physics**. New York: Interscience, 1984. 75, 105, 115, 126, 129, 141
- [116] ARMESTO, N. A Simple model for nuclear structure functions at small x in the dipole picture. **Eur. Phys. J. C**, v. 26, p. 35–43, 2002. 76, 81, 87, 129
- [117] TUCHIN, K. Coherent and incoherent diffractive hadron production in pA collisions and gluon saturation. **Phys. Rev. C**, v. 79, p. 055206, 2009. 76

- [118] WOODS, R. D.; SAXON, D. S. Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering. **Phys. Rev.**, v. 95, p. 577, July 1954. 76
- [119] JI, X.-d. Viewing the proton through 'color' filters. **Phys. Rev. Lett.**, v. 91, p. 062001, 2003. 79, 125
- [120] DIEHL, M. Generalized parton distributions. **Phys. Rept.**, v. 388, p. 41–277, 2003. 79, 125
- [121] HAGIWARA, Y.; HATTA, Y.; UEDA, T. Wigner, Husimi, and generalized transverse momentum dependent distributions in the color glass condensate. **Phys. Rev. D**, v. 94, n. 9, p. 094036, 2016. 79, 125
- [122] HATTA, Y.; XIAO, B.-W.; YUAN, F. Probing the Small- x Gluon Tomography in Correlated Hard Diffractive Dijet Production in Deep Inelastic Scattering. **Phys. Rev. Lett.**, v. 116, n. 20, p. 202301, 2016. 79, 125
- [123] ALTINOLUK, T.; ARMESTO, N.; BEUF, G.; REZAEIAN, A. H. Diffractive Dijet Production in Deep Inelastic Scattering and Photon-Hadron Collisions in the Color Glass Condensate. **Phys. Lett. B**, v. 758, p. 373–383, 2016. 79, 125
- [124] HAGIWARA, Y.; HATTA, Y.; PASECHNIK, R.; TASEVSKY, M.; TERYAEV, O. Accessing the gluon Wigner distribution in ultraperipheral pA collisions. **Phys. Rev. D**, v. 96, n. 3, p. 034009, 2017. 79
- [125] BOUSSARIE, R.; HATTA, Y.; XIAO, B.-W.; YUAN, F. Probing the Weizsacker-Williams gluon Wigner distribution in pp collisions. **Phys. Rev. D**, v. 98, n. 7, p. 074015, 2018. 79
- [126] MANTYSAARI, H.; MUELLER, N.; SCHENKE, B. Diffractive Dijet Production and Wigner Distributions from the Color Glass Condensate. **Phys. Rev. D**, v. 99, n. 7, p. 074004, 2019. 79, 125
- [127] SALAZAR, F.; SCHENKE, B. Diffractive dijet production in impact parameter dependent saturation models. **Phys. Rev. D**, v. 100, n. 3, p. 034007, 2019. 79, 125
- [128] BOUSSARIE, R.; GRABOVSKY, A. V.; SZYMANOWSKI, L.; WALLON, S. Towards a complete next-to-logarithmic description of forward exclusive diffractive dijet electroproduction at HERA: real corrections. **Phys. Rev. D**, v. 100, n. 7, p. 074020, 2019. 79
- [129] PELICER, M. R.; OLIVEIRA, E. G. D.; PASECHNIK, R. Exclusive heavy quark-pair production in ultraperipheral collisions. **Phys. Rev. D**, v. 99, n. 3, p. 034016, 2019. 79

- [130] BERTULANI, C. A.; BAUR, G. Electromagnetic Processes in Relativistic Heavy Ion Collisions. **Phys. Rept.**, v. 163, p. 299, 1988. 79, 80, 82, 93, 94, 95, 101, 103
- [131] GONCALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T. Diffractive photoproduction of heavy quarks in hadronic collisions. **Phys. Rev. D**, v. 75, p. 031502, 2007. 79, 80
- [132] GELIS, F.; IANCU, E.; JALILIAN-MARIAN, J.; VENUGOPALAN, R. The Color Glass Condensate. **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.**, v. 60, p. 463–489, 2010. 79, 80, 97, 101, 113, 114, 125, 135, 137
- [133] WEIGERT, H. Evolution at small $x(b_j)$: The Color glass condensate. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, v. 55, p. 461–565, 2005. 79, 80, 97, 101, 113, 114, 125, 135, 137
- [134] JALILIAN-MARIAN, J.; KOVNER, A.; MCLERRAN, L. D.; WEIGERT, H. The Intrinsic glue distribution at very small x . **Phys. Rev. D**, v. 55, p. 5414–5428, 1997. 79, 105, 125, 126, 128
- [135] BAUR, G.; HENCKEN, K.; TRAUTMANN, D. Photon-photon physics in very peripheral collisions of relativistic heavy ions. **J. Phys. G**, v. 24, p. 1657–1692, 1998. 80, 93, 94, 95
- [136] KRAUSS, F.; GREINER, M.; SOFF, G. Photon and gluon induced processes in relativistic heavy ion collisions. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, v. 39, p. 503–564, 1997. 80, 93, 94, 95, 101, 103
- [137] GONCALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T. Vector meson production in ultraperipheral heavy ion collisions. **J. Phys. G**, v. 32, p. 295–308, 2006. 80, 93, 94, 95, 101, 103
- [138] BALTZ, A. J. The Physics of Ultraperipheral Collisions at the LHC. **Phys. Rept.**, v. 458, p. 1–171, 2008. 80, 93, 94, 95
- [139] CONTRERAS, J. G.; TAKAKI, J. D. T. Ultra-peripheral heavy-ion collisions at the LHC. **Int. J. Mod. Phys. A**, v. 30, p. 1542012, 2015. 80, 93, 94, 95
- [140] GUZEY, V.; KLASSEN, M. Constraints on nuclear parton distributions from dijet photoproduction at the LHC. **Eur. Phys. J. C**, v. 79, n. 5, p. 396, 2019. 95
- [141] GONCALVES, V. P.; SANTOS, G. S.; SENA, C. R. Inclusive heavy quark photoproduction in pp , pPb and $PbPb$ collisions at Run 2 LHC energies. **Nucl. Phys. A**, v. 976, p. 33–45, 2018. 81, 82, 88, 95
- [142] LEVIN, E.; TUCHIN, K. New scaling at high-energy DIS. **Nucl. Phys. A**, v. 691, p. 779–790, 2001. 81

- [143] GRIBOV, V. N. Glauber corrections and the interaction between high-energy hadrons and nuclei. **Sov. Phys. JETP**, v. 29, p. 483–487, 1969. 81, 105, 126, 129, 141
- [144] MUELLER, A. H. Small x Behavior and Parton Saturation: A QCD Model. **Nucl. Phys. B**, v. 335, p. 115–137, 1990. 81, 105, 115, 126, 129, 141
- [145] CAZAROTO, E. R.; CARVALHO, F.; GONCALVES, V. P.; NAVARRA, F. S. Could saturation effects be visible in a future electron-ion collider? **Phys. Lett. B**, v. 671, p. 233–239, 2009. 82, 113, 126, 137
- [146] DREES, M.; ZEPPENFELD, D. Production of Supersymmetric Particles in Elastic ep Collisions. **Phys. Rev. D**, v. 39, p. 2536, 1989. 82
- [147] NYSTRAND, J. Electromagnetic interactions in nucleus-nucleus and proton-proton collisions. **Nucl. Phys. A**, v. 752, p. 470–479, 2005. 82
- [148] JACKSON, J. D. **Classical Electrodynamics**. 3rd ed. edition. ed. New York, NY: [s.n.]. 82
- [149] KUGERATSKI, M. S.; GONCALVES, V. P.; NAVARRA, F. Probing the color glass condensate in an electron-ion collider. **Eur. Phys. J. C**, v. 46, p. 465–473, 2006. 84
- [150] LAPPI, T.; MANTYSAARI, H. Direct numerical solution of the coordinate space Balitsky-Kovchegov equation at next to leading order. **Phys. Rev. D**, v. 91, n. 7, p. 074016, 2015. 90
- [151] DURAES, F. O.; GIANNINI, A. V.; GONCALVES, V. P.; NAVARRA, F. S. Rapidity dependence of the average transverse momentum in hadronic collisions. **Phys. Rev. C**, v. 94, n. 2, p. 074018, 2017. 93
- [152] DUCLOUE, B.; LAPPI, T.; ZHU, Y. Single inclusive forward hadron production at next-to-leading order. **Phys. Rev. C**, v. 93, n. 11, p. 114016, 2016. 93
- [153] _____. Implementation of NLO high energy factorization in single inclusive forward hadron production. **Phys. Rev. C**, v. 95, n. 11, p. 114007, 2017. 93
- [154] KUTAK, K.; HAEVERMAET, H. V.; MECHELEN, P. V. Single inclusive jet transverse momentum and energy spectra at very forward rapidity in proton-proton collisions with $\sqrt{s} = 7$ and 13 TeV. **Phys. Lett. B**, v. 770, p. 412–417, 2017. 93, 98
- [155] BURY, M.; HAEVERMAET, H. V.; HAMEREN, A. V.; MECHELEN, P. V.; KUTAK, K.; SERINO, M. Single inclusive jet production and the nuclear modification

- ratio at very forward rapidity in proton-lead collisions with $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. **Phys. Lett. B**, v. 780, p. 185–190, 2018. 93
- [156] MANTYSAARI, H.; PAUKKUNEN, H. Saturation and forward jets in proton-lead collisions at the LHC. **Phys. Rev. D**, v. 100, n. 11, p. 114029, 2019. 93
- [157] SIRUNYAN, A. M. et al. [CMS Collaboration] Measurement of inclusive very forward jet cross sections in proton-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. **JHEP**, v. 05, p. 043, 2019. 93
- [158] BASSO, E.; GONCALVES, V. P.; KOHARA, A. K.; RANGEL, M. S. Photon and Pomeron – induced production of Dijets in pp , pA and AA collisions. **Eur. Phys. J. C**, v. 77, n. 9, p. 600, 2017. 94, 95
- [159] GONCALVES, V. P.; BERTULANI, C. A. Peripheral heavy ion collisions as a probe of the nuclear gluon distribution. **Phys. Rev. C**, v. 65, p. 054905, 2002. 94, 95
- [160] GONCALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T. The QCD pomeron in ultraperipheral heavy ion collisions. IV. Photonuclear production of vector mesons. **Eur. Phys. J. C**, v. 40, p. 519–529, 2005. 94, 101
- [161] KLEIN, S.; NYSTRAND, J. Exclusive vector meson production in relativistic heavy ion collisions. **Phys. Rev. C**, v. 60, p. 014903, 1999. 94
- [162] FRANKFURT, L.; STRIKMAN, M.; ZHALOV, M. Fading out of J/ψ color transparency in high-energy heavy ion peripheral collisions. **Phys. Lett. B**, v. 540, p. 220–226, 2002. 94
- [163] KLEIN, S. R.; NYSTRAND, J. Photoproduction of quarkonium in proton proton and nucleus nucleus collisions. **Phys. Rev. Lett.**, v. 92, p. 142003, 2004. 94
- [164] GONCALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T. Coherent photon-hadron interactions in $p(A)$ collisions: Small-x physics after HERA. **Phys. Rev. C**, v. 73, p. 044902, 2006. 94
- [165] _____. Quarkonium production in coherent hadron-hadron interactions at the LHC. **Phys. Rev. D**, v. 77, p. 014037, 2008. 94
- [166] _____. Photoproduction of ρ^0 meson in ultraperipheral heavy ion collisions at the BNL RHIC and CERN LHC. **Phys. Rev. D**, v. 80, p. 054901, 2009. 94
- [167] FRANKFURT, L.; STRIKMAN, M.; ZHALOV, M. Predictions of the generalized Glauber model for the coherent ρ production at RHIC and the STAR data. **Phys. Rev. C**, v. 67, p. 034901, 2003. 94

- [168] GONCALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T. Vector Meson Production in Coherent Hadronic Interactions: An update on predictions for RHIC and LHC. **Phys. Rev. C**, v. 84, p. 011902, 2011. 94
- [169] FILHO, A. L. A.; GONCALVES, V. P.; GRIEP, M. T. Nuclear shadowing from exclusive quarkonium photoproduction at the BNL RHIC and CERN LHC. **Phys. Rev. C**, v. 78, p. 044904, 2008. 94
- [170] ADELUYI, A.; BERTULANI, C. Gluon distributions in nuclei probed at the CERN Large Hadron Collider. **Phys. Rev. C**, v. 84, p. 204916, 2011. 94
- [171] GUZEY, V.; ZHALOV, M. Rapidity and momentum transfer distributions of coherent J/ψ photoproduction in ultraperipheral pPb collisions at the LHC. **JHEP**, v. 02, p. 046, 2014. 94
- [172] SANTOS, G. S. d.; MACHADO, M. V. T. Exclusive photoproduction of quarkonium in proton-nucleus collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider. **Phys. Rev. C**, v. 89, n. 2, p. 025201, 2014. 94
- [173] _____. Light vector meson photoproduction in hadron-hadron and nucleus-nucleus collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider. **Phys. Rev. C**, v. 91, n. 2, p. 025203, 2015. 94
- [174] GONCALVES, V. P.; MOREIRA, B. D.; NAVARRA, F. S. Investigation of diffractive photoproduction of J/Ψ in hadronic collisions. **Phys. Rev. C**, v. 90, n. 1, p. 015203, 2014. 94
- [175] XIE, Y.-p.; CHEN, X. The coherent cross section of vector mesons in ultraperipheral PbPb collisions at the LHC. **Eur. Phys. J. C**, v. 76, n. 6, p. 316, 2016. 94
- [176] GONCALVES, V. P.; MOREIRA, B. D.; NAVARRA, F. S. Exclusive heavy vector meson photoproduction in hadronic collisions at the LHC: predictions of the Color Glass Condensate model for Run 2 energies. **Phys. Rev. D**, v. 95, n. 5, p. 054011, 2017. 94, 95
- [177] GONCALVES, V. P.; NAVARRA, F. S.; SPIERING, D. Investigating the impact of the gluon saturation effects on the momentum transfer distributions for the exclusive vector meson photoproduction in hadronic collisions. **Phys. Lett. B**, v. 768, p. 299–304, 2017. 94, 95, 101, 103, 105, 107, 108, 110, 119, 120, 137
- [178] _____. Exclusive ρ and J/Ψ photoproduction in ultraperipheral pA collisions: Predictions of the gluon saturation models for the momentum transfer distributions. **Phys. Lett. B**, v. 791, p. 299–304, 2019. 94, 95, 101, 103, 119, 120

- [179] CHEN, G.; LI, Y.; MARIS, P.; TUCHIN, K.; VARY, J. P. Diffractive charmonium spectrum in high energy collisions in the basis light-front quantization approach. **Phys. Lett. B**, v. 769, p. 477–484, 2017. 94
- [180] KLEIN, S. R.; NYSTRAND, J.; VOGT, R. Photoproduction of top in peripheral heavy ion collisions. **Eur. Phys. J. C**, v. 21, p. 563–566, 2001. 95
- [181] GONCALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T. The QCD pomeron in ultraperipheral heavy ion collisions. 3. Photonuclear production of heavy quarks. **Eur. Phys. J. C**, v. 31, p. 371–378, 2003. 95
- [182] _____. Heavy quark photoproduction in proton-proton collisions. **Phys. Rev. D**, v. 71, p. 014025, 2005. 95
- [183] GONCALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T.; MENESES, A. R. Heavy Quark Photoproduction in Coherent Interactions at High Energies. **Phys. Rev. D**, v. 80, p. 034021, 2009. 95
- [184] GONCALVES, V. P. Photoproduction of top quarks in coherent hadron-hadron interactions. **Phys. Rev. D**, v. 88, n. 5, p. 054025, 2013. 95
- [185] GONCALVES, V. P.; POTTERAT, C.; RANGEL, M. S. Bottom production in Photon and Pomeron – induced interactions at the LHC. **Phys. Rev. D**, v. 93, n. 3, p. 034038, 2016. 95
- [186] COLLABORATION, T. A. Photo-nuclear dijet production in ultra-peripheral $Pb + Pb$ collisions. **ATLAS**, n. ATLAS-CONF-2017-011., 2017. 95
- [187] DREES M.; ZEPPENFELD, D. Production of supersymmetric particles in elastic ep collisions. **Phys. Rev. D**, v. 39, n. 9, p. 2536, May 1989. 95
- [188] NIKOLAEV, N. N.; SCHAFER, W. Breaking of k perpendicular-factorization for single jet production off nuclei. **Phys. Rev. D**, v. 71, p. 014023, 2005. 95, 96
- [189] FLOTTER, B.; KOPELIOVICH, B. Z.; PIRNER, H. J.; RAUFEISEN, J. Charmed meson production in deep inelastic scattering. **Phys. Rev. D**, v. 76, p. 014009, 2007. 96
- [190] JALILIAN-MARIAN, J.; KOVCHEGOV, Y. V. Saturation physics and deuteron-Gold collisions at RHIC. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, v. 56, p. 104–231, 2006. 97, 101, 113, 114, 125, 135, 137
- [191] BUSZA, W.; RAJAGOPAL, K.; SCHEE, W. van der. Heavy Ion Collisions: The Big Picture, and the Big Questions. **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.**, v. 68, p. 339–376, 2018. 101

- [192] SCHLICHTING, S.; TEANEY, D. The First fm/c of Heavy-Ion Collisions. **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.**, v. 60, p. 447–476, 2019. 101
- [193] DAINESE, A. et al. Heavy ions at the Future Circular Collider. **CERN Yellow Rep.**, n. 3, p. 635–692, 2017. 101
- [194] ARMESTO, N.; REZAEIAN, A. H. Exclusive vector meson production at high energies and gluon saturation. **Phys. Rev. D**, v. 90, n. 5, p. 054003, 2014. 101, 108, 119, 137
- [195] GONCALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T.; MOREIRA, B.; NAVARRA, F. S.; SANTOS, G. S. Color dipole predictions for the exclusive vector meson photoproduction in pp , pPb , and PbPb collisions at run 2 LHC energies. **Phys. Rev. D**, v. 96, n. 9, p. 094027, 2017. 101, 103, 105, 115, 117
- [196] CEPILA, J.; CONTRERAS, J. G.; KRELINA, M. Coherent and incoherent J/ψ photonuclear production in an energy-dependent hot-spot model. **Phys. Rev. C**, v. 97, n. 2, p. 024901, 2018. 101, 107, 115
- [197] ABADA, A. et al. [FCC Collaboration], FCC-hh: The Hadron Collider: {Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 3}. **Eur. Phys. J. ST**, v. 228, n. 4, p. 755–1107, 2019. 101, 106, 108
- [198] _____. [FCC Collaboration], HE-LHC: The High-Energy Large Hadron Collider: {Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 4}. **Eur. Phys. J. ST**, v. 228, n. 5, p. 1109–1382, 2019. 101, 106, 108
- [199] MANTYSAARI, H.; SCHENKE, B. Evidence of strong proton shape fluctuations from incoherent diffraction. **Phys. Rev. Lett.**, v. 117, n. 5, p. 052301, 2016. 102, 115, 137
- [200] _____. Revealing proton shape fluctuations with incoherent diffraction at high energy. **Phys. Rev. D**, v. 94, n. 3, p. 034042, 2016. 102, 115, 137
- [201] KRELINA, M.; GONCALVES, V. P.; CEPILA, J. Coherent and incoherent vector meson electroproduction in the future electron-ion colliders: the hot-spot predictions. **Nucl. Phys. A**, v. 989, p. 187–200, 2019. 102, 105, 106, 115, 116, 119, 142
- [202] TOLL, T.; ULLRICH, T. The dipole model Monte Carlo generator *Sartre* 1. **Comput. Phys. Commun.**, v. 185, p. 1835–1853, 2014. 102, 106, 116, 139
- [203] SHUVAEV, A. G.; GOLEC-BIERNAT, K. J.; MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. G. Off diagonal distributions fixed by diagonal partons at small x and ξ . **Phys. Rev. D**, v. 60, p. 014015, 1999. 105, 116, 131

- [204] BALITSKY, I. Factorization for high-energy scattering. **Phys. Rev. Lett.**, v. 81, p. 2024–2027, 1998. 105, 126, 128
- [205] _____. Effective field theory for the small x evolution. **Phys. Lett. B**, v. 518, p. 235–242, 2001. 105, 126, 128
- [206] BALITSKY, I. I.; BELITSKY, A. V. Nonlinear evolution in high density QCD. **Nucl. Phys. B**, v. 629, p. 290–322, 2002. 105, 126, 128
- [207] KOVCHEGOV, Y. V. Unitarization of the BFKL pomeron on a nucleus. **Phys. Rev. D**, v. 61, p. 074018, 2000. 105, 126, 128
- [208] SAMBASIVAM, B.; TOLL, T.; ULLRICH, T. Investigating saturation effects in ultraperipheral collisions at the LHC with the color dipole model. **Phys. Lett. B**, v. 803, p. 135277, 2020. 106, 117
- [209] MANTYSAARI, H.; SCHENKE, B. Probing subnucleon scale fluctuations in ultraperipheral heavy ion collisions. **Phys. Lett. B**, v. 772, p. 832–838, 2017. 107, 108
- [210] CALDWELL, A.; KOWALSKI, H. Investigating the gluonic structure of nuclei via J/ψ scattering. **Phys. Rev. C**, v. 81, p. 025203, 2010. 110, 137
- [211] BROZ, M.; CONTRERAS, J. G.; TAKAKI, J. D. T. A generator of forward neutrons for ultra-peripheral collisions: n_0^n . **Comput. Phys. Commun.**, v. 253, p. 107181, 2020. 110
- [212] ACHARYA, S. et al. [ALICE Collaboration] First measurement of the $|t|$ -dependence of coherent J/ψ photonuclear production. **Phys. Lett. B**, v. 817, p. 136280, 2021. 110
- [213] KLEIN, S. R.; NYSTRAND, J. Interference in exclusive vector meson production in heavy ion collisions. **Phys. Rev. Lett.**, v. 84, p. 2330–2333, 2000. 110
- [214] ABELEV, B. I. et al. [Collaboration STAR] Observation of Two-source Interference in the Photoproduction Reaction $AuAu \rightarrow AuAu\rho^0$. **Phys. Rev. Lett.**, v. 102, p. 112301, 2009. 110
- [215] ADAM, J. et al. Observation of excess J/Ψ yield at very low transverse momenta in $Au + Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and $U + U$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV. **Phys. Rev. Lett.**, v. 123, n. 13, p. 132302, 2019. 110
- [216] SEIFERT, E.; CASSING, W. Baryon-antibaryon dynamics in relativistic heavy-ion collisions. **Phys. Rev. C**, v. 97, n. 4, p. 044907, 2018. 110

- [217] ZHA, W.; RUAN, L.; TANG, Z.; XU, Z.; YANG, S. Double-slit experiment at fermi scale: coherent photoproduction in heavy-ion collisions. **Phys. Rev. C.**, v. 99, n. 9, p. 061901, 2019. 110
- [218] BOER, D. et al. Gluons and the quark sea at high energies: Distributions, polarization, tomography. **arXiv:1108.1713 [nucl-th]**, 2011. 113, 119, 125, 137
- [219] ASCHENAUER, E. C. et al. The electron-ion collider: assessing the energy dependence of key measurements. **Rept. Prog. Phys.**, v. 82, n. 2, p. 024301, 2019. 113, 119, 125, 131, 137, 143
- [220] MANTYSAARI, H.; SCHENKE, B. Accessing the gluonic structure of light nuclei at a future electron-ion collider. **Phys. Rev. C**, v. 101, n. 1, p. 015203, 2020. 113, 115
- [221] NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. G.; ZOLLER, V. R. Unusual effects of diffraction dissociation for multiproduction in deep inelastic scattering on nuclei. **Z. Phys. A**, v. 351, p. 435–446, 1995. 113
- [222] KOWALSKI, H.; LAPPI, T.; MARQUET, C.; VENUGOPALAN, R. Nuclear enhancement and suppression of diffractive structure functions at high energies. **Phys. Rev. C**, v. 78, p. 045201, 2008. 113, 126
- [223] MANTYSAARI, H.; VENUGOPALAN, R. Systematics of strong nuclear amplification of gluon saturation from exclusive vector meson production in high energy electron-nucleus collisions. **Phys. Lett. B**, v. 781, p. 664–671, 2018. 117
- [224] GONCALVES, V. P.; MOREIRA, B. D. A phenomenological analysis of the nonperturbative QCD contributions for the photon wave function. **Eur. Phys. J. C**, v. 80, n. 6, p. 492, 2020. 117
- [225] JI, X.-D. Off forward parton distributions. **J. Phys. G**, v. 24, p. 1181–1205, 1998. 125
- [226] GOEKE, K.; POLYAKOV, M. V.; VANDERHAEGHEN, M. Hard exclusive reactions and the structure of hadrons. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, v. 47, p. 401–515, 2001. 125
- [227] BELITSKY, A. V.; JI, X.-d.; YUAN, F. Quark imaging in the proton via quantum phase space distributions. **Phys. Rev. D**, v. 69, p. 074014, 2004. 125
- [228] BELITSKY, A. V.; RADYUSHKIN, A. V. Unraveling hadron structure with generalized parton distributions. **Phys. Rept.**, v. 418, p. 1–387, 2005. 125

- [229] DIEHL, M. Introduction to GPDs and TMDs. **Eur. Phys. J. A**, v. 52, n. 6, p. 149, 2016. 125
- [230] HATTA, Y.; MUELLER, N.; UEDA, T.; YUAN, F. QCD Resummation in Hard Diffractive Dijet Production at the Electron-Ion Collider. **Phys. Lett. B**, v. 802, p. 135211, 2020. 125
- [231] BOER, D.; SETYADI, C. GTMD model predictions for diffractive dijet production at EIC. **Phys. Rev. D**, v. 104, n. 7, p. 074006, 2021. 125
- [232] JI, X.-D. Deeply virtual Compton scattering. **Phys. Rev. D**, v. 55, p. 7114–7125, 1997. 125
- [233] HATTA, Y.; XIAO, B.-W.; YUAN, F. Gluon Tomography from Deeply Virtual Compton Scattering at Small- x . **Phys. Rev. D**, v. 95, n. 11, p. 114026, 2017. 125, 127, 138
- [234] MÄNTYSAARI, H.; ROY, K.; SALAZAR, F.; SCHENKE, B. Gluon imaging using azimuthal correlations in diffractive scattering at the Electron-Ion Collider. **Phys. Rev. D**, v. 103, n. 9, p. 094026, 2021. 125, 127, 138, 139, 145
- [235] MCDERMOTT, M.; SANDAPEN, R.; SHAW, G. Color dipoles and virtual Compton scattering. **Eur. Phys. J. C**, v. 22, p. 655–666, 2002. 125
- [236] FAVART, L.; MACHADO, M. V. T. Deeply virtual Compton scattering and saturation approach. **Eur. Phys. J. C**, v. 29, p. 365–371, 2003. 125
- [237] MACHADO, M. V. T. Nuclear DVCS at small- x using the color dipole phenomenology. **Eur. Phys. J. C**, v. 59, p. 769–776, 2009. 125, 129
- [238] GONCALVES, V. P.; PIRES, D. S. Deeply virtual Compton scattering at small- x in future Electron - Ion Colliders. **Eur. Phys. J. C**, v. 91, n. 5, p. 055207, 2015. 125, 129, 137, 142, 145
- [239] KOVNER, A.; MILHANO, J. G.; WEIGERT, H. Relating different approaches to nonlinear QCD evolution at finite gluon density. **Phys. Rev. D**, v. 62, p. 114005, 2000. 125, 126, 128
- [240] REZAEIAN, A. H.; SIDDIKOV, M.; KLUNDERT, M. Van de; VENUGOPALAN, R. Analysis of combined HERA data in the Impact-Parameter dependent Saturation model. **Phys. Rev. D**, v. 87, n. 3, p. 034002, 2013. 125, 128

- [241] KOWALSKI, H.; LAPPI, T.; VENUGOPALAN, R. Nuclear enhancement of universal dynamics of high parton densities. **Phys. Rev. Lett.**, v. 100, p. 022303, 2008. 126
- [242] ALBACETE, J. L. Resummation of double collinear logs in BK evolution versus HERA data. **Nucl. Phys. A**, v. 957, p. 71–84, 2017. 126, 128
- [243] IANCU, E.; MADRIGAL, J. D.; MUELLER, A. H.; SOYEZ, G.; TRIANTAFYLLOPOULOS, D. N. Collinearly-improved BK evolution meets the HERA data. **Phys. Lett. B**, v. 750, p. 643–652, 2015. 126, 128
- [244] DUCLOUÉ, B.; IANCU, E.; SOYEZ, G.; TRIANTAFYLLOPOULOS, D. N. HERA data and collinearly-improved BK dynamics. **Phys. Lett. B**, v. 803, p. 135305, 2020. 126, 128
- [245] GOLEC-BIERNAT, K. J.; STASTO, A. M. On solutions of the Balitsky-Kovchegov equation with impact parameter. **Nucl. Phys. B**, v. 668, p. 345–363, 2003. 128
- [246] ESKOLA, K. J.; PAAKKINEN, P.; PAUKKUNEN, H.; SALGADO, C. A. EPPS16: Nuclear parton distributions with LHC data. **Eur. Phys. J. C**, v. 77, n. 3, p. 163, 2017. 130
- [247] AARON, F. D. et al. [Collaboration: H1] Deeply Virtual Compton Scattering and its Beam Charge Asymmetry in e^+e^- Collisions at HERA. **Phys. Lett. B**, v. 681, p. 391–399, 2009. 19, 132
- [248] BENDOVA, D.; CEPILA, J.; CONTRERAS, J. G.; GONCALVES, V. P.; MATAS, M. Diffractive deeply inelastic scattering in future electron-ion colliders. **Eur. Phys. J. C**, v. 81, n. 3, p. 211, 2021. 134
- [249] GONCALVES, V. P.; KUGERATSKI, M. S.; MACHADO, M. V. T.; NAVARRA, F. S. Exclusive vector meson production in electron-ion collisions. **Phys. Rev. C**, v. 80, p. 025202, 2009. 137
- [250] NEMCHIK, J.; NIKOLAEV, N. N.; PREDAZZI, E.; ZAKHAROV, B. G. Color dipole phenomenology of diffractive electroproduction of light vector mesons at HERA. **Z. Phys. C**, v. 75, p. 71–87, 1997. 161
- [251] BRODSKY, S. J.; HUANG, T.; LEPAGE, G. P. [SLAC-PUB-2540]. The Hadronic Wave Function in Quantum Chromodynamics. **Shorter version contributed to 20th Int. Conf. on High Energy Physics, Madison, Wisc.**, n. 6, p. 17–23, 1980. 163