

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

Processos eletrofracos de corrente carregada em altas energias *

Mairon Melo Machado

Dissertação de mestrado realizada sob orientação da Profa. Dra. Maria Beatriz Gay Ducati, com a co-orientação do Prof. Dr. Magno Machado e apresentada ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento do requisito final para a obtenção do título de Mestre em Física.

Porto Alegre
2007

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

Este trabalho é dedicado

Ao meu filho Iago Machado.

Agradecimentos

Foi um grande prazer e uma incrível experiência os dois anos no Grupo de Fenomenologia de Partículas e Altas Energias, no IF-UFRGS.

Agradeço a minha orientadora, Profa. Dra. Maria Beatriz Gay Ducati, por ter proporcionado orientação rigorosa, a qual foi fundamental para o meu crescimento na área e, acima de tudo, para meu aprendizado nas noções de ética científica e profissionalismo. O tempo investido em discussões, a confiança depositada e a sinceridade sempre presentes são, entre outras, qualidades que levarei para sempre em minha formação. Agradeço também por ter me auxiliado nos momentos de dificuldade, incentivando sempre a buscar o que era melhor para o meu futuro.

Com uma grande satisfação e gratidão, ao Prof. Dr. Magno Machado (fala seu Magno). Com certeza, a sua didática, perspicácia e sabedoria, bem como os mesmos valores citados à professora Beatriz, foram fundamentais para a evolução deste trabalho. Valeu pela sua disposição e pelo tempo investido em auxílio as diversas dúvidas que surgiram ao decorrer dos últimos dois anos. O meu sincero MUITO OBRIGADO e vamos tomar um café? Afinal, sem café não se produz conhecimento.

Foi uma honra ter conhecido e ter tido como colegas de grupo os meus amigos Marcos André, Luiz Fernando (Thunder), João Thiago e Gustavo Gil, bem como Eduardo Basso, Emmanuel Oliveira, Talitha Motter e Werner Sauter. Obrigado pela ajuda nos latexs, na preparação de seminários de grupo ou até mesmo nas pequenas dúvidas geradas em algum cálculo mais complicado, mas principalmente, obrigado pela ótima convivência que foi fornecida nestes anos. Em particular, meus agradecimentos ao Marcos André, João Thiago e Thunder pela excelente relação extra-grupo, a qual foi importantíssima para compensar a ausência dos familiares.

Devo também enorme gratidão ao meu amigo Prof. Dr. Victor Gonçalves (IFM-UFPel), sem o qual eu com certeza não estaria aqui hoje. Como eu sempre digo, bons tempos de Iniciação Científica!

Agradeço aos meus colegas de sala Aline, Alexandre, Daniel e Pedro, pela hospitalidade e carinho com que me acolheram na sala M201, bem como Aninha, Carla, Elizandra, Joseima, Tarcísio e Thiago. As boas discussões sobre futebol e política ajudaram e muito para que eu não surtasse de vez. Um forte abraço em cada um de vocês.

Agradeço aos meus colegas de Pós-graduação, em especial a Ana Cláudia, Evgeni, Luziane, Márcia, Mário, Mauro e Rogério, bem como os novos amigos que surgiram nesses últimos dois anos (Arlei, Fabiana, Fabiani, Luciano, Pâmela), por me apoiar na defesa do mestrado e também, por suas honestas e sinceras amizades, colaborar para que a conclusão

dessa dissertação pudesse ser feita.

Um agradecimento especial ao pessoal do Esporte Clube Alemão Baloy, que toda quinta-feira (com raríssimas exceções) colaboraram e muito, com nossas "peladas" na Casa de Portugal, a descontrair e viver além dos cálculos.

Agradeço aos membros da banca examinadora Cláudio Maekawa, Henry Boudinov e Rubem Junior, pelas críticas e sugestões para a melhora da escrita e para o desenvolvimento de meu trabalho.

Estou em débito de gratidão com o meu irmão Micael Machado por ter cedido sua casa enquanto eu não conseguia minha independência financeira.

Aos meus ex-colegas de graduação Andréa, Bruno, Marcela, Marielli, Pablo, Rodrigo, Rogério e Rossano pelo incentivo na busca de novos conhecimentos e no crescimento na carreira científica.

A minha eterna amiga Deisy que mesmo por e-mail (viva a internet) acompanhou cada dia de meu mestrado, sempre com o seu oiiiiiiiiiiiiiii diário incentivante para que o trabalho e a dedicação em contas e mais contas valesse a pena.

Ao irmão que somente conheci durante a graduação Rodrigo Magalhães, sendo que tudo o que eu escrevesse aqui seria pouco pra demonstrar o que é a nossa amizade. Amigão, muitas polar beeeeeeeeeem gelada pra ti. Luz e sentido e palavra ... Ruas escuras quem tem o mapa ... Ahaoeiaheoiheoaiheoaiheoah!!!!!!

Aos meus padrinhos Lino de Deus Lopes Filho e Gessy Silveira Lopes, bem como os demais familiares

Principalmente, e acima de tudo, ao meu pai José Ataliba Machado e a minha mãe Zilca Melo Machado, os quais me apoiaram nas decisões mais difíceis e me ensinaram, entre outras coisas, que o respeito e a educação são peças fundamentais para que um sonho possa se tornar real.

Resumo

Apresentamos um estudo teórico/fenomenológico baseado em QCD perturbativa para as funções de estrutura em interações neutrino-núcleon no espalhamento profundamente inelástico de corrente carregada usando o formalismo de dipolos de cor. Para este fim, estendemos para o setor eletrofraco as abordagens teóricas atuais deste formalismo, as quais descrevem o processo de espalhamento profundamente inelástico em reações lépton-hádron. As previsões teóricas são comparadas com os resultados experimentais disponíveis na região de altas energias. Em particular, o comportamento das funções de estrutura na virtualidade do bóson e o papel exercido pelas correções de sombreamento nuclear são investigados, mostrando que a seção de choque neutrino-hádron em altas energias exibe a propriedade de escalamento geométrico como nos processos lépton-hádron.

Além disso, investigamos os processos de difração dura em reações próton-próton (anti-próton) dando destaque para a produção difrativa do bóson de gauge massivo W , calculando sua seção de choque utilizando a fatorização de Regge. Para este fim, consideramos as funções recentes para a distribuição de pártons no Pomeron e levamos em consideração o fator de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez (correções de múltiplos espalhamentos). Com isso, realizamos estimativas teóricas para a fração de produção difrativa de W^\pm com as energias do acelerador Fermilab-Tevatron ($\sqrt{s} \simeq 2$ TeV), cujos resultados para os valores utilizados mostram um bom acordo com os resultados experimentais. Além disso, realizamos previsões para o futuro colisor Large Hadron Collider (LHC, $\sqrt{s} = 14$ TeV).

A utilização deste fator de correção para o cálculo de produção de W^\pm é a nossa principal contribuição para a Fenomenologia da Física de Partículas de Altas Energias.

Abstract

A perturbative QCD analysis of the neutrino-hadron structure functions in charged current reactions is presented using the color dipole formalism. We extend the formalism to the electroweak sector, considering the recent phenomenological/theoretical studies in deep inelastic lepton-hadron inclusive production (DIS). The theoretical predictions are compared to the available experimental results in the high-energy region. In particular, the behaviour of the structure functions on the boson virtuality and the role played by the nuclear shadowing corrections are investigated. It is demonstrated that high-energy neutrino-hadron cross sections exhibit geometric scaling property as in lepton-hadron case.

Moreover, the hard diffractive processes in proton-proton (antiproton) collisions are investigated, in particular the diffractive W^\pm production. It is computed using Regge factorization approach, considering recent parton distributions functions in the Pomeron and taking into account survival probability gap factor (multiple scattering corrections). The theoretical estimates are performed for the energies of Fermilab-Tevatron ($\sqrt{s} \simeq 2$ TeV). In addition, predictions for the future Large Hadron Collider (LHC, $\sqrt{s} = 14$ TeV) are presented.

The use of probability survival rapidity gap is the principal contribution to analysis of W^\pm cross sections production in the High Energy Phenomenology.

Índice

Introdução	1
1. Cromodinâmica Quântica (QCD) e funções de estrutura hadrônica . . .	6
1.1 O Espalhamento Profundamente Inelástico	6
1.2 A Cromodinâmica Quântica	8
1.2.1 A Liberdade Assintótica	9
1.2.2 A constante de acoplamento e a fatorização	12
1.2.3 Relações entre os pártons e as funções de estrutura	14
1.2.4 Produção de quarks charme	18
1.2.5 As Equações de Evolução Altarelli-Parisi	18
1.2.6 A Saturação Partônica	24
1.3 Conclusão	26
2. Dipolos de cor e funções de estrutura	27
2.1 O Espalhamento Profundamente Inelástico no Modelo de Dipolos	27
2.1.1 Os processos de produção exclusiva	29
2.1.2 Seções de choque de dipolo	30
2.1.3 Seção de choque de dipolos - Modelo Golec-Biernat-Wusthoff (GBW)	32
2.1.4 Seção de choque de dipolos - Modelo Itakura-Iancu-Munier (IIM)	32
2.2 Modelo de dipolos para o espalhamento Neutrino-Próton	33
2.3 Função de estrutura $F_2^{\nu N}(x, Q^2)$	34
2.4 Escalamento geométrico	36
2.5 Resultados para o escalamento geométrico e para as funções de estrutura	38
2.5.1 Escalamento geométrico	38
2.5.2 As funções de estrutura $F_2^{\nu N}$, $x F_3^{\nu N}$, $2x F_1^{\nu N}$	38
2.5.3 Função de estrutura $F_2^{\nu N}$	39
2.5.4 Função de estrutura $x F_3^{\nu N}$	39
2.5.5 Função de estrutura $2x F_1^{\nu N}$	43
2.5.6 A função $\Delta x F_3$	43
2.6 Conclusão	44
3. Colisões hádron-hádron e eventos difrativos	45
3.1 As colisões hadrônicas e difração	45
3.1.1 Os processos nos canais s e t	46

3.1.2	As trajetórias de Regge e amplitudes no canal-s	46
3.1.3	A dependência em t	49
3.1.4	O espalhamento difrativo	49
3.1.5	A fenomenologia das seções de choque totais	51
3.2	DDIS no formalismo de Regge	55
3.2.1	Modelos de Regge aplicados a DDIS	61
3.3	Função de estrutura do Pomeron - parametrização experimental	64
3.4	Processos de dissociação hadrônica difrativa - Modelo de Ingelman-Schlein	65
3.5	Correções de múltiplos espalhamentos de Pomerons	68
3.5.1	A probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez	68
3.5.2	Modelo de massa dinâmica de glúons - DGM	71
3.5.3	Modelo KMR - Khoze, Martin, Ryskin	73
3.6	Conclusão	74
4.	Hadroprodução inclusiva e difrativa do bóson W^\pm	75
4.1	Produção de bósons vetoriais W^\pm	75
4.1.1	Produção do Bóson W e seu decaimento	75
4.1.2	Cinemática do processo	78
4.1.3	Seção de choque para a produção de W^\pm	80
4.2	Resultados para hadroprodução de bósons W^\pm	83
4.2.1	Produção inclusiva e difrativa de W^+ e W^-	83
4.2.2	Comparação com os dados	85
4.3	Predição para LHC	86
4.4	Conclusão	86
	Conclusão	88
	A. Regras de Feynman da QCD	90
A.1	O Lagrangiano da QCD	90
	B. DIS e funções de estrutura	96
B.1	Obtenção do tensor leptônico	96
B.2	Obtenção do tensor hadrônico	99
B.3	Obtenção das funções de onda do cone de luz	100
	Referências	102

Introdução

Neste trabalho, foram realizados dois estudos distintos, ambos envolvendo processos eletrofracos com os bósons de gauge massivos W^\pm . O primeiro estudo diz respeito ao cálculo das funções de estrutura para os processos de corrente carregada (CC), mediada pelo bóson W , nas interações neutrino-nucleon. Utilizamos o formalismo de dipolos de cor, onde a interação bóson-nucleon é modelada através do espalhamento de dipolos de cor (pares $q\bar{q}$ nos quais o bóson dissocia-se) com o nucleon através da seção de choque dipolo-nucleon. Fazemos neste trabalho a fenomenologia associada com os diferentes modelos para esta última quantidade. O segundo tópico refere-se à produção difrativa do bóson W em interações próton-próton (ou anti-próton). Utilizamos o formalismo de fatorização de Regge, onde o reggeon dominante em altas energias (o Pomeron) possui subestrutura (conteúdo de quarks e glúons, chamados coletivamente pártons). As distribuições destes pártons no Pomeron são determinadas através dos dados experimentais dos processos de espalhamento difrativo lépton-hádron. Como correções de múltiplos espalhamentos são importantes, levamos este efeito em consideração através do fator de sobrevivência das lacunas na rapidez. Neste caso, somos capazes de produzir previsões para este processo no futuro colisor Large Hadron Collider (LHC, CERN).

Iniciaremos com uma breve introdução sobre o espalhamento neutrino-nucleon e sua importância em altas energias. As interações de neutrinos de altas energias com alvos hadrônicos são um teste importante da Cromodinâmica Quântica (QCD) e do entendimento das propriedades partônicas da estrutura hadrônica. As várias combinações dos dados de espalhamento de neutrinos e anti-neutrinos podem ser usados para determinar as funções de estrutura, as quais impõem limites às distribuições de quarks de mar, de valência e glúons nos nucleons ou nos núcleos. A comparação entre os resultados experimentais do espalhamento de neutrinos e de léptons carregados pode ser usada para investigar a universalidade destas distribuições partônicas. Em particular, a física de neutrinos tem recebido muita atenção recentemente devido ao fenômeno da oscilação de neutrinos no contexto dos experimentos com neutrinos solares e atmosféricos. Além disso, suas funções de estrutura são necessárias para o cálculo da seção de choque neutrino-hádron, a qual desempenha um papel importante nos estudos de raios cósmicos de altas energias e em astropartículas.

De maneira similar ao espalhamento profundamente inelástico (DIS) lépton-hádron, o espalhamento de neutrinos é também utilizado para investigar a estrutura dos nucleons (prótons e nêutrons) ou dos núcleos. No modelo de pártons, considerando a ordem dominante (LO), a função de estrutura F_2 é a distribuição singleto, $F_2^{\nu N} \propto xq^S = x \sum(q + \bar{q})$, a soma das densidades de momento de todos os quarks constituintes interagentes, e a função xF_3 é a distribuição não-singleto, $xF_3^{\nu N} \propto xq^{NS} = x \sum(q - \bar{q}) = xu_V + xd_V$, a densidade de momento dos quarks de valência. Estas relações são posteriormente modificadas por

correções de mais alta ordem. A principal incerteza teórica é o papel do sombreamento nuclear (nuclear shadowing) em comparação com o DIS de léptons carregados. Entretanto, efeitos nucleares são considerados usando as razões nucleares $R = F_2^A/AF_2^p$ extraídas do DIS em interações lépton-núcleo, as quais podem ser diferentes para o caso de neutrinos. A região de baixa virtualidade do bóson, Q^2 , não pode ser considerada no escopo do modelo de pártons, uma vez que uma escala suficientemente alta de momento no processo $Q_0^2 \geq 1 - 2 \text{ GeV}^2$ é necessária para fazermos uma expansão perturbativa.

Neste trabalho, apresentamos uma determinação das funções de estrutura nas interações neutrino-nucleon no formalismo de dipolos de cor. Esta abordagem é conveniente para a interação de neutrinos em altas energias e permite uma descrição consistente para a região de baixo Q^2 das funções de estrutura. Também, o formalismo permite um cálculo preciso e confiável do efeito de sombreamento nuclear através do formalismo de Glauber-Gribov no limite totalmente coerente. A seção de choque bóson-hádron é calculada como a convolução das distribuições dos dipolos de cor de tamanho transversal criados pela flutuação do bóson incidente em pares $q\bar{q}$. Estas distribuições fornecem uma relação clara entre o aumento da virtualidade do bóson Q^2 e o tamanho dos dipolos. A teoria de Glauber-Gribov considera os múltiplos espalhamentos da componente hadrônica do bóson virtual com um núcleo constituído de nucleons cuja energia de ligação é negligenciada. Esta componente hadrônica mantém um tamanho fixo durante o processo de espalhamento (a aproximação eikonal) e é usualmente limitada ao seu mais baixo estado de Fock, o chamado dipolo de cor. As diferenças entre várias realizações desta abordagem advêm do modelo considerado para a seção de choque dipolo-nucleon. Várias implementações fenomenológicas podem descrever uma grande parte dos dados de DIS inclusivo/difrativo em reações ep DIS e os resultados experimentais para as razões nucleares F_2^A/AF_2^N na região de sombreamento nuclear $x \leq 0.01$ [1, 2, 3] (x é a variável de Bjorken, inversamente proporcional a energia de centro de massa do espalhamento). Em geral, a transição para o limite de pequeno Q^2 está relacionada com a física de saturação, onde uma quantidade importante é a escala de saturação $Q_{\text{sat}} \propto (E_\nu)^\lambda$, $\lambda \simeq 0.3$. Esta quantidade define a escala de momento onde os múltiplos espalhamentos tornam-se cada vez mais importantes. A abordagem dos dipolos de cor permite um cálculo das contribuições de todas as ordens (potências de $1/Q^2$) em contraste com a aproximação de ordem dominante. Uma característica importante das abordagens de saturação é a predição da propriedade do escalamento geométrico. Ou seja, a seção de choque total fóton-próton em altas energias não é uma função das duas variáveis independentes x e Q^2 , mas ainda uma função de uma única variável $\tau_p = Q^2/Q_{\text{sat}}^2$. Foi mostrado que os dados do colisor DESY-HERA para a função de estrutura do próton F_2 são consistentes com o escalamento nas regiões de $x \leq 0.01$ e $Q^2 \leq 400 \text{ GeV}^2$. Um comportamento similar também foi observado em processos exclusivos, processos de espalhamento elétron-núcleo, produção inclusiva de charm e DIS difrativo. Estes resultados, enquanto não completamente estabelecidos, fornecem uma forte motivação para investigações no setor de neutrinos. Neste trabalho demonstramos que a descrição dos dados em altas energias é consistente e preciso.

Passamos agora a motivação do segundo tópico de estudo. Eventos difrativos ocorrem através de objetos singletos de cor, supostos como sendo os Pomerons na Teoria de Regge, portando os números quânticos do vácuo, isto é $J^{PC} = 0^{++}$. Tais processos são caracterizados por estados finais os quais incluem grandes lacunas nos intervalos de rapidez, i.e. regiões do espaço de fase não contendo partículas no estado final [4, 5]. Estas configurações

de estado final são encontradas em reações elásticas pp , na fotoprodução de mésons vetoriais ou também na produção difrativa dos bósons de gauge W^\pm . A troca de mésons pode também produzir estes estados finais, mas a sua importância é reduzida com o aumento da energia envolvida no processo. Portanto, em altas energias os processos difrativos são predominantemente relacionados à troca do Pomeron [6, 7]. Esta área de pesquisa encontra-se atualmente em estado de grande efervescência, com as expectativas de novos dados vindos do colisor LHC (CERN)[8, 9]. Entre os tópicos mais relevantes, está a produção inclusiva e difrativa dos bósons de Higgs [10]. Em especial, o canal difrativo fornece um sinal claro para detecção de Higgs leves [11, 12, 13]. Outro processo importante é a produção difrativa de jatos [14, 15]. O formalismo de Regge, onde o Pomeron corresponde ao reggeon dominante cuja possível ressonância associada satisfaz os números quânticos do vácuo, tem produzido excelentes resultados em difração macia (baixas energias ou pequeno momento transferido) [7]. A quantidade relevante é a trajetória do Pomeron, permitindo descrever fenomenologicamente o espalhamento elástico e a produção de mésons. Entretanto, o formalismo apresenta poder preditivo reduzido na descrição de reações duras, como a produção de bósons W^\pm e de jatos. Estas reações com grande momento transferido podem ser investigadas através da Cromodinâmica Quântica (QCD) perturbativa mediante a troca de diagramas-escada gluônicos [6]. Recentemente, o formalismo de dipolos de cor QCD tem surgido como uma descrição simples dos processos induzidos por fótons, mas podendo ser estendido ao caso hadrônico por meio de interações dipolo-dipolo [6].

Em ambos formalismos existem incertezas teóricas, relacionadas intrinsecamente à natureza do Pomeron e suas interações. Na fenomenologia de Regge, assume-se a fatorização entre o fluxo de Pomeron no próton e a interação de seus constituintes (quarks e glúons do Pomeron). Tal fatorização é confirmada nos processos elásticos. Entretanto sua quebra é fortemente sugerida nos processos de dissociação difrativa simples em reações pp e produção de jatos. Este problema estaria associado aos vínculos de unitariedade ao processo ou efeitos de screening. Em QCD perturbativa, a universalidade do Pomeron duro constituído basicamente de glúons, descrevendo a produção difrativa em colisionadores ep e hadrônicos, tem sido questionada. O uso das distribuições partônicas difrativas obtidas em colisões ep têm sido utilizadas no cálculo da produção de jatos em colisões $p\bar{p}$, produzindo resultados modestos. Portanto, no trabalho apresentado aqui incluiremos os efeitos de reespalhamento.

Com a entrada em funcionamento do colisor LHC no CERN [8], energias da ordem de $\sqrt{s} = 14$ TeV serão alcançadas para o modo pp , com altas luminosidades ($\mathcal{L} \simeq 10^{34}$ cm⁻²s⁻¹). A produção difrativa de Higgs poderá ser estudada, beneficiada pela alta luminosidade em CMS [9], potencializando os canais de produção com maior sinal. A grande motivação com a enorme energia de centro de massa e a alta luminosidade no LHC é a constatação cada vez maior dos efeitos de unitariedade às correspondentes amplitudes de espalhamento de processos duros, em especial os canais difrativos mais sensíveis a estes efeitos, aliada com a maior precisão dos observáveis em difração dura e macia. Para colisões pp ou $p\bar{p}$ em altas energias, cerca de 40% da seção de choque total σ_{tot} surge dos processos difrativos, como o espalhamento elástico ou dissociação difrativa simples ou dupla. É necessário compreender a estrutura de σ_{tot} e a natureza dos eventos que acompanham os processos e deve-se estar apto a estimar a probabilidade das lacunas de rapidez, as quais ocorrem em eventos difrativos, contendo um subprocesso duro, sobreviverem aos efeitos de reespalhamento. Estes processos fornecem uma oportunidade única para o estudo de efei-

tos de unitariedade, uma vez que a fatorização pode ser quebrada teoricamente por meio de efeitos de seleção do processo de espalhamento. O entendimento destes mecanismos é crucial na predição teórica e no ajuste dos processos de interesse no LHC no que concerne a difração dura e também macia.

A análise fenomenológica dos processos difrativos duros (grande momento transferido) tornou-se um dos mais interessantes laboratórios teóricos para investigar a natureza e estrutura do Pomeron. O conceito de função de estrutura do Pomeron foi introduzido por Ingelman e Schlein [16] como um *ansatz* para investigar a eventual produção de jatos com grande momento transversal (p_T) em interações hadrônicas difrativas. Esta especulação teórica tornou-se realidade quando a Colaboração UA8 obteve as primeiras medidas experimentais de jatos produzidos difrativamente [17]. Entretanto, análises quantitativas posteriores [18] feitas no mesmo colisor $\bar{p}p$ do CERN mostraram que as taxas previstas obtidas pelo modelo de Ingelman-Schlein (IS) eram muito mais altas em comparação com os valores medidos. O mesmo problema foi constatado quando medidas similares foram feitas no Colisor Fermilab Tevatron. A razão prevista pelo modelo IS para a produção não-difrativa e difrativa de duplos jatos (dijets) [19] para a energia do Tevatron é uma ordem de magnitude maior que as medidas experimentais. Apesar do fato do modelo IS prever corretamente a existência dos jatos produzidos difrativamente, poderíamos pensar que este modelo é aceitável apenas no ponto de vista qualitativo, pois as taxas previstas eram completamente inconsistentes com as medidas reais. Esta questão pode ser examinada em maiores detalhes e pode ser mostrado que o modelo IS é incompleto pois não leva em consideração efeitos de reespalhamento de Pomerons. Este efeito é muito importante nas energias dos atuais aceleradores. Neste trabalho, descrevemos brevemente o desenvolvimento teórico das taxas de produção e destacamos os efeitos a serem considerados para uma descrição mais consistente com o experimento.

No Cap. 1, fazemos um breve resumo da Cromodinâmica Quântica (QCD) e suas aplicações. Em particular, discutimos os detalhes da expansão perturbativa em QCD para o processo lépton-hádron, as equações de evolução para as distribuições partônicas nos hádrons e as possíveis correções no regime de altas energias. Apresentamos a noção de funções de estrutura para os processos de DIS em elétron-próton e neutrino-próton, mostrando também a fenomenologia do regime de pequeno x .

No Cap. 2 introduzimos o formalismo de dipolos de cor para a produção de pares de quarks através dos bósons (γ e W^\pm). Revisamos e apresentamos o formalismo de dipolos para o caso ep , fazendo a extensão para o caso νp . Em particular, a função de estrutura $F_2^{\nu N}$ é investigada empregando-se modelos de saturação fenomenológicos, os quais descrevem corretamente os dados para DIS inclusivo. Os efeitos nucleares são introduzidos através do formalismo de Glauber-Gribov. Mostramos que em altas energias os dados para o espalhamento neutrino-hádron exibem a propriedade de escalamento geométrico, o qual tem importantes consequências para a fenomenologia de neutrinos em altíssimas energias. Também, as funções de estrutura xF_3 e $2xF_1$ são analisadas, apontando sua assimetria de direita-esquerda e sua consequência nos efeitos de sombreamento nuclear. A quantidade $\Delta xF_3 = xF_3^\nu - xF_3^{\bar{\nu}}$ é investigada, a qual fornece uma determinação da distribuição de quarks estranhos (quarks de mar s) através da produção de charme em processos DIS com corrente carregada.

No Cap. 3 fazemos um pequeno resumo da descrição teórica dos processos difrativos em

interações hadrônicas, apresentando a Teoria de Regge, as definições do reggeon dominante em altas energias (o Pomeron) e as características (lacunas de rapidez) para um evento difrativo. Ao final, também apresentamos uma síntese dos modelos fenomenológicos envolvidos nos cálculos dos valores para o fator da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez. Esta quantidade fornece uma estimativa geral das correções de múltiplos espalhamentos ao processo. Discutiremos sobre as quantidades fator de fluxo do Pomeron e as funções de estrutura difrativa. Em particular, detalharemos o formalismo de fatorização de Regge para eventos difrativos, o qual fornece o arcabouço teórico para nossas contribuições na área.

No Cap. 4 apresentamos os processos específicos da produção hadrônica inclusiva e difrativa do bóson W , o cálculo da sua seção de choque, decaimento e sua respectiva cinemática. Mostramos nossos resultados para a produção inclusiva e difrativa dos bósons W^\pm para as energias do acelerador Tevatron-Fermilab ($\sqrt{s} = 1.8$ TeV), fazendo uma predição para o futuro colisor Large Hadron Collider - LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV).

No último capítulo, temos as conclusões resultantes das várias análises que apresentadas neste trabalho. Os principais objetos de estudo desta dissertação foram a determinação das funções de estrutura do nucleon em interações neutrino-nucleon e a determinação da taxa de eventos para a produção difrativa de bósons massivos em interações nucleon-nucleon. Como conclusão, obtemos uma descrição excelente das funções de estrutura no regime de altas energias utilizando o formalismo de dipolos de cor. Nossa abordagem permite uma descrição consistente da região de pequena virtualidade Q^2 e das correções de sombreamento nuclear, os quais são importantes para os futuros experimentos neutrino-núcleo. No caso da produção difrativa de W^\pm , obtivemos resultados consistentes com os experimentos recentes (TEVATRON), utilizando o formalismo de Regge e correções de re-espalhamento. Também calculamos as predições para este processo com a energia pertinente ao futuro experimento LHC, onde taxas altas de eventos difrativos são esperados.

Capítulo 1

Cromodinâmica Quântica (QCD) e funções de estrutura hadrônica

Este capítulo apresenta uma revisão dos tópicos necessários para estudarmos a estrutura do próton, com ênfase particular no espalhamento profundamente inelástico (DIS) lépton-hádron. O formalismo usado para o estudo de eventos DIS é apresentado, bem como uma introdução à Cromodinâmica Quântica, a qual é a teoria que descreve o espalhamento profundamente inelástico, e às funções de estrutura do próton. Revisamos os principais resultados das equações de evolução lineares baseadas em QCD perturbativa, com ênfase na equação de evolução DGLAP, e dos possíveis efeitos não-lineares. Convém notar que a evolução DGLAP é a abordagem usual para a descrição das distribuições partônicas. Finalmente, introduzimos as definições de função de estrutura nos espalhamentos elétron-próton e neutrino-próton e suas relações com as distribuições de quarks e glúons, os pártons, nos hádrons.

1.1 O Espalhamento Profundamente Inelástico

No espalhamento profundamente inelástico elétron-próton [20, 21], $ep \rightarrow eX$, o próton é fragmentado em hádrons devido à troca de um fóton virtual muito energético com grande momento transversal, como ilustrado na Fig. (1.1). Neste contexto, podemos usar a chamada aproximação de impulso, o que significa que podemos tratar os pártons (os constituintes dos nucleons) como livres durante a colisão se a razão entre as escalas de tempo

$$\frac{\tau}{\tau_{\text{virtual}}} \sim 2 \frac{\frac{m_1^2}{x} + \frac{m_2^2}{(1-x)} - M_{\text{proton}}^2}{2M_{\text{proton}}\nu - Q^2} \quad (1.1)$$

é pequena. No sistema de centro de massa elétron-próton o momento do próton, \vec{P} , é grande para colisões em altas energias; o momento para o elétron incidente é $(|\vec{P}|, -\vec{P})$ e o bóson trocado tem momento (q^0, \vec{q}) . Pode-se considerar que o próton decompõe-se em um estado virtual com duas componentes: um párton com momento $x\vec{P}$ e massa m_1 , e um grupo de pártons com momento total $(1-x)\vec{P}$ e massa m_2 . As frações de momento do próton portadas por estes pártons são portanto x e $1-x$, respectivamente. Neste caso a diferença em energia entre o estado virtual e o próton, ΔE , é dada por

$$\Delta E = \sqrt{x^2\vec{P}^2 + m_1^2} + \sqrt{(1-x)^2\vec{P}^2 + m_2^2} - \sqrt{\vec{P}^2 + M_{\text{proton}}^2}$$

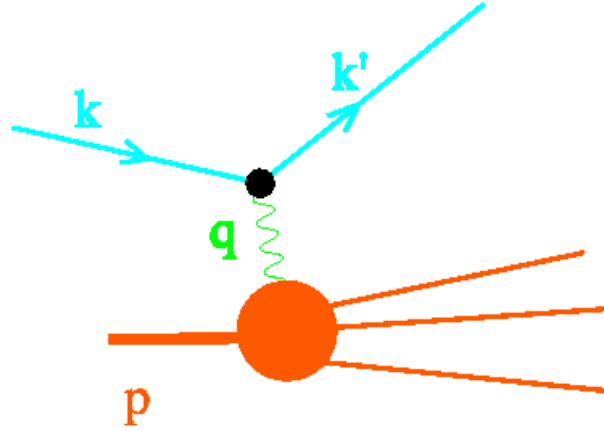


Fig. 1.1: Representação do espalhamento profundamente inelástico (DIS) lépton-núcleon, mostrando os momenta incidentes (k e p), o fóton e sua virtualidade (q) e o momenta final do lépton (k').

$$\simeq \frac{1}{|\vec{P}|} \left[\frac{m_1^2}{2x} + \frac{m_2^2}{2(1-x)} - \frac{M_{\text{proton}}^2}{2} \right]. \quad (1.2)$$

O inverso desta quantidade, usando o princípio da incerteza, dá o tempo de vida do estado virtual, isto é, $\tau_{\text{virtual}} \sim 1/\Delta E$. De maneira similar, a duração do espalhamento do bóson com o próton é $\tau_{\text{colisao}} \sim 1/q^0$. Podemos usar a expressão

$$q^0 = \frac{2P \cdot q + q^2}{2(\sqrt{\vec{P}^2 + M_{\text{proton}}^2} + |\vec{P}|)} \sim \frac{2M_{\text{proton}}\nu - Q^2}{4|\vec{P}|}, \quad (1.3)$$

onde adotamos a notação padrão para os invariantes de Lorentz,

$$Q^2 \equiv -q^2, \quad \nu \equiv \frac{P \cdot q}{M_{\text{proton}}}, \quad (1.4)$$

e da condição de camada de massa para o elétron sem massa no estado final.

No espalhamento profundamente inelástico, ambos $2M_{\text{proton}}\nu$ e Q^2 são maiores que M_{proton}^2 , tal que a aproximação é correta assumindo que x não é tão próximo de 0 ou 1. Processos onde pártons suaves são importantes não são adequadamente descritos por esta simples representação, mais conhecida como modelo de pártons [20, 22].

Pode-se pensar o próton movendo-se com momento P muito grande. Neste sistema o próton apresenta contração de Lorentz na direção longitudinal por um fator M/P com respeito ao seu tamanho no sistema de repouso. Pártons com pequeno x também apresentam contração de Lorentz, sendo distribuídos no disco definido pela área transversa do próton. Neste disco o número de pártons por unidade de rapidez, $\eta \simeq -\ln \tan \theta/2$ (θ é o ângulo de espalhamento), é pequeno. A situação para pártons com muito pequeno x , conhecidos como *wee* pártons, é diferente porque eles não estão confinados ao disco. Seus tamanhos longitudinais podem ser estimados usando o princípio da incerteza,

$$\Delta z \simeq \frac{1}{xP}. \quad (1.5)$$

No que segue definiremos algumas das quantidades que permitirão obter informações experimentais sobre estes pártons. A estrutura geral da seção de choque inclusiva mediada em spin no espalhamento profundamente inelástico lépton-hádron, σ^{lh} , pode ser expressa em termos de duas funções invariantes de gauge, as quais caracterizam a estrutura do alvo e são conhecidas como as funções de estrutura F_1 e F_2 . Para o espalhamento de léptons carregados ($e^- N \rightarrow N + X$) o processo é mediado pela troca de um fóton virtual, e no limite quando $Q^2 \ll M_Z^2$ podemos escrever

$$\frac{d^2\sigma^{e^-h}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^2} \left[xy^2 F_1(x, Q^2) + (1-y)F_2(x, Q^2) \right], \quad (1.6)$$

onde despreza-se a massa do próton. A constante de acoplamento eletromagnética é α e y é a variável inelasticidade, que no sistema de repouso do próton alvo pode ser escrita como $y = 1 - E'/E$, com E e E' sendo as energias do elétron no estado inicial e final, respectivamente.

Para o caso de um espalhamento neutrino-próton, a seção de choque é dada por ¹

$$\frac{d\sigma^{\nu(\bar{\nu})h}}{dx dy} = \frac{G_F^2 m_h E_\nu}{\pi} \left[\left(1 - y - \frac{m_h xy}{2E_\nu}\right) F_2(x, Q^2) + \frac{y^2}{2} 2xF_1(x, Q^2) \pm y \left(1 - \frac{y}{2}\right) xF_3(x, Q^2) \right] \quad (1.7)$$

Aqui, E_ν é a energia do neutrino, m_h é a massa do nucleon, G_F é a constante de Fermi e $y = Q^2/xs$ é a inelasticidade. F_1 , F_2 e F_3 são as funções de estrutura do próton, as quais determinam as distribuições partônicas no interior do próton. Estas funções serão estudadas em mais detalhes no Capítulo 2, onde mostramos nossas curvas teóricas obtidas com o uso do formalismo de dipolos na descrição do espalhamento neutrino-próton, considerando diferentes seções de choque de dipolos para o cálculo de tais funções de estrutura.

Antes disso, necessitamos conhecer os constituintes do próton de uma forma geral. Para isso, apresentamos a Cromodinâmica Quântica, a qual é a teoria que descreve a dinâmica de quarks e glúons, os pártons.

1.2 A Cromodinâmica Quântica

A interação forte é descrita pela teoria de gauge não Abelianiana da Cromodinâmica Quântica (QCD). A QCD assume que todos os quarks carregam os graus de liberdade cor, que atuam como a carga na Eletrodinâmica Quântica (QED). Os três estados possíveis dos graus de liberdade de cor são denominados vermelho, verde e azul. Os mediadores da interação forte são glúons não-massivos de spin 1. Na QCD, a carga de cor é trocada entre partículas coloridas através dos glúons, o que é uma propriedade das teorias de gauge não-Abelianas. Uma consequência disto é que, diferentemente dos fótons (mediadores da QED), os glúons podem interagir com outros glúons[23]. Mais tecnicamente, a QCD possui vértices de interação de três e quatro glúons, os quais não possuem análogos na QED. Esta disponibilidade é explicada por uma característica da QCD: a *liberdade assintótica*, a qual falaremos melhor na próxima seção. Historicamente, os graus de liberdade de cor surgiram como a solução do

¹ A obtenção destas seções de choque é feita, de uma forma geral (espalhamento lépton-hádron), no Apêndice B

problema de como construir a função de onda para o bárion duplamente carregado Δ^{++} . O spin deste bárion é $3/2$, sendo obtido pela combinação de três quarks idênticos. A função de onda do Δ^{++} é então simétrica no espaço, spin e sabor $[SU(3)_f]$. Entretanto, haja vista que os quarks constituintes têm spin $1/2$, a estatística de Fermi-Dirac necessita de uma função de onda anti-simétrica. Este conflito foi resolvido construindo a função de onda totalmente anti-simétrica nos graus de liberdade de cor. Como estados coloridos não são detectados nos experimentos, houve a necessidade de requerer um vínculo extra definindo que apenas estados singlete de cor poderiam existir na natureza.

Nas energias disponíveis atualmente ($\sqrt{s} \sim 1$ TeV), a Cromodinâmica Quântica é provavelmente a componente mais complexa do Modelo Padrão porque os estados assintóticos detectados nos experimentos (hádrons) são diferentes dos campos fundamentais presentes no Lagrangiano, associados aos quarks e glúons. Esta teoria é baseada no grupo de cor $SU(3)$. A idéia de cor tem sido verificada em muitos experimentos envolvendo interação em altas energias de hádrons com hádrons, léptons com hádrons e léptons com léptons. O cálculo correto da taxa para o decaimento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ou a razão entre a seção de choque hadrônica e^+e^- e a seção de choque de produção de um par de múons foram alguns dos grandes sucessos da teoria [23, 24, 25]. A existência de constituintes dentro dos hádrons ficou clara após os experimentos de espalhamento profundamente inelástico realizados no SLAC em 1962. Estes constituintes foram chamados de pártons e hoje são identificados como quarks e glúons [20, 22, 26].

A composição natural dos nucleons é explicada pelo modelo de quark-párton [27]. O modelo de pártons analisa o espalhamento no referencial de Breit, em que o próton alvo (e os pártons constituintes) movem-se com momento infinito, puramente longitudinal. O párton absorve o bóson virtual incidente e recua na direção de saída; o seu momento ainda sendo longitudinal. Como o momento do nucleon é assumido como sendo infinito, a escala de tempo da interação dos quarks constituintes não é muito maior do que a escala de tempo da colisão, tornando o quark espalhado totalmente livre, e o espalhamento torna-se incoerente.

No modelo quark-párton, os pártons são supostos como carregando uma fração x do quadri-momento p^μ do núcleo pai. Contudo, os quarks estão em movimento dentro do nucleon, ou seja, não possuem quadri-momento fixo. Isto é descrito pelas funções de distribuição do quark, $q(x)$, que é a probabilidade de encontrar um quark de sabor q no hádron carregado uma fração x do quadri-momento p^μ do hádron pai. As funções $q(x)$ podem ser as distribuições $u(x), d(x), s(x)$, enquanto \bar{q} são as distribuições dos anti-quarks correspondentes.

Uma propriedade importante dos quarks é que, em baixas energias, eles não são vistos como livres na natureza. Porém, em altas energias, eles podem ser tratados como tal, ou seja, eles possuem liberdade. Esta propriedade advém da liberdade assintótica.

1.2.1 A Liberdade Assintótica

Se a distância entre os quarks aumenta (baixas energias), então a intensidade efetiva da interação aumenta. Porém, com a distância entre dois quarks diminuindo (aumento de energia), a intensidade de sua interação também diminui, fazendo com que as partículas tornem-se assintoticamente livres, o que caracteriza a não observação de quarks livres, ou seja, a liberdade assintótica.

A expressão para o Lagrangiano da Cromodinâmica Quântica pode ser escrito na forma [23, 24, 25],

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi} i \not{\partial} \Psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} + g \bar{\Psi} A \Psi + \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{fantasma}}. \quad (1.8)$$

Por simplicidade, considerou-se quarks sem massa. Os campos para quarks e glúons são representados por Ψ e A_μ^a , respectivamente e $F_{\mu\nu}^a$ é o tensor de intensidade do campo, derivado do campo gluônico,

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (1.9)$$

onde $a = 1, \dots, N_c^2 - 1$ é o índice de cor indicando o número de glúons; as f^{abc} são as constantes de estrutura do grupo $SU(N_c)$, onde N_c é o número de cores na teoria. O acoplamento é denotado por g . Para a proposta desta seção, não necessitamos discutir a parte de fixação de gauge do Lagrangiano ou dos graus de liberdade fantasmas, i.e. escalares não-físicos com estatística de Fermi-Dirac necessários para cancelar as contribuições de graus de liberdade não-transversos que surgem quando trabalhamos em gauges não-físicos.

Se aplicarmos as regras de Feynman a este Lagrangiano a fim de calcular um observável, obteremos resultados discrepantes, devido à presença de singularidades conhecidas como divergências ultravioleta. Estas surgem tipicamente quando um dos momentos nas integrais de laço (*loop*) assume valor infinito. Uma alternativa para lidar com estas divergências seria introduzir um corte (*cutoff*) que normaliza as integrais divergentes e então absorver os termos singulares em uma redefinição dos campos ou parâmetros. Este procedimento é conhecido como renormalização. Entretanto, os resultados finais não devem depender da prescrição de regularização.

É mais conveniente regularizar as integrais analiticamente, continuando-as na dimensão espaço-tempo de 4 para dimensão $D = 4 - 2\varepsilon$. Isto transforma as partes divergentes das integrais com pólos em ε , os quais podem ser removidos introduzindo uma escala de subtração μ^2 , usualmente referida como a escala de renormalização. Após regularizar as divergências, estas podem ser eliminadas através da soma de contratermos ao Lagrangiano. Estes novos termos podem ser interpretados como a renormalização do acoplamento forte e das funções de onda dos quarks e glúons.

Podemos aplicar este método apenas às integrais divergentes. Entretanto, seria mais conveniente se a dimensão da teoria completa fosse transformada. A dimensão do Lagrangiano é $4 - 2\varepsilon$, a do campo de quarks é $3/2 - \varepsilon$, a de glúons $1 - \varepsilon$ e o acoplamento é ε -dimensional. A introdução dos contratermos pode ser feita através da substituição dos campos e o acoplamento original pelos respectivos campos renormalizados,

$$\Psi_{\text{orig}} = Z_2^{\frac{1}{2}} \Psi_R, \quad A_{\text{orig}}^\mu = Z_3^{\frac{1}{2}} A_R^\mu, \quad g_{\text{orig}} = Z_g \mu^\varepsilon g_R. \quad (1.10)$$

A escala de renormalização, μ , é introduzida para tornar o acoplamento renormalizado, g_R , explicitamente adimensional, Z 's são as respectivas constantes de renormalização e δ_n são os respectivos contratermos. Introduzindo as seguintes substituições,

$$\begin{aligned} Z_1 &= Z_g Z_2 Z_3^{\frac{1}{2}}, \\ Z_n &= 1 + \delta_n, \end{aligned} \quad (1.11)$$

o Lagrangiano em termos das quantidades renormalizadas é escrito como² [24, 23, 25]

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi} i \not{\partial} \Psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} + \mu^\varepsilon g \bar{\Psi} A \Psi + \delta_2 \bar{\Psi} i \not{\partial} \Psi - \frac{1}{4} \delta_3 F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} + \delta_1 \mu^\varepsilon g \bar{\Psi} A \Psi. \quad (1.12)$$

Os contratermos podem ser escolhidos de maneira que as funções de Green de um laço (*one-loop*) na teoria sejam finitas. Os contratermos necessários no caso geral, quando se incluem os campos fantasmas, podem ser fixados usando invariância de gauge local de tal maneira que todas as contribuições divergentes da teoria são eliminadas, restando uma teoria renormalizável e, portanto, uma teoria preditiva finita. A ordem de um laço é especialmente simples e aqui estamos apenas interessados na renormalização da constante de acoplamento forte, $\alpha_s = g^2/4\pi$. Então, analizaremos Z_g , que é dado por [24],

$$Z_g = \frac{Z_1}{Z_2 Z_3^{\frac{1}{2}}} = 1 - \frac{b \alpha_s}{2 \varepsilon}, \quad (1.13)$$

com b definido como,

$$b \equiv \frac{1}{2\pi} \left[\frac{11}{6} C_A - \frac{2}{3} n_f T_F \right], \quad (1.14)$$

onde n_f é o número de sabores de quarks, α_s é a notação para $g^2/4\pi$. $C_A = N_c$, sendo N_c o número de cor, e $T_F = 1/2$ são os operadores de Casimir, isto é, eles comutam com todos os geradores do grupo $SU(N_c)$.

É importante compreender que as quantidades não-renormalizadas devem ser independentes da escala de renormalização μ . Em particular, para o acoplamento podemos escrever,

$$\frac{d g_{\text{orig}}}{d \mu} = \frac{d}{d \mu} (Z_g \mu^\varepsilon g) = 0. \quad (1.15)$$

Da Eq. (1.13) sabemos que Z_g depende de μ através de α_s . Portanto, tomando o quadrado de g e diferenciando com relação a μ^2 obtém-se,

$$\mu^2 \frac{d \alpha_s}{d \mu^2} \left(1 + 2 \alpha_s \frac{1}{Z_g} \frac{d Z_g}{d \alpha_s} \right) + \varepsilon \alpha_s = 0. \quad (1.16)$$

Expandindo a equação acima em potências de α_s , obtém-se

$$\mu^2 \frac{d \alpha_s}{d \mu^2} \simeq -\varepsilon \alpha_s (2\varepsilon - \alpha_s) \left(\frac{1}{2\varepsilon} + \frac{3}{4} \frac{b}{\varepsilon^2} \alpha_s \right) \simeq -b \alpha_s^2, \quad (1.17)$$

a qual pode ser resolvida, obtendo-se

$$\alpha_s^{-1}(\mu^2) = b \ln \mu^2 + \mathcal{C}, \quad (1.18)$$

onde a constante \mathcal{C} pode ser fixa introduzindo a escala Λ , definida como a escala onde o acoplamento assume o valor infinito, ou seja,

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{1}{b \ln \frac{\mu^2}{\Lambda^2}}. \quad (1.19)$$

² O índice R será suprimido no resto da seção, tendo-se em mente que todos os campos e acoplamentos são agora renormalizados.

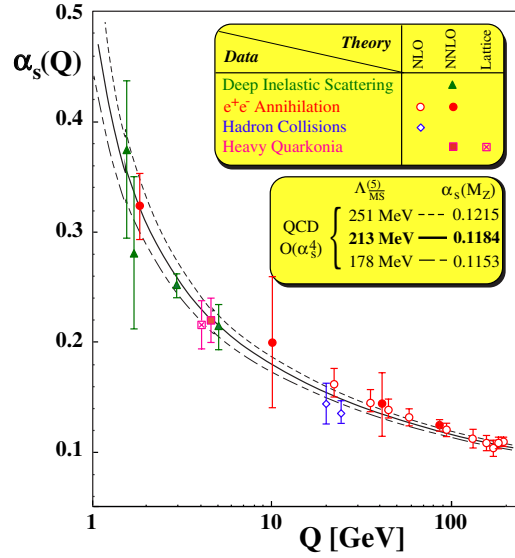


Fig. 1.2: Comparação entre dados para o acoplamento forte extraídos de vários processos (*DIS*, e^+e^- , colisões hadrônicas) e a evolução da constante de acoplamento $\alpha_s(\mu = Q)$ [28].

Este resultado é conhecido como a evolução da constante de acoplamento QCD. Ela indica que quarks e glúons podem ser considerados como campos assintoticamente livres : em distâncias muito pequenas, associado com um grande valor da escala μ^2 , o acoplamento entre eles adquire valores muito pequenos. Além disso, é muito importante que a constante b seja positiva. Esta é a diferença em relação à Eletrodinâmica Quântica (QED), onde a constante b apresenta sinal negativo, e é uma consequência direta do fato que glúons carregam cargas de cor e podem interagir entre si.

1.2.2 A constante de acoplamento e a fatorização

A evolução da constante de acoplamento tem sido testada em muitos experimentos, como mostrado na Fig. (1.2). O valor médio atual para o acoplamento em massa do bóson de gauge Z^0 é [28],

$$\alpha_s(M_Z) = 0.118 \pm 0.002, \quad (1.20)$$

implicando que a constante da QCD assuma o valor, $\Lambda_{\overline{MS}}^{(5)} = 208_{-23}^{+25}$ MeV, para cinco sabores ativos (\overline{MS} corresponde ao esquema de renormalização). Uma extensa revisão das várias determinações de α_s é feita na Ref. [28].

O fato que a constante de acoplamento é muito pequena em grandes escalas de momento é o ponto de partida para o emprego da QCD perturbativa. Com uma pequena escala, séries perturbativas são justificáveis e mostraremos no que segue como previsões para os observáveis físicos podem ser calculados usando expansões perturbativas em potências de α_s .

Existe uma distinção entre um acoplamento e um acoplamento efetivo que forma a base do conceito da constante de acoplamento. Tanto na QED quanto na QCD, calculando seções

de choque perturbativamente, a inclusão de diagramas de alta ordem leva a termos divergentes. Estes infinitos são tratados de uma forma sistemática pela técnica de renormalização. A renormalização envolve a introdução de um parâmetro livre, a escala de renormalização μ^2 , que possui a dimensão de massa. Os termos calculados, agora finitos na escala μ^2 , são absorvidos na redefinição de acoplamento, o acoplamento efetivo. Os diagramas adicionais, cujos termos divergentes são absorvidos no acoplamento efetivo contém a criação e aniquilação de partículas virtuais bem como elétrons e quarks, o que pode ser ilustrado da seguinte forma: as interações eletromagnéticas vêm elétrons que são circundados por uma nuvem de pares $q\bar{q}$. Então o acoplamento efetivo depende da escala de distância entre as partículas interagentes. Para o caso da QED esta nuvem procura selecionar a carga de uma partícula. No limite de grandes distâncias $Q^2 \rightarrow 0$, observa-se a carga e . Em pequenas distâncias, o acoplamento efetivo aumenta.

Contudo, no caso da QCD a seleção irá possuir um caminho oposto. Esta compreensão de que o glúon divide-se ($g_0 \rightarrow g_1 + g_2$) *anti-seleciona* a carga de cor. Grosseiramente falando, uma divisão de glúons propaga a carga cor, levando cargas menores para as interações de curta distância. Então, no limite da observação, o acoplamento tende ao infinito e quando há escalas menores de distâncias, o acoplamento diminui, tornando os quarks assintoticamente livres. Na aproximação de ordem dominante, o acoplamento efetivo, ou a constante de acoplamento da QCD, é escrita como

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi}(33 - 2n_f)\ln(\frac{Q^2}{\mu^2})}, \quad (1.21)$$

onde μ é a escala de renormalização e n_f é o número de sabores dos quarks participantes na interação dados pela escala de Q^2 . Para $n_f \leq 16$, o denominador da Eq. (1.21) e a constante de acoplamento diminuem logaritmicamente com o aumento de Q^2 (ou decréscimo da distância), consistindo com a liberdade assintótica. Com a definição do parâmetro Λ

$$\Lambda^2 = \mu^2 \exp \left[\frac{-12\pi}{33 - 2n_f\alpha_s(\mu^2)} \right], \quad (1.22)$$

o qual possui dimensão de massa, a Eq.(1.21) torna-se

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})}. \quad (1.23)$$

É interessante notar que com $Q^2 \approx \Lambda^2$, o denominador da equação acima se torna zero, e $\alpha_s(Q^2)$ tende ao infinito. Quando α_s é muito grande, a interação forte torna-se também grande para poder ser descrita por uma aproximação perturbativa. Desta forma, podemos pensar Λ como sendo a escala de distância para a qual a interação torna-se muito forte.

Existem poucos observáveis, como seções de choque de jatos em aniquilações e^+e^- ou a largura total de decaimento do bóson Z^0 , que podem ser calculados diretamente em teoria de perturbação porque são livres de dependência não-perturbativa (termos suprimidos por potências de energia). Entretanto, não há muitas seções de choque deste tipo e as predições para os processos, como seções de choque para espalhamento duro (*hard*) com hádrons no estado inicial, são mais complicadas de calcular. Em alguns casos podemos

ainda aplicar os chamados teoremas de fatorização [29] para expressar a seção de choque como uma convolução de uma seção de choque finita no infravermelho para o processo de curtas distâncias, a qual é calculável em teoria de perturbação, com uma função não-perturbativa que é universal para processos muito diferentes, mas não é passível de ser calculada de primeiros princípios em teoria de perturbação. A separação entre a física de pequeno e grande momento é definida por uma escala de fatorização arbitrária, μ_F . Isto é possível porque o processo de espalhamento pode ser caracterizado por duas escalas de tempo. Uma escala de tempo pequena $\sim 1/Q$, da ordem do inverso da escala do maior momento envolvido no espalhamento, Q , o qual define o espalhamento duro e é calculável em teoria de perturbação; e uma grande escala de tempo, da ordem do tamanho hadrônico, a qual inclui a ligação e recombinação dos constituintes e, portanto, é de origem não-perturbativa.

Por exemplo, no espalhamento profundamente inelástico (DIS) podemos escrever esquematicamente [29],

$$\sigma(Q^2, m^2)_{medido} = \hat{\sigma} \left(\alpha_s(\mu_F^2), \frac{Q^2}{\mu_F^2} \right)_{perturbativo} \otimes f(\mu_F^2, m^2)_{nao-perturbativo}, \quad (1.24)$$

onde μ_F define o limite entre a dinâmica de curtas distâncias, presente em $\hat{\sigma}(Q^2/\mu_F^2)$, e a dinâmica de longas distâncias na escala do parâmetro m , incluída em $f(\mu_F^2, m^2)$. A convolução \otimes é expressa em termos da fração de momento do párton que dá origem ao espalhamento e inclui a soma sobre todos os tipos de pártons.

A variável μ_F é apenas determinada pela necessidade de um pequeno parâmetro na expansão perturbativa, cujo papel é desempenhado pela constante de acoplamento, $\alpha_s(\mu_F^2) \ll 1$, e portanto a escala de fatorização deve ser dura, i.e. $\mu_F^2 \gg \Lambda_{\text{QCD}}^2$. Assim, a expansão [29],

$$\hat{\sigma} \left(\alpha_s(\mu_F^2), \frac{Q^2}{\mu_F^2} \right) = \sum_n \alpha_s^n(\mu_F^2) \mathcal{C}_n \left(\frac{Q^2}{\mu_F^2} \right) \quad (1.25)$$

possui significado físico. Como μ_F é uma variável introduzida artificialmente, os observáveis devem ser independentes desta escala. Esta característica permite encontrarmos a evolução de $f(\mu_F^2, m^2)$ com a escala μ_F , definindo a base para construir as equações de evolução.

Com o conhecimento da dinâmica entre quarks e glúons, pode-se fazer uma relação entre os constituintes dos nucleons (pártons) e a composição de cada nucleon, ou seja, determinar as funções de estrutura do nucleon.

1.2.3 Relações entre os pártons e as funções de estrutura

Inicialmente as medidas de funções de estrutura do nucleon (1.7) forneceram duas importantes observações [30]: (a) fraca dependência das funções de estrutura em Q^2 ; (b) em uma boa aproximação, a relação de Callan-Gross [31],

$$2xF_1(x) = F_2(x) \quad (1.26)$$

é válida.

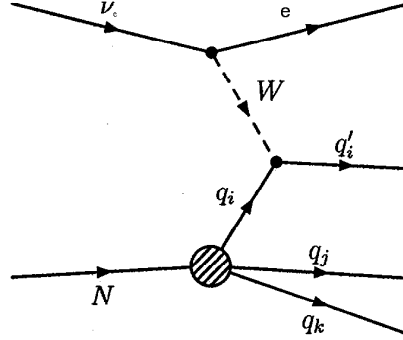


Fig. 1.3: *Espalhamento neutrino-párton*

A fraca dependência em Q^2 das funções de estrutura do nucleon pode ser compreendida em termos dos espalhamentos elásticos dos neutrinos fora dos constituintes pontuais do nucleon. Em princípio, se as partículas pontuais estão dentro do nucleon, devemos estar aptos a observá-las com um bóson virtual de pequeno comprimento de onda (i. e. grande Q^2). Quando formos para uma região mais profunda em que o espalhamento é sobre os constituintes pontuais, as funções de estrutura devem tornar-se funções de estrutura pontuais,

$$2MW_1^{Punt}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2M_\nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2M_\nu}\right), \quad (1.27)$$

$$\nu W_2^{Punt}(\nu, Q^2) = \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2M_\nu}\right), \quad (1.28)$$

$$\nu W_3^{Punt}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2M_\nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2M_\nu}\right). \quad (1.29)$$

É importante que neste domínio de alto Q^2 , as funções de estrutura pontuais são funções de estrutura de uma simples quantidade adimensional $Q^2/2M_\nu$. Como W_i são funções finitas e dependem somente da variável x e não de Q^2 , para $Q^2 \rightarrow \infty$ and $\nu \rightarrow \infty$, temos o limite chamado de escalamento de Bjorken [20]. O fenômeno de escalamento de Bjorken é uma indicação primária de que os hádrons são naturalmente compostos. Os constituintes do nucleon que são observados através do DIS são chamados pártons. A validade da relação de Callan-Gross, eq (1.26), indica que os pártons são partículas de spin 1/2. A relação de Callan-Gross é explicada pelo desaparecimento da seção de choque de um espalhamento bóson-párton virtual polarizado longitudinalmente. Para partículas sem massa de spin 1/2, cada uma das interações viola a conservação de helicidade. Como uma consequência do fenômeno de escalamento de Bjorken, e a validade da relação de Callan-Gross para uma boa aproximação, nós identificamos os constituintes do nucleon de spin 1/2 como *quarks*.

Os nucleons são compostos de três quarks: o próton possui dois quarks u e um d , enquanto o nêutron possui um u e dois d . Estes quarks constituem os *quarks de valência* contidos no nucleon, e são descritos pelas distribuições $q_v(x)$.

Os resultados experimentais mostram que apenas uma parte do momento total do nucleon é portada pelos quarks. O momento faltante foi atribuído aos glúons, que são os

mediadores da interação forte. O decaimento dos glúons em um par quark-antiquark afeta o conteúdo de quarks no nucleon. Por este mecanismo, por exemplo, antiquarks e quarks com outros sabores do que u e d podem também existir no nucleon. Os quarks criados nesses processos constituem os *quarks de mar* constituintes do nucleon e são descritos pelas funções de distribuição $q_s(x)$. Desta forma, a sobreposição do conteúdo de quarks do nucleon é determinada pelo conteúdo de quarks de valência e a contribuição dos quarks de mar:

$$u(x) = u_v(x) + u_s(x), \quad (1.30)$$

$$d(x) = d_v(x) + d_s(x) \quad (1.31)$$

$$u_s(x) = \bar{u}_s(x) = d_s(x) = \bar{d}_s(x) = s_s(x) = \bar{s}_s(x), \quad (1.32)$$

onde a simetria de mar é assumida. É conveniente expressar as distribuições de quarks em combinações de sabores. As distribuições singleto e não singleto são definidas como

$$q^S = \sum_i (q_i + \bar{q}_i), \quad (1.33)$$

$$q^{NS} = \sum_i (q_i - \bar{q}_i) = \sum_i q_v. \quad (1.34)$$

Vamos então estabelecer a conexão entre o modelo de pártons e as funções de estrutura do nucleon. No caso de neutrinos, as seções de choque do espalhamento de neutrino-quark (veja Fig. (1.3) como ilustração) são dadas por [32]:

$$\frac{d\sigma^{\nu q}}{dy} = \frac{d\sigma^{\bar{\nu} \bar{q}}}{dy} = \frac{G_F^2 s_{\nu q}}{\pi}, \quad (1.35)$$

$$\frac{d\sigma^{\nu \bar{q}}}{dy} = \frac{d\sigma^{\bar{\nu} q}}{dy} = \frac{G_F^2 s_{\nu q}}{\pi} (1-y)^2, \quad (1.36)$$

onde $s_{\nu q}$ é a energia de centro de massa do sistema neutrino-quark, que é $s_{\nu q} = x s_{\nu N}$. O fator $(1-y)^2$ indica a supressão da seção de choque de espalhamento nas interações fracas em dois estados de helicidades opostas.³ A suposição de um espalhamento incoerente dos estados no modelo de pártons para a seção de choque do DIS neutrino-nucleon pode ser escrita como uma soma incoerente das seções de choque neutrino-quark individuais. Estas seções de choque são pesadas pelas funções de distribuição,

$$\frac{d\sigma(\nu N \rightarrow \mu X)}{dxdy} = \sum_i \left[q_i(x) \frac{d\sigma_i}{dy} + \bar{q}_i(x) \frac{d\bar{\sigma}_i}{dy} \right]. \quad (1.37)$$

Desta forma, escrevemos a seção de choque (anti)neutrino-nucleon em termos das funções de distribuição do quark como segue:

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N}}{dxdy} = \frac{G_F^2 M_N E_\nu}{\pi} [xq(x) + x\bar{q}(x)(1-y)^2], \quad (1.38)$$

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} N}}{dxdy} = \frac{G_F^2 M_N E_\nu}{\pi} [xq(x)(1-y)^2 + x\bar{q}(x)]. \quad (1.39)$$

³ helicidade é uma propriedade das partículas referente ao momento linear e ao spin da partícula. Se a projeção do primeiro em relação ao segundo é paralela e de mesmo sentido, diz-se que a partícula possui helicidade positiva (+ - mão direita), enquanto que se forem de sentido oposto, diz-se que a partícula possui helicidade negativa (- - mão-esquerda).

A partir das seções de choque acima, obtêm-se as funções de estrutura do nucleon em termos das distribuições de quarks,

$$2xF_1 = F_2 = 2x \sum_i (q_i + \bar{q}_i) \quad (1.40)$$

$$xF_3 = 2x \sum_i (q_i - \bar{q}_i). \quad (1.41)$$

como mostraremos em mais detalhes no Capítulo 2. Nas interações de corrente carregada, a conservação de carga para os vértices de interação implica que os neutrinos espalhados somente possuam quarks d, \bar{u}, s e \bar{c} (carregados negativamente), enquanto os anti-neutrinos espalhados possuem somente quarks \bar{d}, u, \bar{s} e c (carregados positivamente). A terceira família constitui os quarks pesados, a ser considerada nos intervalos de energia dos dados analisados. Portanto, para interações (anti)neutrino-nucleon envolvendo bósons W^\pm (interações de corrente carregada - CC), as equações (1.40) e (1.41) tornam-se:

$$2xF_1^{\nu N} = F_2^{\nu N} = 2x(d + \bar{u} + s + \bar{c}), \quad (1.42)$$

$$2xF_1^{\bar{\nu} N} = F_2^{\bar{\nu} N} = 2x(\bar{d} + u + \bar{s} + c), \quad (1.43)$$

$$xF_3^{\nu N} = 2x(d - \bar{u} + \bar{c}), \quad (1.44)$$

$$xF_3^{\bar{\nu} N} = 2x(-\bar{d} + u\bar{s} + c). \quad (1.45)$$

As funções de estrutura do neutrino isoescalar (médias das funções de estrutura do próton e do nêutron $(F_i^{\nu p} + F_i^{\nu n})/2$) são definidas como $2xF_1^{\nu N}$, $F_2^{\nu N}$ e $xF_3^{\nu N}$

$$2xF_1^{\nu N} = F_2^{\nu N} = 2xF_1^{\bar{\nu} N} = F_2^{\bar{\nu} N} = x(u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s} + c + \bar{c}) \equiv xq^s, \quad (1.46)$$

$$xF_3^{\nu N} = x(u - \bar{u} + d - \bar{d} + 2s - 2\bar{c}) \quad (1.47)$$

$$xF_3^{\bar{\nu} N} = x(u - \bar{u} + d - \bar{d} - 2s + 2c). \quad (1.48)$$

Analisamos a média dos dados da função de estrutura xF_3 obtidas dos espalhamentos neutrino e antineutrino. Note que as funções de estrutura médias correspondem à distribuição de quarks de valência:

$$xF_3 = \frac{xF_3^{\nu N} + xF_3^{\bar{\nu} N}}{2} = xu_\nu + xd_\nu = x \sum q_\nu \equiv xq^{NS}. \quad (1.49)$$

Embora a relação de Callan-Gross seja conhecida estando em bom acordo com os dados, é observado que esta relação não é exata, devido ao fato de a seção de choque longitudinal σ_L não ser nula. As violações são expressas em termos do parâmetro R , que é a taxa de seções de choque longitudinal e transversal σ_L/σ_T ,

$$R = \left(1 + \frac{4M_N^2 x^2}{Q^2}\right) \frac{F_2}{2xF_1} - 1. \quad (1.50)$$

No limite de $Q^2 \rightarrow \infty$ e $R \rightarrow 0$, a relação de Callan-Gross torna-se exata. Isto torna-se mais importante quando obtemos a produção de quarks pesados, no caso, produção de quarks charme.

1.2.4 Produção de quarks charme

Para discutir a produção de charme no espalhamento profundamente inelástico com o modelo de pártons, precisamos considerar a matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). No Modelo Padrão, os autoestados da massa dos quarks não são os mesmos que os autoestados fracos. A transição dos sabores dos quarks nas interações fracas de corrente carregada é por convenção parametrizada em termos de uma matriz V unitária 3×3 atuando nos autoestados dos quarks de carga $-\frac{1}{3}$ (d , s , e b),

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 0.9739 & 0.221 & 0.0029 \\ 0.221 & 0.973 & 0.039 \\ 0.0048 & 0.037 & 0.999 \end{pmatrix}$$

com valores do PDG [33]. Para o caso de quatro quarks, a matriz reduz-se para uma matriz 2×2 e é descrita por um parâmetro singular, o ângulo de Cabibbo. O quark charme acopla-se com W^+ através de um estado s' ,

$$s' = |V_{cs}|^2 s + |V_{cd}|^2 d + |V_{cb}|^2 b. \quad (1.51)$$

Enquanto o último termo é desprezível, o termo $|V_{cd}|^2$ nos processos físicos relevantes, é chamado de supressão de Cabibbo.

Com o modelo de pártons, em primeira ordem, $\mathcal{O}(\alpha_s^0)$, os subprocessos QCD para produção do quark charme em CC DIS são $W^+s \rightarrow c$ e $W^+d \rightarrow c$. Este último é a supressão de Cabibbo. Como d é um quark de valência no próton, sua contribuição deve ser considerada, especialmente na região de alto x . Para segunda ordem, $\mathcal{O}(\alpha_s)$, os subprocessos são o espalhamento Compton QCD (QCDC), onde um glúon real é emitido e existem correções de glúons virtuais e da fusão do bóson glúon (BGF). Entre eles, a BGF $W^+g \rightarrow c\bar{s}$ é particularmente interessante. Quando x diminui, o conteúdo de glúons no próton aumenta rapidamente, portanto compensando as altas ordens em QCD e os subprocessos tornam-se dominantes.

A evolução em termos da virtualidade é uma das maneiras conhecidas de estudarmos melhor o espalhamento profundamente inelástico. Esta evolução é conhecida como Evolução DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi)[34, 35, 36].

1.2.5 As Equações de Evolução Altarelli-Parisi

No que segue mostraremos como obter predições para as funções de estrutura em DIS através da QCD [37]. Calculamos explicitamente as contribuições de cada ordem no acoplamento oriundas dos diagramas de Feynman relevantes [34, 35, 36]. Voltamos ao caso ep

No modelo de pártons para as funções de estrutura, temos a seguinte forma: em ordem dominante, o único processo contribuindo é o espalhamento elástico fóton-quark representado na Fig. (1.4), $\gamma^*q \rightarrow q'$, e as funções de estrutura tomam a forma

$$2F_1(x, Q^2) = \frac{1}{x} F_2(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 \int d\omega q(\omega) \delta(x - \omega) = \sum_q e_q^2 q(x), \quad (1.52)$$

onde ω é a fração de momento carregada pelo párton espalhado e $q(\omega)$ é a distribuição de quarks. Nesta ordem, podemos observar que as funções de estrutura dependem apenas

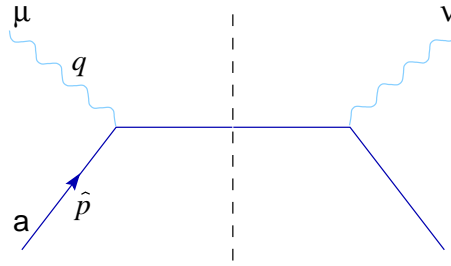


Fig. 1.4: Diagrama representando o espalhamento $\gamma^*q \rightarrow q'$ em ordem de Born.

de x , fato este conhecido como escalamento de Bjorken [20], o qual apresentamos na Fig. (1.5). Explicaremos agora como a presença de radiação de glúons determina a violação do

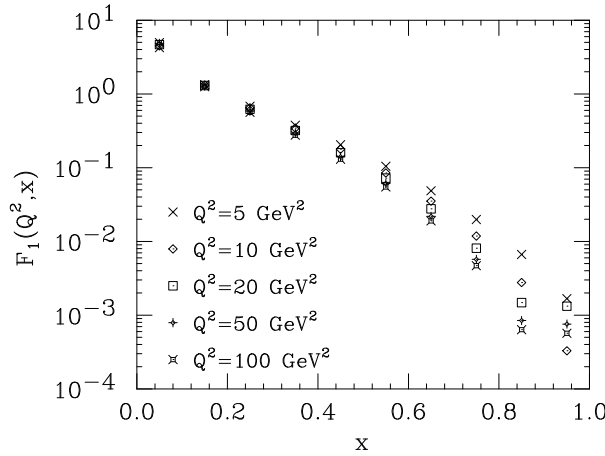


Fig. 1.5: O escalamento da função de estrutura F_1 , obtida usando as distribuições partônicas do grupo $MRS(A)$ [38], como uma função da variável de Bjorken para um conjunto de valores de virtualidades Q^2 .

escalamento de Bjorken. A próxima ordem em expansão perturbativa inclui a emissão de glúons, $\gamma^*(q) + q(P) \rightarrow q(p') + g(k)$, Fig. (1.6), e portanto agora devemos considerar o acoplamento dos glúons, sua polarização e os fatores de cor $SU(3)$. Quando as funções de estrutura do vértice hadrônico são extraídas, uma dependência em Q^2 é encontrada e é mais conveniente trabalhar em termos de densidades partônicas dependentes em Q^2 , $q(\omega, Q^2)$:

$$\frac{1}{x}F_2(x, Q^2) \equiv \sum_q e_q^2 q(x, Q^2). \quad (1.53)$$

Agora, F_2 não é mais igual a $2xF_1$, e sua expressão, tomando em consideração os gráficos da Fig. (1.6), é escrita como [34, 35, 36],

$$\frac{1}{x}F_2(x, Q^2) = \sum_q \frac{e_q^2 \alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} q\left(\frac{x}{z}\right) \int_0^{Q^2/z} d(-\hat{t}) \frac{4}{3} \left[\frac{1}{-\hat{t}} \frac{1+z^2}{1-z} - \frac{z^2(\hat{t} + 2Q^2)}{(1-z)Q^4} \right]. \quad (1.54)$$

Introduzindo a variável z como

$$z = \frac{x}{\omega} = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{\hat{s} + Q^2}, \quad (1.55)$$

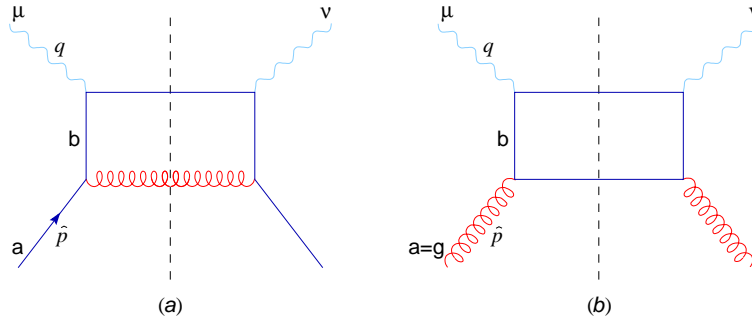


Fig. 1.6: Exemplos de acoplamento quark-fóton (a) e glúon-fóton (b) em nível de um-laço (one-loop).

onde as variáveis denotadas com acento (variáveis de Mandelstan, \hat{s} e \hat{t}) indicam que estamos considerando um processo a nível partônico e x é a variável de Bjorken usual.

É importante notar que esta expressão tem dois tipos de singularidades. Há uma singularidade de infravermelho macia em $z = 1$, que corresponde à relação

$$\hat{s} = Q^2 \frac{1-z}{z} = 0 \quad (1.56)$$

no limite físico com momento do glúon emitido $k = 0$. Estes tipos de singularidades surgem em teorias que contêm um campo de gauge sem massa, como o fóton na QED ou o glúon na QCD [24]. Ela será cancelada quando considerarmos contribuições das correções do vértice de um laço, mas por enquanto a regularizaremos com um corte em $z_{\text{soft}} < 1$. A outra singularidade corresponde à chamada singularidade de massa, ou colinear em \hat{t} , relacionada ao quark incidente emitindo um glúon colinear enquanto se mantém na camada de massa. Estas divergências têm lugar quando um campo de gauge não massivo acopla-se a outro campo sem massa, como no caso de quarks sem massa na QCD, ou como no caso de glúons em QCD através dos acoplamentos triplos ou quádruplos. As singularidades macias e colineares são geralmente chamadas de divergências no infravermelho. Em qualquer processo observado há emissão de um número indefinido de fótons ou glúons suaves. Experimentalmente, o estado final de uma partícula carregada não pode ser completamente especificado porque há fótons suaves difíceis de detectar. Em QED, o teorema de Block-Nordsiek define que as divergências no infravermelho cancelam-se após a soma sobre todos os possíveis estados finais compatíveis com a detecção experimental [24]. Em QCD a situação é mais complicada devido ao efeito do vértice de três glúons. Entretanto, o teorema de Kinoshita-Lee-Nauenberg assegura a inexistência de divergências no infravermelho após a soma sobre estados iniciais e finais [24].

Voltando às divergências colineares, regularizaremos-las com outro corte $\hat{t} = -\mu_{\text{col}}^2$, que pode ser absorvido mais tarde na redefinição da distribuição de quarks inicial. Com todos estes procedimentos em mente e mantendo apenas os logaritmos dominantes $\ln Q^2/\mu_{\text{col}}^2$, obtém-se a seguinte expressão para a função de estrutura F_2 ,

$$\frac{1}{x} F_2(x, Q^2) = \sum_q \frac{e_q^2 \alpha_s}{2\pi} \int_x^{z_{\text{macio}}} q\left(\frac{x}{z}\right) P_{qq}(z) \ln\left(\frac{Q^2}{\mu_{\text{col}}^2}\right). \quad (1.57)$$

No integrando há, em geral, termos não-logarítmicos, os quais podem ser absorvidos por $P_{qq}(z) \ln(\mu^2/\mu_{\text{col}}^2)$, se mudarmos o corte colinear para uma escala diferente μ . Entretanto, em grande Q^2 o efeito destes termos é suprimido. Fazemos uso desta liberdade de escolha da escala e definimos μ como a escala de realização em que o acoplamento é definido, isto é, a equação acima fica

$$\frac{1}{x} F_2(x, Q^2) = \sum_q \frac{e_q^2 \alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_x^{z_{\text{macio}}} q\left(\frac{x}{z}\right) P_{qq}(z) \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right). \quad (1.58)$$

Foi introduzida a função P_{qq} , a qual é conhecida como função de desdobramento quark-quark, que depende em z na forma

$$P_{qq} = \frac{4}{3} \left(\frac{1-z^2}{1-z} \right). \quad (1.59)$$

Esta função é independente da prescrição de regularização e é universal para diferentes processos onde um quark emerge como um quark com radiação de um glúon. Uma derivação formal das funções de desdobramento e maiores discussões pode ser encontrada em Ref.[23].

O cancelamento de divergências macias é realizado usando regularização dimensional, introduzida originalmente por Hooft e Veltman [39, 40, 41], onde diagramas de Feynman são calculados em $4 - 2\varepsilon$ dimensões e as singularidades são extraídas como pólos em ε [24]. É necessário introduzir a interferência dos vértices de mais baixa ordem com o diagrama do vértice de glúon virtual e ainda as renormalizações das funções de onda dos quarks externos, Fig. (1.7). A soma do termo de Born e as contribuições de glúon virtual resulta em

$$\frac{1}{x} F_2(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 \int_x^1 q\left(\frac{x}{z}\right) \left[\delta(1-z) + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} P_{qq}(z) \left[\ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) - \frac{1}{\varepsilon} \right] + \alpha_s(\mu^2) f(z) \right] \quad (1.60)$$

Os termos finitos não-dominantes foram incluídos na função $f(z)$. As singularidades macias foram canceladas pelas correções virtuais, com a única consequência que a função de desdobramento ter sido modificada para remover sua singularidade original, isto é,

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1-z^2}{(1-z)_+} + 2\delta(1-z), \quad (1.61)$$

onde a prescrição $+$ significa

$$\int_0^1 dz \frac{g(z)}{(1-z)_+} \equiv \int_0^1 dz \frac{g(z) - g(1)}{1-z}. \quad (1.62)$$

As singularidades restantes são todas colineares e aparecem no termo ε^{-1} . Pode-se agora proceder à absorção destas singularidades colineares em uma redefinição da distribuição de quark básica como [34, 35, 36],

$$q_{\mathcal{R}}(x) \equiv q(x) + \int_x^1 \frac{dz}{z} q\left(\frac{x}{z}\right) \left[\alpha_s(\mu^2) f(z) - \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} P_{qq}(z) \frac{1}{z} \right]. \quad (1.63)$$

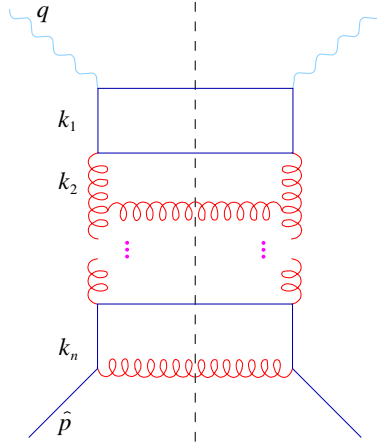


Fig. 1.7: Diagrama tipo escada contribuindo ao DIS na aproximação de logaritmo dominante.

Usando q para as distribuições renormalizadas, temos, combinando os resultados obtidos, a seguinte expressão para a função de estrutura F_2 ,

$$\frac{1}{x}F_2(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 \int \frac{d\omega}{\omega} q(\omega) \left[\delta\left(1 - \frac{x}{\omega}\right) + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} P_{qq}\left(\frac{x}{\omega}\right) \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) \right]. \quad (1.64)$$

Esta expressão sugere a redefinição da densidade de quark em grande Q^2 como [34, 35, 36],

$$\frac{1}{x}F_2(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 q(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 [q(x) + \delta q(x, Q^2)], \quad (1.65)$$

com

$$\delta q(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) \int \frac{d\omega}{\omega} q(\omega) P_{qq}\left(\frac{x}{\omega}\right). \quad (1.66)$$

O efeito de mais altas ordens na expansão fornecerá a ressonância de termos da ordem $\propto [\alpha_s(\mu) \ln Q^2/\mu^2]^n$, os quais são os relevantes em grande Q^2 . Esta ressonância pode ser feita na forma de uma equação integro-diferencial derivada da Eq.(1.66),

$$\frac{\partial q(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\omega}{\omega} q(\omega, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{\omega}\right) + \mathcal{O}(\alpha_s(\mu^2) \ln Q^2). \quad (1.67)$$

Esta equação toma em consideração os diagramas escada da Fig. (1.7), ressonando as contribuições da emissão de n glúons colineares à distribuição de quarks.

Até agora tínhamos utilizado o acoplamento em escala de renormalização fixa μ^2 . Agora, usaremos $\alpha_s(Q^2)$, que é a forma correta quando adicionam-se as contribuições dos logaritmos dominantes advindos dos vértices e inserção de propagadores nos gráficos de escada. Portanto, para grande Q^2 ,

$$\frac{\partial q(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\omega}{\omega} q(\omega, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{\omega}\right). \quad (1.68)$$

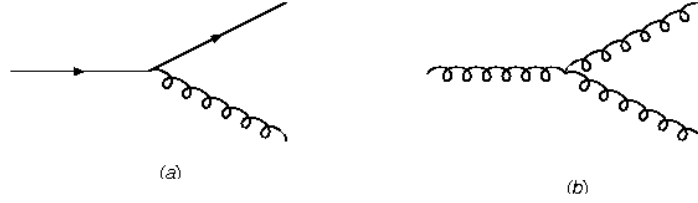


Fig. 1.8: Representação da função de desdobramento P_{qg} (a) e da função de desdobramento P_{gg} (b).

Esta equação de evolução considera o caso do fóton absorvido por um quark originado de um quark inicial com fração de momento $\omega > x$. Para incluir a possibilidade deste quark ter sua origem em um glúon consideramos gráficos como o da Fig. (1.6-b) e seu respectivo canal cruzado, com a correspondente função de desdobramento glúon-quark sendo [34, 35, 36],

$$P_{qg}(z) = \frac{1}{2}[z^2 + (1-z)^2]. \quad (1.69)$$

Esta função de desdobramento pode ser representada como na Fig. (1.8-a). A evolução para quarks então torna-se

$$\frac{\partial q_i(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\omega}{\omega} \left[q_i(\omega, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{\omega} \right) + g(\omega, Q^2) P_{qg} \left(\frac{x}{\omega} \right) \right], \quad (1.70)$$

onde a singularidade colinear ε^{-1} é absorvida na distribuição de glúon básica como no caso do quark. Esta evolução é válida para qualquer quark ou antiquark q_i sem massa.

A contribuição adicional das equações DGLAP [34, 35, 36], inclui a expressão correspondente à distribuição de glúons,

$$\frac{\partial g(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\omega}{\omega} \left[\sum_i q_i(\omega, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{\omega} \right) + g(\omega, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{\omega} \right) \right], \quad (1.71)$$

com a soma para quarks e antiquarks; as funções desdobramento quark-glúon e glúon-glúon sendo [34, 35, 36],

$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \frac{1 + (1-z)^2}{z}, \quad (1.72)$$

$$P_{gg}(z) = 6 \left[\frac{z}{(1-z)_+} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) + \left(\frac{11}{12} - \frac{n_f}{18} \right) \delta(1-z) \right], \quad (1.73)$$

onde n_f é o número de sabores de quarks. A função de desdobramento P_{gq} descreve a probabilidade de um quark inicial emitir um glúon, enquanto que P_{gg} descreve a probabilidade de um glúon no estado inicial emitir um glúon, representada na Fig. (1.8-b). A derivação apresentada nesta seção é a de ordem dominante (LO) para o formalismo DGLAP. As funções desdobramento podem ser obtidas como uma expansão perturbativa em α_s ,

$$P_{ab}(x, Q^2) = P_{ab}^{LO}(x) + \alpha_s(Q^2) P_{ab}^{NLO}(x) + \dots \quad (1.74)$$

A truncagem após os dois primeiros termos define a evolução DGLAP em próxima ordem dominante (NLO). Além da ordem dominante (LO) as funções de desdobramento dependem da escala de fatorização e a definição das distribuições partônicas não é mais única. Em próxima-ordem-dominante (NLO) a relação de Callan-Gross não é mais satisfeita e podemos definir a função de estrutura longitudinal,

$$F_L(x, Q^2) = \left(1 + \frac{4M^2x^2}{Q^2}\right) F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2), \quad (1.75)$$

com M sendo a massa do próton. A função F_L é igual à diferença $F_2 - 2xF_1$, no limite $Q^2 \rightarrow \infty$. $F_L \ll F_2$ é uma confirmação da propriedade de spin 1/2 dos quarks [26].

1.2.6 A Saturação Partônica

Para processos onde x é pequeno, mas Q^2 não é grande o suficiente para tornar a utilização da DGLAP válida, existe uma outra equação de evolução, a qual é chamada de equação BFKL ⁴ [42, 43, 44, 45]. Esta equação considera a ramificação partônica no diagrama escada sendo fortemente ordenada em momentum longitudinal, sem ordenamento em escala transversa. Este formalismo é aplicável no limite onde $\alpha_s(Q^2) \ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \ll \alpha_s(Q^2) \ln\left(\frac{1}{x}\right) < 1$ e ressoa os termos $\left[\alpha_s(Q^2) \ln\left(\frac{1}{x}\right)\right]^n$ na denominada aproximação de $\ln(1/x)$ dominante. A equação BFKL é originalmente expressa em termos da função de glúon não-integrada $\mathcal{F}(x, k^2)$, relacionada à densidade de glúon usual por $xg(x, Q^2) = \int_0^{Q^2} dk^2 \frac{\mathcal{F}(x, k^2)}{k^2}$ onde a função de glúon não-integrada fornece a probabilidade de encontrar um parton (glúon) com fração de momento x e momento transversa k no interior do nucleon.

Uma representação desta equação, é dada em LO por

$$\frac{\partial \mathcal{F}(x, k^2)}{\partial \ln(1/x)} = \frac{3\alpha_s}{\pi} \int_0^\infty dl^2 \frac{k^2}{l^2} \left(\frac{\mathcal{F}(x, l^2) - \mathcal{F}(x, k^2)}{|l^2 - k^2|} + \frac{\mathcal{F}(x, k^2)}{\sqrt{4l^4 + k^4}} \right). \quad (1.76)$$

Na Fig. (1.9), temos um gráfico diagramático da evolução em energia (Equação BFKL) e em virtualidade (Equação DGLAP). A evolução em energia é vista a partir do $\log \frac{1}{x}$, enquanto a evolução em virtualidade é vista em Q^2 . Pode-se perceber que em ambas as evoluções, o número de distribuições partônicas aumenta, porém tornando-se mais denso na região de pequeno- x e mais diluído na região de alto Q^2 . O aumento na distribuição partônica irá aumentar a seção de choque indefinidamente, o que não pode ocorrer, segundo o limite de Froissart, o qual estabelece que a seção de choque deve crescer aproximadamente com o logaritmo quadrado da energia ($\sigma \approx \ln^2 s$). Para que este limite seja obedecido, efeitos de recombinação dos partons, mais especificamente dos glúons, devem ser considerados. A região onde estes efeitos tornam-se importantes é chamado de saturação partônica, e o limite para o uso destes efeitos é a chamada escala de saturação. Nem DGLAP nem BFKL consideram efeitos de recombinação. Isto foi feito com muita propriedade por Gribov-Levin-Ryskin (GLR [46]) e Ayala-Gay Ducati-Levin (AGL [47])

Quando o número de partons no interior do próton é muito grande estes não podem ser considerados mais como campos livres, porque suas funções de onda iniciam a sobrepor-se

⁴ Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov

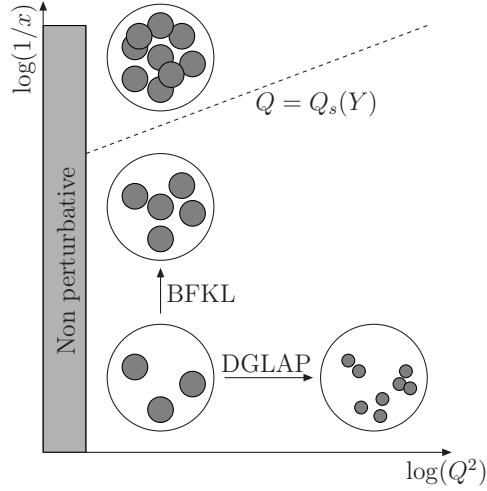


Fig. 1.9: Representação diagramática da evolução em energia (Equação BFKL) e da evolução em virtualidade (Equação DGLAP). A linha $Q = Q_s(Y)$ é a escala de saturação, a partir da qual os efeitos de recombinação partônicos devem ser considerados.

e efeitos de recombinação devem ser levados em consideração. É esperado que a saturação partônica limite o crescimento das distribuições. Uma estimativa preliminar pode ser feita no regime onde este novo fenômeno deve aparecer. O vínculo de unitariedade faz com que a seção de choque para DIS tenda a um valor constante, corrigido por no máximo logaritmos da energia de centro de massa, $\sim \ln^2 s$, quando esta energia é assintoticamente grande [38, 48]. Este limite essencial corresponde ao tamanho do hádron. Em termos da função de estrutura F_2 podemos escrever,

$$\frac{1}{Q^2} F_2(x, Q^2) \simeq \frac{1}{Q^2} \alpha_s g(x, Q^2) \log \pi R^2, \quad (1.77)$$

onde R é o raio do próton e faz-se uso do fato que a densidade de glúons é dominante em pequeno x . Esta condição é violada pelo formalismo DGLAP em pequenos valores de x . A razão é que esta equação não inclui a física de respalhamento ou recombinação partônicos. O efeito desta física é introduzir termos de mais alta ordem ⁵ na fórmula de fatorização, Eq. (1.24). Estes efeitos são difíceis de implementar e alguns formalismos têm sido propostos para levá-los em consideração. Citaremos alguns deles resumidamente (veja Ref.[49] para revisão). Intuitivamente, podemos associar $xg(x, Q^2)$ ao número de glúons no nucleon, n_g , por unidade de rapidez, $y = \ln(1/x)$, com tamanho transversal da ordem $1/Q$. Na interação

⁵ Em QCD a função de estrutura pode ser calculada através da Expansão de Produto de Operadores (OPE):

$$F_2(x, Q^2) = \sum_n \frac{C_n(x, Q^2)}{(Q^2)^n},$$

onde n é a ordem do operador correspondente. A contribuição para $n = 0$ é a de ordem dominante e F_2 terá dependência suave em Q^2 .

hádron-nucleon é o glúon virtual que testa a estrutura do nucleon, em analogia com o bóson eletrofraco em DIS. A seção de choque virtual glúon-nucleon é

$$\sigma_{g^*N}(x, Q^2) = \sigma_0 xg(x, Q^2), \quad (1.78)$$

onde $\sigma_0 = \sigma_{g^*g \rightarrow X} = Cte \frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2}$, é a seção de choque total do glúon virtual, com virtualidade Q^2 , e interação nucleon-glúon. Assumindo $\sigma_0 = \pi R_{HAD}^2$, então $\sigma_0 xg(x, Q^2)$ corresponde à área ocupada pelo glúon em um nucleon. Quando $x \rightarrow 0$, esta área transversa pode ser comparável, ou mesmo maior, que πR_{HAD}^2 , seguindo as predições DGLAP para pequeno x . Chegando a este regime, os glúons podem iniciar a superpor-se espacialmente na direção transversa e interagir, não comportando-se mais como um párton livre. Estas interações devem suavizar, ou mesmo impedir, o intenso crescimento da seção de choque, fixando o limite πR_{HAD}^2 no regime de pequeno x . Introduzindo a função κ , com interpretação probabilística

$$\kappa = \sigma_0 \frac{xg(x, Q^2)}{\pi R^2}, \quad (1.79)$$

é possível estimar em qual região cinemática podemos esperar modificações nas equações de evolução usuais. Então, para $\kappa \ll 1$, o sistema reduz-se ao caso onde a equação de evolução usual (linear) é aplicável, governada pelas cascatas partônicas individuais, sem interação entre as cascatas.

Quando $\kappa \approx \alpha_s$, pártons de cascatas distintas iniciam a interagir devido à superposição espacial. Este regime cinemático específico associado ao início do mecanismo de recombinação foi primeiro estudado por Gribov, Levin e Ryskin (GLR) [46], propondo a introdução de termos não-lineares na equação de evolução. A região de $\kappa \rightarrow 1$ foi discutida mais tarde [47, 50] e obteve desenvolvimento teórico considerável [49], também motivado pelos resultados de HERA e o grande interesse nos futuros dados em RHIC e LHC. Este é o regime cinemático que requer a dinâmica QCD para altas densidades partônicas. Apesar da constante de acoplamento α_s ser ainda pequena, permitindo em princípio o uso de métodos perturbativos, o sistema é tão denso que manifestações de efeitos não-lineares são esperadas, e estes devem ser considerados em um formalismo completo. A região de $\kappa \rightarrow 1$ corresponde a pártons em um estado de não-equilíbrio e novos métodos devem ser introduzidos para tratar os fenômenos coletivos.[46]

1.3 Conclusão

Neste capítulo revisamos a física relevante no entendimento da estrutura do próton, com ênfase particular ao DIS. Mostramos formalismo perturbativo utilizado para o estudo destes eventos, bem como uma introdução às funções de estrutura. No próximo capítulo apresentamos o formalismo alternativo dos dipolos de cor para o espalhamento ep e νp , investigando a descrição das funções de estrutura correspondentes.

Capítulo 2

Dipolos de cor e funções de estrutura

Neste capítulo apresentamos o formalismo de dipolos de cor. Para o caso ep , fótons e hádrons são tratados como superposições dos pares de quark-antiquark coloridos de diferentes tamanhos. Esta aproximação permite relacionar o espalhamento profundamente inelástico com outras reações envolvendo fótons e o espalhamento puramente hadrônico. Mostramos como relacionar o formalismo de dipolos com o espalhamento profundamente inelástico ep , fazendo uma extensão para o processo νp , e apresentamos dois modelos para seção de choque de dipolos, as parametrizações Golec-Biernat-Wusthoff (GBW) e Iancu-Itakura-Munier (IIM). Uma análise resumida sobre o escalamento geométrico também é considerada. Finalmente, apresentamos nossos resultados originais da descrição das funções de estrutura do próton nos processos de interação neutrino-nucleon, usando o formalismo de dipolos.

2.1 O Espalhamento Profundamente Inelástico no Modelo de Dipolos

A aproximação de dipolos para o espalhamento profundamente inelástico considera que o fóton dissocia-se em um par quark-antiquark, formando um estado singleto de cor que interage fortemente com o próton alvo. A aproximação pode ser usada se o tempo de dissociação do fóton é maior comparado com o tempo de interação dos sistemas hadrônicos. O tempo de dissociação τ_{dis} de um fóton indo a um quark e um anti-quark, cada um com massa m_f , pode ser estimado pelo princípio da incerteza na energia. Sendo $q = (q_0, 0, 0, q_3)$ o quadri-momento do fóton, e

$$k_1 = (E_1, \mathbf{k}_T, zq_3) \quad k_2 = (E_2, -\mathbf{k}_T, (1-z)q_3) \quad 0 \leq z \leq 1 \quad (2.1)$$

os quadri-momenta do quark e anti-quark, então

$$\tau_{dis} = \frac{1}{|q_0 - E_1 - E_2|} \approx \frac{2q_0z(1-z)}{Q^2z(1-z) + m_f^2 + \mathbf{k}_T^2} \quad (2.2)$$

para grande q_3 , onde $Q^2 = -q^2$ é a virtualidade do fóton [51]. No referencial em repouso do próton alvo, espera-se que o tempo de interação do par quark-antiquark com o próton seja da ordem de magnitude do raio de confinamento típico dos quarks leves, que é aproximadamente o inverso da escala QCD, $1/\Lambda$. Assim, neste referencial, a condição que o tempo

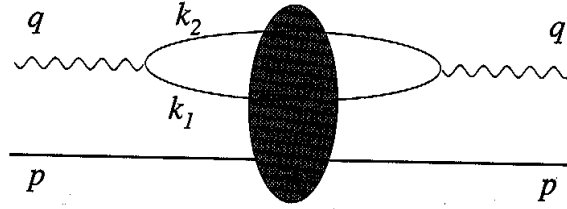


Fig. 2.1: Interação de um próton com um fóton altamente energético.

de dissociação é maior comparado com o tempo de interação é dada por:

$$W^2 = m_p^2 - Q^2 + 2m_p q_0 \gg \frac{m_p}{\Lambda} \left(Q^2 + \frac{m_f^2 + \Lambda^2}{z(1-z)} \right) \quad (2.3)$$

onde m_p é a massa do alvo e \mathbf{k}_T é aproximadamente igual ao inverso do raio de confinamento $1/\Lambda$ [52]. A menos de que z seja próximo a 0 ou 1, isto implica $W^2/Q^2 \gg 1$ e, de acordo com $x = Q^2/W^2$, a variável de Bjorken x é pequena. A representação de um espalhamento profundamente inelástico pode ser vista na Fig. (2.1).

Para altos valores de Q^2 o tamanho transversal do estado hadrônico em que o fóton dissocia-se é pequeno e o par quark-antiquark atua como um dipolo de cor. Esta aproximação é geralmente chamada de modelo de dipolos, e foi introduzida para o espalhamento profundamente inelástico [52] principalmente para explicar o sombreamento nuclear observado pela colaboração EMC [53]. A interpretação da Fig. (2.1) é que a amplitude $T_{\gamma p}(\lambda, W^2, Q^2)$ para o espalhamento do fóton - o qual possui helicidade λ e virtualidade Q^2 - com o próton é escrita como

$$T_{\gamma p}(\lambda, W^2, Q^2)|_{t=0} = \int d^2r \int_0^1 dz \rho_\gamma(\lambda, Q^2, r, z) T_{dip}(W^2, r, z), \quad (2.4)$$

onde $T_{\gamma p}$ é a integral do produto da densidade quark-antiquark do fóton ($\rho_\gamma(\lambda, Q^2, R, z)$), $T_{dip}(W^2, r, z)$ é a amplitude para o espalhamento de um quark-antiquark com o próton e r é o vetor distância entre o par quark-antiquark. Usando o teorema óptico

$$\sigma_{ab}(s) \approx \frac{1}{s} \text{Im} T^{ab}(s, t=0), \quad (2.5)$$

relaciona-se a parte imaginária da amplitude de espalhamento com a seção de choque total e a média sobre todas as direções do par quark-antiquark. A seção de choque de dipolos, dependente em z , é definida como

$$\sigma_{dip}(W^2, r, z) = \frac{1}{W^2} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi_T}{2\pi} \text{Im} T_{dip}(W^2, r, z). \quad (2.6)$$

Isto leva a

$$\sigma^{\gamma^* p}(\lambda, W^2, Q^2) = \int dr \tilde{\rho}_\gamma(\lambda, Q^2, r) \sigma_{dip}(W^2, r), \quad (2.7)$$

onde a seção de choque de dipolos é

$$\sigma_{dip}(W^2, r) = \int_0^1 dz \sigma_{dip}(W^2, r, z) \quad (2.8)$$

e a densidade planar do fóton é

$$\tilde{\rho}_\gamma(\lambda, Q^2, r) = 2\pi r \int_0^1 dz \rho_\gamma(\lambda, Q^2, r, z). \quad (2.9)$$

ϕ_T é o ângulo planar. As equações (2.4) e (2.7) são consideradas na representação física do modelo de pártons e da fatorização QCD [54], a qual é válida para altas virtualidades do fóton. Esta fatorização não deve ser confundida com a fatorização de Regge. Para fótons longitudinais de alta virtualidade o resultado perturbativo para a função de onda do fóton é uma boa aproximação e, portanto, pode ser extraída a seção de choque dipolo-próton para pequenas separações de quark-antiquark em uma forma independente a partir da função de estrutura longitudinal. Tem-se que

$$\sigma_{dip}(W, r) = \frac{1}{3} \alpha_s(Q) xg(x, Q^2) r^2, \quad (2.10)$$

onde $xg(x, Q^2)$ é a densidade de glúons no próton. O tamanho r do dipolo pode ser relacionado diretamente a Q^2 como $r^2 \propto 1/Q^2$, sendo a Eq. (2.7) e as funções de estrutura expressas como integrais em r . Então, a função de estrutura longitudinal é dada por [51]

$$F_L(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha} \int dr \sigma_{dip}(W, r) \tilde{\rho}_\gamma(0, Q^2, r). \quad (2.11)$$

Uma expressão análoga pode ser escrita para a função de estrutura $F_2(x, Q^2)$ da seguinte forma [54]

$$F_2(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha} \int dR \sigma_{dip}(W, r) [\tilde{\rho}_\gamma(0, Q^2, r) + \tilde{\rho}_\gamma(1, Q^2, r)]. \quad (2.12)$$

Estas funções de estrutura são estudadas principalmente em processos exclusivos.

2.1.1 Os processos de produção exclusiva

Considerando o processo mais geral das reações do tipo $ap \rightarrow bp$, temos uma relação entre a aproximação de dipolos e o espalhamento profundamente inelástico. A densidade ρ_γ do fóton na Eq. (2.4) pode ser substituída pela integral das funções de onda das partículas interagentes, sendo a amplitude dada por

$$T_{ap \rightarrow bp}(W^2, t)|_{t=t_{min}} = \int d^2r \int_0^1 dz \psi_b^*(r, z) \psi_a(r, z) T_{dip}(W^2, r, z) \quad (2.13)$$

onde t_{min} é o menor valor de t .

Para a eletrodução a altas energias de um méson vetorial com massa m_V , a mudança na fração de momento longitudinal do párton é da ordem de $Q^2 + m_V^2/W^2$, o que geralmente é desprezado na aproximação de dipolos. Calculando σ_{dip} em termos das distribuições de

glúon, como na Eq. (2.10), $g(x, Q^2)$ deve ser dada por uma representação mais geral da distribuição de glúons [55, 56]. Além disso, uma integral envolvendo o produto de duas funções de onda diferentes é muito mais sensível a detalhes das funções de onda do que uma integral envolvendo a densidade. Se a partícula b saindo é a mesma que entra, a Eq. (2.13) descreve a amplitude de espalhamento elástica. Assim, a seção de choque total para a reação $ap \rightarrow X$ pode ser obtida usando o teorema óptico

$$\sigma_{ap}^{tot}(W^2) = \int dr \tilde{\rho}_a(r) \sigma_{dip}(W^2, r), \quad (2.14)$$

onde $\tilde{\rho}_a(r)$ é dada por $\tilde{\rho}_{ab}(r) = r \int_0^{2\pi} d\phi_T \int_0^1 dz \psi_b^*(r, z) \psi_a(r, z)$, com b no lugar de a . Imaginamos que o sistema X surge da produção de um par quark-antiquark e que existe uma probabilidade unitária deste par formar um hádron. Então

$$\frac{d}{dt} \sigma_{ap \rightarrow Xp}(W^2, t)|_{t=t_{min}} = \frac{1}{16\pi W^4} \int d^2r \int_0^1 dz |\psi_a(r, z)|^2 |T_{dip}(W^2, r, z)|^2. \quad (2.15)$$

Desprezando a dependência em z da amplitude de espalhamento de dípolos e aplicando a desigualdade

$$\int_0^{2\pi} d\phi_T |F(\phi_T)|^2 \geq \int_0^{2\pi} d\phi_T |F(\phi_T)| \quad (2.16)$$

na integração sobre o ângulo azimutal, obtemos

$$\frac{d}{dt} \sigma_{ap \rightarrow Xp}(W^2, t)|_{t=t_{min}} \geq \frac{1}{16\pi} \int d^2r \int_0^1 dz |\psi_a(r, z)|^2 [T_{dip}(W^2, r)]^2. \quad (2.17)$$

Na maioria das aplicações, assume-se que $T_{dip}(W^2, r)$ depende fracamente de ϕ_T e Eq. (2.17) é considerada uma igualdade. A dependência em ϕ_T da seção de choque de dípolos $T_{dip}(W^2, r)$ pode ser investigada a partir de diferentes modelos.

2.1.2 Seções de choque de dipolo

Nesta seção, discutiremos alguns modelos para as seções de choque de dipolo. Iniciaremos com a contribuição de mais baixa ordem (contribuição de dois glúons) para as seções de choque total de dois pares quark-antiquark em altas energias. Eles foram primeiramente discutidos por [57] e [58]. Os resultados exerceram um papel importante na aproximação alternativa para o Pomeron BFKL [59, 60], em que o próton é considerado como uma superposição de pequenos dípolos. É importante enfatizar que o resultado perturbativo pode ser estendido para um domínio não-perturbativo, com resultados razoáveis. No limite de altas energias, os resultados perturbativos para o espalhamento dipolo-dipolo simplificam-se consideravelmente, sendo reduzidos a uma integral sobre o momento transversal interno k_T . Neste limite, a seção de choque do espalhamento de dois dípolos de tamanhos r_1 e r_2 é

$$\sigma(r_1, r_2) = \frac{32}{9} \alpha_s^2 \int d^2k_T [1 - J_0(k_T r_1)] [1 - J_0(k_T r_2)] [\Delta(k_t)]^2, \quad (2.18)$$

onde $\Delta(k_T)$ é o propagador do glúon e $J_0(k_T r_1)$ e $J_0(k_T r_2)$ são as funções de Bessel de primeira espécie. Para um propagador livre $1/k_T^2$, pode-se realizar a integração analiticamente, obtendo-se

$$\sigma(r_1, r_2) = \frac{16\pi}{9} \alpha_s^2 r_<^2 \left[1 + \log \frac{r_>}{r_<} \right], \quad (2.19)$$

com $r_<$ e $r_>$ sendo o menor e maior valor entre r_1 e r_2 , respectivamente. O dipolo grande separa-se em baixas frequências, e portanto, o resultado é finito no infravermelho, obtendo resultados razoáveis se r_1 e r_2 são do tamanho do hádron.

Mas o resultado perturbativo pode ser confiável somente se este corte é realizado abaixo do raio de confinamento, ou seja, ambos os dipolos precisam ser pequenos. Se um glúon de massa m_g é introduzido no propagador $\Delta(k_T)$ para suprimir as contribuições de pequeno k_T e se sua massa é maior do que o inverso do raio do maior dipolo, isto determina o corte infravermelho e a contribuição perturbativa para a seção de choque satura para um valor correspondente menor. Se o raio r_1 é pequeno, a expressão perturbativa irá corresponder à potência correta do comportamento $\sigma \propto r_1^2$ na Eq. (2.10), mas o coeficiente proporcional para a densidade de glúons no próton é determinado pela QCD não-perturbativa. Se r_1 e r_2 são contribuições de funções de Bessel oscilantes na Eq. (2.18), tornando-se pequenos, o valor assintótico da seção de choque será

$$\lim_{r_1, r_2 \rightarrow \infty} \sigma(r_1, r_2) = 32\pi \alpha_s^2 / (9m_g^2). \quad (2.20)$$

Dos resultados [61], pode ser deduzido o valor de $m_g \approx 1$ GeV e, com o valor fixo de α_s , obtêm-se para a seção de choque perturbativa o valor numérico de 1.6 mb, que é somente uma pequena fração de uma seção de choque tipicamente hadrônica. Contudo, se ambos os raios são pequenos, uma situação que pode acontecer em espalhamentos $\gamma^* \gamma^*$, as expressões são dominantes. A representação no espaço-tempo do espalhamento profundamente inelástico serve principalmente para explicar os efeitos de sombreamento nuclear. A primeira investigação [62] iniciou com uma expressão perturbativa do tipo da Eq. (2.18). Esta expressão foi mais tarde considerada como uma fenomenologia não-perturbativa, onde contribuições com ocorrência de estados de Fock (soluções de uma equação do tipo BFKL [2, 63], ver Apêndice C) são consideradas. Tais contribuições são uma série de pólos que levam a um forte aumento da seção de choque com a energia. Estas seções de choque de dipolo têm sido aplicadas para o espalhamento profundamente inelástico, produção de mésons vetoriais [64, 65] e difração inclusiva [66]. Uma expressão fenomenológica simples para a seção de choque de dipolos foi apresentada por [67, 68], a qual possui uma boa descrição dos dados para espalhamento profundamente inelástico

$$\sigma_{dip}(x, r) = \sigma_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{r^2 r_0^2}{x^{0.2888}} \right) \right], \quad (2.21)$$

com $\sigma_0 = 23$ mb e $r_0 = 0.73$ fm. A característica principal deste modelo é a saturação da seção de choque de dipolos para σ_0 em grande $1/x$, isto é, o valor de x em que a saturação depende fortemente de r . Esta simples fórmula possui uma boa descrição quantitativa da função de estrutura F_2 e uma descrição razoável da função de estrutura difrativa $F_2^{D(3)}$, mas

falha quando confrontada com os dados de dijetos difrativos [69, 70]. Para uma aplicação do modelo de dipolos nas reações de fótons com baixos valores de Q^2 , $Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$, a escolha das funções de onda do fóton possui grande influência. No que segue, apresentamos dois modelos para a seção de choque de dipolos, os quais incluem efeitos de saturação partônica. Com eles, poderemos calcular as funções de estrutura do próton.

2.1.3 Seção de choque de dipolos - Modelo Golec-Biernat-Wusthoff (GBW)

A parametrização GBW [71] assume uma forma tipo eikonal,

$$\sigma_{dip}(x, r^2) = \sigma_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{r^2 Q_{sat}^2}{4} \right) \right], \quad Q_{sat}^2(x) = \left(\frac{x_0}{\bar{x}} \right)^\lambda \text{ GeV}^2, \quad (2.22)$$

onde $\lambda = 0.288$ e $x_0 = 3 \cdot 10^{-4}$. Um parâmetro adicional é a massa efetiva de quarks leves, $m_f = 0.14 \text{ GeV}$, que exerce um papel de regulador para o limite de fotoprodução [72, 73, 74]. Aqui, $\bar{x} = x[1 + (4m_f^2/Q^2)]$. A massa do charme é usada como sendo $m_c = 1.5 \text{ GeV}$. O modelo GBW apresenta uma forma do escalamento geométrico, $\sigma_{dip} \propto f(r^2 Q_{sat}^2)$. Para pequenos dipolos, $r^2 \leq 1/Q_{sat}^2$ pode ser aproximada por $\sigma_{dip} \approx \sigma_0(r^2 Q_{sat}^2/4)$.

2.1.4 Seção de choque de dipolos - Modelo Itakura-Iancu-Munier (IIM)

Embora o modelo GBW tenha sido muito bem sucedido na descrição dos dados de HERA, sua forma funcional é somente uma aproximação da QCD não linear. Uma expressão analítica para a seção de choque de dipolo pode ser obtida com o formalismo BFKL (ver Apêndice C) e intensos estudos teóricos têm sido realizados para uma melhor compreensão da aproximação BFKL no limite da região de saturação, e.g. [75, 76]. Em particular, a seção de choque de dipolo foi calculada para as aproximações BFKL LO e NLO na região de saturação [72]. A equação BFKL possui solução para dipolos de pequeno tamanho, $r \ll 1/Q_{sat}(x)$, e uma predição como a de Levin-Tuchin [77] para dipolos maiores, $r \gg 1/Q_{sat}(x)$. Um ajuste para a função de estrutura $F_2(x, Q^2)$ foi feita no intervalo cinemático de interesse. A seção de choque de dipolo IIM é parametrizada como

$$\sigma_{dip}^{IIM}(x, r) = \sigma_0 \left\{ \begin{array}{ll} \mathcal{N}_0 \left(\frac{r Q_{sat}}{2} \right)^{2 \left(\gamma_{sat} + \frac{\ln(2/r Q_{sat})}{\kappa \lambda Y} \right)}, & (r Q_s \leq 2), \\ 1 - \exp^{-a \ln^2(b r Q_{sat})}, & (r Q_s > 2), \end{array} \right\}, \quad (2.23)$$

onde a expressão $r Q_{sat}(x) > 2$ (região de saturação) é uma forma funcional adequada, compatível com soluções aproximadas ou assintóticas da equação Balitsky-Kovchegov (BK) [78, 79] e o formalismo de Condensado de Vidros de Cor (CVC) [80, 81]. Os coeficientes a e b são determinados das condições de continuidade para a seção de choque de dipolo para $r Q_{sat} = 2$. Os coeficientes $\gamma_{sat} = 0.63$ (dimensão anômala da BFKL para o limite de saturação) e $\kappa = 9.9$ são fixadas dos seus valores para BFKL LO. A parametrização IIM apresenta uma violação do escalamento uma vez que a dimensão anômala efetiva depende

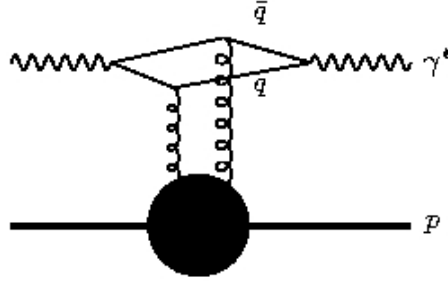


Fig. 2.2: Diagrama da QCD perturbativa para um espalhamento de um par $q\bar{q}$ emitido por um fóton, onde ocorre troca de glúons.

também da rapidez $Y = \ln(1/x)$ para dipolos pequenos, $\gamma(x, r) = \gamma_{sat} + \frac{\ln(2/rQ_{sat})}{\kappa\lambda Y}$. Para dipolos pequenos tendo tamanho transversal relativamente próximo à r_{sat} , o segundo termo desaparece, e a seção de choque de dipolo escala como $\sigma_{dip} \propto \sigma_0(rQ_{sat}^2/4)^{\gamma_{sat}}$ [82, 83].

2.2 Modelo de dipolos para o espalhamento Neutrino-Próton

Concentramo-nos agora na produção de quarks estranho e charme em interações neutrino-nucleon. Existem três aspectos importantes a serem considerados:

(1) No modelo de pártons da QCD, o termo dominante para a excitação de quarks estranhos ou charme no espalhamento de corrente neutra (NC) é a fusão $\gamma^*(Z^0)$ -glúon (Fig. (2.2))

$$\gamma^*(Z^0)g \rightarrow s\bar{s}, c\bar{c} \quad (2.24)$$

enquanto na reação de corrente carregada (CC) temos a excitação simultânea de quarks charme e (anti)estranho pela fusão W^+ -glúon

$$W^+g \rightarrow c\bar{s} \quad (2.25)$$

(ou a reação de carga conjugada para o W^-). No modelo de pártons da QCD, as contribuições correspondentes para as seções de choque de absorção (Z^0, W, γ^*) são interpretadas como o espalhamento de quarks de mar gerados radiativamente. Desta forma a forte dependência do limiar de massa nos subprocessos QCD (2.24) e (2.25) propaga-se nas distribuições de mar, tornando-as não universais [1]. No caso de interações neutrino múon NC, encontra-se que $c_\mu(x, Q^2) \ll s_\mu(x, Q^2) < \bar{u}_\mu(x, Q^2)$. Ao contrário, no caso de interação CC, a excitação do charme deve ser considerada junto com as excitações simultâneas de (anti)estranhos, o que sugere [1]

$$c_\nu(x, Q^2) \approx s_\nu(x, Q^2) = cs_\nu(x, Q^2) \quad (2.26)$$

e

$$c_\mu(x, Q^2) < cs_\nu(x, Q^2) < s_\mu(x, Q^2) \quad (2.27)$$

(2) Nem a parte vetorial ou axial das correntes $\bar{c}s$ e $\bar{c}d$ são conservadas. Isto leva a um grande valor de $R = \sigma_L/\sigma_T \sim 4m_c^2/Q^2$ na produção através de charme e estranho para baixo valor de Q^2 em interações νp .

(3) Um aspecto positivo do problema é que a excitação de sabores pesados é perturbativamente tratável na QCD como um efeito radioativo.

Na fenomenologia convencional do modelo de pártons da QCD, o charme não contribui para $Q^2 \leq Q_0^2 = 4(GeV/c)^2$. Para $Q^2 < Q_0^2$, temos as soluções para as equações de evolução DGLAP [34, 35, 36] com sabores $N_f = 3$. Então, para valores maiores de Q^2 , o charme é introduzido com a condição inicial $c(x, Q_0^2)$. Para $N_f = 4$ as equações DGLAP são solucionadas tratando os quarks como sendo sem massa. O bom acordo entre os dados de produção de múon para grande Q^2 mostra que a densidade de quarks nos nucleons é calculável como um efeito radioativo da QCD.

A seção de choque $\sigma_{T,L}(W^\pm N)$ possui a seguinte forma no modelo de dipolos

$$\sigma_{T,L}(W^\pm N) = \int_0^1 dz \int d^2r |\Psi_{T,L}(z, r, Q^2)|^2 \sigma(W, r), \quad (2.28)$$

onde $\sigma(W, r)$ é a seção de choque da interação do par $q\bar{q}$ de tamanho r [52, 62]. T e L referem-se a bósons transversais ou longitudinais respectivamente, e z é a variável de Sudakov, ou seja, a fração de momento do bóson carregado pelo par de quarks $q\bar{q}$. Uma forma geral das funções de onda das flutuações de quarks no bóson para as interações de neutrinos é dada por

$$|\Psi_T(z, r)|^2 = \frac{6\alpha_{em}}{(2\pi)^2} ((g_V^2 + g_A^2)[z^2 + (1-z)^2]\epsilon^2 K_1(\epsilon r)^2 \epsilon^2 + (g_V^2[zm + (1-z)\mu]^2 + g_A^2[zm - (1-z)\mu]^2) K_0(\epsilon r)^2) \quad (2.29)$$

$$|\Psi_L(z, r)|^2 = \frac{6\alpha_{em}}{(2\pi)^2} \frac{1}{Q^2} ([g_V^2(m-\mu)^2 + g_A^2(m+\mu)^2]\epsilon^2 K_1(\epsilon r)^2 + ((g_V^2)(2Q^2 z(1-z) + (m-\mu) \cdot [zm - (1-z)\mu])^2 + g_A^2(2Q^2 z(1-z) + (m+\mu)[zm + (1-z)\mu])^2) K_0(\epsilon r)^2) \quad (2.30)$$

onde m e μ são as massas dos quarks, $\epsilon^2 = z(1-z)Q^2 + zm^2 + (1-z)\mu^2$ e $K_\nu(x)$ são as funções de Bessel modificadas. Nas interações de corrente carregada, $g_A = -g_V = -1$ e $\mu \neq m$. A seção de choque $\sigma(W, r)$ como uma função de r é universal para todos os sabores, enquanto as funções de onda Eq. (2.29) e Eq. (2.30) apresentam dependência no sabor quando $Q^2 \leq (m \pm \mu)^2$. Conhecendo-se as funções de onda, podemos encontrar as funções de estrutura do próton, considerando juntamente os modelos para as seções de choque mostrados nas subseções anteriores.

2.3 Função de estrutura $F_2^{\nu N}(x, Q^2)$

Iremos nos focar no regime de altas energias (cinemática de pequeno x). Neste domínio, uma descrição teórica bem sucedida para as interações QCD é fornecida pelo formalismo

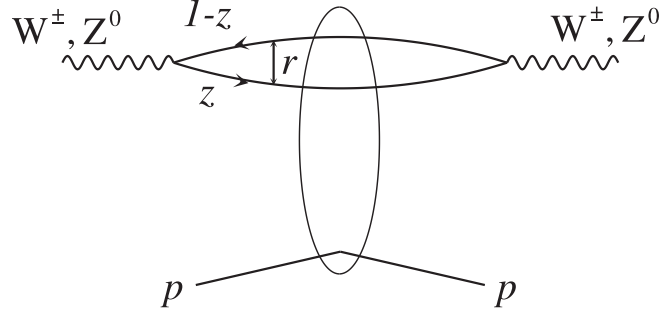


Fig. 2.3: Espalhamento bóson-hádron na representação de dipolos.

de dipolos de cor [84], que permite um cálculo em todas as ordens (em contraste com a aproximação usual de primeira ordem) das funções de estrutura. A representação física da interação é o espalhamento profundamente inelástico para pequeno x visto como um resultado da interação de um dipolo de cor $q\bar{q}$, em que o bóson de gauge divide-se, com o nucleon alvo. A interação é modelada através da seção choque, enquanto a divisão de bóson no dipolo de cor é dada pela função de onda correspondente (Eq. 2.28).

As funções de estrutura para o espalhamento profundamente inelástico de corrente carregada para o espalhamento neutrino-nucleon na representação de dipolos [1, 85, 86] estão relacionadas com a seção de choque para bósons W^\pm polarizados espalhados transversalmente ou longitudinalmente. Assim, de uma forma geral,

$$F_{T,L}^{CC}(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi^2} \int d^2r \int_0^1 dz |\psi_{T,L}^{W^\pm}(z, r, Q^2)|^2 \sigma_{dip}(x, r), \quad (2.31)$$

onde r denota o tamanho transversal do dipolo de cor, z a fração de momento longitudinal carregada por um quark e $\psi_{T,L}^{W^\pm}$ são as funções de onda do cone de luz para um bóson de gauge carregado com polarizações transversal ou longitudinal. A função de estrutura para pequeno x , $F_2^{\nu N}$, é calculada das expressões acima, considerando $F_2 = F_T + F_L$. Expressões explícitas para o quadrado das funções de onda são dadas por [1, 85, 86],

$$|\psi_T^{W^\pm}| = \frac{4N_c}{(2\pi)^2} \left\{ [(1-z)^2 m_q + z^2 m_{\bar{q}}^2] K_0^2(\epsilon r) + [z^2 + (1-z)^2] \epsilon^2 K_1^2(\epsilon r) \right\} \quad (2.32)$$

$$|\psi_L^{W^\pm}| = \frac{4N_c}{(2\pi)^2 Q^2} \left\{ [(z(1-z)Q^2 + \epsilon^2)^2 + m_q^2 m_{\bar{q}}^2] K_0^2(\epsilon r) + \left[\frac{a_-^2 + a_+^2}{2} \right] \epsilon^2 K_1^2(\epsilon r) \right\}, \quad (2.33)$$

onde se define a quantidade $\epsilon^2 = z(1-z)Q^2 + (1-z)m_q^2 + zm_{\bar{q}}^2$, $K_{0,1}(u)$ são as funções de McDonald e $a_+ = (m_q + m_{\bar{q}})$, $a_- = (m_q - m_{\bar{q}})$. As massas do quark e antiquark são m_q e $m_{\bar{q}}$, respectivamente. As expressões acima reproduzem o caso de quarks com mesmo sabor, $m_q = m_{\bar{q}} = m_f$ [87]. Quarks pesados (b, t) geram uma contribuição relativamente pequena para a

seção de choque total do neutrino e não importante para o intervalo cinemático considerado neste estudo. Portanto, consideramos somente a contribuição para quatro sabores de quarks (u, d, s, c) com massas m_f . Os dipolos de cor contribuindo para favorecer as transições de Cabibbo são $u\bar{d}(d\bar{u})$, $c\bar{s}(s\bar{c})$ para interações CC. Expressões equivalentes para interações CN são também conhecidas [86]. A seção de choque dipolo-hádron, σ_{dip} , contém todas as informações sobre o alvo e a física de interação forte.

Consideramos expressões analíticas para a seção de choque de dipolo, com interesse particular para aquelas com presença do comportamento de escalamento. Usualmente, tem-se que $\sigma_{dip} \propto (r^2 Q_{sat}^2)^\gamma$ para dipolos de tamanho $r^2 \approx 1/Q_{sat}^2$ e γ é a chamada dimensão anômala, a ser definida pelas parametrizações. A escala de saturação $Q_{sat} \propto x^{\lambda/2}$ define o início dos efeitos de saturação partônica, onde λ depende do modelo considerado. Consideramos as seguintes parametrizações fenomenológicas: a) modelo de Golec-Biernat-Wusthoff (GBW) [71] e b) modelo de Itakura-Iancu-Munier (IIM) [76]. Ambos os modelos servem para descrever os dados em espalhamentos profundamente inelásticos ep difrativo ou inclusivo para pequeno- x , e ambos foram apresentados nas seções anteriores.

O modelo de dipolos de cor é válido na região cinemática de $x \leq 0.01$. Entretanto, para limite de grande x ainda necessitamos de um tratamento consistente. As seções de choque de dipolo podem ser suplementadas por um fator inicial $(1-x)^{n_{limiar}}$, sendo $n_{limiar} = 5$ para uma análise de 3 sabores e $n_{limiar} = 7$ para 4- sabores, parâmetros esses advindos de um ajuste das curvas com os dados.

Extendendo a aproximação considerada para núcleos, utiliza-se a representação de Glauber-Gribov [84], sem qualquer parâmetro adicional. Nesta aproximação, a versão nuclear é obtida trocando a seção de choque dipolo-nucleon pela nuclear

$$\sigma_{dip}^{nucleo}(\bar{x}, r^2, A) = 2 \int d^2b \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{1}{2} T_A(b) \sigma_{dip}^{nucleon}(\bar{x}, r^2)\right] \right\}, \quad (2.34)$$

onde b é o parâmetro de impacto do centro do dipolo relativo ao centro do núcleo e o integrando fornece a seção de choque total dipolo-núcleo para b fixo.

A função perfil nuclear é dada por $T_A(b)$, obtida de uma distribuição de Fermi para a densidade nuclear [88]. A equação acima soma sobre todos os múltiplos diagramas de reespalhamento elástico do par $q\bar{q}$ e é justificada para um grande limite de coerência, onde a separação transversa r dos pártons no estado de Fock multipartônico dos fótons torna-se uma quantidade tão bem conservada quanto o momento angular, i. e., o tamanho do par r torna-se um autovalor da matriz de espalhamento. Portanto, a região de aplicabilidade destes modelos deve ser para pequenos valores de x , i. e., altas energias. Nesta região cinemática que está concentrada nossa investigação para as funções de estrutura, justamente onde os efeitos de recombinação devem ser considerados (saturação partônica). Portanto, a existência de uma dependência na escala de saturação levará a um escalamento geométrico para o espalhamento νp .

2.4 Escalamento geométrico

Uma propriedade básica da física de saturação é o escalamento geométrico. No espalhamento profundamente inelástico, isto significa que a seção de choque total γ^*p para grandes

energias não é uma função de duas variáveis independentes x e Q , mas sim uma função da variável $\tau_p = Q_{sat}^2(x)$ como mostrado em [89]. Recentemente, as colisões de altas energias de lépton-hádron, próton-núcleo e núcleo-núcleo têm sido relacionadas por meio do escalamento geométrico [90]. Na representação de dipolos de cor, fazendo uso do parâmetro de impacto da seção de choque γ^*h em termos do alvo hadrônico de raio R_h , a dependência nuclear da seção de choque γ^*A é absorvida na dependência de A da escala de saturação via escalamento geométrico. A relação é

$$\sigma_{tot}^{\gamma^*A}(\tau_A) = \frac{\pi R_A^2 \sigma_{tot}^{\gamma^*p}(\tau_A)}{\pi R_p^2}, \quad \tau_A = \tau_p \left(\frac{\pi R_A^2}{A\pi R_p^2} \right)^\Delta, \quad (2.35)$$

onde a escala de saturação nuclear é dada pelo quociente das densidades partônicas elevados a uma potência $\Delta = 1/\delta$ e R_A é o raio nuclear [71]. A seguinte forma funcional (curva de escalamento) para a seção de choque de foto-absorção foi considerada baseada nos estudos teóricos, e.g. aproximação de Glauber-Mueller [90]:

$$\sigma_{tot}^{\gamma^*p}(\tau_p) = \bar{\sigma}_0 [\gamma_E + \Gamma(0, \beta) + \log(\beta)], \quad \beta = a/\tau_p^b, \quad (2.36)$$

onde γ_E é a constante de Euler e $\Gamma(0, \beta)$ é a função Gamma incompleta. Os parâmetros para o caso nucleon foram obtidos de uma análise para os dados de ep em pequeno- x vindos do DESY-HERA, com a sobreposição de normalização fixada para $\bar{\sigma}_0 = 40.56 \mu b$. Os parâmetros para a escala de saturação nuclear foram determinados ajustando as informações disponíveis lépton-hádron usando a relação da Eq.(2.35) e a mesma função de escalamento da Eq.(2.36).

As realizações teóricas e fenomenológicas resumidas acima têm consequências diretas no cálculo das funções de estrutura do próton. Uma característica muito importante é que, com a estrutura do dipolo de cor [91], as funções de estrutura para corrente carregada e corrente neutra são descritas pelas mesmas expressões matemáticas bem como a função de estrutura do próton para diferentes acoplamentos e bósons eletrofracos [91]. Portanto, a propriedade de escalamento geométrico deve estar presente também no espalhamento do neutrino com hádrons alvo e permite obter as dependências da energia e número atômico das seções de choque CC/CN, que estão codificadas no momento de saturação nuclear.

No que segue, a seção de choque fraca bóson-hádron/núcleo é calculada, mostrando o escalamento geométrico na variável de escalamento τ_A . Este fato foi investigado em detalhes em [92, 93]. O escalamento na seção de choque lépton-hádron em altas energia deve estar automaticamente presente no espalhamento de um neutrino altamente energético em nucleon ou núcleos [91]. Para ilustração, na Fig. (2.4) apresentamos nossos resultados para as seções de choque bóson-hádron como uma função da variável de escalamento τ_A para núcleos distintos bem como para o nucleon. Elas são normalizadas para o nucleon. As seções de choque exibem um escalamento geométrico, verificando uma transição no comportamento em τ_A da seção de choque de uma dependência suave para pequeno τ_A e um comportamento aproximado em $1/\tau$ para grande τ_A . Similarmente para o caso lépton-hádron, o ponto de transição é colocado para $\tau_A = 1$. A dependência assintótica $1/\tau^b$ reflete o fato de que a seção de choque escala com as correções logarítmicas do módulo de Q_{sat}^2/Q^2 , com a dependência em energia dirigida pela escala de saturação. A dependência suave para $\tau_A \leq 1$ corresponde ao fato que a seção de choque escala como $\propto \sigma_0 \log(Q_{sat}^2/m_f^2)$ na direção do limite de $Q^2 \rightarrow 0$.

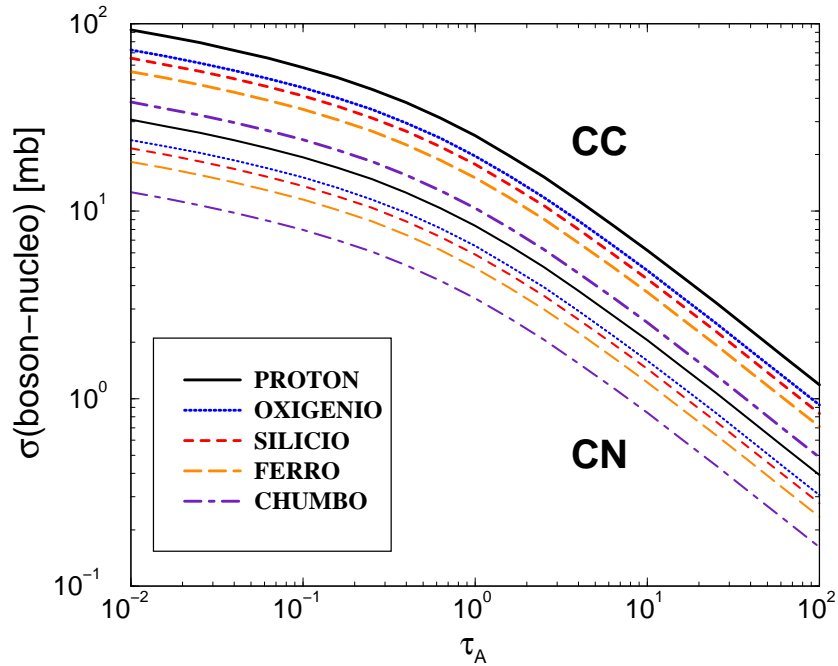


Fig. 2.4: Escalamento geométrico para seção de choque eletrofraca bóson-núcleo como uma função da variável de escalamento τ_A para diferentes números atômicos.

2.5 Resultados para o escalamento geométrico e para as funções de estrutura

2.5.1 Escalamento geométrico

É importante investigar o teste para o escalamento geométrico padrão exibido pelos dados de pequeno- x para neutrinos profundamente inelástico como mostrado anteriormente, considerando o conjunto de dados para a função de estrutura F_2 com o corte cinemático $x \leq 0.035$ e todo Q^2 [94, 95, 96]. A quantidade $\sigma_{W\pm N} = \frac{4\pi^2}{Q^2 F_2}$ foi calculada como uma função da variável de escalamento $\tau_p = Q^2/Q_{sat}^2(x)$ (Fig. (2.5)), onde o quadrado da escala de saturação é dado por $Q_{sat}^2(x) = (3 \cdot 10^{-4}/x)^{0.288}$ [71]. O comportamento do escalamento geométrico está presente com uma leve flutuação ao redor da curva de escalamento. Este resultado é usual e pode ser investigado em mais detalhes usando medidas precisas nos futuros experimentos. Na janela cinemática atual, o formalismo de dipolo de cor (e a propriedade do escalamento geométrico) está no limite de validade, já que os dados estão sendo corretamente descritos. Contudo, o presente resultado mostra que isto dá uma descrição fenomenológica razoável do caso limite.

2.5.2 As funções de estrutura $F_2^{\nu N}$, $x F_3^{\nu N}$, $2x F_1^{\nu N}$

Vamos apresentar nossos resultados para o escalamento geométrico e para as funções de estrutura $x F_2^{\nu N}$, $x F_3^{\nu N}$ e $2x F_1^{\nu N}$ com o formalismo de dipolos de cor. Concentramos nosso estudo na interação do dipolo de cor $q\bar{q}$ de tamanho r com um alvo hadrônico que é descrito

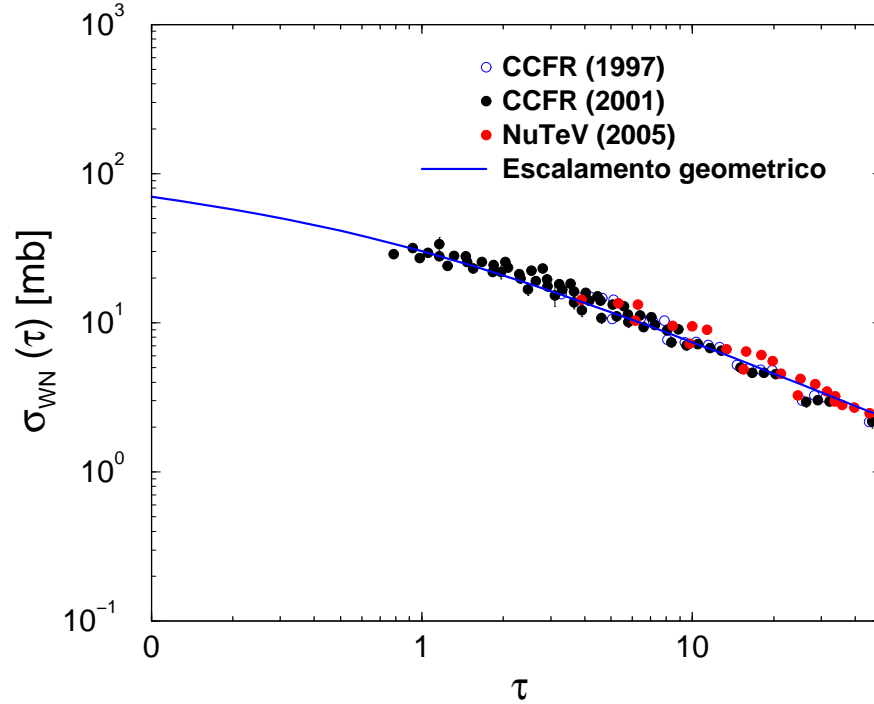


Fig. 2.5: Comportamento do escalamento de $\sigma_{WN}(x, Q^2)$ com os dados experimentais para $F_2^{\nu N}$ como função da variável de escalamento τ .

pela seção de choque de dipolo de cor σ_{dip} independente de sabor.

2.5.3 Função de estrutura $F_2^{\nu N}$

Comparamos a predição de dipolos de cor para a função de estrutura $F_2^{\nu N}$ (Fig. (2.6)). Usamos o conjunto de dados da Colaboração CCFR [94, 95], onde os círculos completos correspondem aos pontos na Ref. [95] e os triângulos para cima correspondem aos pontos na referência [94]. A curva sólida é obtida usando propriedades de escalamento e o sombreamento nuclear do formalismo de Glauber-Gribov são também incluídas (estimadas da ordem de 20% para pequeno- x) (Eq. (2.31)). A descrição dos dados é razoável para $x \leq 0.0175$, apenas no limite da região de validade esperada para a aproximação do dipolo de cor. Por razão de ilustração, mostramos os dados para grande x . O conteúdo de valência não foi incluído e isto deve melhorar a descrição para esta região. Este valor mostra a validade do formalismo de dipolos de cor com as curvas teóricas obtidas sem qualquer ajuste dos parâmetros do modelo original vindos dos dados ep do HERA.

2.5.4 Função de estrutura $x F_3^{\nu N}$

Considerando o processo de fusão W^\pm -glúon, $W^\pm + g \rightarrow c\bar{s}(\bar{c}s), u\bar{d}(\bar{u}d), \dots$. Análises para espalhamento profundamente inelástico de corrente carregada foram mostradas em [3, 97], onde a assimetria direita-esquerda das interações difrativas de bósons eletrofracos de diferentes helicidades é discutida e as funções de onda do cone de luz relevantes foram calculadas.

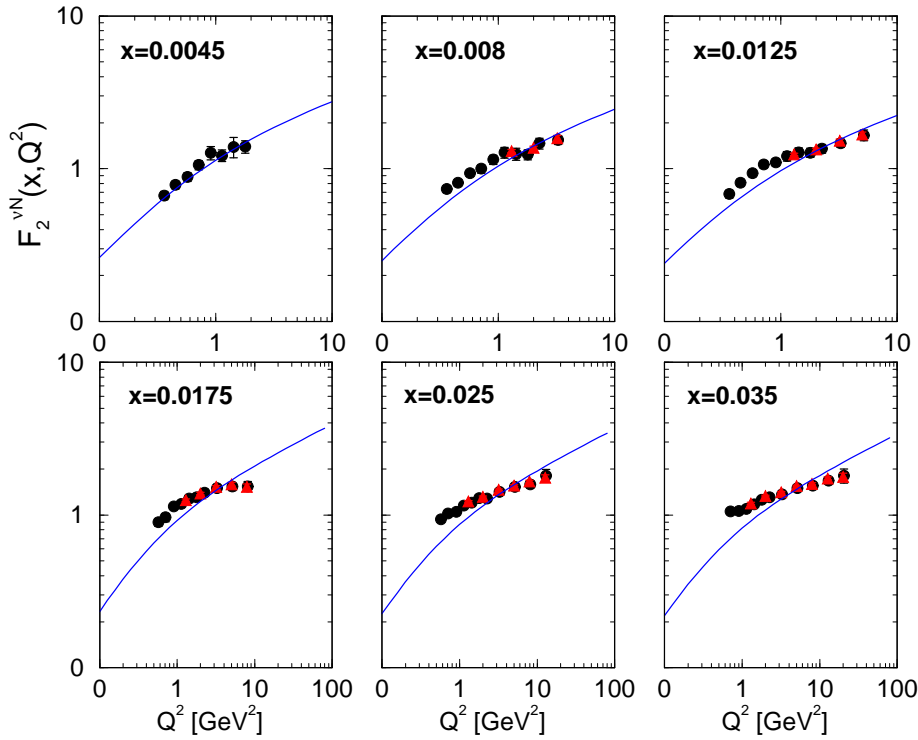


Fig. 2.6: Função de estrutura $F_2^{vN}(x, Q^2)$ como uma função da virtualidade do bóson. As curvas teóricas correspondem ao escalamento geométrico resultado das interações neutrino-núcleo. Os dados considerados são de [94, 95].

A contribuição da excitação charme/estranho para a seção de choque de absorção de hádron para um bóson W de mão-esquerda (L) e mão-direita (R) e virtualidade Q^2 é dada por [91]

$$\sigma_{L,R}(x, Q^2) = \int d^2\mathbf{r} \int_0^1 dz \sum_{\lambda_1, \lambda_2} |\Psi_{L,R}^{\lambda_1, \lambda_2}(z, \mathbf{r}, Q^2)|^2 \sigma_{dip}(x, \mathbf{r}), \quad (2.37)$$

onde $\Psi_{L,R}^{\lambda_1, \lambda_2}(z, r, Q^2)$ é a função de onda do cone de luz do estado $c\bar{s}$ com o quark c carregando uma fração de momento z do momento de cone de luz W^+ e \bar{s} com fração de momento $1-z$. As helicidades de c e \bar{s} são $\lambda_1 = \pm 1/2$ e $\lambda_2 = \pm 1/2$, respectivamente. Os elementos diagonais da matriz densidade são dados por [97]¹

$$\sum_{\lambda_1, \lambda_2} \Psi_L^{\lambda_1, \lambda_2} (\Psi_L^{\lambda_1, \lambda_2})^* = \frac{4N_c}{(2\pi)^2} z^2 [m_q^2 K_0^2(\epsilon r) + \epsilon^2 K_1^2(\epsilon r)], \quad (2.38)$$

$$\sum_{\lambda_1, \lambda_2} \Psi_R^{\lambda_1, \lambda_2} (\Psi_R^{\lambda_1, \lambda_2})^* = \frac{4N_c}{(2\pi)^2} (1-z)^2 [m_q^2 K_0^2(\epsilon r) + \epsilon^2 K_1^2(\epsilon r)]. \quad (2.39)$$

¹ Os elementos diagonais da matriz densidade são obtidas para bósons com helicidade $\lambda = \pm 1$ no Apêndice B.

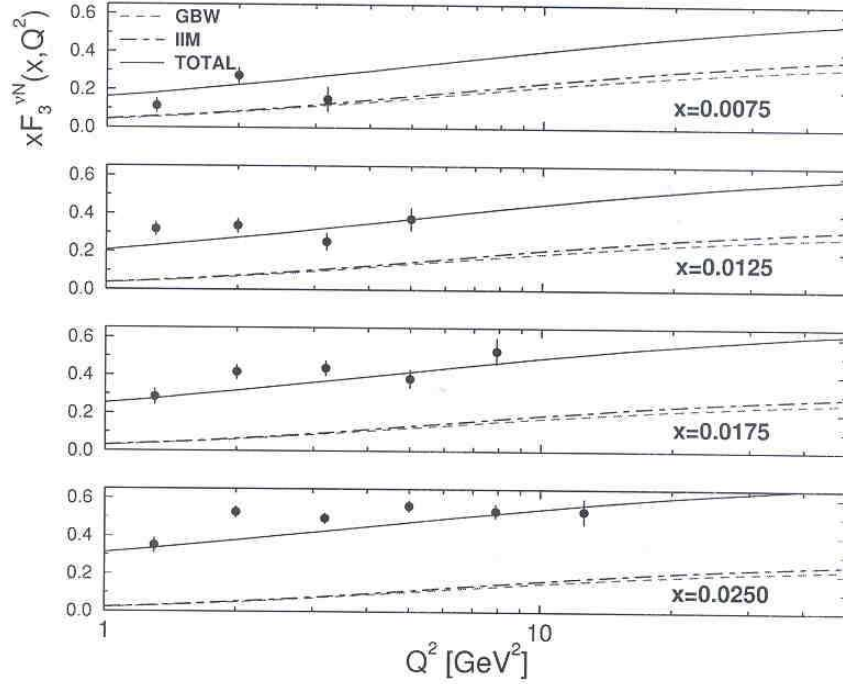


Fig. 2.7: Função de estrutura $x F_3^{\nu N}(x, Q^2)$ como função da virtualidade do bóson. As curvas teóricas correspondem aos resultados usando os modelos para seção de choque de dipolos GBW (tracejada) e IIM (ponto-tracejada), respectivamente. A contribuição total (curva sólida) inclui as contribuições de valência. Os dados foram obtidos de [94].

Nas Eqs. (2.38)(2.39), usamos a notação $\epsilon^2 = z(1-z)Q^2 + (1-z)m_q^2 + zm_{\bar{q}}^2$, onde m_q e $m_{\bar{q}}$ são as massas do quark e antiquark respectivamente. As expressões correspondendo ao bóson W^- são obtidas trocando-se $m_q \leftrightarrow m_{\bar{q}}$. Deve ser notada a forte assimetria referida acima. A função de estrutura de espalhamento neutrino-nucleon profundamente inelástico $x F_3$ pode ser definida em termos de σ_R e σ_L da Eq.(2.37) da seguinte forma,

$$x F_3^{\nu N}(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi^2} [\sigma_L(x, Q^2) - \sigma_R(x, Q^2)] \quad (2.40)$$

onde a expressão pode ser interpretada em termos das densidades partônicas como sendo uma componente do quark de mar de $x F_3$. Isto corresponde à excitação do estado $c\bar{s}$ no processo $W^+g \rightarrow c\bar{s}$ com $x F_3$ diferente de zero devido à forte assimetria do estado de Fock do cone de luz $|c\bar{s}\rangle$. Para valores da variável de Bjorken não muito pequenos, $x F_3$ contém uma importante contribuição dos quarks de valência. O termo de valência, $x q_{val}$, é o mesmo para as funções de estrutura νN e $\bar{\nu} N$ de um nucleon isoescalar. O termo de quarks de mar $x q_{sea}$ em $x F_3^{\nu N}$ tem sinal oposto para $x F_3^{\bar{\nu} N}$, sendo então $x F_3^{\nu(\bar{\nu}) N} = x q_{val} \pm x q_{sea}$.

Uma comparação direta do resultado da Eq.(2.40) com os dados é difícil. A razão é que as funções de estrutura obtidas dos experimentos de espalhamento de neutrino são usualmente extraídas da soma e da diferença da dependência em y das seções de choque diferencial para neutrino e anti-neutrino, respectivamente. Isto é, $x F_3$ é determinada pela

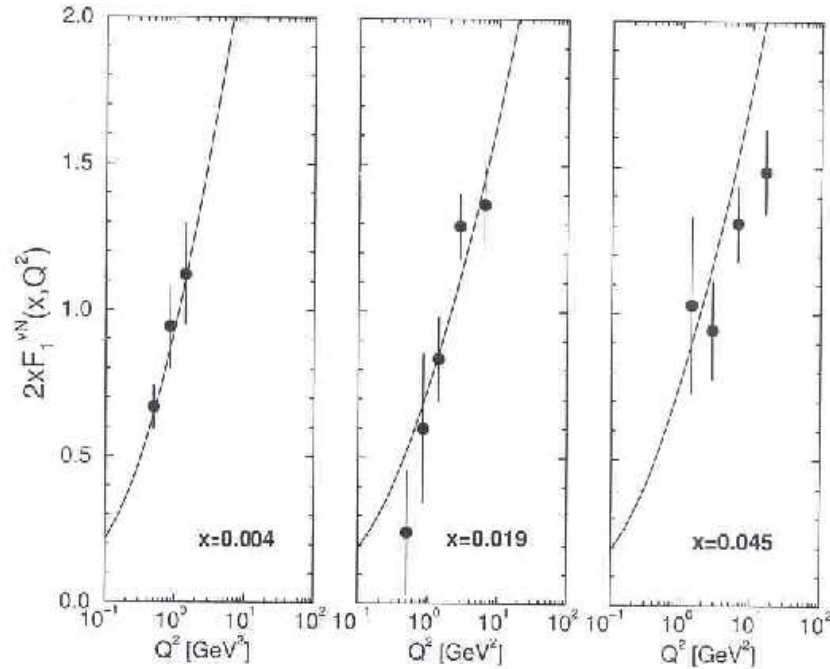


Fig. 2.8: Função de estrutura $2xF_1^{\nu N}(x, Q^2)$ como função da virtualidade do bóson. As curvas teóricas correspondem aos resultados usando o modelo para a seção de choque de dipolos IIM. Os resultados experimentais são da Colaboração CCFR [99].

média $\frac{1}{2}(xF_3^{\nu N} + xF_3^{\bar{\nu}N})$. Na Ref [97], os autores tentam comparar o resultado da Eq. (2.40) com os dados de CCFR [94]. Contudo, este procedimento é questionável sendo que as componentes de $c\bar{s}(\bar{c}s)$ desaparecem na soma de $xF_3^{\nu} + xF_3^{\bar{\nu}} = 2xq_{val}$.

Para fazer uma comparação grosseira, gerando uma motivação fenomenológica, usamos o seguinte procedimento: considerando que o conteúdo de mar é aproximadamente metade do de valência no intervalo cinemático considerado aqui, re-escalamos os dados por um fator 3/2. Isto é uma estimativa grosseira da função de estrutura do nucleon $xF_3^{\nu N}$. Esta comparação é mostrada na Fig. (2.7) [98], onde a função de estrutura $xF_3^{\nu N}(x, Q^2)$ é mostrada como uma função de Q^2 . As curvas teóricas correspondem aos resultados usando os modelos GBW (linha tracejada) e IIM (linha ponto-tracejada) para as seções de choque, respectivamente. A contribuição total (curva sólida) inclui as contribuições de quark de valência através do procedimento acima. Os cálculos considerados na contagem do sombreamento nuclear para o núcleo de ferro é através do formalismo de Glauber-Gribov, onde as seções de choque são calculadas usando a Eq.(2.34). Assim, consistentemente com os parâmetros, consideramos $m_f = 0.14$ GeV para quarks leves e $m_c = 1.5$ GeV para o quark charme. Os dados são da Colaboração CCFR [94]. Os resultados fenomenológicos estão em bom acordo com as medidas experimentais. Os modelos distintos para a seção de choque de dipolos mostram resultados similares para o intervalo de virtualidade considerado nos gráficos, com previsões diferentes par grande Q^2 . Comparamos nossos resultados com os da Ref [97] e constatamos o uso de procedimento similar para diferentes seções de choque de dipolo.

2.5.5 Função de estrutura $2xF_1^{\nu N}$

Finalmente, comparamos a função de estrutura $2xF_1^{\nu N}$, a qual pode ser calculada com a aproximação de dipolo de cor. Ela é proporcional à contribuição transversa para a seção de choque bóson-hádron. A expressão completa é

$$2xF_1(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi^2} [\sigma_L(x, Q^2) + \sigma_R(x, Q^2)], \quad (2.41)$$

onde consideramos as contribuições dos pares quark-antiquark para as transições favorecidas por CKM. Apresentamos os resultados teóricos em comparação com as medidas da Colaboração CCFR [99] da função de estrutura $2xF_1$ como uma função de Q^2 para três valores fixos de x , como mostrados na Fig. (2.8), onde utilizamos apenas o modelo IIM para a seção de choque de dipolos, o qual mostrou resultados que descrevem bem os dados no intervalo de virtualidade considerado e na região de pequeno- x .

2.5.6 A função ΔxF_3

A diferença neutrino-antineutrino $xF_3^\nu - xF_3^{\bar{\nu}}$ dá a determinação da densidade de mar. No modelo de pártons, tem-se que $xF_3^{\nu N} = xq_{val} - 2x\bar{c}(x) + 2xs(x)$ e $xF_3^{\bar{\nu}N} = xq_{val} + 2xc(x) - 2x\bar{s}(x)$. Portanto, a diferença neutrino-antineutrino efetivamente mede a densidade de quarks, sendo a contribuição de charme menor na região cinemática medida pelos experimentos atuais. Assumindo $s(x) = \bar{s}(x)$ e $c(x) = \bar{c}(x)$, obtêm-se

$$\Delta xF_3 = xF_3^{\nu N} - xF_3^{\bar{\nu}N} = 2xq_{sea} = 4x[s(x) - c(x)]. \quad (2.42)$$

Considerando que a Eq.(2.40) corresponde ao conteúdo de quark mar de xF_3 , então $\Delta xF_3 = 2xF_3^{\nu N}$. Nossos cálculos são equivalentes para a componente cs da função de estrutura dada pelo termo de fusão W-glúon para ordens α_s , que é

$$F_3^{\nu N}(W^+g \rightarrow c\bar{s}) = \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right) \int_{ax}^1 \frac{dz}{z} g(z, \mu^2) C_3\left(\frac{x}{z}, Q^2\right), \quad (2.43)$$

onde $a = 1 + (m_c^2 + m_s^2)/Q^2$ e o coeficiente de Wilson C_3 representa a seção de choque $W^+g \rightarrow c\bar{s}$. A contribuição total cs para F_3 é a soma do termo de excitação do quark, considerando uma escala de fatorização $\mu^2 = m_c^2$ e o termo de fusão do glúon acima. Usualmente

$$F_3^{\nu N}(x, Q^2) = 2[\bar{s}(x_c, \mu^2) - c(x, \mu^2)] + F_3^{\nu N}(W^+g \rightarrow c\bar{s}), \quad (2.44)$$

com a variável de re-escalamento suave $x_c = x[1 + (m_c/Q^2)]$ e a expressão similar para $F_3^{\bar{\nu}N}(x, Q^2)$. Na Fig. (2.9) a função ΔxF_3 contra Q^2 para x fixo é mostrada em comparação com o resultado CCFR obtido da seção de choque $\nu_\mu Fe$ e $\bar{\nu}_\mu Fe$ [100]. A curva teórica é obtida da Eq.(2.42) usando a seção de choque de dipolo IIM e as correções de sombreado de Glauber-Gribov. O acordo é bom e a contribuição da excitação de quark, descrita na Eq.(2.44) não se faz necessária. Esta peça adicional deverá melhorar a descrição.

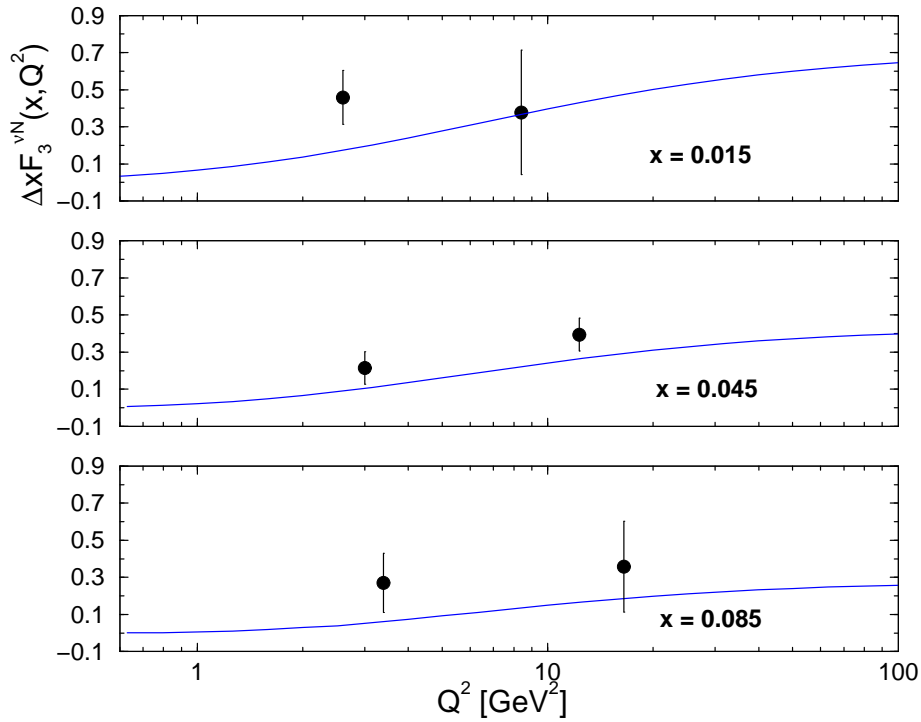


Fig. 2.9: $\Delta xF_3^{\nu N} = xF_3^{\nu N}(x, Q^2) - xF_3^{\bar{\nu}N}(x, Q^2)$ como função da virtualidade do bóson. As curvas teóricas correspondem aos resultados usando o modelo para a seção de choque de dipolos IIM. Os dados são da Colaboração CCFR [95].

2.6 Conclusão

Neste capítulo, mostramos o espalhamento profundamente inelástico através do formalismo de dipolos, a partir do qual fizemos uma extensão para o espalhamento neutrino-próton. Discutimos sobre os modelos para seção de choque de dipolos IIM e GBW e fizemos uma pequena análise para o escalamento geométrico. Também, mostramos os resultados obtidos para as funções de estrutura do próton, bem como para a quantidade ΔxF_3 e comparamos com os dados da Colaboração CCFR, onde nossos resultados teóricos mostram bom acordo com o experimento.

A boa descrição dos dados na região de pequeno- x corrobora a robustez da aplicação do formalismo de dipolos na região de altas energias.

Nos capítulos seguintes, apresentamos o estudo da produção difrativa do bóson de gauge W em colisões hádron-hádron, sendo este o segundo aspecto a ser tratado nessa dissertação.

Capítulo 3

Colisões hádron-hádron e eventos difrativos

Neste capítulo revisaremos a descrição tanto não-perturbativa como perturbativa dos processos difrativos no formalismo de Regge. Em particular, analisamos o DIS difrativo. Mostraremos a difração suave e a difração dura e faremos uma síntese sobre a probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez, dando destaque para dois modelos que serão empregados nos resultados apresentados no Capítulo 4 (DGM e KMR), onde a aplicação destes modelos ao modelo de Ingelman-Schlein irá mostrar um resultado muito bom em comparação com os dados.

3.1 As colisões hadrônicas e difração

O estudo das interações hádron-hádron em pequenos momentos transferidos tem sido um dos temas centrais no desenvolvimento da física de partículas. Na ausência de alguma escala dura, a QCD perturbativa não é aplicável e os modelos fenomenológicos, que têm sido frequentemente o instrumento no desenvolvimento da área, ainda fornecem as melhores descrições disponíveis. Uma descrição consistente dos dados de interações fortes envolvendo pequeno momento transferido é oferecida pela teoria de Regge [6, 101], na qual os processos de espalhamento são descritos em termos da troca de mésons virtuais. A interpretação no formalismo de Regge do espalhamento elástico em altas energias tem sido muito problemática, pois nenhum dos mésons conhecidos pode ser usado para descrever a seção de choque observada. A introdução de uma partícula de troca com os números quânticos do vácuo (ou seja, sem cor, sem carga, ...), conhecida como Pomeron, para descrever as seções de choque total, elástica e inelástica na região de pequenas massas, tem se mostrado muito satisfatória [102]. A observação em produção difrativa de jatos com alto momento transversal p_T [103] corroborou uma interpretação partônica do Pomeron, apesar das distribuições correspondentes não serem bem determinadas.

Alguns processos consistentes com uma troca difrativa têm sido observados também em um amplo intervalo de Q^2 em HERA [104], e a cobertura cinemática presente nos detectores faz com que os estados finais produzidos sejam bem determinados. Para fótons reais ($Q^2 = 0$), a fotoprodução difrativa é relevante para a compreensão da natureza hadrônica do fóton em altas energias no modelo de dominância de mésons vetoriais (VDM). Além disso, em eletroprodução difrativa a escala dura fornecida pela virtualidade do fóton facilita o estudo

da estrutura profundamente inelástica da troca difrativa, provando a possível estrutura interna do Pomeron [104].

A Eq. (1.2) mostrou a dependência da constante de acoplamento forte, α_s , na principal escala em DIS: a virtualidade Q^2 . Em interações hádron-hádron, a escala apropriada para QCD é também definida pelo momento transferido. Em grande momento transferido, correspondendo às interações duras, a constante de acoplamento é pequena, tornando a QCD susceptível aos cálculos em baixa ordem. Em pequeno momento transferido, a constante de acoplamento torna-se grande, tal que uma expansão perturbativa não é mais apropriada. Neste regime não-perturbativo, a abordagem fenomenológica da teoria de Regge [101] fornece a melhor descrição das seções de choque hadrônicas.

Discutiremos a aplicação aos casos de seções de choque elástica, total e de dissociação difrativa, concentrando no caso específico do sistema γp , além de revisarmos brevemente recentes análises da contribuição difrativa à função de estrutura do próton e da estrutura partônica do Pomeron. Estas quantidades serão utilizadas nos nossos resultados para produção difrativa de W^\pm no próximo Capítulo.

3.1.1 Os processos nos canais s e t

O processo geral de espalhamento de dois corpos, $AB \rightarrow CD$, pode ser discutido em termos de dois invariantes independentes. É conveniente neste caso trabalharmos em termos das variáveis de Mandelstan s e t , definidas por [105],

$$s = (A + B)^2 = (C + D)^2, \quad (3.1)$$

$$t = (A - C)^2 = (B - D)^2, \quad (3.2)$$

onde A , B , C , e D denotam os quadrivetores dos hádrons no estado inicial e final. No canal- s , a variável s é o quadrado da energia de centro de massa da interação; t , define o quadrado do quadrimomento transferido entre as partículas interagentes, A e B , possuindo, sinal negativo,.

Em teoria de campos, interações são descritas em termos de estados intermediários ocorrendo tanto como trocas ou como ressonâncias. Para nossa discussão, o processo no canal s generalizado, $AB \rightarrow CD$, será definido como uma troca, mostrado na Fig. (3.1a). Usando a simetria de cruzamento, o processo no canal t correspondente, $A\bar{C} \rightarrow \bar{B}D$, mostrado na Fig. (3.1b), pode ser descrito pela mesma amplitude, considerando que os dois processos tomam lugar em regiões fisicamente desconectadas no espaço s e t . As amplitudes para os dois processos são idênticas, dado que s na Fig. (3.1a) é substituído por t na Fig. (3.1b), e vice-versa, isto é,

$$\mathcal{A}_{AB \rightarrow CD}(s, t) = \mathcal{A}_{A\bar{C} \rightarrow \bar{B}D}(t, s). \quad (3.3)$$

3.1.2 As trajetórias de Regge e amplitudes no canal- s

A generalização dos modelos tipo Yukawa é a teoria de Regge [105]. Uma descrição completa das partes de curtas e de grandes distâncias de uma amplitude devem somar contribuições de todas as possíveis partículas trocadas com os números quânticos apropriados. Tais partículas

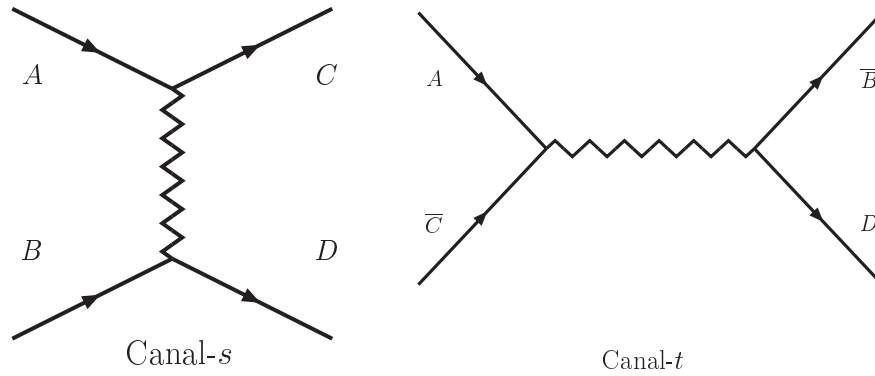


Fig. 3.1: Representação diagramática de: (a) gráfico à esquerda denota um processo geral no canal- s e (b) o gráfico à direita denota o processo cruzado no canal- t equivalente.

podem ser consideradas como excitações no momento angular do mais baixo estado ligado, tal que o momento angular e o quadrado da massa das partículas interagentes estão diretamente relacionados por uma *trajetória de Regge* [101]. Na teoria de Regge original para o espalhamento em potencial não-relativístico, e sua generalização à física de partículas relativística, o momento angular é tratado como uma variável complexa contínua, $\alpha(t)$, com ressonâncias fisicamente observáveis no canal t ocorrendo apenas para valores físicos do spin, tal que $\text{Re}[\alpha(t)]$ é um inteiro ou semi-inteiro. Hádrons estáveis têm valor real puro para $\alpha(t)$, enquanto os hádrons instáveis têm uma componente imaginária que está relacionada à sua largura de decaimento. Estados ligados, portanto, estão localizados próximos ao eixo real de $\alpha(t)$. Em geral, encontra-se que a trajetória, $\alpha(t)$, pode ser considerada linear no espaço dos valores de spin-massa. A linearidade das trajetórias pode ser qualitativamente entendida em termos de QCD se os mésons são considerados um par de quarks sem massa conectados por glúons. Então a trajetória no canal t , ou em pequeno t no canal s , pode ser escrita como [105],

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t, \quad (3.4)$$

onde $\alpha(0)$ é denominado o coeficiente linear da trajetória (*intercept*) e α' é o seu correspondente coeficiente angular, a inclinação (*slope*). Como um exemplo, a trajetória para a qual o méson ρ é o mais baixo estado ligado é mostrada na Fig. (3.2).

Amplitudes no canal t podem ser calculadas por decomposição em ondas parciais de diferentes momentos angulares,

$$\mathcal{A}(s, t) \simeq \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) \mathcal{A}_l(t) P_l(\cos \theta), \quad (3.5)$$

onde $\mathcal{A}_l(t)$ é a amplitude para a l -ésima onda parcial; $P_l(\cos \theta)$ é a polinomial de Legendre para momento angular l . A amplitude para descrever o canal s , continuada analiticamente, onde $\cos \theta > 1$, da Eq. (3.5), pode ser considerada como uma soma sobre pólos, para

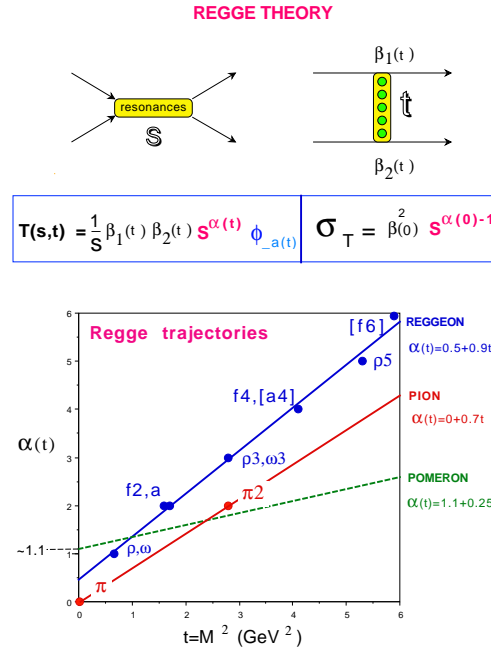


Fig. 3.2: O gráfico de Chew-Frautschi da trajetória das famílias do méson ρ , do píon e do Pomeron [105]. Acima está a representação das amplitudes e seções de choque.

cada onda parcial. Quando expressa em termos das trajetórias de Regge contribuindo ao espalhamento, o pólo na i -ésima onda parcial pode ser escrito como,

$$\mathcal{A}_l(t) \simeq \frac{\beta(t)}{l - \alpha(t)}, \quad (3.6)$$

onde $\alpha(t)$ denota a trajetória trocada; a função resíduo, $\beta(t)$, descreve o acoplamento do pólo às partículas externas. No limite assintótico, onde $s \rightarrow \infty$ e $t/s \rightarrow 0$, a dependência dominante em s da contribuição à amplitude pela trajetória $\alpha(t)$, é dada por,

$$\mathcal{A}(s, t) \sim \beta(t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t)}, \quad (3.7)$$

onde s_0 define a escala de energia onde s deve ser grande, tipicamente considerada da ordem de 1 GeV^2 . Para um processo que é dominado pela troca de uma única trajetória, a seção de choque diferencial pode ser expressa como,

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{s^2} |\mathcal{A}(s, t)|^2 = g(t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{2\alpha(t)-2}. \quad (3.8)$$

Apesar de ser um modelo essencialmente fenomenológico, sem nenhuma base teórica em QCD, a teoria de Regge é capaz de fornecer previsões precisas para as dependências em s e t para um amplo intervalo de interações hadrônicas em momento transferido pequeno e em muitas ordens de magnitude em s [105]. Considerando, por exemplo, a reação de

troca de carga, $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, e seu equivalente cruzado no canal t , $\pi^- \pi^0 \rightarrow \bar{p} n$. A trajetória dominante apropriada a estas amplitudes é a do méson ρ , que é mostrada no gráfico na Fig. (3.2). A trajetória linear construída através das ressonâncias no canal t extrapola bem os pontos de troca $t < 0$ em pequeno t , medida diretamente no processo do canal s . A seção de choque para $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ é bem descrita pela forma da Eq. (3.8) com $\alpha(t) = \alpha_\rho(t)$.

3.1.3 A dependência em t

Usando a parametrização para pequeno t , apresentada na Eq. (3.4), a seção de choque no canal s , Eq. (3.8), pode ser expressa como [105],

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim g'(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha(0)-2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha't}. \quad (3.9)$$

Se a dependência em t dos acoplamentos do propagador da partícula de troca é pequena, então em grande s esta dependência deve ser dominada pelo fator final da expressão acima. Como t tem sinal negativo, α' deve ser positivo; $d\sigma/dt$ decresce rapidamente em grande s a partir de um máximo em $t = 0$. A teoria de Regge prediz, portanto, que quando a energia de centro de massa aumenta, o pico frontal ($t \rightarrow 0$) torna-se mais agudo, ou seja, sua largura encolhe. Uma interpretação física deste fato é que quando s cresce, mais e mais ondas parciais de momento angular maior contribuem ao processo de espalhamento. As polinomiais de Legendre que descrevem cada onda parcial têm variações mais rápidas com $\cos \theta$ quando o momento angular cresce e torna mais forte a dependência em t . O pico frontal, que é o único lugar onde todas as ondas parciais somam-se aproximadamente coerentes, deve tornar-se mais pronunciado quando a energia de centro de massa aumenta.

O encolhimento (*shrinkage*) nas seções de choque hadrônicas é um fenômeno experimentalmente bem observado [102]. A rápida variação da seção de choque em t com s fixo é bem descrita em pequeno t por uma parametrização experimental. A Eq. (3.9) pode ser expressa como,

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim g'(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha-2} e^{2\alpha' \ln\left(\frac{s}{s_0}\right)t}, \quad (3.10)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} e^{B_{el}(s)t}. \quad (3.11)$$

onde B_{el} ($\sim 5 - 10$) é denominado parâmetro de declividade [105],

$$B_{el}(s) = b_0 + 2\alpha' \ln\left(\frac{s}{s_0}\right), \quad (3.12)$$

e descreve um encolhimento logarítmico do pico frontal para um processo com energia de centro de massa.

3.1.4 O espalhamento difrativo

A Eq. (3.8) dá a predição de Regge para as dependências em s e t de uma seção de choque hadrônica geral, em termos da trajetória dominante que contribui para a troca.

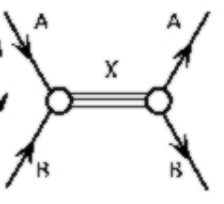
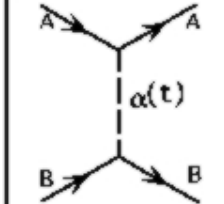
$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} \sim \frac{1}{s^2} \left| \sum_X \left| \begin{array}{c} \text{Diagrama 1} \\ \text{Diagrama 2} \end{array} \right. \right|^2 \sim \frac{1}{s^2} \left| \begin{array}{c} \text{Diagrama 3} \\ \alpha(t) \end{array} \right|^2 \sim s^{2\alpha(t)-2}$$



Fig. 3.3: A representação diagramática geral para uma seção de choque elástica em termos de uma trajetória de Regge dominante (Pomeron), $\alpha(t)$, e sua interpretação física como uma soma no canal- t sobre estados intermediários, X .

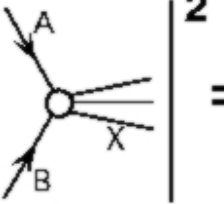
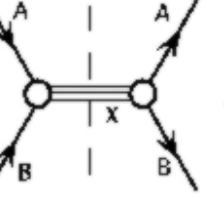
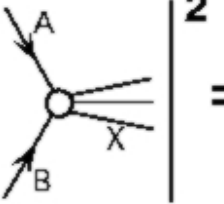
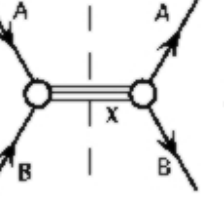
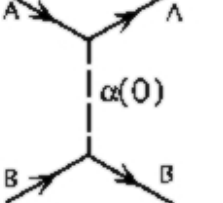
$$\sigma_{tot} = \frac{1}{2s} \sum_X \left| \begin{array}{c} \text{Diagrama 4} \\ \text{Diagrama 5} \end{array} \right|^2 = \frac{1}{2s} \sum_X \left| \begin{array}{c} \text{Diagrama 6} \\ \text{Diagrama 7} \end{array} \right|^2 \sim \frac{1}{s} \left| \begin{array}{c} \text{Diagrama 8} \\ \alpha(0) \end{array} \right|^2$$






Fig. 3.4: A representação diagramática do teorema óptico. A dependência em s da seção de choque total está relacionada à amplitude elástica em $t = 0$.

Uma aplicação é o caso da seção de choque elástica, $AB \rightarrow AB$. A Fig. (3.3) mostra a representação diagramática da trajetória dominante requerida para o processo elástico, em termos de uma soma coerente sobre os possíveis estados intermediários, X .

As seções de choque total e elástica estão relacionadas através do teorema óptico,

$$\sigma_{tot}^{AB} \sim \frac{1}{s} \text{Im}(\mathcal{A}_{el}^{AB})_{t=0} \sim s^{\alpha(0)-1}, \quad (3.13)$$

onde a última igualdade segue da Eq. (3.7), e do fato que a amplitude elástica é quase imaginária pura. Uma demonstração diagramática do teorema óptico pode ser visualizada na Fig. (3.4). A seção de choque total pode ser representada como a soma incoerente (ao quadrado) sobre um conjunto completo de estados finais, a qual está relacionada á amplitude elástica. A linha tracejada no diagrama, seguindo a segunda igualdade da Fig. (3.4), ilustra onde a amplitude elástica, procedendo através de um dado estado intermediário, X , deve ser cortada, no sentido de obter a amplitude original do primeiro diagrama. A igualdade final segue da mesma definição de trajetória como usada na Fig. (3.3).

Experimentalmente, surge uma característica clara, na qual as seções de choque total e elástica para colisões hádron-hádron apresentam um lento crescimento com \sqrt{s} em grande energia de centro de massa [102]. No formalismo de Regge, das Eqs. (3.8) e (3.13), isto requer que a trajetória dominante mediando o espalhamento elástico em altas energias tenha um coeficiente linear (intercepto) dado por,

$$\alpha(0) \sim 1 + \varepsilon, \quad (3.14)$$

com ε sendo pequeno e positivo. Entretanto, todas as trajetórias de mésons têm $\alpha(0) \leq 0.5$. Esta aparente contradição é resolvida pela introdução de uma trajetória do vácuo ou *Pomeron*, $\alpha_P(t)$, para descrever seções de choque total e elástica em altas energias. Esta trajetória deve portar os números quânticos do vácuo, intermediando o espalhamento elástico e devendo ser acoplada da mesma maneira às partículas e antipartículas, se o teorema de Pomeranchuk [101, 105] é satisfeito por todos os hádrons, A e B ,

$$\sigma(AB) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \sigma(\bar{A}B). \quad (3.15)$$

A parte $t < 0$ da trajetória do Pomeron é bem determinada em medidas de interações pp e $p\bar{p}$ e é geralmente considerada como tendo uma forma linear [106], similar a

$$\alpha_P(t) = 1.085 + 0.25t. \quad (3.16)$$

Esta trajetória difere de todas as outras trajetórias mesônicas, não apenas por seu coeficiente linear maior que a unidade, mas também porque as trajetórias de mésons têm coeficientes angulares universais $\alpha' \sim 1$. As interações descritas pela troca da trajetória de Pomeron são denominadas difrativas.

Se as seções de choque elásticas são descritas pela troca da trajetória Pomeron, então a seção de choque para o processo, $AB \rightarrow AB$, pode ser escrita através da Eq. (3.8) e correspondendo ao diagrama final da Fig. (3.3) como,

$$\frac{d\sigma_{el}^{AB}}{dt} = \frac{\beta_{AP}^2(t)\beta_{BP}^2(t)}{16\pi} s^{2\alpha_P-2}, \quad (3.17)$$

onde β_{iP} é o valor do acoplamento do Pomeron às partículas externas, i . A Eq. (3.17) é válida no limite de Regge, onde $s \rightarrow \infty$ e $t/s \rightarrow 0$.

Na região de energia de centro de massa grande, a troca difrativa domina ambas seções de choque elástica e total. A seção de choque total, Eq. (3.13), é dada como no diagrama final da Fig. (3.4),

$$\sigma_{tot}^{AB} = \beta_{AP}(0)\beta_{BP}(0)s^{\alpha_P-1}. \quad (3.18)$$

Apesar de que a introdução da trajetória do Pomeron seja uma ferramenta efetiva na descrição fenomenológica das seções de choque em grande energia de centro de massa, verifica-se que não há pólos estabelecidos correspondendo à produção de ressonância de estados Pomeron no canal t . Pela extrapolação da trajetória medida no canal s , Eq. (3.16), poderíamos esperar encontrar um pólo na forma de um estado $J^{PC} = 2^{++}$ em uma massa da ordem de 1900 MeV.

3.1.5 A fenomenologia das seções de choque totais

A interpretação do espalhamento difrativo como sendo devido à troca de estados físicos no canal t implica o Pomeron ser considerado como uma entidade distinta, ou quase-hádron. A parte da amplitude expressando o propagador deve então fatorizar e o Pomeron deve ser considerado como um objeto universal a todas as formas de espalhamento hadrônico.

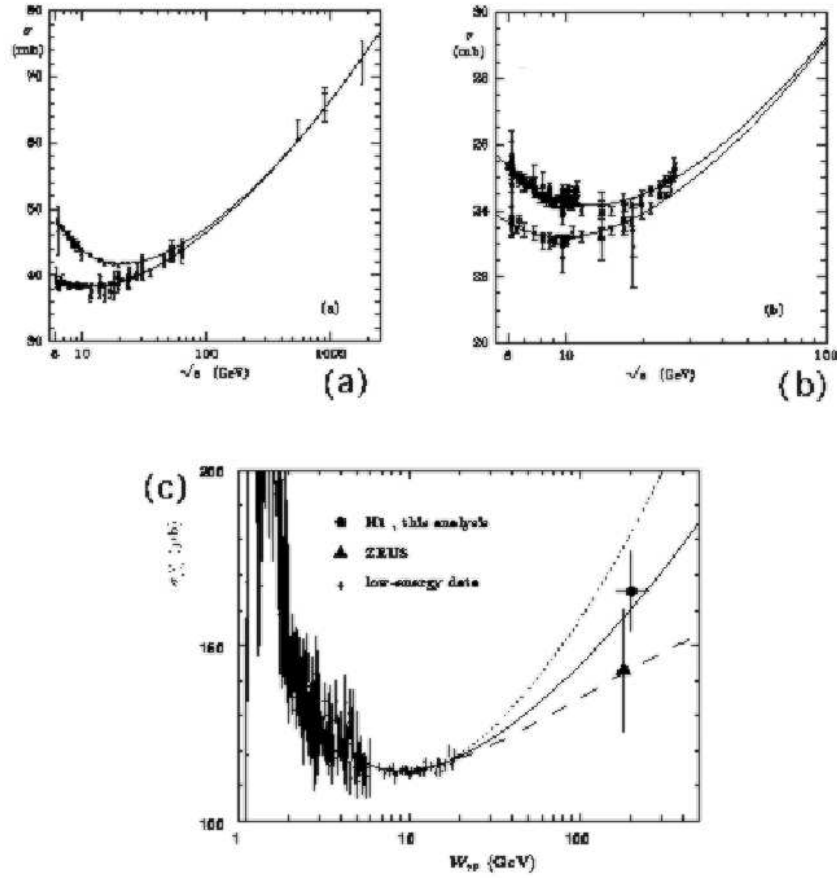


Fig. 3.5: Ajuste de Donnachie-Landshoff [107] à dependência em energia de centro de massa para: (a) espalhamento pp e $p\bar{p}$; (b) espalhamento π^+p e π^-p ; (c) espalhamento γp . Os dados são H1 (pontos) e Zeus (triângulos), sendo os demais demais obtidos em baixas energias.

Donnachie e Landshoff [107] ajustaram a dependência em energia de centro de massa da seção de choque total para o espalhamento pp e $p\bar{p}$ de $\sqrt{s} \sim 5$ GeV à $\sqrt{s} \sim 2000$ GeV, usando uma simples soma de duas amplitudes de Regge: o Pomeron e a troca de um reggeon degenerado, introduzido na Fig. (3.2). O ajuste usado é

$$\sigma_{tot}(s) = A_P s^{\alpha_P(0)-1} + A_R s^{\alpha_R(0)-1}, \quad (3.19)$$

com as normalizações A_P e A_R , e os coeficientes lineares das trajetórias α_P e α_R considerados como parâmetros livres. O teorema de Pomeranchuk é satisfeito mantendo A_P fixo nos casos pp e $p\bar{p}$. O resultado do ajuste é mostrado na Fig. (3.5), com os coeficientes lineares das trajetórias sendo,

$$\alpha_P(0) = 1.08, \quad (3.20)$$

$$\alpha_R(0) = 0.55. \quad (3.21)$$

O crescimento da seção de choque total quando a trajetória do Pomeron domina, comporta-se aproximadamente como $s^{0.08}$. Assintoticamente, a unitaridade, na forma do limite de

Froissart [48, 38], define que a seção de choque total não pode crescer mais rápido que $\sim \ln^2 s$. Geralmente, assume-se que o intercepto efetivo, $\alpha_P(0)$, decresce muito lentamente com a energia devido a múltiplas trocas de Pomerons (cuts), tal que o limite de Froissart seja em última análise satisfeito.

Associando os valores acima para os interceptos, o ajuste é feito para dados em reações π^-p , π^+p e γp , com apenas as normalizações para Pomeron e o reggeon sendo parâmetros livres [107] (mostrados na Fig. (3.5)). Dos resultados para as amplitudes e interceptos extraídos através do ajuste, as seguintes conclusões podem ser obtidas:

- Todas as seções de choque hadrônicas podem ser descritas via o teorema óptico, sobre um grande intervalo em energia, com um modelo de Pomeron/reggeon universais. O reggeon tem o maior acoplamento com os hádrons e conseqüentemente domina em baixas energias de centro de massa. Entretanto, a contribuição reggeônica decresce aproximadamente como $s^{-1/2}$, tal que em grande energia de centro de massa, o termo pomerônico ($\sim s^{0.08}$) domina e a seção de choque inicia a crescer lentamente com s ;
- De acordo com o teorema de Pomeranchuk, em altas energias, os acoplamentos aos conjugados de carga são iguais, tal que $\sigma(pp) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \sigma(p\bar{p})$ e $\sigma(\pi^+p) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \sigma(\pi^-p)$;
- A razão das intensidades de troca de Pomeron entre πp e pp é aproximadamente 2:3, que é um exemplo da regra aditiva de quarks e indica que o acoplamento do Pomeron aos hádrons é proporcional ao número de quarks de valência. Evidências posteriores para o fato que o acoplamento do Pomeron depende no número de quarks tipo valência têm sido encontradas na análise de estados finais exclusivos produzidos difrativamente em colisões pp no IRS [105];
- A seção de choque total γp é $\sim 1/200$ vezes a de πp , como predito pela dominância de mésons vetoriais (VDM) [37].

À luz dos dados de H1 e ZEUS em HERA (ver Fig. (3.5)) para seção de choque de fotoprodução, os modelos inspirados em Regge, como os de Donnachie-Landshoff e ALLM, são geralmente adequados para descrever as colisões γp [104]. A teoria de Regge oferece predições, em termos das trajetórias, para a dinâmica da dissociação difrativa e dos processos inclusivos em geral. As reações inclusivas em altas energias da forma $AB \rightarrow CX$ devem escalar de uma forma análoga ao escalamento de Bjorken em DIS, tal que as seções de choque devem ser funções dos momentos longitudinais e transversais da partícula, C , mas não da energia de centro de massa. Uma versão do teorema óptico para tais processos inclusivos foi proposto por Mueller [108], formalizando esta definição relacionando as reações inclusivas $AB \rightarrow CX$ ao processo teoricamente mais simples do espalhamento elástico de três corpos, $AB\bar{C} \rightarrow ABC$.

Considerando que a amplitude $\mathcal{A}_{AB \rightarrow CX}$ retém sua forma analítica na troca da partícula emitida, C , por uma partícula \bar{C} incidente com quadrimomento reverso, a região física de $AB \rightarrow CX$ pode ser descrita em termos da região não-física da seção de choque hipotética de três corpos $AB\bar{C} \rightarrow X$.

$$\mathcal{A}_{AB \rightarrow CX}(p_C, X) = \mathcal{A}_{AB\bar{C} \rightarrow X}(-p_C, X). \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned}
 E_c \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_c} &= \frac{1}{2s} \sum_X \left| \begin{array}{c} \text{A} \quad \text{C} \\ \text{B} \quad \text{X} \end{array} \right|^2 \\
 &= \frac{1}{2s} \sum_X \begin{array}{c} \text{A} \quad \text{C} \\ \text{B} \quad \text{X} \end{array} \\
 &= \frac{1}{2s} \sum_X \begin{array}{c} \bar{\text{C}} \\ \text{A} \quad \text{B} \end{array} \\
 &= \frac{1}{s} \text{Disc}_{M^2} \begin{array}{c} \bar{\text{C}} \\ \text{A} \quad \text{B} \end{array}
 \end{aligned}$$

Fig. 3.6: Representação do teorema óptico de Mueller [108], relacionando a seção de choque inclusiva para o processo $AB \rightarrow CX$ à amplitude elástica de três corpos, $ABC\bar{C} \rightarrow ABC\bar{C}$, passando através de um estado intermediário de massa M .

A versão de Mueller do teorema óptico relaciona então a seção de choque para $ABC\bar{C} \rightarrow X$ à amplitude elástica de três corpos de maneira similar à Eq. (3.13),

$$\sigma_{tot}(ABC\bar{C} \rightarrow X) \sim \frac{1}{s} \text{Im} \left(\mathcal{A}_{ABC\bar{C} \rightarrow ABC\bar{C}} \right)_{t=0}, \quad (3.23)$$

ou formalmente,

$$\frac{d^2\sigma_{AB \rightarrow CX}}{dM^2 dt} \simeq \frac{\pi}{s^2} \text{Desc}_{M^2} \left(\mathcal{A}_{ABC\bar{C} \rightarrow ABC\bar{C}} \right), \quad (3.24)$$

onde M é a massa do estado final inclusivo X , $M^2 = (A + B + \bar{C})^2$.

O termo Desc_{M^2} é a descontinuidade ao longo do corte em M^2 da amplitude elástica, conectando o estado intermediário através do qual a reação elástica procede, tendo massa M . O teorema óptico de Mueller é ilustrado na Fig. (3.6).

Expansões de Regge são possíveis para a Eq. (3.24) em várias regiões diferentes do espaço de fase, onde a partícula C está localizada na região de fragmentação de A ou B (isto é, ela pode ser considerada como um fragmento de uma das partículas incidentes), a amplitude de espalhamento frontal de três corpos é dominada pelas trocas de Regge entre o sistema $A\bar{C}$ e B . No caso especial onde C está isolado em rapidez ao passo que ele sozinho define a região de fragmentação, o processo pode ser representado de maneira análoga ao DIS, mas com uma troca de Regge em lugar de uma troca de um fóton, como no primeiro diagrama da Fig. (3.7).

A região do espaço de fase onde $s \gg M^2 \gg t$ é conhecido como a região de triplo-Pomeron. Neste limite, a seção de choque inclusiva é dada na teoria de Regge por [105],

$$\frac{d^2\sigma_{AB \rightarrow CX}}{dM^2 dt} \simeq \frac{1}{4} \sum_{i,j} \beta_{AC}^i(t) \beta_{AC}^j(t) \left(\frac{1}{M^2} \right)^2 \left(\frac{s}{M^2} \right)^{\alpha_i(t) + \alpha_j(t) - 2} \sigma_{iB \rightarrow jB}^{tot}(M^2, t), \quad (3.25)$$

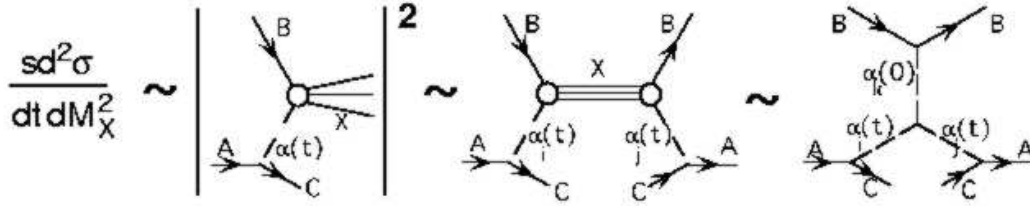


Fig. 3.7: Representação diagramática da amplitude de triplo-Pomeron, mostrada no último diagrama, que pode ser usada para calcular a seção de choque inclusiva, $AB \rightarrow CX$, mostrada no primeiro diagrama.

onde os índices referem-se aos da Fig. (3.7) e a soma é sobre todas as trajetórias que contribuem. β_{AC}^i são os acoplamentos Reggeon como na Eq. (3.17) e $\sigma_{iB \rightarrow jB}^{tot}(M^2, t)$ é a seção de choque para a interação Reggeon-hádron, $iB \rightarrow X$, com a massa do estado X sendo M . Esta seção de choque está relacionada, através do teorema óptico de Mueller, à amplitude para o espalhamento frontal $iB \rightarrow jB$, via um estado intermediário de massa M , como mostrado no segundo diagrama da Fig. (3.7). O próprio espalhamento Reggeon-hádron contém uma grande energia de centro de massa (M^2), tal que ela pode também ser tratada como uma expansão de Regge,

$$\sigma_{iB \rightarrow jB}^{tot}(M^2, t) = 8\pi \sum_k g_{ijk}(t) \beta_{BB}^k(0) \left(\frac{M^2}{s_0} \right)^{\alpha_k(0)-1}, \quad (3.26)$$

onde g_{ijk} é o acoplamento de triplo-Reggeon, representado no centro do último diagrama da Fig. (3.7). A seção de choque diferencial total na região de triplo-Regge é então dada, das Eqs. (3.25) e (3.26), por

$$\frac{d^2\sigma}{dM^2 dt} \simeq \frac{2\pi}{s^2} \sum_{ijk} \beta_{AC}^i(t) \beta_{AC}^j(t) \beta_{BB}^k(0) g_{ijk}(t) s^{\alpha_i(t)+\alpha_j(t)} (M^2)^{\alpha_k(0)-\alpha_i(t)-\alpha_j(t)}. \quad (3.27)$$

A Eq. (3.27) estende a aplicabilidade das descrições de Regge dos processos, do caso de dois corpos exclusivo até o processo geral inclusivo, $AB \rightarrow CX$, onde C toma a região de fragmentação completa de A .

3.2 DDIS no formalismo de Regge

Agora resumiremos os conceitos vistos até o momento, enfocando nesta seção o caso particular de DIS difrativo. As tentativas anteriores de descrever o espalhamento difrativo foram baseadas na teoria de Regge, na qual a idéia básica é que seqüências de hádrons de massa m_i e spin j_i estão em trajetórias de Regge $\alpha(t)$, tal que $\alpha(m_i^2) = j_i$. Antes do advento de QCD, as interações fortes eram descritas através da troca de trajetórias de partículas. De fato, o modelo de Regge permite descrever todos os tipos de dados de espalhamento hadrônico suave em altas energias: medidas de seções de choque total, elástica e diferencial

[102], com exceção da seção de choque total para difração simples que discutiremos adiante. Neste modelo, o comportamento em altas energias da amplitude de espalhamento hadrônica em pequenos ângulos tem a seguinte forma:

$$\mathcal{A}(s, t) \sim \sum_R \beta(t) s^{\alpha_R(t)}, \quad (3.28)$$

A variável s é a energia de centro de massa e $-t$ é o quadrado do quadrimomento transferido. Os hádrons observados residem em trajetórias $\alpha_R(t)$, as quais são aproximadamente lineares em t e paralelas em relação às outras. Isto é, hádrons de diferentes spin e massa, mas com os mesmos números quânticos restantes, pertencerão a uma única trajetória $\alpha_R(t)$. As trajetórias dominantes são as trajetórias dos mésons ρ , a_2 , ω e f , as quais são aproximadamente degeneradas com,

$$\alpha_R(t) \simeq 0.5 + 0.9t. \quad (3.29)$$

Por exemplo, apenas a trajetória ρ tem os números quânticos apropriados a serem trocados no processo $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$. A dependência em energia ou s da seção de choque diferencial $d\sigma/dt$ determina, portanto, $\alpha_\rho(t)$ para $t < 0$. Para pequeno t , a trajetória $\alpha_\rho(t)$ é linear em t e, quando extrapolada a valores positivos de t , passa através dos estados $\rho(1^-)$, $\rho(3^-)$, \dots , ou seja $\alpha_\rho(m_\rho^2) = 1, 3, \dots$ nos valores de massa apropriados.

Entretanto, uma constatação experimental é que as seções de choque totais crescem lentamente com s em altas energias, requerendo assim uma trajetória com coeficiente linear maior. Isto pode ser observado melhor através do teorema óptico, que expressa a seção de choque total (por exemplo, $AB \rightarrow X$) em termos da parte imaginária da amplitude de espalhamento elástica frontal ($AB \rightarrow AB$),

$$\sigma(AB \rightarrow X) = \frac{1}{s} \text{Im} \mathcal{A}(s, 0) = \sum \beta_R s^{\alpha_R(0)-1}. \quad (3.30)$$

Para considerar a dependência em energia assintótica medida, uma trajetória do Pomeron (ou uma troca dos números quânticos do vácuo) foi proposta, tendo um coeficiente linear $\alpha_{\mathcal{P}}(0) \sim 0.08$. Enfatizamos que inicialmente as seções de choque totais foram consideradas no regime assintótico como sendo constantes e um Pomeron com $\alpha_{\mathcal{P}}(0) = 1$ foi introduzido. De fato, os dados para seções de choque total, elástica e diferencial são bem descritos (para pequeno $|t|$), tomando-se uma forma de pólo universal para o Pomeron,

$$\alpha_{\mathcal{P}}(t) \simeq 1.08 + 0.25t, \quad (3.31)$$

em conjunto com as outras trajetórias subdominantes, descritas na Eq. (3.29). O Pomeron deve ser considerado como uma trajetória efetiva, uma vez que o comportamento de lei de potência $s^{0.08}$ das seções de choque totais violariam em última análise o limite de Froissart, $\sigma_{tot} < C \ln^2(s)$ [48, 38]. A conexão entre esta descrição de Regge dos processos suaves e a teoria fundamental dada pela QCD não é conhecida ainda em detalhes. Muito provavelmente, a troca de Pomeron origina-se principalmente da troca de estados ligados de dois glúons, enquanto as trajetórias mesônicas (ρ , a_2 , ω , f) correspondem à troca de estados ligados $q\bar{q}$. O Pomeron reggeônico discutido acima é em geral denominado Pomeron suave.

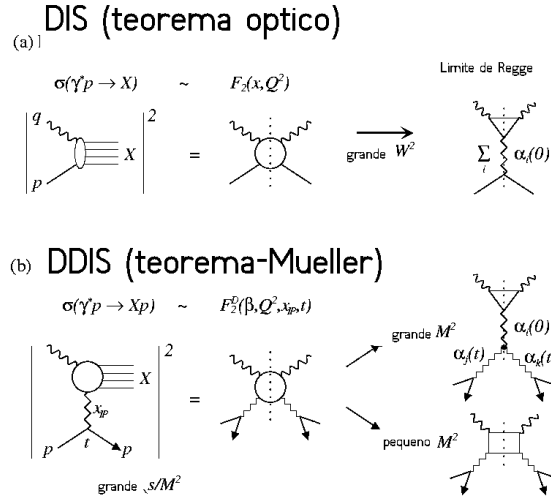


Fig. 3.8: As seções de choque DIS e DDIS expressas simbolicamente como funções de estrutura através do teorema óptico e sua generalização. Os limites de Regge são mostrados nos diagramas à direita (onde o fóton acopla-se por meio de uma configuração de quark). Uma soma sobre trocas de Regge permitidas aparece no diagrama (b).

Para aplicarmos esta abordagem aos DIS inclusivo e, mais especificamente à sua componente difrativa, fazemos uso novamente do teorema óptico, em conjunto com sua generalização por Mueller [108], simbolicamente mostrados na Fig. (3.8). O teorema óptico expressa as seções de choque totais em termos das partes imaginárias das amplitudes de espalhamento elásticas frontais de 2-corpos (ou 3-corpos), ou para ser mais preciso, às descontinuidades das amplitudes através dos cortes ao longo dos eixos W^2 (ou M^2), os quais são indicados pelas linhas pontilhadas na Fig. (3.8a) (ou (3.8b)). Os últimos diagramas mostram os vários limites de Regge para as funções de estrutura, onde o acoplamento ao fóton é dada por meio da linha de quark. No DIS, isto fornece para a região de pequeno x ,

$$F_2 \sim \sum_i \beta_i (W^2)^{\alpha_i(0)-1} \sim \sum_i \beta_i x^{1-\alpha_i(0)}, \quad (3.32)$$

No modelo de pártons, as contribuições de quarks de valência e mar a F_2 estão associadas com a troca de mésons e ao Pomeron, respectivamente. Para pequeno x ,

$$xq_V \sim x^{1-\alpha_R(0)} \sim x^{0.5}, \quad (3.33)$$

$$xq_S \sim x^{1-\alpha_P(0)} \sim x^{-0.08}, \quad (3.34)$$

Para DDIS, $\gamma^* p \rightarrow Xp$, aplicamos a generalização de Mueller para o teorema óptico [108]. Para este caso difrativo, i.e. quando s/M^2 é grande, o teorema é mostrado graficamente

pelos dois primeiros diagramas da Fig. (3.8b). A seção de choque é dada pela descontinuidade através do corte em M^2 da amplitude elástica (de três corpos) $\gamma^* p \bar{p}$, onde uma soma sobre os reggeons trocados é aplicada. A predição de Regge depende se M^2 é grande ou pequeno. Para pequeno M^2 , o diagrama de caixa de quarks (quark box) fornece a principal contribuição ao espalhamento fóton-Pomeron.

Para $W^2 \gg M^2$ e $Q^2 \gg t$, DDIS é descrito pelos diagramas de triplo Regge (Fig. (3.8b)). Há duas contribuições: os diagramas de triplo-Pomeron $\mathbb{P} \mathbb{P} \mathbb{P}$ e o diagrama Pomeron-Pomeron-reggeon $\mathbb{P} \mathbb{P} \mathbb{R}$ (Fig. (3.8b)). A seção de choque DDIS então pode ser escrita como [108],

$$W^2 \frac{d\sigma_{\gamma^* p}^D}{dM^2 dt} = A_{\mathbb{P}}(t)(W^2)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}(M^2 + Q^2)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} + A_{\mathbb{R}}(t)(W^2)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}(M^2 + Q^2)^{\alpha_{\mathbb{R}}(0)-2\alpha_{\mathbb{P}}(t)}, \quad (3.35)$$

onde as funções $A_{\mathbb{P}, \mathbb{R}}$ incorporam todos os acoplamentos.

No caso particular de grande M^2 , o triplo-Pomeron domina e a seção de choque torna-se,

$$W^2 \frac{d\sigma_{\gamma^* p}^D}{dM^2 dt} = \frac{1}{16\pi^2} |g_{\mathbb{P}}(t)|^2 \left(\frac{W^2}{M^2 + Q^2} \right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1} g_{3\mathbb{P}}(t) g_{\mathbb{P}}(0) (M^2 + Q^2)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1}, \quad (3.36)$$

onde assume-se, por simplicidade, que o Pomeron acopla-se da mesma maneira ao próton e ao fóton virtual; $g_{3\mathbb{P}}$ é o acoplamento de triplo-Pomeron. O espectro de massa da contribuição de triplo-Pomeron é dado por

$$\frac{d\sigma_{\gamma^* p}^D}{dM^2 dt} \sim \frac{1}{(Q^2 + M^2)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)}} \sim \frac{1}{(M^2)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)}}. \quad (3.37)$$

Como t é limitado e o acoplamento de triplo-Pomeron não depende fortemente de t , a aproximação $g_{3\mathbb{P}} \simeq g_{3\mathbb{P}}(0)$ é válida e, introduzindo a variável $x_{\mathbb{P}} = (M^2 + Q^2)/(W^2 + Q^2) \simeq M^2/W^2$ (lembrando que estamos considerando a região de grande M), a Eq. (3.36) pode ser reescrita como,

$$\frac{d\sigma_{\gamma^* p}^D}{dx_{\mathbb{P}} dt} = f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t) \sigma_{\gamma^* \mathbb{P}}(M^2), \quad (3.38)$$

onde denomina-se fator de fluxo do Pomeron a função definida como,

$$f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{1}{16\pi^2} |g_{\mathbb{P}}(t)|^2 x_{\mathbb{P}}^{1-2\alpha_{\mathbb{P}}(t)}, \quad (3.39)$$

e a seção de choque total do espalhamento $\gamma^* \mathbb{P}$ é dada por,

$$\sigma_{\gamma^* \mathbb{P}}(M^2) = g_{3\mathbb{P}}(0) g_{\mathbb{P}}(0) (M^2)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1}. \quad (3.40)$$

Uma vez que o Pomeron não é uma partícula real, a separação do fluxo e a seção de choque fóton-Pomeron é arbitrária, e a normalização do fluxo de Pomeron é então ambígua.

Assumindo uma trajetória do Pomeron linear, $\alpha_P = \alpha_P(0) + \alpha'_P t$, e comportamento exponencial típico para a dependência em t do acoplamento Pomeron, $g_P(t) = g_P(0) e^{b_0 t/2}$, podemos escrever o fluxo de Pomerons no próton como,

$$f_P(x_P, t) = \frac{1}{16\pi^2} |g_P(0)|^2 x_P^{1-2\alpha_P(0)} \exp \left[\left(b_0 + 2\alpha'_P \ln \frac{1}{x_P} \right) t \right]. \quad (3.41)$$

O coeficiente angular da distribuição em t na Eq. (3.41) e na Eq. (3.38) aumenta com $\ln(1/x_P)$, i.e. com $\ln W^2$.

Usando a variável $\beta = Q^2/(M^2 + Q^2) \simeq Q^2/M^2$ (para grande M^2), a Eq. (3.38) torna-se,

$$\frac{d\sigma_{\gamma^*p}^D}{dx_P dt} = f_P(x_P, t) \sigma_{\gamma^*P}(\beta, Q^2), \quad (3.42)$$

onde a seção de choque γ^*P assume a forma,

$$\sigma_{\gamma^*P}(\beta, Q^2) = A_P(Q^2) \beta^{1-\alpha_P(0)}, \quad (3.43)$$

válida em pequeno β . Notamos que a dependência em Q^2 , que foi incluída em $A_P(Q^2)$, é em última análise irrelevante no contexto da teoria de Regge. Nesta teoria, a virtualidade do fóton é um parâmetro fixo (uma massa) e não se pode prever como a seção de choque depende em Q^2 . O que a teoria de Regge prediz é o comportamento em β de σ_{γ^*P} para Q^2 fixo.

Uma característica interessante da Eq. (3.42) é a fatorização entre a dependência em x_P daquela em β , denominada fatorização de Regge. Esta é uma predição importante da teoria de Regge. O comportamento em x_P , i.e. em W^2 , é completamente determinado pelo fator de fluxo. Usando $\alpha_P(0) = 1 + \varepsilon$, a seção de choque difrativa comporta-se como,

$$\frac{d\sigma_{\gamma^*p}^D}{dx_P dt} \Big|_{t=0} \sim \frac{1}{x_P^{1+2\varepsilon}}. \quad (3.44)$$

Em termos da função de estrutura difrativa $F_2^{D(3)}$ [104],

$$F_2^{D(3)} = f_P(x_P, t) F_2^P(\beta, Q^2), \quad (3.45)$$

onde a correspondente função de estrutura do Pomeron pode ser definida como [104],

$$F_2^P(\beta, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi\alpha_{em}} \sigma_{\gamma^*P}(\beta, Q^2). \quad (3.46)$$

A predição da teoria de Regge para a dependência em β para F_2^P é que em pequeno β , onde a contribuição de triplo-Pomeron é dominante, esta deveria se comportar como

$$F_2^P(\beta, Q^2) \sim \beta^{1-\alpha_P(0)}, \quad (3.47)$$

Sendo a massa invariante do sistema X não excessivamente grande, i.e. β não é muito pequeno, então neste caso o diagrama $IP\bar{P}R$ representado na Fig. (3.8b) pode tornar-se importante. De acordo com Eq. (3.35), este produz um espectro de massa (com $\alpha_R = 1/2$),

$$\frac{d\sigma_{\gamma^*p}^D}{dx_P dt} \Big|_{t=0} \sim \left(\frac{1}{M^2 + Q^2} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (3.48)$$

A fórmula de fatorização, Eq. (3.42), ainda é válida, mas sendo que neste caso a seção de choque γ^*P tem duas contribuições,

$$\sigma_{\gamma^*P}(\beta, Q^2) = A_P(Q^2) \beta^{1-\alpha_P(0)} + A_R(Q^2) \beta^{1-\alpha_R(0)}. \quad (3.49)$$

Voltando à função de estrutura difrativa $F_2^{D(3)}$, a Eq. (3.45) é integrada sobre t , e na forma fatorizada é dada por

$$F_2^{D(3)}(x_P, \beta, Q^2) = \tilde{f}_P(x_P) F_2^P(\beta, Q^2), \quad (3.50)$$

onde \tilde{f}_P é o fluxo de Pomeron integrado sobre t ,

$$\tilde{f}_P(x_P) = \int_0^\infty d|t| f_P(x_P, t). \quad (3.51)$$

Usando Eq. (3.41), o fluxo pode ser escrito como [104],

$$\tilde{f}_P(x_P) \sim \frac{1}{b_0 + 2\alpha'_P \ln \frac{1}{x_P}} x_P^{1-2\alpha_P(0)}. \quad (3.52)$$

Em medidas práticas, a integração em t na Eq. (3.51) tem um intervalo limitado devido às condições experimentais.

Em geral, introduz-se uma estrutura partônica para F_2^D , apesar das possíveis inconsistências conceituais. Em ordem dominante, a função de estrutura do Pomeron é escrita como uma superposição de distribuições de quarks e antiquarks no Pomeron,

$$F_2^P(\beta, Q^2) = \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \beta q^P(\beta, Q^2). \quad (3.53)$$

A variável β é interpretada como a fração de momento do Pomeron portada por seus constituintes partônicos e $q^P(\beta, Q^2)$ é a probabilidade de encontrar dentro do Pomeron um quark q com fração de momento β . Devemos enfatizar que esta interpretação só tem sentido apenas se pudermos especificar sem ambiguidade a probabilidade de encontrar um Pomeron no próton (fluxo do Pomeron) e assumirmos que o Pomeron seja uma partícula real. Como parece que este não é o caso, a representação acima pode apenas ser tomada como uma abordagem puramente fenomenológica.

Quando β aumenta, o termo $IP\mathbb{R}$ torna-se importante e a função de estrutura do Pomeron adquire uma contribuição $\sim \beta^{1/2}$. Quando a energia do sistema γ^*p , W^2 , não assume valores muito altos implicando em x_P não tão pequeno, pode haver correções não-difrativas importantes às seções de choque $\gamma^*p \rightarrow Xp$ surgindo dos diagramas $\mathbb{R}\mathbb{R}IP$ e $\mathbb{R}\mathbb{R}\mathbb{R}$. A contribuição não-difrativa (ND) é escrita como [104],

$$\begin{aligned} W^2 \frac{d\sigma_{\gamma^*p}^{ND}}{dM^2 dt} &= A_{R\mathbb{R}IP}(t) (W^2)^{2\alpha_R(t)-1} (M^2 + Q^2)^{\alpha_P(0)-2\alpha_R(t)} \\ &+ A_{R\mathbb{R}\mathbb{R}}(t) (W^2)^{2\alpha_R(t)-1} (M_X^2 + Q^2)^{\alpha_R(0)-2\alpha_R(t)}, \end{aligned} \quad (3.54)$$

e em termos da variável x_P (cujo nome não é mais apropriado agora, uma vez que o que é trocado neste caso é um reggeon subdominante, e não um Pomeron),

$$\frac{d\sigma_{\gamma^*p}^{ND}}{dM^2 dt} = \frac{1}{16\pi^2} |g_R(t)|^2 x_P^{1-2\alpha_R(t)} \left[\mathcal{A}_{R\mathbb{R}IP}(Q^2) \beta^{1-\alpha_P(0)} + \mathcal{A}_{R\mathbb{R}\mathbb{R}}(Q^2) \beta^{1-\alpha_R(0)} \right]. \quad (3.55)$$

Usando por simplicidade $\alpha_{\mathbb{R}}(0) = 1/2$, podemos ver que a dependência em energia dos termos não-difrativos é dada por

$$\frac{d\sigma_{\gamma^*p}^{ND}}{dM^2 dt} \Big|_{t=0} \sim x_{\mathbb{P}}^0, \quad W^2 \frac{d\sigma^{ND}}{dM^2 dt} \Big|_{t=0} \sim (W^2)^0, \quad (3.56)$$

e portanto estes termos tornam-se relativamente importantes quando $x_{\mathbb{P}}$ assume valores muito maiores que zero.

3.2.1 Modelos de Regge aplicados a DDIS

O fator de fluxo $f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t)$ tem sido parametrizado em vários modelos fatorizáveis. Dentre esses modelos, a normalização, múltiplos espalhamentos à troca de Pomeron e as funções de estrutura são alguns aspectos relevantes para a descrição deste fator.

Donnachie e Landshoff [109], usando teoria de Regge e um fator de forma elástico para o próton, propuseram que

$$f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) = \left(\frac{31.5}{4\pi^2}\right) \left(\frac{4m_p^2 - 2.8t}{4m_p^2 - t}\right) \left(\frac{1}{x_{\mathbb{P}}}\right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}, \quad (3.57)$$

onde a trajetória Pomeron é

$$\alpha_{\mathbb{P}}(t) = \alpha_{\mathbb{P}}(0) + \alpha'_{\mathbb{P}} t = 1 + \epsilon + 0.25t. \quad (3.58)$$

O parâmetro $\epsilon = 0.085$ fornece o coeficiente linear do Pomeron determinado dos ajustes aos dados em $p\bar{p}$ descrito no Cap. (1). Ingelman e Schlein [16] obtiveram o fator de fluxo usando ajustes aos dados de CERN SPS $p\bar{p}$ em $\sqrt{s} = 540$ GeV para determinar a dependência em t e $x_{\mathbb{P}}$, e a teoria de Regge apenas para a normalização aos dados. A parametrização tem a seguinte forma,

$$f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) = 3.4 \left(e^{5.6t} + 0.04e^{2t}\right) \frac{1}{x_{\mathbb{P}}}. \quad (3.59)$$

Outras parametrizações são disponíveis, como a de Streng [110], introduzindo a forma,

$$f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{100}{16\pi} e^{-R_N^2|t|} \left(\frac{1}{x_{\mathbb{P}}}\right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}, \quad (3.60)$$

onde $R_N^2 = 4.7 \text{ GeV}^{-2}$. Pode-se observar que todos estes modelos predizem uma dependência aproximada de $\left(\frac{1}{x_{\mathbb{P}}}\right)$ do fluxo, diferindo apenas na normalização total e na dependência em t .

Goulianos [111], apontou que os fatores de fluxo apresentados acima não são apropriados para descrever os dados de difração simples em reações $p\bar{p}$ em altas energias das colaborações UA4, no CERN, e E710/CDF, no Tevatron [111]. A fenomenologia correspondente usando o procedimento de modificação do fluxo para processos difrativos no Tevatron e em HERA foram sistematizados em [112, 113, 114]. Interpretando o fator de fluxo como uma densidade

de probabilidade de Pomerons no hádron, o mesmo deve ser normalizado de tal forma que nunca exceda a unidade. O fluxo unitarizado para DDIS é dado por:

$$f_{unit}(x_{\mathbb{P}}, t) = \frac{f^{\text{Regge}}(x_{\mathbb{P}}, t) dx_{\mathbb{P}} dt}{N(x_{\mathbb{P}}^{min})}, \quad (3.61)$$

onde

$$N(x_{\mathbb{P}}^{min}) = 3.8 \left(\frac{\beta}{Q^2} \right)^{0.23}. \quad (3.62)$$

A grande discrepância entre os modelos de Regge e os dados do Tevatron para a seção de choque total de dissociação simples pode ser entendida devido a grandes correções de múltiplos espalhamentos à troca de Pomeron, não levadas em consideração nos modelos de Regge. Estas são pequenas para σ_{tot} e σ_{el} , mas são grandemente amplificadas em σ_{tot}^D . Tais efeitos foram estudados na Ref. [115], usando o modelo eikonal, onde as correções são normalizadas aos dados de alta energia do Tevatron, mas ainda subestimando os dados de ISR. A discordância com os dados é devido à normalização dos efeitos a partir dos dados de mais alta energia e da desconsideração da contribuição reggeônica.

Em relação à função de estrutura, a representação partônica mais simples do Pomeron é aquela em que sua estrutura de valência consiste de uma combinação singlete de cor como um par quark-antiquark, ou um par de glúons [57, 58]; os mecanismos de produção de pares QCD subseqüentemente produzem uma mistura de quarks e glúons em baixo β . O grande momento transferido, Q^2 , fornece uma escala dura para a interação Pomeron-fóton. Assim uma interpretação em QCD perturbativa da função $F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$, a função de estrutura do Pomeron, pode ser aplicável. Em analogia com o próton, pode-se escrever a função de estrutura do Pomeron em termos de funções de densidade de pártons, $f_i(\beta, Q^2)$, como

$$F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) = \beta \sum_i e_i^2 f_i(\beta, Q^2). \quad (3.63)$$

A analogia pode ser extrapolada e usada para determinar se o Pomeron considerado com constituintes partônicos obedece à regra de soma de momento:

$$\sum_i \int_0^1 \beta f_i(\beta) d\beta = 1, \quad (3.64)$$

onde β é a fração de momento do Pomeron portada pelos pártons constituintes. Donnachie-Landshof [116] argumentam que, uma vez que o Pomeron não é uma partícula na camada de massa, derivações de uma regra de soma de momento para sua função de estrutura não são pertinentes.

Não há consenso teórico se a estrutura do Pomeron é dominada por quarks ou glúons. Se o Pomeron consiste apenas de dois glúons [57, 58], então uma distribuição de momento do glúon ($x_g = \beta$) que satisfaz a regra de soma de momento, é

$$\beta g(\beta) = 6\beta(1 - \beta). \quad (3.65)$$

Esta representa uma distribuição de glúons dura; Streng [110] sugeriu que glúons resultantes da evolução suavizariam a distribuição, com uma possível forma similar aos glúons de mar no próton:

$$\beta g(\beta) = \beta^{-\lambda}(1 - \beta)^5. \quad (3.66)$$

A distribuição correta de glúons poderá ser uma combinação das duas, pois esta hipótese é mais consistente com a dinâmica de evolução QCD.

Donnachie e Landshoff propuseram uma estrutura dominada por quarks com a função densidade [116]

$$x_q q(x_q) = \frac{1}{3} C_i \pi x_q (1 - x_q), \quad (3.67)$$

onde $C_i \approx 0.2$ para os quarks u e d , e $C_i \approx 0.1$ para os quarks s . Este resultado foi obtido calculando o processo $\gamma^* \mathbb{P} \rightarrow q\bar{q}$ e encontrou-se que o conteúdo partônico do Pomeron é similar aos hádrons. Somando sobre os sabores u , d e s , obtém-se uma soma de momento total ≈ 0.2 , em concordância com a hipótese de violação da regra de soma de momento.

Genovese, Nikolaev e Zakharov propuseram um modelo [62] em que o fóton apresenta flutuações em um estado hadrônico de par quark-antiquark, o qual então interage com o próton por meio da troca de glúons não perturbativos. Os glúons podem acoplar-se a diferentes quarks e a interação é suave. Neste modelo, a fatorização é quebrada e a distribuição de quarks de valência e de mar no Pomeron têm diferentes dependências em $x_{\mathbb{P}}$.

Em valores grandes de β , há contribuição ao DIS difrativo devido aos processos diretos, onde o fóton interage com o Pomeron como um todo e produz estados finais consistindo de mésons vetoriais leves. A dependência em $x_{\mathbb{P}}$ de tais interações pode ser tratada usando teoria de Regge pura, uma vez que a estrutura do Pomeron não é investigada. A dependência em Q^2 não é predita, e deve ser obtida de medidas anteriores. As predições de Regge são feitas, parametrizando a hipótese de troca de mésons, i.e. o Modelo de Dominância Vetorial (VDM).

O diagrama de escada gluônico pode ser considerado como um modelo perturbativo de troca de Pomeron. A predição do formalismo de evolução BFKL da dependência da função de estrutura $F_2(x, Q^2) \propto x^{-\lambda}$ pode ser associado à teoria de Regge, onde o expoente λ está relacionado ao coeficiente linear do Pomeron por

$$\lambda = \alpha_{\mathbb{P}}(0) - 1, \quad (3.68)$$

fornecendo um coeficiente linear

$$\alpha_{\mathbb{P}}(0) \sim 1.4. \quad (3.69)$$

Este é conhecido como o Pomeron duro ou Pomeron BFKL, tendo um coeficiente linear muito maior que o Pomeron suave de Donnachie e Landshoff ($\alpha_{\mathbb{P}} = 1.085$). Convém salientar que no Pomeron BFKL, o coeficiente angular da trajetória é $\alpha' \simeq 0$.

3.3 Função de estrutura do Pomeron - parametrização experimental

Neste trabalho, utilizamos a função de estrutura do Pomeron proposta pela parametrização experimental [117]. Os autores determinam as funções de distribuição partônicas e suas incertezas a partir de uma análise em próxima ordem dominante (next-to-leading order) da equação DGLAP, com a seção de choque dependendo de Q^2 e β . Nos seus resultados, a distribuição de glúons carrega uma fração integrada de 70% do momento trocado no intervalo de Q^2 estudado. Para determinar as funções de estrutura difrativa (DPDFs), ajustes da seção de choque foram considerados para a região de $\beta \leq 0.8$. Outros cortes experimentais são $M_X > 2$ GeV e a região $Q^2 < 8.5$ GeV² é excluída, pois enquanto a distribuição de quarks é estável em qualquer intervalo de Q^2 (com algumas incertezas), a distribuição de glúons para $z \leq 0.5$ aumenta sistematicamente com a variação de Q^2 no intervalo de 3.5 GeV² e 8.5 GeV², mudando cerca de 40% no seu total. Acima de 8.5 GeV² não existe evidência de variação na densidade de glúons, e portanto, esta região foi descartada.

Parâmetro[GeV]	Valor
$\alpha'_{\mathcal{P}}$	0.06(+0.19 - 0.08) GeV ⁻²
$B_{\mathcal{P}}$	5.5(+2.0 - 0.7) GeV ⁻²
$\alpha_{\mathcal{R}}(0)$	0.50 ± 0.10
$\alpha'_{\mathcal{R}}$	0.3(+0.8 - 0.3) GeV ⁻²
$B_{\mathcal{R}}$	1.6(-1.8 + 0.4) GeV ⁻²
m_c	1.4 ± 0.2 GeV-
m_b	4.5 ± 0.5 GeV
$\alpha_s^{(5)}(M_Z^2)$	0.118 ± 0.002

Tab. 3.1: Valores dos parâmetros fixos e incertezas, usados pelos ajustes de QCD [117].

As DPDFs são modeladas em termos de uma distribuição singlete de quarks leves $\Sigma(z)$, consistindo de quarks e anti-quarks u , d , e s com $u = d = s = \bar{u} = \bar{d} = \bar{s}$, e a distribuição de glúons $g(z)$, onde z é a fração de momento longitudinal do pártion entrando no subprocesso duro com relação à troca difrativa, com $z = \beta$ para processos de baixas ordens em modelos quark-pártion e $0 < \beta < z$ para processos de altas ordens. As distribuições singletos de quarks e glúons são parametrizadas para Q_0^2 usando uma aproximação similar aplicada as densidades partônicas do hádron [118, 119], com a forma geral

$$z f_i(z, Q_0^2) = A_i z^{B_i} (1 - z)^{C_i} \quad (3.70)$$

onde $i = q, g$.

As DPDFs definidas em Eq. (3.70) são multiplicadas por um termo $e^{-\frac{0.01}{1-z}}$ para garantir que estas se anulam para $z = 1$, o qual é exigido para encontrar a solução das equações de

evolução. Os parâmetros C_q e C_g podem ser negativos ou positivos, o que só irá alternar o termo do argumento na exponencial (Eq. 3.71), não influenciando na qualidade do ajuste ou nas DPDFs extraídas no intervalo medido.

A dependência em x_P é parametrizada usando um fator de fluxo motivado pela teoria de Regge,

$$f_{P/p}(x_P, t) = A_P \frac{e^{B_P t}}{x_P^{2\alpha_P(t)-1}}, \quad (3.71)$$

onde a trajetória do Pomeron é assumida como sendo linear, $\alpha_P(t) = \alpha_P(0) + \alpha'_P t$, e os parâmetros B_P e α'_P e suas incertezas são obtidas dos ajustes para os dados de H1 FPS ¹.

Seguindo a convenção de [120], o valor do parâmetro de normalização A_P é escolhido para que $x_P \int_{t_{cut}}^{t_{min}} f_{P/p} dt = 1$ e $x_P = 0.003$, onde $|t_{min}| \approx m_p^2 x_p^2 / (1 - x_P)$ é o valor mínimo de $|t|$ acessível cinematicamente, m_p é a massa do próton e $|t_{cut}| = 1.0 \text{ GeV}^2$ é o limite da medida. Para obter uma boa descrição dos dados, o fator sub-dominante IR é incluído, o qual é a trajetória mais baixa do intercepto do Pomeron e contribui significativamente somente para pequeno β e grande x_P . Como em [120], esta contribuição é considerada para fatorizar da mesma forma que o termo do Pomeron, e então

$$f_i^D(x, Q^2, x_P, t) = f_{P/p}(x_P, t) f_i(\beta, Q^2) + n_{IR} \cdot f_{IR/p}(x_P, t) f_i^{IR}(\beta, Q^2). \quad (3.72)$$

O fator de fluxo $f_{IR/p}$ é dado por (3.71), normalizado por meio do parâmetro A_{IR} da mesma forma do Pomeron e com os parâmetros $\alpha_{IR}(0)$, $\alpha'_{IR}(0)$ e B_{IR} fixos, obtidos a partir de medidas de H1. As densidades partônicas f_i^{IR} da troca sub-dominantes são consideradas de uma parametrização derivada dos ajustes da função de estrutura do pión [121].

Os parâmetros livres do ajuste são A , B e C , os quais determinam a distribuição singlete de quarks e glúons (Eq.3.70), junto com $\alpha_P(0)$, o qual controla a dependência de x_P e n_{IR} , que controla a normalização da contribuição de troca sub-dominante. Esta função de estrutura é a que foi utilizada para os resultados que serão mostrados no Capítulo 4.

3.4 Processos de dissociação hadrônica difrativa - Modelo de Ingelman-Schlein

Uma vez que se pretende estudar as interações difrativas duras, uma apresentação em detalhes da teoria de pólos de Regge aplicada às interações suaves (aquelas nas quais não há indícios de atividade partônica), está além do objetivo dessa dissertação. Isto é feito com muita propriedade em [7, 51, 101]. Entretanto, o modelo de Ingelman-Schlein, que é a base fenomenológica de todo o desenvolvimento deste estudo, trata da difração dura como uma reação mediada pela troca de um Pomeron, que deriva da teoria de Regge. Apresentamos, então, uma breve introdução a essa fenomenologia, realçando o papel do Pomeron como agente mediador das interações difrativas.

As tentativas anteriores de descrever o espalhamento difrativo baseavam-se em fenomenologia de Regge, onde o Pomeron é considerado o pólo de Regge dominante com uma

¹ H1 Collaboration, Diffractive deep inelastic scattering with a leading proton at HERA. DESY 06-048, submitted to Eur.Phys.J.C

trajetória independente do processo bem definido e única [105]. A trajetória do Pomeron, além das trajetórias secundárias, permite ajustar todo tipo de dados hadrônicos [107] (seções de choque total e elástica). Estas trajetórias universais $\alpha_R(t)$ formam a estrutura básica da fenomenologia de Regge. De acordo com as análises prévias, sugere-se que a difração pode ser descrita em termos de diagramas de triplo Regge, sem a mudança das trajetórias ou acoplamento de hádrons. Os únicos parâmetros livres foram os acoplamentos dos reggeons entre eles mesmos. Entretanto, os resultados mais recentes do Tevatron [122, 123] indicam que esta representação simples não se mantém em energias muito altas. A extrapolação da seção de choque medida no acelerador CERN Sp \bar{p} S ao intervalo de energia do Tevatron superestima os dados.

Até o início dos anos 80, a difração hadrônica era conhecida apenas em regime suave (baixas energias). Então, a pergunta intrigante que se colocou foi: pode haver difração acompanhando também interações duras (altas energias)?

Em 1985, o modelo de Ingelman-Schlein [124] propõe a possibilidade de haver difração em regime duro. Nesse caso, há uma etapa que antecede a interação partônica, na qual um dos hádrons emite um pomeron. E é o pomeron que vai interagir com o outro hádron, via constituintes. Esse é o caso de difração simples. A difração dupla ocorre quando ambos os hádrons emitem pomerons, ocorrendo a reação entre os pártons dos dois pomerons, sendo os hádrons apenas espectadores na reação. Assim, o modelo consiste em se descrever a interação difrativa dura em duas etapas distintas, que são (Fig. 3.9):(1) emissão do pomeron com quadrimomento t pelo hádron difratado. Note-se que esta etapa constitui o vértice “quase-elástico” (macio) onde o hádron apenas perde parte de seu momento inicial; (2) interação entre os pártons provenientes do pomeron e os pártons provenientes do hádron não difratado, caracterizando uma interação dura pomeron-hádron.

Como resultado, a interação entre os pártons levaria, no exemplo da Fig. 3.9, à produção de dijetos. Sob esta ótica, o pomeron comporta-se como uma partícula, interagindo fortemente e por isso mesmo dotada de função de estrutura, hipótese não contemplada nos processos suaves. Dada a hipótese da emissão do pomeron, a variável $\xi = M_X^2/s$, que é a fração de momento que o hádron perde ao difratar-se, é identificada no modelo como a fração de momento carregada pelo pomeron, x_P . Define-se também a variável $\beta = \frac{x}{x_P}$, que é a fração de momento carregada por cada párton interagente do pomeron, análogo ao x de Bjorken do caso não difrativo. Assim a função de estrutura do pomeron é denotada por $f_P(\beta, Q^2)$.

Após o modelo ter sido proposto, a probabilidade de emissão do pomeron no vértice hadrônico foi associada a uma função do tipo $g(x_P, t)$, denominada fator de fluxo. Então, a seção de choque para produção difrativa dura num processo $p\bar{p}$ é dada por

$$\frac{d^2\sigma_{jj}}{dt dM_X^2} = \frac{d^2\sigma_{sd}}{dt dM_X^2} \frac{\sigma_{pP \rightarrow jj}}{\sigma_{pP \rightarrow X}} \quad (3.73)$$

A parte dura, descrita pela QCD está contida em $\sigma_{pP \rightarrow jj}$, enquanto que a parte suave, que é a remanescente na Eq. (3.73), será identificada como o fator de fluxo de pomerons. O modelo, como proposto, deixa alguns pontos cruciais em aberto: o que se deve usar para função de estrutura e o fator de fluxo do Pomeron? Embora as idéias que constituem o modelo fossem bastante simples e ainda faltassem respostas para estas questões, o modelo de Ingelman-Schlein foi extremamente relevante (e na verdade tem sido até os dias de hoje) no

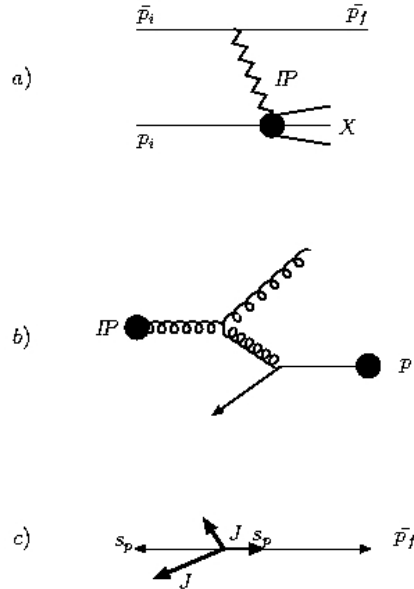


Fig. 3.9: Representação esquemática do modelo de Ingelman-Schlein: (a) troca de um Pomeron levando à produção de um sistema hadrônico X . (b) Espalhamento duro párton-párton no sistema Pomeron-próton. (c) Topologia do processo de espalhamento, vista do sistema de centro de massa. Na figura, p_f representa o próton difratado, J os dijetos observados e S os jatos espectadores.

desenvolvimento da difração dura. Isso porque esse modelo ousou propor a descrição de um fenômeno antes mesmo de haver qualquer evidência experimental de que ele pudesse ocorrer. E tornou-se ainda mais importante três anos mais tarde, quando a colaboração UA8[125] divulgou a descoberta experimental dos primeiros jatos produzidos difrativamente em processos $p\bar{p}$, no *CERN SPS-collider*. Porém, o modelo de Ingelman-Schlein cometia ao mesmo tempo um acerto - confirma-se que difração dura existe - e um erro - a previsão quantitativa está errada. Na verdade, UA8 detectou cerca de sete vezes menos dijetos em eventos difrativos do que havia sido previsto. Vale notar, porém, que em 1985, as informações que se tinha a respeito da função de estrutura e do fator de fluxo eram bastante escassas, de modo que a escolha dos autores foi: (a) para o fator de fluxo, uma parametrização de dados [125]; (b) para a função de estrutura do pomeron, duas hipóteses foram consideradas, sendo em ambas o pomeron constituído apenas por glúons. Em um caso, apenas dois glúons dividindo igual fração de momento, $xG(x) = 6x(1 - x)$ e em outro caso um pomeron composto de muitos glúons, $xG(x) = 6(1 - x)^5$.

3.5 Correções de múltiplos espalhamentos de Pomerons

A investigação de processos difrativos em altas energias fornece importante informação sobre a estrutura dos hádrons e seus mecanismos de interação. Os processos difrativos duros, tais como a produção difrativa de W e de jatos, permite o estudo do balanço da dinâmica de curta e longas distâncias dentro da QCD. A existência de uma escala dura dá a normalização do termo correspondente ao diagrama de Born do processo, ou seja, aquele para o processo de dissociação difrativa simples (troca de apenas um Pomeron). Estes processos são caracterizados pela existência de uma grande lacuna na rapidez, representado pela troca do Pomeron. Em altas energias, há importantes contribuições dos efeitos de unitarização.

No Cálculo de Regge (no canal t), estes efeitos são descritos pelos diagramas da troca de múltiplos-Pomerons. Tais diagramas levam a uma forte violação tanto da fatorização de Regge e de fatorização dura, as quais são válidas apenas para os diagramas de Born. Há algum tempo, estudos teóricos têm revelado que esta fatorização não se mantém necessariamente para os processos de produção difrativa. A supressão da seção de choque de Born para a troca de um único Pomeron devido as contribuições de múltiplos Pomerons depende, em geral, do processo QCD duro particular. Nas energias do Tevatron, $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, a supressão está no intervalo entre 0.05–0.2 [115, 126, 127, 128]. O cálculo deste efeito dá um entendimento quantitativo [126] da supressão observada experimentalmente da seção de choque da produção simples de jatos no Tevatron [129] quando comparados às predições baseadas nos resultados de DESY-HERA[69]. A comparação faz uso das distribuições partônicas do Pomeron determinadas dos dados de HERA. Estas densidades partônicas têm alguma incerteza (especialmente para o conteúdo gluônico do Pomeron). Atualmente, os processos difrativos estão atraindo muita atenção como uma maneira de estender o programa de pesquisa nos colisores de prótons, incluindo novos estudos de física além do modelo padrão. Portanto, o tratamento correto dos efeitos de unitarização (screening) é crucial para a robustez das predições teóricas das seções de choque para estes processos.

3.5.1 A probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez

O estudo da probabilidade de sobrevivência de uma grande lacuna (gap) na rapidez (GGR) é atualmente um objeto de intenso interesse teórico e experimental. Sua importância está no fato de que análises sistemáticas da GGR abrem a possibilidade de extrair nova física dos processos de difração dura [130]. Nas energias do Tevatron, aproximadamente 40 % de σ_{tot} é descrita por processo difrativo. Uma determinação consistente do fator de sobrevivência $\langle |S|^2 \rangle$ permite reduzir a incerteza teórica na taxa de eventos de produção central de bósons (como Higgs, por exemplo) com lacunas de rapidez [131, 132]. Essas lacunas são definidas como regiões do espaço de fase sem partículas produzidas no estado final. Um exemplo de lacuna de rapidez para a produção de W pode ser visto nas Fig. (3.10) e (3.11).

Foi sugerido que a observação dessas lacunas pode servir como uma assinatura para a produção de sistemas singletos de cor via fusão de bósons eletrofracos. $\langle |S|^2 \rangle$ relaciona a taxa do cálculo teórico de uma grande lacuna de rapidez f_{LAC} com as taxas medidas F_{LAC} ,

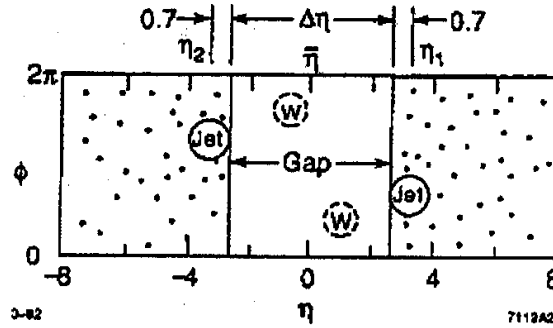


Fig. 3.10: Processo de interação de produção $W - W$ em colisões pp , com a presença da lacuna de rapidez no estado final (difração dupla).

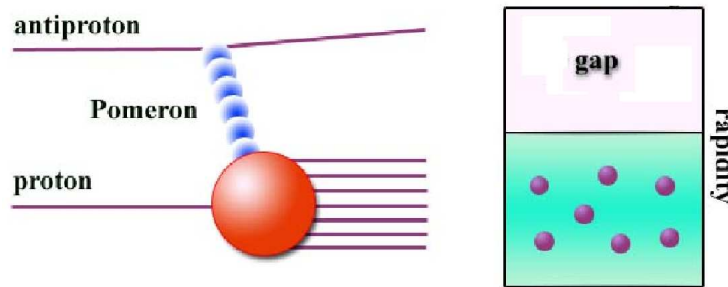


Fig. 3.11: Processo $p\bar{p}$ de difração simples como visto através do modelo Ingelman-Schlein (esquerda), onde um Pomeron é emitido pelo antipróton, interagindo com um dos quarks constituintes do próton, e a lacuna de rapidez vista no experimento (direita) (difração dupla).

$f_{LAC} = \langle |S|^2 \rangle F_{LAC}$, onde

$$\langle |S|^2 \rangle = \langle |S_{rad}(\Delta y = |y_1 - y_2|)^2 \rangle \langle |S_{espec}(s)|^2 \rangle, \quad (3.74)$$

e $\langle |S_{rad}(\Delta y)|^2 \rangle$ pode ser calculado usando QCD perturbativa (associada com a radiação de freamento) e $\langle |S_{espec}(s)|^2 \rangle$ possui natureza não perturbativa (associada com os pártons espectadores).

Os efeitos da troca de múltiplos Pomerons são, em geral, estimados através do chamado fator de probabilidade de sobrevivência de lacunas na rapidez. Este fator é importante porque as lacunas na rapidez podem ser preenchidas por partículas secundárias geradas por processos de reespalhamento. O efeito pode ser descrito em termos de correções de unitariedade ou absorção ². O termo probabilidade de sobrevivência foi introduzido por

² TROSHIN, S. M.; TYURIN, N. E. Energy dependence of gap survival probability and antishadowing Talk apresentado no 16th Intern. Spin Physics Symposium, SPIN 2004, Trieste, Itália

Bjorken [4, 5], que estimou a probabilidade usando,

$$S^2 = \frac{\int |\mathcal{A}(s, b)|^2 \exp[-\Omega(b)] d^2b}{\int |\mathcal{A}(s, b)|^2 d^2b}, \quad (3.75)$$

onde $\mathcal{A}(s, b)$ é a amplitude, no espaço de parâmetro de impacto b , do processo particular de interesse na energia de centro de massa \sqrt{s} . A quantidade Ω é a opacidade, ou densidade óptica, da interação dos hádrons incidentes, $i[1 - \exp(-\Omega/2)]$ é a amplitude de espalhamento elástica usual no espaço de parâmetro de impacto e onde $\Omega/2$ é frequentemente chamada de Eikonal. Mais precisamente, devemos usar o termo fator de supressão de um processo duro em QCD acompanhado por uma lacuna na rapidez, ao contrário de probabilidade de sobrevivência. Ele depende não apenas da probabilidade de sobrevivência do estado inicial, mas é sensível à distribuição espacial de pártons nos hádrons incidentes e, portanto, da dinâmica de toda a parte difrativa da matriz de espalhamento. É importante chamar a atenção que o fator S^2 não é universal, mas depende do subprocesso QCD duro e também das suas configurações cinemáticas. Especificamente, o fator depende da natureza da troca singleto de cor (Pomeron, bóson W/Z ou fóton) que gera a lacuna e das distribuições partônicas dos pártons constituintes do próton no espaço de parâmetro de impacto.

Para estimar o fator S^2 , deve-se fazer uso de modelos hadrônicos que incluam por construção canais difrativos. Em geral, isto deve ser feito com extensões simples do modelo eikonal de um canal. Um modelo de dois canais difrativos é suficiente para descrever as características dominantes dos processos de espalhamento difrativos duros. Um modelo simples e consistente com a descrição experimental é dado pela abordagem de Khoze-Martin-Ryskin [126], onde assume-se que os quarks de mar e glúons ocorrem principalmente em configurações de longa distância no próton incidente, enquanto os quarks de valência ocupam predominantemente configurações de curta distância. A generalização para dois canais difrativos da Eq. (3.75) leva a seguinte expressão,

$$S^2 = \frac{\int |\mathcal{A}_{\text{val}}|^2 \exp[-\Omega_{\text{val}}(s, b)] + |\mathcal{A}_{\text{mar}}|^2 \exp[-\Omega_{\text{mar}}(s, b)] d^2b}{\int (|\mathcal{A}_{\text{val}}|^2 + |\mathcal{A}_{\text{mar}}|^2) d^2b}, \quad (3.76)$$

onde $\mathcal{A}_{\text{val}, \text{mar}}$ são as amplitudes de probabilidade no espaço de parâmetro de impacto dos processos difrativos duros correspondentes aos quarks de valência e de mar (e glúons), respectivamente. As funções Ω_i podem ser parametrizadas como,

$$\Omega_i = K_i \frac{(g_{pp}^P)^2 (s/s_0)^\Delta}{4\pi B(s)} e^{-\frac{b^2}{4B(s)}}, \quad (3.77)$$

com $i = \text{val}, \text{mar}$, e onde a inclinação da amplitude do Pomeron é $B(s) = \frac{1}{2}B_0 + \alpha'(s/s_0)$, com $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$. De maneira consistente com o modelo de dois canais difrativos, onde o parâmetro $\gamma(s, b)$ determina a razão das transições inelásticas pelas elásticas, tem-se que $K_{\text{mar}, \text{val}} = 1 \pm \gamma$ (com $\gamma = 0.4$). Os outros parâmetros são determinados pela descrição global das seções de choque total, diferencial elástica e de difração suave usando o modelo de dois canais difrativos.

Modelos mais sofisticados para o cálculo do fator de probabilidade de sobrevivência de lacunas usam mais canais difrativos. Por exemplo, o modelo de três canais inclui produção

difrativa simples e dupla, bem como reespalhamento elástico [115]. O preço pago pela inclusão de mais um canal é a dificuldade analítica na determinação do fator S^2 , tratável apenas numericamente. Entretanto, a observação mais interessante é que os fatores de supressão são dependentes dos valores das frações de momento x_i , carregadas pelos pártons nos hádrons incidentes, tendo implicações diretas sobre os processos difrativos em geral. Por exemplo, a produção difrativa de W , que é o objeto de nosso estudo, é mediada predominantemente por quarks de valência no próton e, portanto, a probabilidade de sobrevivência para este processo é comparativamente grande, com $S^2 = 0.2-0.3$. A seguir, apresentamos o formalismo empregado para os modelos de GGR utilizados por nós neste trabalho

3.5.2 Modelo de massa dinâmica de glúons - DGM

Luna [133] calcula a probabilidade de sobrevivência das lacunas de rapidez $\langle |S| \rangle^2$ baseado em um modelo eikonal da QCD com uma massa dinâmica de glúons, onde esta escala de massa dinâmica infravermelha representa o conjunto de contribuições não-perturbativas para um espalhamento difrativo hádron-hádron. Basicamente, este modelo assume que as distribuições de bósons W no espaço de parâmetro de impacto no hádron é o mesmo que para os quarks. O modelo satisfaz os vínculos de analiticidade e unitariedade, sendo este último satisfeito na representação eikonal, onde a seção de choque total depende da razão ρ entre a parte real e a parte imaginária para a amplitude de espalhamento de saída, e a seção de choque diferencial sendo dadas por

$$\begin{aligned}\sigma_{tot}(s) &= 4\pi \int_0^\infty bdb [1 - e^{-\chi_I(b,s)} \cos \chi_R(b,s)], \\ \rho(s) &= \frac{Re \int bdb [1 - e^{i\chi(b,s)}]}{Im \int bdb [1 - e^{i\chi(b,s)}]},\end{aligned}\tag{3.78}$$

e

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt}(s,t) = \frac{1}{2\pi} \left| \int bdb [1 - e^{i\chi(b,s)}] J_0(qb) \right|^2,\tag{3.79}$$

respectivamente, onde s é o quadrado da energia de CM, $J_0(x)$ é a função de Bessel do primeiro tipo e $\chi(b,s) = \chi_R(b,s) + i\chi_I(b,s)$ é a função eikonal complexa. No modelo utilizado por [133], a função eikonal é escrita como uma combinação de um termo eikonal par e um ímpar relacionados pela simetria de cruzamento. Em termos dos espalhamentos próton-próton (pp) e próton-antipróton ($p\bar{p}$), esta combinação é lida como $\chi_{pp}^{p\bar{p}}(b,s) = \chi^+(b,s) \pm \chi^-(b,s)$. A eikonal χ^+ é escrita como uma soma de contribuições glúon-glúon, quark-glúon e quark-quark:

$$\begin{aligned}\chi^+(b,s) &= \chi_{qq}(b,s) + \chi_{gq}(b,s) + \chi_{gg}(b,s) \\ &= i[\sigma_{qq}(s)W(b;\mu_{qq}) + \sigma_{qg}(s)W(b;\mu_{qg}) + \sigma_{gg}(s)W(b;\mu_{gg})],\end{aligned}\tag{3.80}$$

onde $W(b;\mu)$ é a função de sobreposição para o espaço de parâmetro de impacto e $\sigma_{ij}(s)$ são as seções de choque dos processos elementares das colisões de quarks e glúons ($i, j = q, g$).

A função sobreposição, sendo normalizada como $\int d^2bW(b; \mu) = 1$, está associada com a transformada de Fourier de um fator de forma de dipolo,

$$W(b; \mu) = \frac{\mu^2}{96\pi}(\mu b)^3 K_3(\mu b), \quad (3.81)$$

onde $K_3(x)$ é a função de Bessel modificada do segundo tipo. A eikonal $\chi^-(b, s)$, que calcula a diferença entre os canais pp e $p\bar{p}$, é parametrizada como

$$\chi^-(b, s) = C^- \Sigma \frac{m_g}{\sqrt{s}} e^{i\pi/4} W(b; \mu^-), \quad (3.82)$$

onde m_g é a massa dinâmica do glúon e os parâmetros C^- e μ^- são considerados constantes. O fator Σ é definido como

$$\Sigma = \frac{9\pi\bar{\alpha}_s^2(0)}{m_g^2}, \quad (3.83)$$

com a constante de acoplamento dinâmica $\bar{\alpha}_s$ sendo congelada no infravermelho [134, 135, 136]. As funções eikonais $\chi_{qq}(b, s)$ e $\chi_{gg}(b, s)$, necessárias para descrever os dados, são simplesmente parametrizadas com termos ditados pela fenomenologia de Regge:

$$\chi_{qq}(b, s) = i \sum A \frac{m_g}{\sqrt{s}} W(b; \mu_{qq}), \quad (3.84)$$

$$\chi_{gg}(b, s) = i \Sigma [A' + B' \ln(\frac{s}{m_g^2})] W(b; \sqrt{\mu_{qq}\mu_{gg}}), \quad (3.85)$$

onde A , A' , B' , μ_{qq} e μ_{gg} são parâmetros ajustados. A contribuição eikonal glúon-glúon, que é dominante em altas energias e determina o comportamento assintótico da seção de choque total, é escrita como $\chi_{gg}(b, s) \equiv \sigma_{gg}^{DPT}(s) W(b; \mu_{gg})$, onde

$$\sigma_{gg}^{DPT}(s) = C' \int_{4m_g^2/s}^1 d\tau F_{gg}(\tau) \hat{\sigma}_{gg}^{DPT}(\hat{s}). \quad (3.86)$$

Aqui $F_{gg}(\tau)$ é a função de estrutura convoluída pelo par gg , $\hat{\sigma}_{gg}^{DPT}(\hat{s})$ é a seção de choque do subprocesso e C' é o parâmetro ajustado. Na expressão acima é introduzido o limiar de energia $\hat{s} \geq 4m_g^2$ para os estados finais de glúons, assumindo que estes estão ilustrando os glúons. A função de estrutura $F_{gg}(\tau)$ é dada por

$$F_{gg}(\tau) = [g \otimes g](\tau) = \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} g(x) g(\frac{\tau}{x}), \quad (3.87)$$

onde $g(x)$ é a função de distribuição de glúons, adotada como

$$g(x) = N_g \frac{(1-x)^5}{x^J}, \quad (3.88)$$

onde $J = 1 + \epsilon$ e $N_g = \frac{1}{240}(6 - \epsilon)(5 - \epsilon)...(1 - \epsilon)$. As propriedades de analiticidade corretas do modelo de amplitudes são asseguradas pela substituição de $s \rightarrow se^{-i\pi/2}$ através das equações (3.84), (3.85) e (3.86). Desta forma, a expressão fenomenológica usual para o fator de sobrevivência $\langle |S|^2 \rangle$ é dada por

$$\langle |S|^2 \rangle = 2\pi \int_0^\infty b db W(b; \mu_{qq}) e^{-2\chi_I(b, s)}. \quad (3.89)$$

3.5.3 Modelo KMR - Khoze, Martin, Ryskin

O modelo KMR [130] calcula a probabilidade de sobrevivência S^2 considerando que a inclinação $2b$ do Pomeron não é fixo [137]. Utilizando três diferentes valores para $2b$ das seções de choque difrativas inclusivas, os autores consideram: (i) $2b = 4 \text{ GeV}^{-2}$, de acordo com a parametrização do vértice Pomeron-próton; (ii) $2b = 5.5 \text{ GeV}^{-2}$, que corresponde á inclinação do fator de forma eletromagnético do próton, e (iii) $2b = B/2$, que é a inclinação elástica para a energia correspondente. Neste caso, os autores constroem um modelo para o Pomeron que tenta enfatizar os efeitos mais importantes do Pomeron, os quais são: (i) unitariedade do canal- s e uma pequena massa M_X de um estado intermediário por meio da aproximação de uma eikonal de dois canais (usando uma efetiva pequena massa de excitação do próton N^*), (ii) alta massa M_X para as dissociações simples e dupla, (iii) singularidade mais próxima do canal- t , que é o enlace (loop) de dois píons.

Em interações fortes suaves de altas energias lida-se com duas diferentes escalas hadrônicas. Uma é dada pela massa do pión e controla a periferia do próton - a então chamada nuvem de píons - referindo-se ao (iii). Devido a natureza pseudo-Goldstone do pión, esta escala (m_π) é pequena. Por alguma razão, a troca de píons não é a parte mais importante da amplitude de interação. Para pequenas distâncias, a interação é controlada por uma escala representativa da massas de outros hádrons de aproximadamente 1 GeV. Anselm e Gribov [137] argumentaram que o Pomeron é construído por componentes de escala grandes e pequenas, que podem ser descritas por um simples polo com trajetória $\alpha_{\mathcal{P}}(t) = \alpha(0) + \alpha' t$. A outra componente, inserções de laços de píons, geradas pela unitariedade do canal- t , pode ser tratada como uma correção. Elas são necessárias para descrever a região de grande b_t . Seguindo Anselm e Gribov [137], encontra-se que as correções do enlace de píons modificam a trajetória do Pomeron, gerando uma forma não linear

$$\alpha_{\mathcal{P}}(t) = \alpha(0) + \alpha'(t) - \frac{\beta_\pi^2 m_\pi^2}{32\pi^3} h\left(\frac{4m_\pi^2}{|t|}\right), \quad (3.90)$$

onde

$$h(\tau) = \frac{4}{\tau} F_\pi^2(t) [2\tau - (1 + \tau)^{3/2} \ln\left(\frac{\sqrt{1 + \tau} + 1}{\sqrt{1 + \tau} - 1}\right) + \ln\frac{m^2}{m_\pi^2}], \quad (3.91)$$

com $\tau = 4m_\pi^2/|t|$ e $m = 1 \text{ GeV}$. O coeficiente β_π^2 especifica a seção de choque total $\pi\pi$, e o fator de forma do vértice pión-Pomeron é dada por $F_\pi(t)$. O coeficiente $\beta_\pi^2 m_\pi^2 / 32\pi^3$ na Eq. (3.90) é pequeno, devido a pequena escala de m_π e a dependência de $h(\tau)$ é íngreme e não linear. Isto gera um importante efeito na inclinação $B(t)$, dado por

$$B(t) = \frac{d(\ln d\sigma_{el}/dt)}{dt} \quad (3.92)$$

A expressão (3.91) é renormalizada [137], sendo que

$$h(\tau) = h_\pi(\tau) - h_\pi(0) \quad (3.93)$$

onde $h_\pi(\tau)$ denota a contribuição completa do loop de píons. O valor de $h_\pi(0)$ é determinado pela região de t que é controlada pela escala m . Isto leva a uma diminuição de cerca de 0.1

\sqrt{s} [GeV]	$\langle S ^2 \rangle_{DGM1}$	$\langle S ^2 \rangle_{DGM2}$	$\langle S ^2 \rangle_{BH}$	$\langle S ^2 \rangle_{GLM1}$	$\langle S ^2 \rangle_{KMR}$
63	45.4±8.4	50.9±9.3	37.5±0.9	-	-
546	34.2±8.1	39.4±8.9	26.8±0.5	-	26.0
630	33.4±8.1	38.6±8.9	26.0±0.5	-	-
1800	27.6±7.8	32.6±8.8	20.8±0.3	32.6	21.0
14000	18.2±7.0	22.8±8.3	12.6±0.06	-	15.0
16000	17.7±6.9	22.6±8.2	-	22.1	-

Tab. 3.2: Probabilidade de sobrevivência $\langle |S|^2 \rangle$ (em %) para colisões pp nos diferentes modelos discutidos no texto.

no intercepto do pólo, $\alpha(0)$, dependendo da inclinação exata do fator de forma do pión. Por isto, os autores consideram diferentes valores para $2b$, afim de tentar encontrar qual o valor mais apropriado.

Mostramos então os valores utilizados de $\langle |S|^2 \rangle$ para estes modelos e também para outros existentes na literatura (tabela 4.1). Os valores são dados para diferentes energias dos aceleradores [128, 130, 133]. Consideramos os modelos de DGM e KMR pelas seguintes razões: o primeiro é o valor mais recente encontrado na literatura para o fator de sobrevivência da lacuna de rapidez, considerando o mesmo formalismo utilizado por Gotsman e colaboradores [131] e estudando processos de difração simples e dupla, enquanto o segundo é o mais utilizado, por considerar espalhamentos de partículas em múltiplos canais de colisões.

3.6 Conclusão

Revisamos a descrição tanto não-perturbativa como perturbativa do processo DIS difrativo (DDIS) no formalismo de Regge. Tratamos a fenomenologia das seções de choque totais e os processos de dissociação hadrônica difrativa (modelo IS). Sintetizamos as características da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez, dando destaque para os modelos utilizados nesse trabalho (DGM e KMR [130, 133]).

No próximo capítulo revisaremos o conceito de difração e as distribuições partônicas difrativas, destacando a produção difrativa do bóson de gauge W . A cinemática para sua hadroprodução, seção de choque, o seu decaimento e os cálculos para tal produção, também serão tratados. Os resultados para a seção de choque de produção inclusiva e difrativa desse bóson são mostrados no final do capítulo, bem como uma predição para o futuro colisor Large Hadron Collider (LHC).

Capítulo 4

Hadroprodução inclusiva e difrativa do bóson W^\pm

Mostramos nesse capítulo os nossos resultados originais para a produção inclusiva e difrativa de bósons massivos W^\pm , considerando o modelo de Ingelman-Schlein, a parametrização experimental H1 para a função de estrutura do Pomeron e distintos modelos para a probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez, probabilidade esta aplicada ao modelo de Ingelman-Schlein. Revisamos a cinemática para a hadroprodução de W 's, bem como a sua seção de choque e o seu decaimento no canal $W \rightarrow e\nu$. Os resultados são comparados com os dados das colaborações CDF e D0, no Fermilab Tevatron. A predição para o futuro colisor LHC também será enfatizada.

4.1 Produção de bósons vetoriais W^\pm

Para a produção de bósons vetoriais, interessa-nos estudar a cinemática do processo de produção do decaimento $p\bar{p} \rightarrow WX \rightarrow e\nu X$, medido no Tevatron-Fermilab. O motivo principal é a possibilidade de comparação direta dos resultados teóricos com as determinações das razões das seções de choque inclusiva e difrativa medidas neste colisor. Também é possível realizar predições para a hadroprodução de Z^0 , porém, nos deteremos apenas ao caso de W^\pm , devido ao fato de existir um número maior de medidas para a seção de choque desse bóson [113, 138]

4.1.1 Produção do Bóson W e seu decaimento

A descoberta dos bósons fracos no colisor $p\bar{p}$ no CERN [8] forneceu uma espetacular confirmação para a teoria de gauge eletrofraca padrão. Estes bósons (W^+ , W^- e Z^0) são detectados a partir de seus decaimentos. No modelo padrão, W e Z decaem através de seus acoplamentos de gauge fundamentais para quarks e léptons. O primeiro decaimento de W detectado foi o modelo leptônico $W \rightarrow e\nu$. A amplitude para o decaimento $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ é

$$\mathcal{M} = -i \frac{g}{\sqrt{2}} \epsilon_\alpha^\lambda(P) \bar{u}(l) \gamma^\alpha \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) v(k), \quad (4.1)$$

onde os momenta são mostrados na Fig. 4.1 e g é a constante de corrente carregada definida como $g = e/\sin\theta_W$. Calculando a média $|\mathcal{M}|^2$ sobre as polarizações de W e somando sobre todos os spins dos férmions, a seguinte aproximação pode ser obtida,

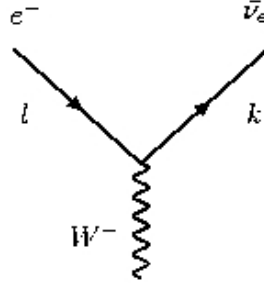


Fig. 4.1: Decaimento leptônico do modo $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$.

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{3} \sum_{spins} |M|^2 &= \frac{g^2}{6} \left(-g^{\alpha\beta} + \frac{P^\alpha P^\beta}{M_W^2} \right) \text{Tr} \left(l \gamma_\alpha k \gamma_\beta \left(\frac{1 - \gamma_5}{2} \right) \right), \\
 &= \frac{g^2}{3} \left(-g^{\alpha\beta} + \frac{P^\alpha P^\beta}{M_W^2} \right) (l_\alpha k_\beta + k_\alpha l_\beta - g_{\alpha\beta} k \cdot l), \\
 &= \frac{g^2}{3} (l \cdot k + 2 \frac{P \cdot l P \cdot k}{M_W^2}) = \frac{1}{3} g^2 M_W^2.
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

Assim, a taxa de decaimento diferencial no referencial de repouso de W é

$$d\Gamma(W \rightarrow e \bar{\nu}_e) = \frac{1}{2M_W} \left(\frac{1}{3} g^2 M_W^2 \right) (2\pi)^{-2} d^2(PS). \tag{4.3}$$

A integral no espaço de fase, $\int d^2(PS) = \frac{1}{2}\pi \int d\Omega / 4\pi = \frac{1}{2}\pi$, leva a obtenção da largura de decaimento parcial $\Gamma(W \rightarrow e \bar{\nu}_e) = \frac{1}{48\pi} g^2 M_W = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{M_W^3}{6\pi} \equiv \Gamma_W^0$, sendo $g^2 = 8M_W^2 G_F / \sqrt{2}$. O valor da largura de decaimento parcial para $M_W = 80.1$ GeV é $\Gamma_W^0 = 0.225$ GeV.

Decaimentos para os léptons μ e τ são similares. Tal como o modelo de pártons, aproxima-se a taxa de decaimento hadrônico total pela taxa de decaimento dos pares quark-antiquark, assumindo que este último fragmente-se em hádrons com a probabilidade 1. Então, na aproximação de que todas as massas dos férmions possam ser desprezadas comparadas com M_W , todos os decaimentos de léptons e quarks estão relacionados por

$$\Gamma(W \rightarrow e \bar{\nu}_e) = \Gamma(W \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu) = \Gamma(W \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau) = \Gamma_W^0, \tag{4.4}$$

$$\Gamma(W \rightarrow q' \bar{q}') = 3 |V_{qq'}|^2 \Gamma_W^0, \tag{4.5}$$

onde V é a matriz de Cabibbo. O fator 3 na taxa de decaimento para os quarks vem da soma das três cores. Somando sobre todas as gerações de quarks N_G ,

$$\sum_{q', q} |V_{qq'}|^2 = \sum_{q'} 1 = N_G = 3,$$

a aproximação para a largura de decaimento total hadrônico nos férmions sem massa é

$$\Gamma(W \rightarrow hadron) \approx 3\Gamma(W \rightarrow lepton) \approx 9\Gamma_W^0 \approx 2.1 GeV. \quad (4.6)$$

Assim, a largura de decaimento total de W é aproximadamente [33]

$$\Gamma(W \rightarrow todos) \approx 12\Gamma_W^0 \approx 2.7 GeV. \quad (4.7)$$

Como $1 \text{ GeV} = 1.52 \times 10^{24} \text{ s}^{-1}$, a meia-vida $\tau = 1/\Gamma$ é $\tau(W) \approx 2 \times 10^{-25} \text{ s}$. A fração de ramificação (branching) do W em $e\bar{\nu}_e$ é aproximadamente

$$B(W \rightarrow e\bar{\nu}_e) \approx \frac{\Gamma(W \rightarrow e\bar{\nu}_e)}{\Gamma(W \rightarrow todos)} = \frac{1}{12}. \quad (4.8)$$

Dos modos de decaimento hadrônico $W \rightarrow \bar{u}d$, $W \rightarrow \bar{c}s$ e $W \rightarrow \bar{t}b$, espera-se para as contribuições dominantes que $|V_{ud}| \approx |V_{cs}| \approx |V_{tb}| \approx 1$ e todos os elementos da matriz CKM sejam pequenos.

O modo de decaimento $W \rightarrow \bar{t}b$ foi inicialmente reconhecido como um possível evento para descobrir o quark t nos colisores de hádrons, se $m_t < M_W - m_b$. Para quarks pesados como t , não podemos desprezar a massa dos quarks em comparação com M_W como foi feito acima. Correções de primeira ordem QCD multiplicam a largura hadrônica por $1 + \alpha_s(M_W)/\pi$ (desprezando-se as massas dos quarks), onde considera-se $\alpha_s(M_W) = 0.12$. Na tabela 4.1 temos um resumo dos comprimentos parciais, frações de ramificação e largura de decaimento total do W , incluindo as correções de primeira ordem.

Decaimento	Largura Parcial	Fração de Ramificação (%)
$W \rightarrow e\bar{\nu}_e$	0.225	10.8
$\rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu$	0.225	10.8
$\rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$	0.225	10.8
$\rightarrow \bar{u}d$	0.666	32.1
$\rightarrow \bar{c}s$	0.664	32.0
$\rightarrow \bar{u}s$	0.035	1.7
$\rightarrow \bar{c}d$	0.035	1.7
$\rightarrow \bar{c}b$	0.001	0.05
$\rightarrow \bar{u}b$	0.000	0.00

Tab. 4.1: *Larguras de decaimento parciais e frações de ramificação do bóson W para $M_W = 80.1 \text{ GeV}$, $m_t > M_W$ e $\alpha_s(M_W) = 0.12$*

4.1.2 Cinemática do processo

No sistema de centro de massa dos pártons interagentes, os léptons produzidos emergem com momentos transversais iguais,

$$E_{T_e} = E_{T_\nu} = E_T = |p_{el}| \text{sen}\theta, \quad (4.9)$$

onde o ângulo θ , definido no s.c.m dos pártons, é mostrado na Fig. 4.2. A energia total nesse sistema (com $\sqrt{\hat{s}}$) é dada por $E_T = \sqrt{\hat{s}} \text{sen}\theta/2$. Considerando-se que os pártons incidentes são paralelos aos hádrons, a energia transversal é a mesma e, portanto, a expressão acima também vale para E_T medida no s.c.m. dos hádrons. Definindo-se $A \equiv \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2E_T}$ e usando a relação trigonométrica $\cos^2\theta + \text{sen}^2\theta = 1$, obtêm-se

$$\cos\theta = \pm \frac{\sqrt{[A^2 - 1]}}{A}. \quad (4.10)$$

Em termos das frações de momento dos pártons e do ângulo θ , as energias total e longitudinal para o elétron são

$$E_e = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{4} [x_a(1 + \cos\theta) + x_b(1 - \cos\theta)]. \quad (4.11)$$

$$E_{L(e)} = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{4} [x_a(1 + \cos\theta) - x_b(1 - \cos\theta)]. \quad (4.12)$$

Lembrando que $\hat{s} = x_a x_b s$, a rapidez do elétron, η_e , torna-se

$$\eta_e = \frac{1}{2} \ln \frac{E + E_L}{E - E_L} = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{x_a}{x_b} \frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta} \right] = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{x_a^2 s}{\hat{s}} \frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta} \right] \quad (4.13)$$

$$\eta_e = \ln \left(\frac{x_a}{\sqrt{\hat{s}/s}} \right) + \ln \sqrt{\frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta}}. \quad (4.14)$$

de onde derivam-se também as expressões

$$x_a = e^{\eta_e} \sqrt{\frac{\hat{s}}{s}} \sqrt{\frac{1 - \cos\theta}{1 + \cos\theta}}, \quad (4.15)$$

$$x_b = e^{-\eta_e} \sqrt{\frac{\hat{s}}{s}} \sqrt{\frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta}}. \quad (4.16)$$

Para as variáveis de Mandelstam, temos

$$t = (p_c - p_a)^2 \quad (4.17)$$

$$\rightarrow \hat{t} = (p_c - p_a)^2 = -\frac{\hat{s}}{2}(1 - \cos\theta) \quad (4.18)$$

$$u = (p_c - p_b)^2 \quad (4.19)$$

$$\rightarrow \hat{u} = (p_c - p_b)^2 = -\frac{\hat{s}}{2}(1 + \cos\theta), \quad (4.20)$$

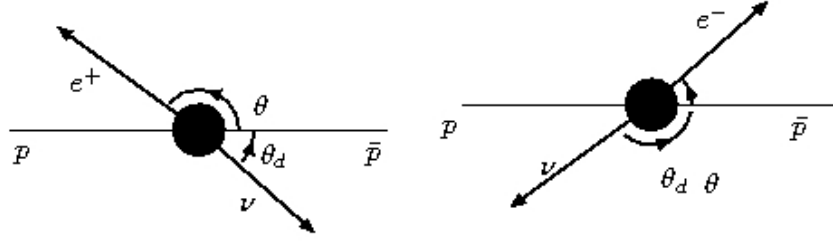


Fig. 4.2: Representação da produção de e^+ (à esquerda) e e^- (à direita), provenientes do decaimento W^\pm

onde as variáveis com a indicação "chapéu" referem-se ao sistema de pártons e as outras ao sistema de hádrons.

Agora, essas expressões, (4.17) a (4.20), são dependentes de $\cos\theta$ que, pela Eq. (4.10) pode assumir dois valores. Deve-se, então, separar esses dois casos, conforme descrito abaixo.

Caso I. Escolhendo o sinal positivo em (4.10):

As variáveis tornam-se

$$x_a = \frac{e^\eta}{\sqrt{s/\hat{s}[A - \sqrt{(A^2 - 1)}]}}; \quad (4.21)$$

$$x_b = \frac{e^{-\eta}}{\sqrt{s/\hat{s}[A + \sqrt{(A^2 - 1)}]}}; \quad (4.22)$$

$$\hat{u} = -E_T \sqrt{\hat{s}[A + \sqrt{(A^2 - 1)}]}; \quad (4.23)$$

$$\hat{t} = -E_T \sqrt{\hat{s}[A - \sqrt{(A^2 - 1)}]}; \quad (4.24)$$

Caso II. Escolhendo o sinal negativo em (4.10):

$$x_a = \frac{e^\eta}{\sqrt{s/\hat{s}[A + \sqrt{(A^2 - 1)}]}}; \quad (4.25)$$

$$x_b = \frac{e^{-\eta}}{\sqrt{s/\hat{s}[A - \sqrt{(A^2 - 1)}]}}; \quad (4.26)$$

$$\hat{u} = -E_T \sqrt{\hat{s}[A - \sqrt{(A^2 - 1)}]}; \quad (4.27)$$

$$\hat{t} = -E_T \sqrt{\hat{s}[A + \sqrt{(A^2 - 1)}]}; \quad (4.28)$$

4.1.3 Seção de choque para a produção de W^\pm

Para o caso específico do processo $p\bar{p} \rightarrow (W \rightarrow e\nu)X$, a energia total dos pártons interagentes deve constituir exatamente a massa do bóson e, portanto, $\hat{s} = M_W^2$. Então, a variável A assume o valor $A = M_W/2E_T$ e as frações de momento dos pártons, dependendo do sinal da Eq. (4.10), são

$$x_a = e^{\eta_e} \frac{M_W}{\sqrt{s}} [A \pm \sqrt{(A^2 - 1)}]; \quad (4.29)$$

$$x_b = e^{-\eta_e} \frac{M_W}{\sqrt{s} [A \mp \sqrt{(A^2 - 1)}]}; \quad (4.30)$$

A seção de choque para o processo no modelo de pártons é

$$d\sigma = \sum \int dx_a \int dx_b f_p(x_a, \mu^2) f_{\bar{p}}(x_b, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(ab \rightarrow W \rightarrow e\nu) d\hat{t}. \quad (4.31)$$

Além de \hat{s} , a escala de evolução do processo, μ^2 , também é fixa em M_W^2 . Agora, os únicos pártons computados nos processos elementares, que levam a produção de W^\pm são

- para $W^+ \rightarrow a = u$ e $b = \bar{d}_{\theta_c}$,
- para $W^- \rightarrow a = \bar{u}$ e $b = d_{\theta_c}$, ou as situações inversas nas quais $a \rightarrow b$.

A definição $d_{\theta_c} = d\cos\theta_c + s\sin\theta_c$, com $\theta_c \approx 13^\circ$ sendo o ângulo de Cabibbo, decorre da mistura de sabores permitidas pela teoria de Glashow-Weinberg-Salam para interações eletrofracas [139]. A mudança para as variáveis adequadas para a análise é feita via Jacobiano, a partir das Eqs.(4.24), (4.28) e (4.30),

$$dx_b d\hat{t} = \left| \begin{array}{cc} \frac{\partial x_b}{\partial E_T} & \frac{\partial x_b}{\partial \eta_e} \\ \frac{\partial \hat{t}}{\partial E_T} & \frac{\partial \hat{t}}{\partial \eta_e} \end{array} \right| dE_T d\eta_e = \frac{\sqrt{\hat{s}} x_b}{\sqrt{A^2 - 1}} dE_T d\eta_e \quad (4.32)$$

de onde resulta a seção de choque

$$\frac{d\sigma}{d\eta_e} = \sum \int dE_T \int dx_a f_p(x_a, \mu^2) f_{\bar{p}}(x_b, \mu^2) \frac{\sqrt{\hat{s}} x_b}{\sqrt{A^2 - 1}} \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \right)_{W \rightarrow e\nu}. \quad (4.33)$$

Essa é uma expressão genérica para a produção de $W \rightarrow e\nu$. Deve-se ainda distinguir os casos particulares da produção do W^+ e do W^- . Segundo [140], por conservação de helicidade, a produção de e^+ (no decaimento W^+) se dará preferencialmente na direção do feixe de anti-prótons. Mantemos aqui a convenção adotada no Tevatron, segundo a qual o feixe de anti-prótons é direcionado para o hemisfério negativo da rapidez. Então, os pósitrons serão produzidos nesse hemisfério **negativo**, conforme esquematizado na Fig. 4.2. Nota-se que esse é o caso do sinal **negativo** de $\cos\theta$, Eq. (4.10), e portanto

$$x_a = \frac{e^\eta M_W}{\sqrt{s}} [A + \sqrt{(A^2 - 1)}]; \quad (4.34)$$

$$x_b = \frac{e^{-\eta} M_W}{\sqrt{s}} [A - \sqrt{(A^2 - 1)}]; \quad \hat{t} = -E_T M_W [A + \sqrt{(A^2 - 1)}]. \quad (4.35)$$

A seção de choque elementar para o processo é dada por [140]

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{V_{ab}^2}{\pi \hat{s}^2} \left(\frac{G_F M_W^2}{\sqrt{2}} \right)^2 \frac{\hat{t}^2}{(\hat{s} - M_W^2)^2 + (\Gamma_W M_W)^2}, \quad (4.36)$$

onde V_{ab} são os elementos da matriz CKM, Γ_W é a largura de decaimento do W (= 2.12 GeV), G_F é a constante de Fermi (= $1.16639 \times 10^{-05} \text{GeV}^2$). Usando a aproximação de largura estreita (*narrow width approximation*),

$$\frac{1}{(s - M^2)^2 + (\Gamma M)^2} \approx \frac{\pi}{M\Gamma} \delta(s - M^2). \quad (4.37)$$

e levando-se ainda em conta o fator de cor (1/3), a seção de choque elementar, Eq. (4.36) torna-se

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \delta(x_a x_b s - M_W^2) \frac{G_F^2}{6M_W \Gamma_W} V_{ab}^2 \hat{t}^2 \quad (4.38)$$

Com (4.38) em (4.33), e resolvendo-se a integral em dx_a com auxílio da função Delta,

$$\frac{d\sigma^+}{d\eta_e} = \sum \int dE_T f_p(x_a, \mu^2) f_{\bar{p}}(x_b, \mu^2) \left[\frac{V_{ab}^2 G_F^2}{6s\Gamma_W} \right] \frac{\hat{t}^2}{\sqrt{A^2 - 1}}. \quad (4.39)$$

Na expressão acima, valem as definições (4.34)-(4.35). Como $W^+ = u\bar{d}(u\bar{s})$, então

$$\begin{aligned} \sum f_p(x_a) f_{\bar{p}}(x_b) V_{ab}^2 &= [u_p(x_a) \bar{d}_{\bar{p}}(x_b) + \bar{d}_p(x_a) u_{\bar{p}}(x_b)] \cos^2 \theta_c + \\ &+ [u_p(x_a) \bar{s}_{\bar{p}}(x_b) + \bar{s}_p(x_a) u_{\bar{p}}(x_b)] \sin^2 \theta_c. \end{aligned} \quad (4.40)$$

Da mesma forma, o e^- na produção de W^- será produzido preferencialmente na direção do feixe de prótons. Esse é o caso do $\cos\theta$ positivo na equação (4.10), de onde seguem

$$x_a = \frac{e^{\eta_e} M_W}{\sqrt{s}} [A - \sqrt{(A^2 - 1)}]; \quad (4.41)$$

$$x_b = \frac{e^{-\eta_e} M_W}{\sqrt{s}} [A + \sqrt{(A^2 - 1)}]; \quad (4.42)$$

$$\hat{u} = -E_T M_W \left[A + \sqrt{(A^2 - 1)} \right]; \quad (4.43)$$

A seção de choque elementar é análoga à Eq. (4.38), com exceção do aparecimento de \hat{u} no lugar de \hat{t} em (4.38), como mostrado na Fig. 4.3. Então

$$\frac{d\sigma^-}{d\eta_e} = \sum \int f_p(x_a, \mu^2) f_{\bar{p}}(x_b, \mu^2) \left[\frac{V_{ab}^2 G_F^2}{6s\Gamma_W} \right] \frac{\hat{u}^2}{\sqrt{(A^2 - 1)}} \quad (4.44)$$

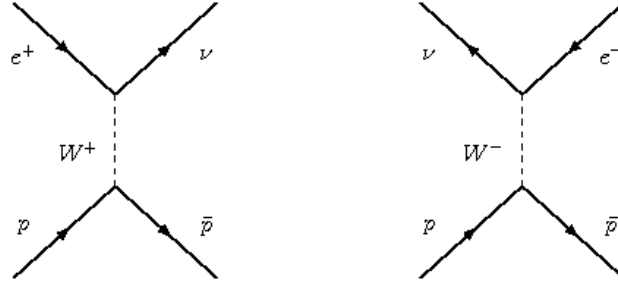


Fig. 4.3: Processos para a produção de W^+ (esquerda) e W^- (direita).

onde devem ser usadas as expressões (4.41), (4.42) e (4.43). De $W^- = \bar{u}d(\bar{u}s)$,

$$\begin{aligned} \sum f_p(x_a)f_{\bar{p}}(x_b)V_{ab}^2 &= [d_p(x_a)\bar{u}_{\bar{p}}(x_b) + \bar{u}_p(x_a)d_{\bar{p}}(x_b)]\cos^2\theta_c \\ &+ [s_p(x_a)\bar{u}_{\bar{p}}(x_b) + \bar{u}_p(x_a)s_{\bar{p}}(x_b)]\sen^2\theta_c, \end{aligned} \quad (4.45)$$

todas as funções de estrutura são calculadas na escala de evolução $\mu^2 = M_W^2$.

O cálculo da seção de choque para os processos de produção no caso da interação ser difrativa ainda não possui um tratamento definitiva.

A primeira abordagem usada para esse problema foi a utilização do Modelo de Ingelman-Schlein [124]. Na década de 90 existiam fortes motivações experimentais para esse tipo de modelo ser utilizado, visto que os dados para a função de estrutura difrativa na época pareciam corroborar as hipóteses de fatorização de Regge e universalidade do Pomeron. Segundo essa fenomenologia, supõe-se que, na interação difrativa $AB \rightarrow BX$, o hádron B emite um Pomeron, também constituído por pártons. Neste caso, a fração de momento perdida pelo hádron difratado, ξ , é transferida para o Pomeron ($\xi = x_{\mathcal{P}}$), e a fração de momento realmente utilizada na reação é $\beta = x/x_{\mathcal{P}}$. Na prática, o procedimento para se escrever a seção de choque difrativa torna-se a substituição de $x_b f_{b/B}(x_b, \mu^2)$ no modelo de pártons pelo produto de convolução entre a distribuição de pártons no Pomeron, $\beta f_{b/\mathcal{P}}(\beta, \mu^2)$, e a taxa de emissão de Pomerons pelo hádron, $f_{\mathcal{P}/B}(x_{\mathcal{P}}, t)$. O primeiro termo é a função de estrutura e o segundo o fator de fluxo do Pomeron. Então

$$x_b f_{b/B}(x_b, \mu^2) = \int dx_{\mathcal{P}} \int d\beta \int dt f_{\mathcal{P}/B}(x_{\mathcal{P}}, t) \beta f_{b/\mathcal{P}}(\beta, \mu^2) \delta(\beta - \frac{x_b}{x_{\mathcal{P}}}). \quad (4.46)$$

Denotando $\int_{-\infty}^0 dt f_{\mathcal{P}/B}(x_{\mathcal{P}}, t) \equiv g(x_{\mathcal{P}})$, pode-se utilizar a função Delta para resolver a integral em β :

$$x_b f_{b/B}(x_b, \mu^2) = \int dx_{\mathcal{P}} g(x_{\mathcal{P}}) \beta f_{b/\mathcal{P}}(\beta, \mu^2), \quad (4.47)$$

ou em $x_{\mathcal{P}}$:

$$x_b f_{b/B}(x_b, \mu^2) = \int d\beta g(x_{\mathcal{P}}) \beta f_{b/\mathcal{P}}(\beta, \mu^2) \frac{x_{\mathcal{P}}}{\beta}, \quad (4.48)$$

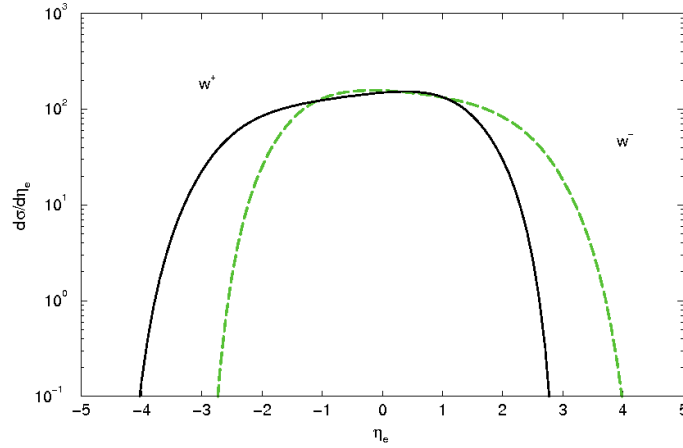


Fig. 4.4: Gráfico para a seção de choque inclusiva em função da rapidez ($s = 1.8 \text{ TeV}$). A curva sólida representa a produção do bóson W^+ , enquanto a curva tracejada representa a produção do bóson W^- .

onde a notação foi simplificada [$f_{b/P}(\beta, \mu^2) \rightarrow f_P(\beta, \mu^2)$].

Esses produtos de convolução, aplicados nas expressões do modelo de pártons (para interações hadrônicas não difrativas), levam às seções de choque para interações difrativas. No caso, havendo emissão de um Pomeron por um próton, a seção de choque para a reação difrativa $IP\bar{p} \rightarrow W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$ será dada por

$$\frac{d\sigma}{d\eta} = \sum \int \frac{dx_P}{x_P} g(x_P) \int dE_T f_P(x_a) f_{\bar{p}}(x_b) \left[\frac{V_{ab}^2}{6s\Gamma_W} \right] \frac{\hat{t}^2(\hat{u}^2)}{\sqrt{A^2 - 1}} \quad (4.49)$$

onde x_P é a fração de momento dos quarks do Pomeron, $g(x_P)$ é o fator de fluxo e

$$x_a = \frac{M_W e^\eta}{(\sqrt{s} x_{IP})} [A \pm \sqrt{(A^2 - 1)}] \quad (4.50)$$

$$x_b = \frac{M_W e^{-\eta}}{\sqrt{s}} [A \mp \sqrt{(A^2 - 1)}] \quad (4.51)$$

Obtidas as expressões das seções de choque difrativas, podemos observar que o fator de fluxo e a função de estrutura do próton aparecem sempre juntos, de modo que a escolha do fator de fluxo afeta diretamente a determinação da função de estrutura do Pomeron, tanto em formato e normalização quanto na sua proporção quarks/glúons. Assim, esses dois problemas estão intimamente relacionados, sendo de fundamental importância no cálculo de qualquer processo difrativo.

4.2 Resultados para hadroprodução de bósons W^\pm

4.2.1 Produção inclusiva e difrativa de W^+ e W^-

Apresentaremos agora nossos resultados para seção de choque de hadroprodução inclusiva e difrativa dos bósons de gauge W^+ e W^- em função da rapidez η . Comparamos nossos com

os dados das colaborações Collider Detector at Fermilab (CDF) e D0, os quais são medidos no intervalo de rapidez $-1 < \eta < 1$. Além disso, mostramos a predição para a seção de choque difrativa dos bósons W para o futuro colisor Large Hadron Collider (LHC).

Começamos então com nossas predições para a seção de choque de produção inclusiva do bóson de gauge W^\pm (Eq 4.31)[141]. Os resultados são mostrados na Fig. (4.4) tanto para W^+ (curva sólida) quanto para W^- (curva tracejada), e foram calculados para as energias do Tevatron ($\sqrt{s} = 1.8$ TeV). Utilizamos a parametrização experimental para a função de estrutura do Pomeron [117], e fizemos também testes com outras parametrizações experimentais [142]. A sensibilidade em relação à seção de choque é mínima, ou seja, obtemos resultados semelhantes para ambas. Nos gráficos apresentados nesse trabalho, utilizamos somente a parametrização [117], pois esta é a mais recente na literatura.

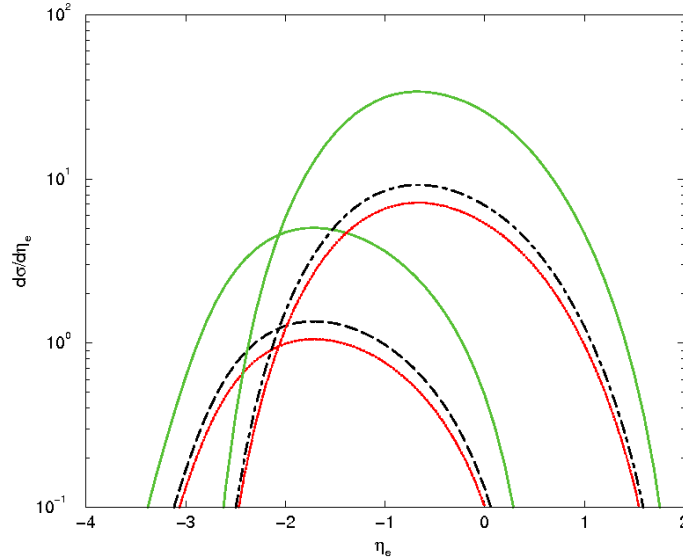


Fig. 4.5: Seção de choque difrativa para os bósons W^\pm , utilizando a parametrização experimental [117] para a função de estrutura do Pomeron. A curva sólida representa a seção de choque difrativa apenas com o modelo IS, enquanto as linhas ponto-tracejadas e pontilhadas representam os modelos de LUNA e KMR, respectivamente.[141]

Agora, estendemos nossos resultados de produção inclusiva para a produção difrativa (Fig. (4.5)). Primeiramente analisamos somente o processo difrativo, sem considerar qualquer fator de correção e utilizando somente o fluxo padrão apresentado no capítulo anterior (curvas sólidas) e a função de estrutura do Pomeron sugerida por Aktas *et al.* [117]. Então, utilizando o mesmo fluxo padrão e a mesma função de estrutura, aplicamos o fator da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez à seção de choque difrativa, com os valores para o fator fornecidos pelo modelo DGM [133] (curvas ponto-tracejadas) e do modelo KMR [130] (curvas pontilhadas), onde podemos observar que existe uma diminuição considerável nas seções de choque de produção dos bósons W^\pm .

Na Fig. (4.6) comparamos as seções de choque inclusiva (curva tracejada) de produção de W^+ e W^- com as seções de choque difrativa (demais curvas) para produção difrativa dos

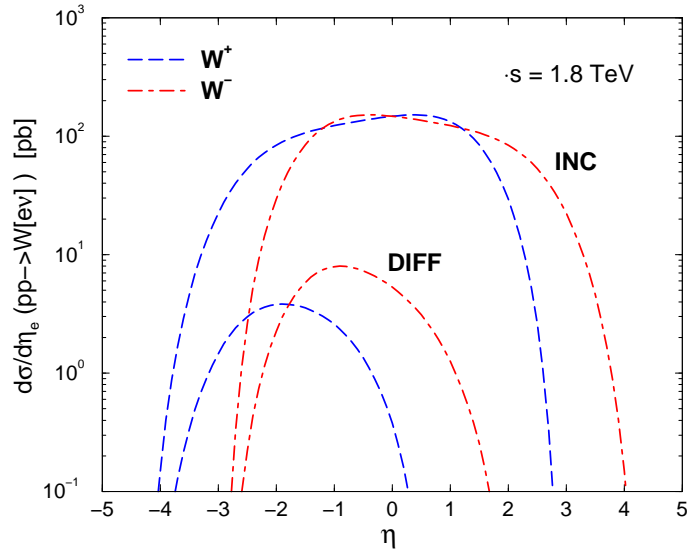


Fig. 4.6: Comparação das seções de choque inclusivas com as seções de choque difrativas. [141]

mesmos bósons utilizando o fator de sobrevivência da lacuna de rapidez. Torna-se claro a existência de uma diminuição para as seções de choque de produção difrativa.

4.2.2 Comparação com os dados

A produção difrativa de W 's é medida a partir do seu modo de decaimento $W \rightarrow e\nu$. A única medida disponível é dada pela razão entre o número de eventos difrativos e os não-difrativos. Há nessas medidas certa contaminação de eventos contendo jatos, provenientes do subprocesso $qg \rightarrow Wq'$, embora esses sejam produzidos numa taxa bastante inferior. Foram detectados os léptons produzidos na reação $p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow e\nu$ no intervalo $-1.1 < \eta_e < 1.1$, onde e indica elétron (pósitron) para o caso de produção W^- (W^+). O corte na energia transversal dos léptons é de $E_T > 20$ GeV. Exigiu-se também que as medidas estivessem contidas na região difrativa $\xi < 0.1$. A taxa de produção difrativa de W 's encontrada pela Colaboração CDF é [113]

$$R\left(\frac{\sigma_D}{\sigma_{ND}}\right) = (1.15 \pm 0.55)\%. \quad (4.52)$$

Já para a Colaboração D0, a taxa de produção difrativa é dada por [138]

$$R\left(\frac{\sigma_D}{\sigma_{ND}}\right) = (1.08 \pm 0.21)\%. \quad (4.53)$$

Não há informação sobre o valor absoluto da seção de choque difrativa. Nossos cálculos de $\frac{\sigma_{diff}}{\sigma_{inc}}$ são mostrados na tabela 4.2 [141]. Como podemos ver, as curvas realizadas para o valor KMR estão dentro da margem de erro medida por ambas Colorações. O valor que obtivemos está muito próximo ao medido experimentalmente, o que nos leva a concluir que uma pequena mudança nos cálculos para ambas as parametrizações ou até mesmo o uso de outras funções de estrutura do Pomeron poderá melhorar os resultados finais.

Seção de choque	Valor (%)
(a) Modelo IS	7.00
(b) DGM	2.12
(c) KMR	1.69

Tab. 4.2: Valores obtidos para $\frac{\sigma_{diff}}{\sigma_{inc}}$ utilizando o modelo IS (a) e considerando o fator de probabilidade de sobrevivência (b e c) [141].

4.3 Predição para LHC

O Large Hadron Collider (LHC) [8] é um acelerador de partículas localizado no CERN, próximo a Genebra, na Suíça, que está sendo construído com previsão para entrar em operação ainda este ano, mais precisamente em novembro. Este colisionador possui 27 km de um túnel localizado entre 50 e 150 metros subterrâneos e irá colidir prótons com prótons, com energia total de 14 TeV. Seis detectores estão sendo construídos no LHC, todos localizados sob a terra. Eles são ATLAS, CMS (os maiores) LHCb, ALICE, TOTEM e LHCf, esses últimos menores e mais específicos, dependendo do que irá ser medido. O LHC pode também ser usado para colidir íons pesados de chumbo (Pb) com uma energia de 5,5 TeV.

A Fig. (4.7) mostra nossas predições para as seções de choque difrativas para as energias do LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV)[141]. As curvas tracejadas referem-se à seção de choque de W^+ (à esquerda) e W^- inclusivo (à direita), enquanto as demais referem-se à seção de choque difrativa do mesmo bóson, para diferentes valores de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez (curva ponto-tracejada - modelo DGM, curva sólida - modelo KMR). Como mostrados anteriormente, existe uma diminuição na seção de choque difrativa com o uso dos fatores de sobrevivência da lacuna de rapidez. Além disso, nossas curvas mostram um aumento na rapidez η dos processos, o que já era esperado, justamente devido ao aumento na energia.

Nosso resultado para $\frac{\sigma_{diff}}{\sigma_{inc}}$ foi de $31.1 \pm 1.6\%$. Ainda não são encontradas estimativas teóricas para produção de W^\pm , o que dificulta a avaliação de nossos resultados para o LHC. A entrada em funcionamento do colisor CDF ainda este ano permitirá comparar nossas estimativas com os dados extraídos. Enquanto os dados não são extraídos, verificamos que o aumento na energia influencia para o valor desta razão.

4.4 Conclusão

Mostramos a cinemática e a seção de choque para a produção de bósons vetoriais (W^\pm), juntamente com o seu decaimento, enfatizando a hadroprodução $W \rightarrow e\nu$. Demos destaque à produção difrativa do W e como aplicar o formalismo de Regge ao espalhamento profundamente inelástico difrativo (DDIS). Mostramos nossos resultados para a produção difrativa dos bósons W^\pm e comparamos com os dados experimentais obtidos pelas colaborações CDF e D0. Os resultados mostram um bom acordo entre teoria e experimento. Além disso,

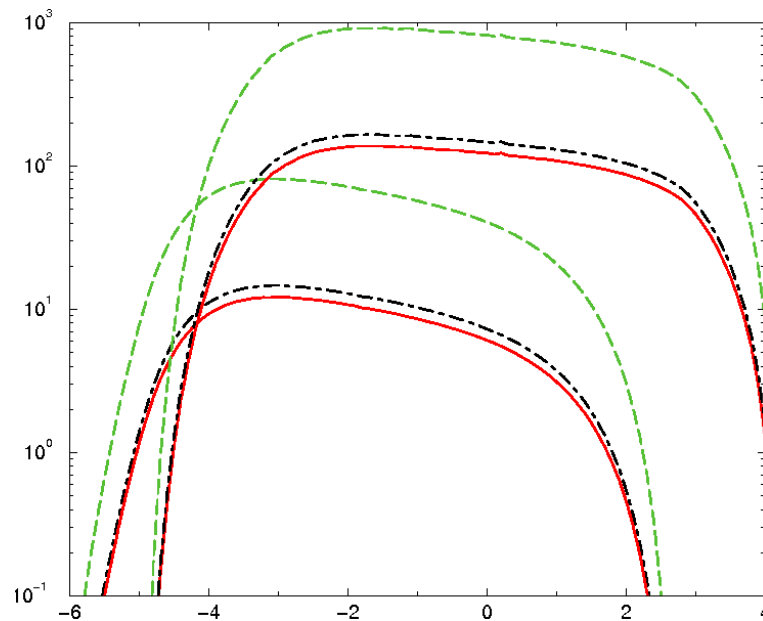


Fig. 4.7: *Predição para o futuro colisor Large Hadron Collider. As curvas tracejadas referem-se à seção de choque de W^+ (à esquerda) e W^- (à direita) difrativa sem correção de sobrevivência de lacuna de rapidez, enquanto as demais referem-se à seção de choque difrativa do mesmo bóson, para diferentes valores de probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez (curva ponto-tracejada - modelo DGM, curva sólida - modelo KMR)[141]*

mostramos uma predição teórica para a produção difrativa de corrente carregada no futuro colisor LHC. A seguir, mostraremos nossas conclusões gerais sobre os estudos apresentados e as perspectivas que temos com o uso e aplicações dos nossos resultados.

Conclusão

Nesse trabalho foi apresentada a análise do espalhamento profundamente inelástico na região de pequeno x para o processo neutrino-núcleo no formalismo de dipolos de cor. As funções de estrutura $F_2^{\nu N}$, $x F_3^{\nu N}$, $2x F_1^{\nu N}$ e a quantidade $\Delta x F_3^{\nu N}$ são calculadas e comparadas com os dados de CCFR e NuTeV pelo emprego de parametrizações para a seção de choque com uma descrição muito boa para os dados de espalhamento profundamente inelástico ep na região de pequeno x . O sombreamento nuclear é considerado no cálculo através do formalismo de Glauber-Gribov. Encontra-se que os dados de pequeno x mostram a propriedade de escalamento geométrico para a seção de choque bóson-hádrôn como uma função da variável τ_p .

A função de estrutura F_2 está de acordo com a implementação fenomenológica usando os modelos de saturação até a região de $x \leq 0.0175$, conforme esperado no regime de validade da aproximação de dipolo de cor. As funções de estrutura $x F_3^{\nu N}$ e $2x F_1^{\nu N}$ também estão de acordo com os dados. Temos uma boa descrição para o conteúdo de quarks de mar, através do cálculo realizado para a quantidade $\Delta x F_3^{\nu N}$. A adição de um termo de excitação de quark deve ainda melhorá-lo. Isto será feito em nossas próximas análises.

Embora os resultados apresentados nessa dissertação estejam em bom acordo com os dados, mais investigações são necessárias. Em particular, novas medidas de função de estrutura neutrino-núcleo em valores de x menores do que os atualmente medidos nos experimentos dos aceleradores. Os atuais resultados também confirmam com segurança o uso do formalismo de dipolos de cor para descrever a seção de choque total do neutrino para neutrinos altamente energéticos como dominados pela contribuições de pequeno x . Nossos resultados foram publicados em [98].

Além disso, realizamos análises fenomenológicas para os processos difrativos observados em reações antipróton-próton, processos esses que são a produção hadrônica de $W's$. O modelo teórico básico utilizado nessas análises foi o modelo de Ingelman-Schlein, que consiste de uma composição híbrida da teoria de polos de Regge com elementos de QCD perturbativa. A teoria de polos de Regge é utilizada para dar conta da parte não-perturbativa do processo, permitindo estabelecer o fator de fluxo de Pomerons. Tal procedimento porém não é livre de ambiguidades. Admitindo-se que o Pomeron possui uma estrutura partônica, a QCD perturbativa é utilizada para se computar os processos elementares relevantes para a produção de $W's$. Dessas análises, temos como principal conclusão que o modelo de Ingelman-Schlein não permite obter uma descrição teórica unificada dos processos de produção difrativa medidos no Tevatron a partir dos dados atualmente disponíveis, devido ao fato de que somente a aplicação fenomenológica desse modelo está muito acima do medido. Com o uso de correções (no caso, a probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez), obtivemos um resultado mais de acordo com o experimento, o que corrobora nossa conclusão acima.

Em resumo, fizemos uma análise fenomenológica para as funções de estrutura em espalhamento neutrino-hadron na região de pequeno- x através do formalismo de dipolos e também uma descrição consistente de processos difrativos de produção de W 's em colisões hadrônicas através do modelo de Ingelman-Schlein.

O próximo passo é estudar a produção difrativa de jatos e do bóson Z^0 utilizando o mesmo procedimento adotado neste trabalho, além de analisar o comportamento difrativo em processos de corrente carregada através do formalismo de dipolos. Com isso, poderemos fazer uma extrapolação para o caso de produção de Higgs difrativo, sendo este último um dos principais assuntos do momento na Física de Partículas.

Apêndice A

Regras de Feynman da QCD

A.1 O Lagrangiano da QCD

Na QCD os quarks e glúons estão associados a campos de interação [23, 24, 25]. Os quarks são representados por espinores q_a , onde a é o índice de cor, variando de 1 a 3 ($= N_c$) (O índice espinorial foi omitido). O campo vetorial (os glúons) é representado por $t_{ab}^A A_\mu^A = t \cdot A_\mu$. O índice μ é o índice de Lorentz. O índice A , que varia de 1 a 8 ($= N_c^2 - 1$), representa a presença dos oito tipos diferentes de glúons. As matrizes hermitianas de traço nulo t_{ab}^A englobam a estrutura de cores desses glúons, e de suas interações com outros glúons e quarks.

O Lagrangiano clássico da cromodinâmica é [24]

$$\mathcal{L}_{classico} = \sum_{sabores} \bar{q}_a (i\gamma^\mu D_\mu - m)_{ab} q_b - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^A F_A^{\mu\nu} , \quad (\text{A.1})$$

onde

$$(D_\mu)_{ab} = \partial_\mu \delta_{ab} + ig_s (t^A A_\mu^A)_{ab} , \quad (\text{A.2})$$

é a derivada covariante, m é a massa do férmion e g_s é a constante de acoplamento forte. O tensor de campo $F_{\mu\nu}^A$ é

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu A_\nu^A - \partial_\nu A_\mu^A - g_s f^{ABC} A_\mu^B A_\nu^C . \quad (\text{A.3})$$

As constantes de estrutura da QCD, f^{ABC} (antissimétricas sob a troca de índices), são definidas por

$$[t^A, t^B] = if^{ABC} t^C . \quad (\text{A.4})$$

O termo do tensor de campo da QCD, ausente na QED, é o termo $g_s f^{ABC} A_\mu^B A_\nu^C$. Na expansão perturbativa é através do termo $F_{\mu\nu}^A F_A^{\mu\nu}$ do Lagrangeano que são gerados os vértices de três e quatro glúons.

Para referência, várias propriedades das matrizes de cor são sumarizadas:

$$\text{Tr}[t^A t^B] = T_R \delta^{AB} , \quad T_R = \frac{1}{2} , \quad (\text{A.5})$$

$$\sum_A t_{ab}^A t_{bc}^A = C_F \delta_{ab} , \quad C_F = \frac{N_c^2 - 1}{2N_c} . \quad (\text{A.6})$$

Adicionalmente, as matrizes da representação adjunta de $SU(3)$, T^A , são dadas por

$$(T^A)_{BC} = -if^{ABC}, \quad [T^A, T^B] = if^{ABC}T^C, \quad (\text{A.7})$$

$$\text{Tr}T^AT^B = \sum_{C,D} f^{ACD}f^{BCD} = C_A\delta^{AB}, \quad C_A = N_c. \quad (\text{A.8})$$

A QCD é uma teoria de gauge, o que significa que é invariante sob as transformações [24]

$$q_a(x) \rightarrow q'_a(x) = [e^{it^A\theta^A(x)}]_{ab}q_b(x) = U(x)_{ab}q_b(x), \quad (\text{A.9})$$

onde $\theta^A(x)$ é um conjunto de funções dependente da posição e do tempo. Para a teoria ser invariante sob tais transformações, o campo vetorial também deve modificar-se frente a transformação $A_\mu \rightarrow A'_\mu$, tal que

$$D'_\mu q'(x) = (\partial_\mu + igtA'_\mu)U(x)q(x) = U(x)D_\mu q(x), \quad (\text{A.10})$$

de onde encontramos que

$$tA'_\mu = U(x)tA_\mu U^{-1}(x) + \frac{i}{g_s}[\partial_\mu U(x)]U^{-1}(x). \quad (\text{A.11})$$

Portanto, o tensor de campo $F_{\mu\nu}^A$ transforma-se da seguinte forma

$$tF'_{\mu\nu} = U(x)tF_{\mu\nu}U^{-1}(x). \quad (\text{A.12})$$

Verifica-se que o termo $g_s f^{ABC} A_\mu^B A_\nu^C$ é essencial para manter a invariância de gauge do produto

$$\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^A F_A^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\text{Tr}(tF_{\mu\nu})(tF^{\mu\nu}), \quad (\text{A.13})$$

que aparece no Lagrangiano (o traço atua nos índices de cores).

Uma das principais consequências da invariância de gauge é que a amplitude para qualquer processo deverá ser independente do gauge no qual o cálculo é realizado, assim podemos escolher o gauge mais conveniente aos cálculos. No que segue, alguns possíveis gauges comumente usados serão discutidos.

Teoria de perturbação

Quando a constante de acoplamento da teoria, g_s , é suficientemente pequena, então é possível calcular a interação entre as partículas usando teoria de perturbação, considerando que as interações são pequenas modificações da teoria livre. Usualmente, a teoria de perturbação covariante de Feynman é utilizada, com vértices correspondendo às interações entre quarks e glúons e propagadores para os quarks e glúons nos estados intermediários (partículas que não pertencem ao estado inicial e final). Os vértices advêm dos termos do Lagrangeano que envolvem três ou mais campos acoplados, enquanto os propagadores são determinados a partir do inverso dos termos envolvendo somente dois campos.

A fim de ilustrar as dificuldades que surgem na determinação dos propagadores, consideremos inicialmente a situação na teoria QED. Podemos escrever

$$-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = \frac{1}{2}A^\mu(g_{\mu\nu}\partial^2 - \partial_\mu\partial_\nu)A^\nu + \text{deriv.tot.} . \quad (\text{A.14})$$

O propagador do fóton deverá ser o inverso desta função. No espaço de momentum, escrevendo o propagador de uma partícula com momentum k como $iD^{\nu\lambda} = i(Bg^{\nu\lambda}k^2 + Ck^\nu k^\lambda)$, devemos ter

$$(-g_{\mu\nu}k^2 + k^\mu k^\nu)(Bg^{\nu\lambda}k^2 + Ck^\nu k^\lambda) = \delta_\mu^\lambda , \quad (\text{A.15})$$

que não possui soluções. A origem do problema é a arbitrariedade no potencial vetor A_μ devido a liberdade da transformação de gauge [Eq.(A.11)]. A solução é fixar o gauge, adicionando um termo de fixação de gauge no Lagrangeano. Uma possibilidade é o termo de fixação de gauge covariante, correspondendo ao gauge de Lorentz $\partial_\mu A^\mu = 0$:

$$\mathcal{L}_{fix.gauge} = -\frac{1}{2\lambda}(\partial_\mu A^\mu)^2 , \quad (\text{A.16})$$

onde λ é o parâmetro de gauge. A inclusão deste termo modifica a Eq.(A.15), permitindo que a solução para o propagador seja obtida

$$iD^{\mu\nu} = -\frac{i}{k^2} \left[g^{\mu\nu} + (\lambda - 1) \frac{k^\mu k^\nu}{k^2} \right] . \quad (\text{A.17})$$

Para $\lambda = 1$ o gauge é denotado como o gauge de Feynman.

No caso de uma teoria não-abeliana como a QCD, novas complicações ocorrem, sendo necessário adicionar ao Lagrangeano um termo correspondente aos fantasmas de Fadeev-Popov [24]. Isto pode ser demonstrado utilizando-se o formalismo de integrais de caminho [24]. Para os gauges covariantes introduzidos anteriormente, este é dado por

$$\mathcal{L}_{fantasma} = \partial_\mu \eta^{A\dagger} (D_{AB}^\mu \eta^B) \quad (\text{A.18})$$

com

$$(D_\mu)_{AB} = \partial_\mu \delta_{AB} + ig(t^C A_\mu^C)_{AB} . \quad (\text{A.19})$$

O campo η^A é um campo escalar complexo que obedece a estatística fermiônica. Este não corresponde a uma partícula real, estando presente somente nas linhas internas. Este termo não está presente na QED pois as constantes de estrutura da QED, $iT_{AB}^C = f^{ABC}$, são efetivamente zero, de forma que os fantasmas não se acoplam a partículas reais. Uma interpretação física da inclusão dos campos fantasma é que eles cancelam os graus de liberdade não-físicos que de outra forma estariam presentes nos gauges covariantes. A forma (e mesmo a presença) do termo fantasma no Lagrangeano depende da condição de gauge.

Genericamente, o Lagrangeano que será usado para obter as regras de Feynman é

$$\mathcal{L}_{classico} + \mathcal{L}_{fix.gauge} + \mathcal{L}_{fantasma} . \quad (\text{A.20})$$

As resultantes regras de Feynman são dadas na Fig. A.1; Cada vértice deve conservar o quadri-momentum e a amplitude de transição para uma dada reação é a soma de todos os diagramas. Os espinores associados com as partículas do estado inicial e final são

$$\begin{aligned}
 & \text{quark no estado inicial } u^a(p) , \\
 & \text{quark no estado final } \bar{u}^a(p) , \\
 & \text{antiquark no estado inicial } \bar{v}^a(p) , \\
 & \text{antiquark no estado final } v^a(p) ,
 \end{aligned} \tag{A.21}$$

onde o índice a refere-se ao estado de cor. Como na QED, um laço fermiônico está associado a um fator -1. Adicionalmente existem fatores combinatórios, resultando em um fator 1/2 associado ao laço gluônico.

Uma segunda classe de gauges que pode ser usada é a dos gauges axiais. O termo de fixação de gauge é dado por

$$\mathcal{L}_{fix.gauge} = -\frac{1}{2\lambda}(n^\mu A_\mu^A)^2 , \tag{A.22}$$

o qual depende do vetor n^μ , de forma que o gauge não é covariante. O propagador neste gauge é dado por

$$iD_{AB,\mu\nu}(p) = \delta_{AB} \frac{i}{p^2} \left[-g_{\mu\nu} + \frac{n_\mu p_\nu + n_\nu p_\mu}{n \cdot p} - \frac{(n^2 + \lambda p^2)p_\mu p_\nu}{(n \cdot p)^2} \right] . \tag{A.23}$$

A forma deste propagador é muito mais complicada que para os gauges covariantes. A vantagem do gauge axial é que os campos fantasmas não estão presentes. Assumindo $n^2 = 0$ e $\lambda = 0$ (gauge do cone de luz), o propagador torna-se

$$iD_{AB,\mu\nu}(p) = \delta_{AB} \frac{i}{p^2} d_{\mu\nu}(p, n) \tag{A.24}$$

com

$$d_{\mu\nu}(p, n) = -g_{\mu\nu} + \frac{n_\mu p_\nu + n_\nu p_\mu}{n \cdot p} . \tag{A.25}$$

O gauge do cone de luz também é denominado gauge físico pois para $p^2 \rightarrow 0$ somente as duas polarizações físicas propagam-se:

$$n^\mu d_{\mu\nu}(p, n) = 0 , \quad p^\mu d_{\mu\nu}(p, n) = 0 . \tag{A.26}$$

Neste caso podemos então decompor $d_{\mu\nu}$ na soma do produto de dois vetores polarização:

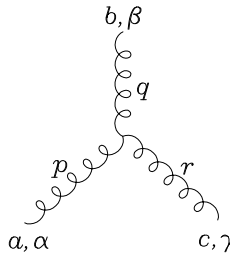
$$d_{\mu\nu} = \sum_{i=1}^2 \epsilon_\mu^{(i)*}(p, n) \epsilon_\nu^{(i)}(p, n) , \tag{A.27}$$

onde $p \cdot \epsilon^{(i)} = 0$ e $n \cdot \epsilon^{(i)} = 0$.

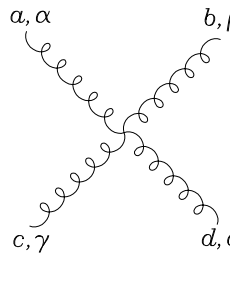
$$a, \alpha \text{---} \overset{p}{\text{-----}} \text{---} b, \beta = \delta^{ab} \left[-g^{\alpha\beta} + (1 - \lambda) \frac{p^\alpha p^\beta}{p^2 + i\epsilon} \right] \frac{i}{p^2 + i\epsilon}$$

$$a \text{---} \overset{p}{\text{-----}} \text{---} b = \delta^{ab} \frac{i}{p^2 + i\epsilon}$$

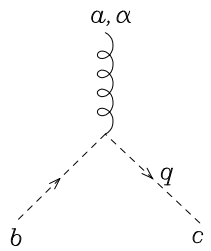
$$i, n \text{---} \overset{p}{\text{-----}} \text{---} k, m = \delta^{ik} \frac{i}{\not{p} - m + i\epsilon} \Big|_{mn}$$



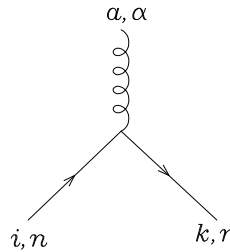
$$= -g_s f^{abc} \left[g^{\alpha\beta} (p - q)^\gamma + g^{\beta\gamma} (q - r)^\alpha + g^{\gamma\alpha} (r - p)^\beta \right]$$



$$= -ig_s^2 f^{xac} f^{xbd} \left(g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} - g^{\alpha\delta} g^{\beta\gamma} \right) \\ - ig_s^2 f^{xad} f^{xbc} \left(g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} - g^{\alpha\gamma} g^{\beta\delta} \right) \\ - ig_s^2 f^{xab} f^{xcd} \left(g^{\alpha\gamma} g^{\beta\delta} - g^{\alpha\delta} g^{\beta\gamma} \right)$$



$$= g_s f^{abc} q^\alpha$$



$$= -ig_s t_{ki}^a \gamma_{mn}^\alpha$$

Fig. A.1: Regras de Feynman para a QCD em um gauge covariante. Os glúons são representados por espirais, férmions por linhas sólidas e fantasmas por linhas tracejadas.

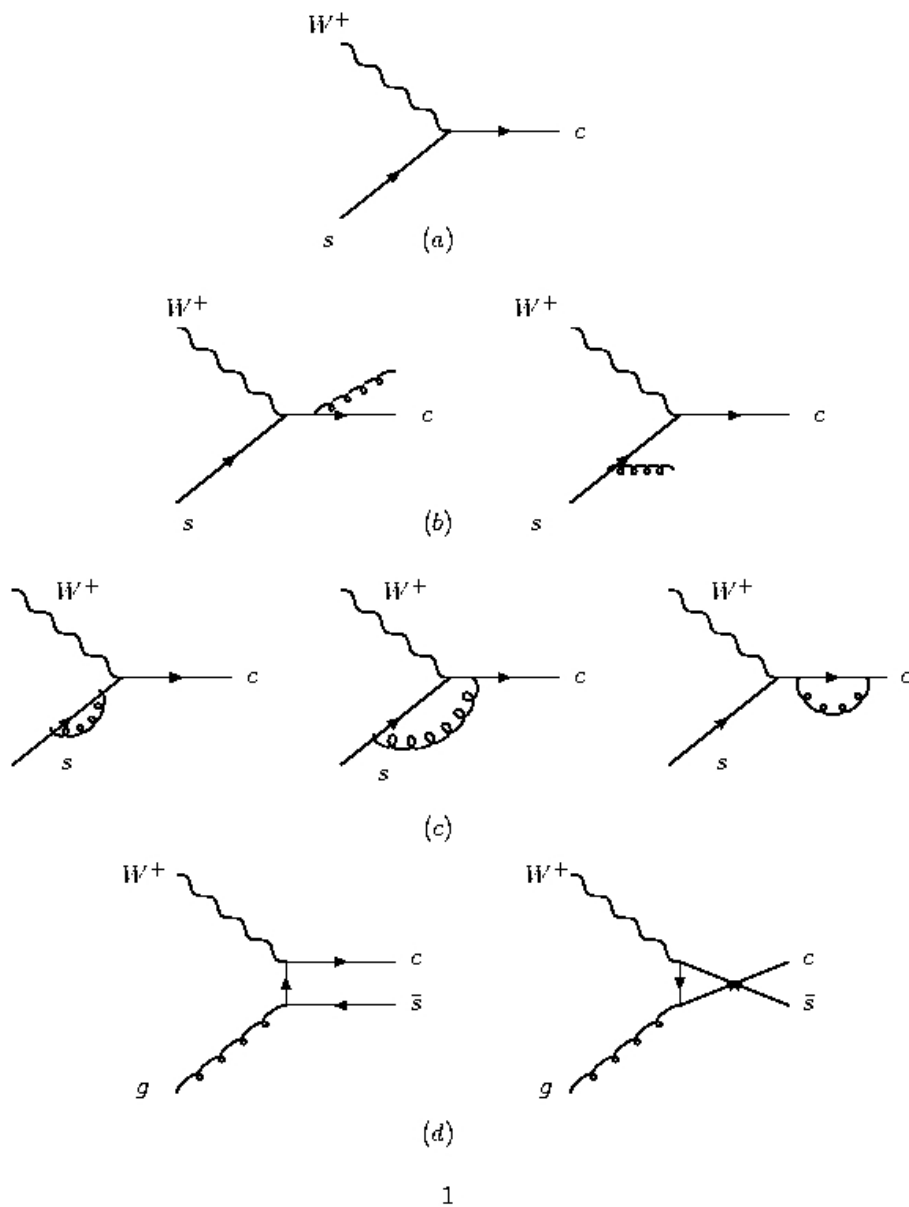


Fig. A.2: Regras de Feynman contribuindo para a produção do charm em reações de corrente carregada acima de $\mathcal{O}(\alpha_s)$. Eles são, separadamente, (a) termo de Born, (b) emissão de glúon real ou espalhamento Compton QCD, (c) correções de glúons virtuais e (d) fusão bóson-glúon. As contribuições suprimidas de Cabibbo são obtidas por substituir todos os quarks s por quarks d .

Apêndice B

DIS e funções de estrutura

Tensor hadrônico e leptônico

Consideremos o DIS lépton-próton

$$kp \rightarrow k'X \quad (\text{B.1})$$

representado em Fig.(1.1) em primeira ordem em QED, onde k' é o lépton espalhado e X representa o estado hadrônico final. Considerando que k é um lépton carregado, a interação ocorrerá através da troca de um fóton virtual.

O processo pode ser caracterizado da seguinte forma: um lépton de momento k emite um fóton de momento q e passa a ter um momento k' no estado final. O próton alvo, que porta momento p no estado inicial, transforma-se pela interação com o fóton virtual, no estado de muitas partículas X , com momento p_X e massa W . O vértice superior (vértice leptônico), é descrito completamente pela Eletrodinâmica Quântica (QED). O vértice inferior (vértice hadrônico), que descreve a transição entre o próton e o estado de muitas partículas, não é conhecido. O círculo para o vértice do próton indica nossa ignorância sobre a estrutura desse vértice.

A seção de choque diferencial para o processo é dada por

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

A amplitude de espalhamento \mathcal{M} para o processo lépton-próton pode ser expressa por

$$\mathcal{M} = -i(2\pi)^4 \delta^4(p_X - p - q) 4\pi\alpha_{em} \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k) \frac{1}{q^2} \langle X | J_h^{em} | p \rangle, \quad (\text{B.3})$$

onde α_{em} é a constante de acoplamento eletromagnética, $\bar{u}(k') \gamma^\mu u(k)$ é a corrente leptônica do vértice leptônico e $1/q^2$ é o propagador do fóton. O elemento de matriz $\langle X | J_h^{em} | p \rangle$ refere-se à corrente eletromagnética entre os estados p e X .

B.1 Obtenção do tensor leptônico

Considerando um espalhamento não polarizado e inclusivo, onde somente o elétron é observado no estado final, e as variáveis naturais $c = \hbar = 1$, teremos que a seção de choque diferencial inclusiva deste processo será dada por

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

onde

$$L^{\nu\mu} = k^\nu k'^\mu + k^\mu k'^\nu - (k \cdot k') g^{\nu\mu}, \quad (\text{B.5})$$

é o tensor do vértice leptônico, adequadamente descrito pela QED, e

$$W_{\nu\mu} = \sum_X (2\pi)^3 \delta^4(p_X - p - q) \frac{E}{2M} \langle p | J_\nu^{em} | X \rangle \langle X | J_\mu^{em} | p \rangle \quad (\text{B.6})$$

é o tensor associado ao vértice hadrônico. Verifica-se que a seção de choque inclusiva é dada pela soma sobre as seções de choque para todos os possíveis estados hadrônicos finais, sem nenhuma seleção sobre um estado final particular

Para calcular os tensores, precisamos recordar algumas propriedades da Diracologia e das matrizes γ , as quais são

$$\bar{u} = u^\dagger \gamma^0 \quad (\text{B.7})$$

$$\gamma^{0\dagger} = \gamma^0 \quad (\text{B.8})$$

$$\gamma^{\mu\dagger} = \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0 \quad (\text{B.9})$$

$$(\gamma^0)^2 = \gamma_0 \quad (\text{B.10})$$

$$\not{A} = \gamma^\mu A_\mu \quad (\text{B.11})$$

$$[\bar{u}(k') \gamma^\nu u(k)]^\dagger = [\bar{u}(k) \gamma^\nu u(k')] \quad (\text{B.12})$$

$$\gamma_5 = i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3. \quad (\text{B.13})$$

Usando estas propriedades, o tensor leptônico passa a ser descrito por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{\mu\nu} &= \sum_{\text{spins}} [\bar{u}(k') \gamma^\mu u(k)] [\bar{u}(k) \gamma^\nu u(k')] \quad (\text{B.14}) \\ &= \sum_{s'} \bar{u}_\alpha^{s'}(k') \gamma_{(\alpha\beta)}^\mu \sum_s u_\beta^{(s)}(k) \bar{u}_\gamma^{(s)}(k) \gamma^\nu (\gamma\xi) u_\xi^{(s)}(k') \end{aligned}$$

Além disso, usando a relação de clausura dos spinores de Dirac, $\sum_S u_\alpha^{(S)}(p) \bar{u}_\beta^{(S)}(p) = (\frac{\not{p} + m}{2m})_{\alpha\beta}$ temos que

$$\begin{aligned} \sum_s u_\beta^{(s)}(k) \bar{u}_\gamma^{(s)}(k) &= (\frac{\not{k} + m}{2m})_{\alpha\beta} \quad (\text{B.15}) \\ \sum_{s'} u_\gamma^{(s')}(k') \bar{u}_\alpha^{(s')}(k') &= (\frac{\not{k}' + m}{2m})_{\gamma\alpha}. \end{aligned}$$

Assim

$$\mathcal{L}^{\mu\nu} = \sum_{s'} u_\xi^{(s')}(k') \bar{u}_\alpha^{(s')}(k') \gamma_{(\alpha\beta)}^\mu \sum_S u_\beta^{(S)}(k) \bar{u}_\gamma^{(S)}(k) \gamma_{(\gamma\xi)}^\nu$$

$$\begin{aligned}
&= \left(\frac{k' + m}{2m}\right)_{\xi\alpha} \gamma_{(\alpha\beta)}^{\mu} \left(\frac{k' + m}{2m}\right)_{\beta\gamma} \gamma_{(\gamma\xi)}^{\nu} \\
&= \frac{1}{4m^2} (k' + m)_{(\xi\alpha)} \gamma_{(\alpha\beta)}^{\mu} (k' + m)_{(\beta\gamma)} \gamma_{(\gamma\xi)}^{\nu} \\
&= \left(\frac{k' + m}{2m}\right)_{(\xi\alpha)} \gamma_{(\alpha\beta)}^{\mu} \left(\frac{k' + m}{2m}\right)_{\beta\gamma} \gamma_{(\gamma\xi)}^{\nu}. \tag{B.16}
\end{aligned}$$

Usando a definição do traço, $\left(\frac{k' + m}{2m}\right)_{\xi\alpha} \gamma_{(\alpha\beta)}^{\mu} \left(\frac{k' + m}{2m}\right)_{\beta\gamma} \gamma_{(\gamma\xi)}^{\nu} = Tr\left(\frac{k' + m}{2m} \gamma^{\mu} \frac{k' + m}{2m} \gamma^{\nu}\right)$ temos

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^{\mu\nu} &= Tr\left(\frac{k' + m}{2m} \gamma^{\mu} \frac{k' + m}{2m} \gamma^{\nu}\right) \\
&= \frac{1}{4m^2} Tr[(k' + m) \gamma^{\mu} (k' + m) \gamma^{\nu}] \\
&= \frac{1}{4m^2} Tr(k' \gamma^{\mu} k' \gamma^{\nu} + k' \gamma^{\mu} m \gamma^{\nu} + m \gamma^{\mu} k' \gamma^{\nu} + m^2 \gamma^{\mu} \gamma^{\nu}) \\
&= \frac{1}{4m^2} [Tr(k' \gamma^{\mu} k' \gamma^{\nu}) + Tr(k' \gamma^{\mu} m \gamma^{\nu}) + Tr(m \gamma^{\mu} k' \gamma^{\nu}) + Tr(m^2 \gamma^{\mu} \gamma^{\nu})]. \tag{B.17}
\end{aligned}$$

Além disso, têm se que

$$Tr[k' \gamma^{\mu} \gamma^{\nu}] = Tr[\gamma^{\beta'}_{\beta} \gamma^{\mu} \gamma^{\nu}] = 0 \tag{B.18}$$

$$Tr[\gamma^{\beta} k'_{\beta} \gamma^{\mu} \gamma^{\nu}] = k'_{\beta} Tr[\gamma^{\beta} \gamma^{\mu} \gamma^{\nu}] = 0 \tag{B.19}$$

$$Tr[\gamma^{\alpha} \gamma^{\beta} \dots \gamma^{\rho} \gamma^{\xi}] = 0 \text{ (odd } - \gamma) \tag{B.19}$$

$$Tr(m \gamma^{\mu} k' \gamma^{\nu}) = m k_{\beta} Tr(\gamma^{\mu} \gamma^{\beta} \gamma^{\nu}) = 0 \tag{B.20}$$

$$Tr(\gamma^{\mu} \gamma^{\nu}) = \frac{1}{2} Tr(\gamma^{\mu} \gamma^{\nu}) + \frac{1}{2} (\gamma^{\nu} \gamma^{\mu}) \tag{B.21}$$

Considerando $Tr(AB) = Tr(BA)$ e $\{\gamma_{\mu}, \gamma^{\nu}\}$ sendo o anti-comutador da matriz $\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}$, têm se que

$$2g^{\mu\nu} \equiv \{\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}\} \tag{B.22}$$

$$\frac{1}{2} Tr\{\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}\} = \frac{1}{2} Tr(2g^{\mu\nu}) \tag{B.23}$$

$$Tr(g^{\mu\nu}) = 4g^{\mu\nu}. \tag{B.24}$$

Aplicando estas propriedades em (B.16), temos

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^{\mu\nu} &= \frac{1}{4m^2} \{Tr(k' \gamma^{\mu} k' \gamma^{\nu}) + m^2 Tr(g^{\mu\nu})\} \\
&= \frac{1}{4m^2} \{Tr(k' \gamma^{\mu} k' \gamma^{\nu}) + 4m^2 g^{\mu\nu}\} \\
&= \frac{1}{4m^2} \{Tr[\gamma^{\alpha} k'_{\alpha} \gamma^{\mu} \gamma^{\beta} k_{\beta} \gamma^{\nu}] + 4m^2 g^{\mu\nu}\} \\
&= \frac{1}{4m^2} \{k'_{\alpha} k_{\beta} Tr(\gamma^{\alpha} \gamma^{\mu} \gamma^{\beta} \gamma^{\nu}) + 4m^2 g^{\mu\nu}\} \tag{B.25}
\end{aligned}$$

Considerando $Tr(\gamma^\alpha \gamma^\beta \gamma^\rho \gamma^\xi) = 4(g^{\alpha\beta} g^{\rho\xi} - g^{\alpha\rho} g^{\beta\xi} + g^{\alpha\xi} g^{\beta\rho})$, obtemos

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^{\mu\nu} &= \frac{1}{4m^2} \{k'_\alpha k_\beta [4(g^{\alpha\mu} g^{\beta\nu} - g^{\alpha\beta} g^{\mu\nu} + g^{\alpha\nu} g^{\mu\beta})] + 4m^2 g^{\mu\nu}\} \\
\mathcal{L}^{\mu\nu} &= \frac{1}{4m^2} \{4k'_\alpha k_\beta g^{\alpha\mu} g^{\beta\nu} - 4k'_\alpha k_\beta g^{\alpha\beta} g^{\mu\nu} + 4k'_\alpha k_\beta g^{\alpha\nu} g^{\mu\beta} + 4m^2 g^{\mu\nu}\} \\
&= \frac{1}{4m^2} \{4k'^\mu k^\nu - 4k'^\beta k_\beta g^{\mu\nu} + 4k'_\nu k_\mu + 4m^2 g^{\mu\nu}\} \\
&= \frac{1}{m^2} \{k'^\mu k^\nu + k'^\nu k^\mu - g^{\mu\nu} (k' \cdot k) + m^2 g^{\mu\nu}\} \\
&= \frac{1}{m^2} \{k'^\mu k^\nu + k'^\nu k^\mu - (k' \cdot k - m^2) g^{\mu\nu}\}.
\end{aligned}$$

Desprezando a massa do elétron ($m \rightarrow 0$), obtemos finalmente o tensor leptônico

$$\mathcal{L}^{\mu\nu} \approx \frac{1}{m^2} \{k'^\mu k^\nu + k'^\nu k^\mu - (k' \cdot k) g^{\mu\nu}\}. \quad (\text{B.26})$$

B.2 Obtenção do tensor hadrônico

Sendo $W_{\mu\nu}$ simétrico e função dos vértices hadrônicos, a sua forma geral é construída por $g^{\mu\nu}$, p^μ e q^μ , onde todas elas são invariantes de Lorentz. Daí, têm-se que

$$W_{\mu\nu} = -W_1 g_{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2} p_\mu p_\nu + W_3 \left(\frac{p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu}{M^2} \right) + \frac{q_\mu q_\nu}{M^2} W_4 \quad (\text{B.27})$$

onde W_1 , W_2 , W_3 e W_4 são funções escalares, dependentes de (q^2, ν)

$$W_i = W_i(q^2, \nu). \quad (\text{B.28})$$

Usando a conservação da corrente no vértice hadrônico, $J^\mu J_\mu = 0 \rightarrow q^\mu \langle X | J_\mu | N \rangle = 0$ e $q^\mu W_{\mu\nu} = 0$, temos

$$-q^\mu g_{\mu\nu} W_1 + \frac{W_2}{M^2} q^\mu p_\mu p_\nu + \frac{W_3}{M^2} (q^\mu p_\mu q_\nu + q^\mu p_\nu q_\mu) + q^\mu q_\mu q_\nu \frac{W_4}{M^2} = 0 \quad (\text{B.29})$$

$$-q_\nu W_1 + \frac{W_2}{M^2} q \cdot p p_\nu + \frac{W_3}{M^2} (q \cdot p q_\nu + q^2 p_\nu) + \frac{q^2 \cdot q_\nu}{M^2} W_4 = 0. \quad (\text{B.30})$$

Para os coeficientes q_ν

$$-W_1 + \frac{q \cdot p}{M^2} W_3 + \frac{q^2}{M^2} W_4 = 0 \quad (\text{B.31})$$

e para os coeficientes p_ν

$$\frac{q \cdot p}{M^2} W_2 + \frac{q^2 W_3}{M^2} = 0. \quad (\text{B.32})$$

Portanto

$$W_3 = \frac{q \cdot p}{M^2} \frac{M^2}{q^2} W_2 = \frac{q \cdot p}{q^2} W_2 = -\frac{p \cdot q}{q^2} W_2 \quad (\text{B.33})$$

$$W_4 = \frac{M^2}{q^2} (W_1 - \frac{q \cdot p}{M^2} W_3) = \frac{M^2}{q^2} [W_1 - (-\frac{(p \cdot q)^2}{M^2 q^2} W_2)] \quad (\text{B.34})$$

$$= \frac{M^2}{q^2} [W_1 + \frac{(p \cdot q)^2}{M^2 q^2} W_2] \quad (\text{B.35})$$

$$W_4 = \frac{M^2}{q^2} W_1 + \frac{(p \cdot q)^2}{q^4} W_2. \quad (\text{B.36})$$

Com isso,

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= -g_{\mu\nu} W_1 + \frac{p_\mu p_\nu}{M^2} W_2 \\ &+ \frac{p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu}{M^2} (-\frac{p \cdot q}{q^2} W_2) + \frac{q_\mu q_\nu}{M^2} (\frac{M^2 W_1}{q^2} + \frac{(p \cdot q)^2}{q^4} W_2) \\ &= (-g_{\mu\nu} W_1 + \frac{p_\mu p_\nu}{M^2} W_2 + \frac{p_\mu q_\nu (-q \cdot p)}{M^2 q^2} W_2 + \frac{p_\nu q_\mu}{M^2 q^2} (-p \cdot q) W_2) \end{aligned} \quad (\text{B.37})$$

$$\begin{aligned} &+ \frac{q_\mu q_\nu}{M^2 q^2} M^2 W_1 + \frac{q_\mu q_\nu}{M^2} \frac{(p \cdot q)^2}{q^4} W_2) \\ &= (-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}) W_1 + [p_\mu p_\nu + \frac{q_\mu q_\nu}{q^4} (p \cdot q)^2 - \frac{(p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu)}{q^2} (p \cdot q)] \frac{W_2}{M^2}. \end{aligned} \quad (\text{B.38})$$

Finalmente, temos o tensor hadrônico

$$W_{\mu\nu} = (-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}) W_1(q^2, \nu) + (p^\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\mu)(p^\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\nu) \frac{W_2}{M^2}(q^2, \nu) \quad (\text{B.39})$$

o qual nos determina a constituição do hádron.

B.3 Obtenção das funções de onda do cone de luz

Partindo da definição da função de onda [3]

$$\Psi_\lambda^{\lambda_1, \lambda_2}(z, r) = V_\lambda^{\lambda_1, \lambda_2}(z, r) - A^{\lambda_1, \lambda_2} \lambda(z, r) \quad (\text{B.40})$$

onde $V_\lambda^{\lambda_1, \lambda_2}(z, r)$ é a parte vetorial e $A_\lambda^{\lambda_1, \lambda_2}(z, r)$ é a parte axial e $\lambda_{1,2}$ são as helicidades dos quarks interagentes.

Ambas as partes axial e vetorial dependem da helicidade λ do bóson. Se $\lambda = \pm 1$, tem-se que

$$\begin{aligned} V_\lambda^{\lambda_1, \lambda_2}(z, r) &= -\frac{\sqrt{2\alpha_W N_C}}{2\pi} (\delta_{\lambda_1, \lambda_2} \delta_{\lambda_1, 2\lambda_1} [(1-z)m + z\mu] K_0(\epsilon r) \\ &- i(2\lambda_1) \delta_{\lambda_1, -\lambda_2} e^{i\lambda\phi} [(1-z)\delta_{\lambda, -2\lambda_1} + z\delta_{\lambda, 2\lambda_1}] \epsilon K_1(\epsilon r)) \end{aligned}$$

$$(B.42)$$

$$A_{\lambda}^{\lambda_1, \lambda_2}(z, r) = \frac{\sqrt{2\alpha_W N_C}}{2\pi} [\delta_{\lambda_1, \lambda_2} \delta_{\lambda, 2\lambda_1} (2\lambda_1) [(1-z)m - z\mu] K_0(\epsilon r) + i\delta_{\lambda_1, -\lambda_2} e^{i\lambda\phi} [(1-z)\delta_{\lambda, -2\lambda_1}] \epsilon K_1(\epsilon r)]$$

onde $\epsilon^2 = z(1-z)Q^2 + (1-z)m^2 + z\mu^2$ e $K_{\nu}(x)$ são as funções de Bessel modificadas.

Os elementos da matriz densidade podem ser obtidos a partir de

$$\rho_{\lambda\lambda'} = \sum_{\lambda_1\lambda_2} \Psi_{\lambda}^{\lambda_1, \lambda_2} (\Psi_{\lambda'}^{\lambda_1, \lambda_2})^*. \quad (B.43)$$

Os elementos para o caso $\lambda = \lambda' = \pm 1$ são obtidos a partir da substituição das Eqs. (B.43) em B.40. Fazendo $V - A$ e multiplicando por seu complexo conjugado, obtemos, para este caso

$$\rho_{+1+1}(z, r) = \frac{8\alpha_W N_C}{(2\pi)^2} (1-z)^2 [m^2 K_0(\epsilon r)^2 + \epsilon^2 K_1(\epsilon r)^2] \quad (B.44)$$

$$\rho_{-1-1}(z, r) = \frac{8\alpha_W N_C}{(2\pi)^2} z^2 [\mu^2 K_0(\epsilon r)^2 + \epsilon^2 K_1(\epsilon r)^2]. \quad (B.45)$$

O caso de $\lambda = 0$ é obtido semelhante ao acima descrito, apenas com as devidas partes axiais e vetoriais.

Assim, a partir destes elementos de matriz, podem ser obtidas as funções de estrutura do próton demonstradas no Capítulo 2.

Referências Bibliográficas

Referências

- [1] BARONE, V.; GENOVESE, M.; N. PREDAZZI, E.; ZAKHAROV, B. G. On the determination of the Weinberg angle from neutrino reactions *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 292, n. 1-2, p. 181-188, Oct. 1992.
- [2] NIKOLAEV, N. N.; SPETH, J.; ZOLLER, V. R. The color dipole BFKL-Regge expansion: from DIS on proton to pions to rise of hadronic cross sections *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 473, n. 1, p. 157-166, Jan. 2000.
- [3] FIORE, R.; ZOLLER, V. R. Left-right asymmetry of nuclear shadowing in charged current DIS, *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 632, n. 1, p. 87-91, Jan. 2006.
- [4] BJORKEN, J.D. Rapidity gaps and jets as a new physics signature in very high energy hadron-hadron collision *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 47, n. 1, p. 101-141, Jan. 1992.
- [5] CHEHIME, H. al. Deciphering 40 TeV rapidity gap physics with 2 TeV jet events *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 286, n. 3, p. 397-402, Jul. 1992.
- [6] FORSHAW, J. R.; ROSS, D. A. *Quantum chromodynamics and the Pomeron*. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- [7] BARONE, V.; PREDAZZI, E. *High-energy particle diffraction*. Berlin: Springer-Verlag, 2002.
- [8] LHC site, <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.
- [9] CMS site, <http://cmsdoc.cern.ch/cms/outreach/html/index.shtml>.
- [10] COX, B.E. *et al.* Detecting the Standard Model Higgs Boson in the WW decay channel using forward proton tagging at the LHC. *Eur. Phys. J. C*. Berlin, v. 45, p. 401-407, Dec. 2006.
- [11] KHOZE, V. A.; RYSKIN, M. G.; STIRLING, W. J. *Diffractive W^{+2} jet production: a background to exclusive HWW production at hadron colliders*. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 44, p. 227-232, Aug. 2005.
- [12] MARTIN A.D. *et al.* *Diffractive Higgs production and related processes*. *Czech. J. Phys.*, v. 55, p. B717-B724, 2005.

- [13] BELOTSKY, K. *et al.* *Can an invisible Higgs boson be seen via diffraction at the LHC?* *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 36, p. 503-507, July 2004.
- [14] GOLEC-BIERNAT, K.; MARQUET, C. *Testing saturation with diffractive jet production in deep inelastic scattering.* *Phys. Rev. D*, Melville, v. 71, p. 114005-114015, June 2005.
- [15] FORSHAW, J.R.; KYRIELEIS, A.; SEYMOUR, M.H. *Gaps between Jets in the High Energy Limit.* *JHEP*, v. 0506, p. 034, June 2005.
- [16] INGELMAN, G.; SCHLEIN, P.E. *Jet Structure In High Mass Diffractive Scattering.* *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 152, p. 256-260, 1985.
- [17] UA8 Collaboration *Evidence For Transverse Jets In High Mass Diffraction.* *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 211, n. 1-2, p. 239-246 (1988).
- [18] SCHLEIN, P. [for the Collab.], *The Evidence for Partonic Behavior of the Pomeron.* Proceedings of the International Europhysics Conference on High Energy Physics - Marseille, France, 22-28 July 1993 (Editions Frontieres - ed. J. Carr and M. Perrottet) p. 592.
- [19] BRUNI, P.; INGELMAN, G. *Diffractive W and Z production at $p\bar{p}$ colliders and the pomeron parton content.* *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v 311, n. 1-4, 317-323 (1993).
- [20] BJORKEN, J. D.; PASCHOS, E. A. *Inelastic electron-proton and gamma-proton scattering and structure of nucleon.* *Phys. Rev.*, New York, v. 185, n. 5, p. 1975-1982, Sept. 1969.
- [21] CANAL, C. A.; GAY DUCATI, M. B.; SIMÕES, J. A. M. *Notes in deep inelastic scattering.* Strasbourg: Centre de Recherches Nucléaires, Université Louis Pasteur, 1979. 93p. (Séries des cours et conférences sur la physique des hautes énergies, 15).
- [22] KOGUT, J.; SUSSKIND, L. *Scale-invariant parton model.* *Phys. Rev. D*, New York, v. 9, n. 3, p.697-705, Feb. 1974.
- [23] GREINER, W.; SCHÄFER, A. *Quantum chromodynamics.* New York: Springer-Verlag, 1994.
- [24] MUTA, T. *Foundations of quantum chromodynamics: an introduction to perturbative methods in gauge theories.* 2. ed. Singapore: World Scientific, 1997.
- [25] STERMAN, G. *et al.* *Handbook of perturbative QCD.* *Rev. Mod. Phys.*, Woodbury, v. 67, n. 1, p. 157-248, Jan. 1995.
- [26] ROBERTS, R. G. *The structure of the proton.* Cambridge: Cambridge University Press, 1990.

- [27] FEYNMAN, R. P. *Phys. Rev. Lett* 23 1415 (1969)
- [28] BETHKE, S. Determination of the QCD coupling α_s . *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, Bristol, v. 26, n. 7, p. R27-R66, July 2000.
- [29] COLLINS, J. C.; SOPER, D. E.; STERMAN, G. Factorization of hard processes in QCD. In: MULLER, A. H. (Ed.) *Perturbative quantum chromodynamics*. Singapore: World Scientific, 1989, p. 1-91.
- [30] FRIEDMAN, J.I. *et al.* *Rev. Mod. Phys.* 63, 573,597,615 (1991)
- [31] CALLAN, C. G.; GROSS, D. J. High-energy electroproduction and constitution of the electric current. *Phys. Rev. Lett.*, New York, v. 22, n. 1, p. 156-159, Jan. 1969.
- [32] HALZEN, F. MARTIN, A. D. *Quarks & leptons: an introductory course in modern particle physics*. New York: John Wiley, 1984
- [33] Particle Physics Booklet, Institute of Physics Publishing, 2006
- [34] 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*, New York, v. 46, n. 4, p. 641-653, Oct. 1977.
- [35] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic freedom in parton language. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 126, n. 2, p. 298-318, Aug. 1977.
- [36] GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. Deep inelastic ep scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys*, New York, v. 15, n. 4, p. 438-450, Oct. 1978.
- [37] KLEIN, M. Structure functions in deep inelastic lepton-nucleon scattering. *Int. J. Mod. Phys. A*, Singapore, v. 15, p. 467-494, July 2000. Suppl. 1B.
- [38] MARTIN, A. *Scattering theory: unitarity, analyticity and crossing*. Berlin: Springer-Verlag, 1969. (Lecture notes in physics, 3)
- [39] VELTMAN, M. Perturbation Theory and Relative Space, report UM-TH-94-12 (1994)
- [40] HOOFT, G. t, Lattice Regularization of Gauge Theories Without Loss of Chiral Symmetry Correction of formula in Appendix, and extra references added (1994)
- [41] BOLLINI, C. G. *et. al.* Non-Local Pseudo-Differential Operators
- [42] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S. Pomernanchuk singularity in asymptotically free theories. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 60, n. 1, p. 50-52, Dec. 1975.
- [43] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S. Multiregge processes in the Yang-Mills theory. *Sov. Phys. JETP*, New York, v. 44, n. 3, p. 443-451, Sept. 1976.

- [44] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S. The Pommeranchuk singularity in nonabelian gauge theories. *Sov. Phys. JETP*, New York, v. 45, n. 2, p. 199-204, Feb. 1977.
- [45] BALITSKY, Y.; LIPATOV, L. N. Pommeranchuk singularity in quantum chromodynamics. *Sov. J. Nucl. Phys.*, New York, v. 28, n. 6, p. 822-829, Dec. 1978.
- [46] GRIBOV, L. V.; LEVIN, E. M.; RYSKIN, M. G. Semihard processes on QCD. *Phys. Rep.*, Amsterdam, v. 100, n. 1/2, p.1-150, Nov. 1983.
- [47] AYALA, A. L.; GAY DUCATI, M. B.; LEVIN, E. M. QCD evolution of the gluon density in a nucleus. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 493, n. 1/2, p. 305-353, May 1997.
- [48] FROISSART, M. Asymptotic behavior and subtractions in the Mandelstam representation. *Phys. Rev.*, New York, v. 123, n. 3, p. 1053-1057, Aug. 1961.
- [49] GAY DUCATI, M. B. High density QCD. *Braz. J. Phys.*, São Paulo, v. 31, n. 2, p. 115-130, June 2001.
- [50] AYALA, A. L.; GAY DUCATI, M. B.; LEVIN, E. M. Parton densities in a nucleon. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 511, n. 1/2, p. 355-395, Feb. 1998.
- [51] NACHIE, S. *Pomeron physics and QCD*, New York: Cambridge University Press 2002.
- [52] NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. G. Color transparency and scaling properties of nuclear shadowing in deep inelastic scattering. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 49, n. 4, p. 607-618, Mar. 1991.
- [53] ARNEODO, M. Measurements of the nucleon structure function in the range $0.002 < x < 0.17$ and $0.2 < Q^2 < 8\text{GeV}^2$ in deuterium, carbon and calcium *et al.*, *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 333, n. 1, p. 1-47, Mar. 1990.
- [54] COLLINS, J. C.; FRANKFURT, L.; ATRIKMAN, M. Factorization for hard exclusive electroproduction of mesons in QCD, *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 56, n. 5, p. 2982-3006, Sep. 1997.
- [55] JI, X. Off-forward parton distributions, *Journal Of Physics G*, v. 24, n. 7, p. 1181, July 1998.
- [56] RADYUSHKIN, A. V., *At the frontier of particle physics*, Minnesota: World Scientific Publishing 2001
- [57] LOW, F. E. A model of the bare pomeron. *Phys. Rev. D*, New York, v. 12, n. 1, p. 163-173, July 1975.
- [58] NUSSINOV, S. A perturbative recipe for quark gluons theories and some of its applications. *Phys. Rev. D*, New York, v. 14, n. 1, p. 246-257, July 1976.

- [59] MUELLER, A. H. Soft gluons in infinite-momentum wave function and the BFKL pomeron. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 415, n. 2, p. 373-385, Mar. 1994.
- [60] BIALAS, A.; NAVELET, H.; PESCHANSKI, R. QCD dipole model and k_T factorization. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 593, n. 3, p. 438-450, Jan. 2001.
- [61] D'EGLIA, M.; Di GIACOMO, A.; MEGGIOLARO, E. Field Strength correlations in full QCD. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 408, n. 1, p. 315-319, Sep. 1997.
- [62] NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. G. Pomeron structure function and diffractive dissociation of virtual photons in perturbative QCD. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 53, n. 2, p. 331-345, Feb. 1992.
- [63] NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. G.; ZOLLER, V. R. The spectrum and solutions of the generalized BFKL equation for total cross section. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 328, n. 3-4, p. 486-494, June 1994.
- [64] NEMCHIK, J.; Nikolaev, N.N.; Predazzi, E.; Zakharov, B.G. Color dipole systematics of diffractive photo-and electroproduction of vector mesons. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 374, n. 1, p. 199-204, May 1996.
- [65] IVANOV, I. P.; NIKOLAEV, N. N. Diffractive S and D wave vector mesons in deep inelastic scattering. *JETP Letters*, v. 69, n. 4, p. 294-299, Feb. 1999.
- [66] NIKOLAEV, N. N.; PRONYAEV, A. V.; ZAKHAROV, B. G. Predictions for the forward cone in diffractive deep inelastic scattering. *JETP Letters*, v. 68, n. 8, p. 634-640, Feb. 1998.
- [67] GOLEC-BIERNAT, K.; WUSTHOFF, M. Saturation effects in deep inelastic scattering at low Q^2 and its implication on diffraction. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 59, n. 1, p. 0140171-014017110, Nov. 1998.
- [68] GOLEC-BIERNAT, K.; WUSTHOFF, M. Saturation in diffractive deep inelastic scattering. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 60, n. 11, p. 1140231-11402315, Nov. 1999.
- [69] H1 Collaboration: AHMED, T. et al. First measurement of the deep-inelastic structure of proton diffraction. *Phys. Lett. B*, Woodbury, v. 348, n. 3, p. 681-695, Apr. 1995.
- [70] ADLOFF, C. *et al.* Inclusive measurement of diffractive deep-inelastic $\vec{e}p$ scattering. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 76, n. 4, p. 613-629, Dec. 1997.
- [71] GOLEC-BIERNAT, K.; WUSTHOFF, M. Saturation effects in deep inelastic scattering at low Q^2 and its implications on diffraction. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 59, n. 1, p. 014017-014026, Nov. 1998.
- [72] MUELLER, A. H.; TRIANTAFYLLOPOULOS, D. N. The energy dependence of the saturation momentum. *Nucl. Phys. B*, v. 640, n. 1-2, p. 331-350, May 2002.

- [73] TRIANTAFYLLOPOULOS, D. N. The energy dependence of the saturation momentum from RG improved BFKL evolution. *Nucl. Phys. B*, v. 648, n. 1-2, p. 293-316, Jan. 2003.
- [74] MUELLER, A. H. Nuclear A-dependence near the saturation boundary. *Nucl. Phys. A*, v. 724, n. 1-2, p. 223-232, Aug. 2003.
- [75] GONÇALVES, V. P. MACHADO, M. V. T. Geometric Scaling in Inclusive Charm Production. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 91, n. 20, p. 202002-202005, Nov. 2003.
- [76] IANCU, E.; ITAKURA, K.; MUNIER, S. Saturation and BFKL dynamics in the HERA data at small x. *Phys. Lett. B*, Melville, v. 590, p. 199-208, Oct. 2004.
- [77] LEVIN, E.; TUCHIN, K. Solution to the evolution equation for high parton density QCD. *Nucl. Phys. B*, v. 573, p. 833-852 2000.
- [78] BALITSKY, I. Operator expansion for high-energy scattering. *Nucl. Phys. B*, v. 643, p. 99-160, 1996.
- [79] KOVCHEGOV, Y. V. Small-x F^2 structure function of a nucleus including multiple Pomeron exchanges. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 60, n. 3, p. 034008-0340015, June 1999.
- [80] IANCU, E.; VENUNGOPALAN, R. The Color Glass Condensate and High Energy Scattering in QCD, review for QGP3, Eds. R. C. Hwa and X.-N. Wang, World Scientific
- [81] McLERRAN, M.; VENUGOPALAN, R. Computing Quark and Gluon Distribution Functions for Very Large Nuclei. *Phys. Rev D*, Woodbury, v. 49, n. 5, p. 2233-2241, Mar. 1994.
- [82] BETEMPS, M. A.; GAY DUCATI, M. B. Dilepton low p_T suppression as an evidence of the Color Glass Condensate. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 70, p. 116005-116014, Dec. 2004.
- [83] SANTANA AMARAL, J. T., BETEMPS, M. A., GAY DUCATI, M. B., SOYEZ, G. γ^*p cross section from the dipole model in momentum space *hep-ph/0612091*
- [84] ARMESTO, N. A simple model for nuclear structure functions at small x in the dipole picture. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 26, n. 1, p. 35-43, Nov. 2002.
- [85] BARONE, V.; GENOVESE, M.; NIKOLAEV, N. N., PREDAZZI, E.; ZAKHAROV, B. G. Leptoproduction of charm revisited. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 328, n. 1-2, p. 143-148, May 1994.
- [86] KUTAK, K.; KWIECIŃSKI, J. Screening effects in the ultrahigh energy neutrino interactions. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 29, p. 521, 2003.

- [87] KWIECIŃSKI, J.; MARTIN, A. D., STAŠTO, A. M. Penetration of the Earth by ultrahigh energy neutrinos predicted by low x QCD. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 59, n 9, p. 093002-093013, Mar. 1999.
- [88] DE JAGER, C. W.; DE VRIES, H.; DE VRIES, C. Nuclear charge- and magnetization-density-distribution parameters from elastic electron scattering, *Atom. Data. Nucl. Data Tabl.*, Amsterdam, v. 14, n. 5-6, p. 479-508, Dec. 1974.
- [89] STAŠTO, A. M.; GOLEC-BIERNAT, K.; KWIECIŃSKI, J. Geometric Scaling for the Total γ^*p Cross Section in the Low x Region, *Phys. Rev Lett.*, Melville, v. 86, n. 4, p. 596-599, Jan. 2001.
- [90] ARMESTO, N.; SALGADO, C. A.; WIEDEMANN, U. A. Relating High-Energy Lepton-Hadron, Proton-Nucleus, and Nucleus-Nucleus Collisions through Geometric Scaling, *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 94, p. 022002, Jan. 2005.
- [91] MUELLER, A. H. Small- x behaviour and parton saturation: a QCD model. *Nucl. Phys. B*, v. 335, n. 1, p. 115-137, Apr. 1990.
- [92] MACHADO, M. V. T. Geometric scaling in ultrahigh-energy neutrino scattering and nonlinear perturbative QCD. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 71, p. 114009-114013, June 2005.
- [93] MACHADO, M. V. T. Ultrahigh energy neutrinos and nonlinear QCD dynamics. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 70, p. 053008-053013, Sep. 2004.
- [94] SELINGMAN, W. G. *et al.* CCFR Coll. Improved determination of α_s from neutrino-nucleon scattering. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 79, n. 7, p. 1213-1216, Aug. 1997.
- [95] FLEMING, B. T. *et al.* CCFR Coll. First measurement of the low- x , low- Q^2 structure function F^2 in neutrino scattering. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 86, n. 24, p. 5430-5433, June 2001.
- [96] TZANOV, M. *et al.* NuTeV Coll. Precise measurement of neutrino and antineutrino differential cross sections. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 74, p. 012008-012023, July 2006.
- [97] FIORE, R.; ZOLLER, V. R. Charged currents, color dipoles and xF_3 at small x . *JETP Lett.*, v. 82, p. 385, 2005.
- [98] MACHADO, M. M.; GAY DUCATI, M. B.; MACHADO, M. V. T. Small- x neutrino structure functions in charged current DIS within the QCD color dipole picture, *Phys. Let. B*, Amsterdam, v. 644, n.5, p. 340-345, Jan. 2007.
- [99] YANG, U. K. *et al.* Extraction of $R = \sigma_L/\sigma_T$ from CCFR $\nu\mu - Fe$ and $\bar{\nu}\mu$ differential cross sections. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 87, n. 25, p. 251802-251805, Nov. 2001.

- [100] YANG, U. K. *et al.* Measurements of F^2 and $xF^{3\nu} - xF^{3\bar{\nu}}$ from CCFR $\nu\mu - Fe$ and $\bar{\nu}\mu - Fe$ data in a physics model-independent way. *Phys. Rev. Lett.*, Amsterdam, v. 86, p. 2742-2745, Mar. 2001.
- [101] COLLINS, P. B. *An introduction to Regge theory and high energy physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1977.
- [102] GOULIANOS, K. Diffractive interactions of hadrons at high energies. *Phys. Rep.*, Amsterdam, v. 101, n. 3, p. 169-219, Dec. 1983.
- [103] BRANDT, A. *et al.* Evidence for a super-hard pomeron structure. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 297, n. 3/4, p. 417-424, Dec. 1992.
- [104] De WOLF, E.A. Diffractive scattering. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, Bristol, v. 28, n. 5, p. 1023-1044, May 2002.
- [105] LEVIN, E. M. Everything about reggeons. Part I: Reggeons in soft interaction. Disponível em: <<http://xxx.if.usp.br/ps/hep-ph/9710546>>. Acesso em: 05 out. 1997.
- [106] DONNACHIE, A.; LANDSHOFF, P. V. Elastic scattering and diffractive dissociation. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 244, n. 2, p. 322-336, Oct. 1984.
- [107] DONNACHIE, A.; LANDSHOFF, P. V. Total cross sections. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 296, n. 1/2, p. 227-232, Dec. 1992.
- [108] MUELLER, A. H. O(2,1) analysis of single particle spectra at high-energy. *Phys. Rev. D*, New York, v. 2, n. 12, p. 2963-2968, Dec. 1970.
- [109] DONNACHIE, A.; LANDSHOFF, P. V. Dynamics of elastic scattering. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 267, n. 3/4, p. 690-701, Apr. 1986.
- [110] STRENG, K. H. Pomeron-Pomeron collisions at collider energies. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 166, n. 4, p. 443-448, Jan. 1986.
- [111] GOULIANOS, K. Renormalization of hadronic diffraction and the structure of the Pomeron. *Phys. Lett. B* v. 358, 379-388 1995
- [112] COVOLAN, R. J. M.; SOARES, M. Study on the Pomeron structure function. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 57, n. 1, p. 180-189, Jan. 1998.
- [113] COVOLAN, R. J. M.; SOARES, M. Analysis of the diffractive production of W's and dijets at the DESY HERA and Fermilab Tevatron colliders. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 60, n. 5, p. 054005-0540019, July 1999.
- [114] BATISTA, M.; COVOLAN, R.J.M.; MONTANHA, J. Regge analysis of diffractive and leading baryon structure functions from deep inelastic scattering. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 65, n. 9, p. 096006-096015, May 2000..

- [115] GOTSMAN, E.; LEVIN, E.; MAOR, U. Survival probability of large rapidity gaps in a three channel model. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 60, p. 094011-094021, Oct. 1999.
- [116] DONNACHIE, A.; LANDSHOFF, P. V. Diffractive deep inelastic lepton scattering. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 191, n. 3, p. 309-312, June 1987.
- [117] AKTAS, A. *et al.* Measurement and QCD analysis of the diffractive deep inelastic scattering cross section at HERA. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 48, p.715-748, Oct. 2006.
- [118] BURAS, A.; GAEMERS, K. Simple parametrizations of parton distributions with q^2 dependence given by asymptotic freedom. *Nucl. Phys. B*, v. 132, p. 249-274, May 1977.
- [119] PUMPLIN, J.; STUMP, D.R.; HUSTON, J.; LAI, H.L.; NADOLSKY, P. TUNG, W.K. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP 0207*, v. 012, Aug. 2002..
- [120] ADLOFF, C. *et al.* Inclusive measurement of diffractive deep-inelastic ep scattering. *Zeit. Phys. C*, Berlin, v. 76, n. 4, p. 613-629, Dec. 1997.
- [121] GLUCK, M; REYA, E; VOGT, A. Parton distributions for high energy collisions. *Zeit. Phys. C*, Berlin, v. 53, n. 1, p. 127-134, Mar. 1992.
- [122] ABE, F. *et al*, CDF Collaboration. Observation of rapidity gaps in $\bar{p}p$ collisions at 1.8 TeV. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 74, n. 6, p. 855-859, Feb. 1995.
- [123] ABE, F. *et al* Observation of diffractive W-boson production at the Fermilab Tevatron. *Phys. Rev. Lett*, Woodbury, v. 78, n. 14, p. 2698-2703, Feb. 1997.
- [124] INGELMAN, G.; SCHLEIN, P. E. Jet structure in high mass diffractive scattering. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 152, n. 3, p. 256-260, Mar. 1985.
- [125] BONINO, R. *et al.* Evidence for transverse jets in high-mass diffraction. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 211, n. 1, p. 239-246, Aug. 1988.
- [126] KAIDALOV, A.B.; KHOZE, V.A.; MARTIN, A.D.; RYSKIN, M.G. Probabilities of rapidity gaps in high energy interactions, *Eur. Phys. J. C*, v. 21, p. 521-529, Aug. 2001.
- [127] KHOZE, V.A.; MARTIN, A.D.; RYSKIN, M.G. Soft diffraction at the LHC and properties of the Pomeron, *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B*, v. 99, p. 213-216, 2001.
- [128] BLOCK, M.M.; HALZEN, F. Survival probability of large rapidity gaps in $\bar{p}p$, pp , γp and $\gamma\gamma$ collisions. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 63, n. 11, p. 114004-114009, Apr. 2001.

- [129] CDF Collaboration: AFFOLDER, T. *et al.*. Diffractive dijets with a leading antiproton in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1800$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 84, n. 22, p. 5043-5048, May 2000.
- [130] KHOZE, V. A.; MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. G. Soft diffraction and the elastic slope at Tevatron and LHC energies: a multi-Pomeron approach. *Eur. Phys. J. C*, v. 18, p. 167-179, Oct. 2000.
- [131] GOTSMAN, E.; LEVIN, E.; MAOR, U. Energy dependence of the survival probability of large rapidity gaps. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 438, n. 1, p. 229-234, Oct. 1998.
- [132] GOTSMAN, E.; LEVIN, E.; MAOR, U. Survival probability of large rapidity gaps in a three channel model. *Phys. Rev. D*, Melville, v 60, n. 9, p. 094011-094020, Oct. 1999.
- [133] LUNA, E. G. S. Survival probability of large rapidity gaps in a QCD model with a dynamical infrared mass scale. *Phys.Lett. B*, Amsterdam, v. 641, n. 2, p. 171-176, Oct. 2006.
- [134] LUNA, E. G. S. *et al.* Influence of a dynamical gluon mass in the pp and $\bar{p}p$ forward scattering. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 72, p. 034019-034025, Aug. 2005.
- [135] CORNWALL, J. M. Dynamical mass generation in continuum quantum chromodynamics. *Phys. Rev. D*, New York, v. 26, n. 6, p. 1453-1478, Sep. 1982.
- [136] CORNWALL, J. M.; PAPAVALASSILIOU, J. Gauge-invariant three-gluon vertex in QCD. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 40, n. 10, p. 3474-3485, Nov. 1989.
- [137] ANSELM, A. A.; GRIBOV, V. N. Zero pion mass limit in interaction at very high energies. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 40, n. 4, p. 487-490, July 1972.
- [138] D0 Collaboration. Observation of diffractively produced W and Z Bosons in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 1800$ GeV *Phys.Lett. B*, Amsterdam, v. 574, n. 3, p. 169-179, Nov. 2003.
- [139] GRIFFITHS, D. J., *Introduction to elementary particles*. New York: John Wiley, 1987
- [140] BARGER, V. D.; PHILLIPS, R. J. N.; *Collider physics*. New York: Addyson-Wesley, 1987.
- [141] MACHADO, M. M.; GAY DUCATI, M. B.; MACHADO, M. V. T. Diffractive hadroproduction of W and Z bosons at high energies, *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 75, p. 114013, July 2007.
- [142] GEHRMANN, T.; STIRLING, W. J. Deep inelastic electron-Pomeron scattering at HERA, *Z.Phys. C*, Berlin, v. 70, p. 89-102, Jan. 1996.