

# Fotoprodução difrativa do bóson de Higgs em Colisões Ultraperiféricas

Gustavo Gil da Silveira



Porto Alegre  
Julho de 2011





UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

# Fotoprodução difrativa do bóson de Higgs em Colisões Ultraperiféricas\*

por

Gustavo Gil da Silveira

Tese realizada sob orientação da Profa. Dra. Maria Beatriz de Leone Gay Ducati e submetida ao Departamento de Física desta Universidade em preenchimento do requisito final para a obtenção do título de

**Doutor em Ciências**

no

**INSTITUTO DE FÍSICA**

da

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Defesa pública realizada no dia 12 de Julho de 2011, no Anfiteatro Antônio Cabral do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, tendo composta a seguinte banca examinadora:

- i. Prof<sup>ª</sup>. Dr<sup>ª</sup>. Maria Beatriz de Leone Gay Ducati (Presidente)
- ii. Dr. Michael Albrow (Fermi National Laboratory)
- iii. Prof. Dr. Rodolfo Sassot (Universidad de Buenos Aires)
- iv. Prof. Dr. Felipe Barbedo Rizzato (Instituto de Física - UFRGS)
- v. Prof<sup>ª</sup>. Dr<sup>ª</sup>. Thaisa Storchi Bergmann (Instituto de Física - UFRGS)

---

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

Gil da Silveira, Gustavo  
Fotoprodução difrativa do bóson de Higgs em  
Colisões Ultraperiféricas / Gustavo Gil da Silveira.  
-- 2011.  
173 f.

Orientadora: Maria Beatriz de Leone Gay Ducati.

Tese (Doutorado) -- Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Instituto de Física, Programa de Pós-Graduação em Física, Porto Alegre, BR-RS, 2011.

1. Produção do bóson de Higgs. 2. Colisões Ultraperiféricas. 3. Formalismo de Fator de Impacto. 4. Processo fóton-próton. 5. Colisões entre hádrons e núcleos. I. de Leone Gay Ducati, Maria Beatriz, orient. II. Título.

ريح الجنة هي تلك التي تهب بين أذن الحصان

*"The wind of Heaven is that which blows between a horse's ears"*

– Ditado árabe



# Agradecimentos

Meus agradecimentos iniciais são dirigidos à minha família, devido ao apoio e confiança em mim depositados durante todos estes anos e que sempre apoiaram meus estudos na direção de trilhar minha formação profissional, acadêmica e científica. Em especial, agradeço aos meus pais Iloi Gomes da Silveira e Asta Beatriz da Silveira, aos quais dedico esta Tese de Doutorado, em vista de todo o suporte proporcionado a mim, principalmente aquele de cunho moral e ético, de valor inestimável.

Expresso meus agradecimentos também ao Grupo de Fenomenologia de Partículas de Altas Energias (GFPAE), que me acolheu desde o início do meu Mestrado e permitiu minha formação científica na área de Física de Partículas e fenomenologia de altas energias. Primeiramente, sou grato à Profa. Dra. Maria Beatriz De Leone Gay Ducati pela orientação científica e instigar meu desempenho durante estes anos. Sou grato também aos colegas e ex-colegas do GFPAE: Werner Krambeck Sauter, Marcos André Betemps Vaz da Silva, Luiz Fernando Mackedanz, João Thiago de Santana Amaral, e em particular aos colegas que estiveram mais presentes no decorrer destes anos de Doutorado, Emmanuel Gräve de Oliveira, Magno Valério Trindade Machado e Eduardo André Flach Basso, e em especial ao colega Mairon Melo Machado, principalmente pelas discussões enriquecedoras, científicas ou não, mas que contribuíram decisivamente para a conclusão deste trabalho, tanto no âmbito científico quanto pessoal. Adicionalmente, os momentos de descontração durante os diversos jantares, em uma churrascaria<sup>†</sup> que ficou conhecida entre os colegas, foram de extrema importância para meu agregamento pessoal ao grupo. Ademais, experiências únicas, denominadas internamente e de forma cordial como *Maironzadas*, propiciadas entre os colegas do grupo em diferentes conferências e no dia-a-dia do Instituto de Física marcaram minha memória.

Estes agradecimentos também se estendem aos colegas do Instituto de Física que fizeram parte de minha vida acadêmica. Primeiro, aos colegas da sala 203, Prédio 43133 (M), Ana Paula Oliveira Müller, Allan Schnnor Müller, Daniel Schardosim Calovi, Everton João Agnes, Fabíola Campos, Felipe Lipp Bregolin, Ricardo Mariante Wickert e Samir de Moraes Shubeita. Além desses colegas, pela sua frequência assídua a esta sala, podem ser considerados integrantes honorários da mesma, talvez reprimindo a vontade inata de se juntar a ela, Felipe Kremer, Rossano Lang da Silveira e Ítalo Gabriel Neide, este último conhecido desde os primeiros dias do curso de Graduação em Física. Por fim, um agradecimento especial a colega Cristina Furlanetto, ex-membro da Comissão de Pós-Graduação, que junto comigo enfrentou árduas e tediosas reuniões desta comissão em segundas e quinta-feiras à tarde nos anos de 2009 e 2010. O agradecimento a estes colegas é dado pelo coleguismo sempre presente nos dias de trabalho no Instituto de Física, proporcionando períodos de produtividade e falta dela, talvez não auxiliando de forma direta para este trabalho, mas contribuindo para a sua execução. Além disso, as formosas tardes de sexta-feira sempre foram momentos de descontração, criatividade emblemática e risadas embriagantes, o que deu origem a um número incontável de piadas e momentos que ficaram na minha memória. De forma irremediável, cada colega conseguiu a façanha de possui seu próprio apelido, tendo alguns a capacidade de serem reconhecidos por vários nomes, durante estes anos, jargões estes que podem ser lis-

---

<sup>†</sup> "Grelhatus?"

tados, obviamente de forma aleatória: Zebu, Pançola, Gurizinho, 'Nêne', Pitoco, Peitchola, 'Élvito', Tranqueira, Incomodação, Manolo, O Pançolador, Teta (véia), Popoto, 'atrolhator', Remendeiro, menino Basso, Bassinho amado, etc., sem contar os efeitos chamados 'Maurício Saraiva' durante os discursos quase diários compartilhados com os colegas.

De forma geral e irrestrita neste Instituto, gostaria de agradecer aos professores e funcionários que congregaram os seus esforços em desenvolver o seu trabalho, mesmo sendo de outra natureza à científica, mas absolutamente importante para a conclusão deste Doutorado. Um agradecimento especial é direcionado ao 'Seu Joaquim', que faz parte deste Instituto há muitos anos e foi a pessoa mais encontradas nas idas e vindas pelos corredores deste Instituto desde meu ingresso no curso de Graduação em Física. Além disso, gostaria de expressar minha felicidade em ter sido agraciado com a escolha de minha proposta para o logo comemorativo aos 50 anos do Instituto de Física no ano de 2009, o que ficará marcado tanto em minha quanto na história deste Instituto. Finalmente, um agradecimento formal a todos aqueles que contribuem com seus tributos fiscais, sem os quais não poderia eu desenvolver este trabalho nesta Universidade pública, de qualidade e que tanto estimo. Portanto, mas não o menos importante, agradeço a Deus por criar as oportunidades para a conclusão deste Doutorado.



# Resumo

Após muitos anos de avanços científicos, o mecanismo de geração de massa das partículas elementares ainda é um método a ser estabelecido na Física de Partículas, o que poderia ser confirmado com a descoberta do bóson de Higgs. Após diversas propostas para mecanismos de produção, este bóson ainda não foi observado experimentalmente, sendo sua detecção esperada no Grande Colisor de Hádrons.

Esta tese propõe um mecanismo de produção central exclusiva difrativa do bóson de Higgs pela fotoprodução, inspirado na abordagem do grupo de Durham para a produção deste bóson por meio da Troca Dupla de Pomerons. A ideia empregada neste mecanismo é combinar as vantagens encontradas na proposta do grupo de Durham com aquelas observadas nas Colisões Ultraperiféricas. O mecanismo de fotoprodução envolve a produção do bóson de Higgs no subprocesso  $\gamma p$  em alta energia por meio da Troca Dupla de Pomerons, onde a interação difrativa ocorre entre o dipolo de cor proveniente da flutuação do fóton inicial e o conteúdo partônico do próton. Como a massa do bóson de Higgs determina a escala dura da interação, é possível empregar a Cromodinâmica Quântica perturbativa e modelar a interação pela troca de glúons no canal  $t$ . Esse mecanismo permite introduzir o vértice de fusão de glúons para a produção do bóson de Higgs, o qual é dominante para a produção do bóson de Higgs em um largo intervalo de massa. Ademais, introduz-se parâmetros fenomenológicos para suprimir a radiação de glúons, bem como prever corretamente a seção de choque de produção incluindo a Probabilidade de Sobrevivência da Lacuna de Rapidez. Com isso, aplica-se este modelo de interação  $\gamma p$  em Colisões Ultraperiféricas entre prótons e núcleos usando a Aproximação de Fóton Equivalente para o fluxo de fótons. A seção de choque de produção do bóson de Higgs é estimada para as energias do Tevatron e do LHC, comparando nossas previsões com outras obtidas em diferentes propostas na literatura. Além disso, a distribuição em rapidez do bóson de Higgs é estudada, mostrando a centralidade da produção.

Como resultado, obtém-se uma taxa de eventos em colisões  $pp$  da mesma ordem daquela estimada pelo grupo de Durham, na faixa de 1–6 femtobarn. Contudo, efetuando-se uma análise para inserção da Probabilidade de Sobrevivência da Lacuna de Rapidez no mecanismo de fotoprodução, os resultados se tornam competitivos com aqueles previstos pelos mecanismos de produção eletromagnética e de Troca Dupla de Pomerons, mostrando a fotoprodução difrativa como um meio promissor para a detecção do bóson de Higgs no LHC. Como resultado desta abordagem, as previsões para a seção de choque em processos  $pA$  demonstra um incremento significativo em relação às previsões anteriores, estimando a seção de choque em colisões  $pPb$  da ordem de 1 picobarn. Este resultado é duas ordens de grandeza maior que em colisões  $pp$ , contudo a luminosidade e o tempo de operação com colisões  $pPb$  será muito menor que em colisões  $pp$ . Ainda assim, os eventos serão muito limpos, livres de interações superpostas que ocorrem em alta luminosidades na operação em colisões  $pp$ .





# Abstract

After several years of scientific development, the mass generation mechanism for elementary particles is still to be established in particle physics, which would be confirmed with the discovery of a Higgs boson. After many proposals for the production mechanisms, this boson has not yet been observed experimentally, and its detection at the Large Hadron Collider is expected.

Here I propose a mechanism of central exclusive diffractive production of the Higgs boson by photoproduction, inspired by the approach of the Durham group for Higgs boson production by Double Pomeron Exchange. The idea employed in this mechanism is to combine the advantages found in the proposal of the Durham group, and those related to ultraperipheral collisions. The photoproduction mechanism involves Higgs boson production in the  $\gamma p$  subprocess at high energy by Double Pomeron Exchange, where the diffractive interaction occurs between the color dipole resulting from the fluctuation of the initial photon, and the parton content of the proton. As the Higgs boson mass determines the hard scale of the interaction, it is possible to apply perturbative Quantum Chromodynamics, and to describe the interaction by the exchange of gluons in the  $t$ -channel. This mechanism allows the introduction of the gluon fusion vertex for Higgs boson production, which is the leading mechanism for a wide range of masses. Moreover, phenomenological parameters are introduced to suppress gluon radiation, and correctly predict the production cross section including the rapidity gaps survival probability. Thus, this mechanism is applied to the  $\gamma p$  subprocess in ultraperipheral collisions between protons and nuclei using the Equivalent Photon Approximation for the photon flux. The cross section is estimated for Higgs boson production at the Tevatron and LHC energies, comparing these predictions to those from previous work. The Higgs boson rapidity distribution is also predicted to show the production centrality.

As a result, the event rate in  $pp$  collisions is found to be of the same order as that estimated by the Durham group, in the range 1–6 femtobarn. However, evaluating an analysis to include the rapidity gap survival probability in the photoproduction mechanism, the results become competitive with those predicted by the electromagnetic and Double Pomeron Exchange mechanisms, showing the diffractive photoproduction to be a promising production channel for Higgs boson detection at the LHC. The predictions for the cross section in  $pA$  processes show a significant enhancement in comparison to previous estimates, resulting in a cross section for  $pPb$  collisions of the order of 1 picobarn. This is two orders of magnitude higher than in  $pp$  collisions, however both the luminosity and the running time with  $pPb$  collisions will be much lower than in  $pp$  ones. Nevertheless the events are going to be very clean, free of the pile-up present in high luminosities  $pp$  runnings.





# Produção Intelectual

- **Artigos arbitrados em revistas indexadas:**

1. M. B. Gay Ducati & G. G. Silveira;  
*Next-to-leading order predictions for the exclusive Higgs boson production at the LHC*  
**Submetido a Physical Review D, 2011.**
2. M. B. Gay Ducati & M. M. Machado & G. G. Silveira;  
*Estimations for the Single Diffractive production of the Higgs boson at the Tevatron and the LHC.*  
**Physical Review D, vol. 83, 074005, 2011.**
3. M. B. Gay Ducati & G. G. Silveira;  
*Diffractive Higgs boson photoproduction in Ultraperipheral Collisions at LHC.*  
**Physical Review D, vol. 82, 073004, 2010.**
4. M. B. Gay Ducati & G. G. Silveira;  
*Diffractive Higgs boson photoproduction in gamma p process.*  
**Physical Review D, vol. 78, 113005, 2008.**

- **Proceedings em eventos internacionais:**

1. M. B. Gay Ducati & G. G. Silveira; *Higgs boson photoproduction at the LHC.* In: DIFFRACTION 2010: International Workshop on Diffraction in High Energy Physics, 2010, Otranto, Itália. A ser publicado nos Proceedings of DIFFRACTION 2010
2. M. B. Gay Ducati & M. M. Machado & G. G. Silveira; *Single and Central Diffractive Higgs Production at the LHC.* In: DIFFRACTION 2010: International Workshop on Diffraction in High Energy Physics, 2010, Otranto, Itália. A ser publicado nos Proceedings of DIFFRACTION 2010
3. M. B. Gay Ducati & G. G. Silveira; *Diffractive Higgs boson photoproduction in proton-proton collisions.* In: XXIX Physics in Collision, 2009, Kobe, Japan. A ser publicado nos Proceedings of XXIX Physics in Collision (PIC2009).
4. M. B. Gay Ducati & G. G. Silveira; *Higgs boson at LHC: A Diffractive opportunity.* In: DIFFRACTION 2008: International Workshop on Diffraction in High Energy Physics, 2008, La Londe-les-Maures, France. **AIP Conference Proceedings, vol. 1105. p. 201-204, 2009.**
5. M. B. Gay Ducati & G. G. Silveira; *Diffractive Higgs Boson Photoproduction in Peripheral Collisions.* In: II Latin American Workshop on High Energy Physics, 2007, São Miguel das Missões, Brazil. **Brazilian Journal of Physics, vol. 38, p. 518-521, 2008.**



# Sumário

<b>Introdução</b> . . . . .	1
<b>1. Teoria Eletrofraca</b> . . . . .	9
1.1 Teoria das Interações Fracas . . . . .	9
1.2 Geração de massa das partículas . . . . .	12
1.2.1 Quebra Espontânea de Simetria . . . . .	12
1.2.2 Mecanismo de Higgs . . . . .	13
1.3 A teoria de Glashow-Salam-Weinberg . . . . .	16
1.3.1 A unificação do Eletromagnetismo com as Interações Fracas . . . . .	16
1.3.2 Teoria de Salam-Weinberg . . . . .	17
1.3.3 A Lagrangiana eletrofraca . . . . .	19
1.3.4 Observáveis físicos na Teoria Eletrofraca . . . . .	22
1.3.5 A descoberta dos bósons vetoriais . . . . .	23
1.4 Conclusões . . . . .	25
<b>2. Fenomenologia do bóson de Higgs</b> . . . . .	27
2.1 Espectro de massa . . . . .	27
2.2 Mecanismos de produção . . . . .	28
2.3 Detecção do bóson de Higgs . . . . .	38
2.4 Conclusões . . . . .	43
<b>3. Física de aceleradores</b> . . . . .	45
3.1 Espalhamento Profundamente Inelástico . . . . .	45
3.1.1 Cinemática do Espalhamento Profundamente Inelástico . . . . .	46
3.1.2 Modelo de Pártons . . . . .	49
3.2 Colisões hadrônicas . . . . .	52
3.2.1 Processo Drell-Yan . . . . .	54
3.3 Parametrizações das distribuições partônicas . . . . .	55
3.4 Campos eletromagnéticos em regime relativístico . . . . .	58
3.4.1 Dinâmica relativística de campos eletromagnéticos . . . . .	59
3.4.2 Método de Fóton Equivalente . . . . .	61
3.4.3 Processos ultraperiféricos em aceleradores . . . . .	64
3.5 Conclusões . . . . .	68
<b>4. Difração em altas energias</b> . . . . .	69
4.1 Teoria de Regge . . . . .	69
4.1.1 Trajetórias de Regge . . . . .	70
4.1.2 Fenomenologia de Regge . . . . .	72

4.1.3	O Pomeron . . . . .	73
4.2	Difração em aceleradores . . . . .	79
4.3	O DIS Difractivo . . . . .	81
4.4	Difração em colisões hadrônicas . . . . .	82
4.4.1	Modelo de Ingelman-Schlein . . . . .	85
4.4.2	Quebra da fatorização difrativa . . . . .	86
4.5	Sobrevivência das lacunas de rapidez . . . . .	87
4.6	Conclusões . . . . .	89
<b>5.</b>	<b>Produção difrativa do bóson de Higgs . . . . .</b>	<b>91</b>
5.1	Abordagem não-perturbativa . . . . .	91
5.2	Troca de Pomerons duros . . . . .	92
5.2.1	Densidades não-integradas . . . . .	93
5.2.2	Fatores de forma de Sudakov . . . . .	95
5.2.3	Fator de sobrevivência . . . . .	96
5.2.4	Predições . . . . .	99
5.3	Produção Eletromagnética . . . . .	100
5.4	Vantagens da produção central . . . . .	104
5.5	Conclusões . . . . .	105
<b>6.</b>	<b>Mecanismo de fotoprodução do bóson de Higgs . . . . .</b>	<b>107</b>
6.1	Mecanismo de fotoprodução . . . . .	107
6.1.1	Processo em nível partônico . . . . .	108
6.1.2	Subprocesso fóton-próton . . . . .	114
6.1.3	Fator de sobrevivência no processo $\gamma p$ . . . . .	114
6.1.4	Predições para o Tevatron e para o LHC . . . . .	115
6.2	Predições para processos $pp$ . . . . .	117
6.3	Predições para colisões nucleares . . . . .	120
6.4	Vantagens do mecanismo de fotoprodução . . . . .	121
6.5	Produção difrativa em NLO . . . . .	123
6.6	Conclusões . . . . .	126
	<b>Conclusão . . . . .</b>	<b>129</b>
	<b>A. Cromodinâmica Quântica . . . . .</b>	<b>131</b>
	<b>Lista de figuras . . . . .</b>	<b>136</b>
	<b>Lista de tabelas . . . . .</b>	<b>142</b>
	<b>Referências . . . . .</b>	<b>144</b>

# Introdução

A Quebra Espontânea de Simetria determinou um marco na Física de Partículas na década de sessenta ao permitir avanços significativos na teoria do Modelo Padrão, sobretudo conjecturando a existência de partículas elementares até então não previstas na teoria. Além disso, a abordagem permitiu o estudo de uma das questões intrincadas do Modelo Padrão: a geração das massas das partículas elementares. Abordando a quebra de simetria na Teoria Eletrofraca ("Electroweak Theory" - EW), a massa dos quarks e léptons puderam ser previstas, bem como prever a existência dos bósons vetoriais mediadores, os quais são os portadores da interação eletrofraca. Como consequência deste mecanismo de geração de massa, foi sugerida a existência de um novo bóson escalar, o qual seria responsável pela geração de massa das partículas elementares devido ao seu acoplamento com as mesmas. Desta forma, o acoplamento direto<sup>1</sup> com partículas sem massa, como o fóton, não seria possível. Logo, o bóson de Higgs passou a ser o observável físico mais relevante a ser detectado experimentalmente a fim de se confirmar o mecanismo de geração de massa das partículas através da Quebra Espontânea de Simetria.

Em 1983, a primeira evidência surgiu com a detecção dos bósons vetoriais mediadores carregados  $W^\pm$  e neutro  $Z^0$  nos experimentos UA1 e UA2 do acelerador "Super Proton Synchrotron" (Sp̄S) no CERN, recebendo, assim, um respaldo experimental parcial em relação à Quebra Espontânea de Simetria, pois ainda era necessário confirmar a existência do bóson de Higgs. Dessa maneira, o último item do Modelo Padrão a ser verificado era a existência do bóson de Higgs. Após quase trinta anos de estudos, esta verificação ainda não pode ser feita devido as escalas de energias necessárias para tal, pois (i) a massa do bóson de Higgs é razoavelmente alta se comparada à massa de outras partículas elementares, sendo esta impossível de ser prevista pela teoria, e (ii) os vértices de produção deste bóson escalar possuem acoplamentos com partículas de alta massa, como bósons eletrofracos massivos e o quark *top*, ou pequenas frações de momentum carregado, como no caso do vértice de fusão de glúons.

Alguns aceleradores já tentaram confirmar a existência do bóson de Higgs, como o LEP no CERN e o Tevatron no Fermilab, porém, sem sucesso em detectá-lo. Entretanto, mesmo sem obterem resultados conclusivos, os experimentos puderam avaliar os seus dados a fim de determinar as possibilidades para esta descoberta. Sendo assim, no ano de 2000, a análise dos dados coletados nos experimentos do acelerador LEP puderam definir um limite inferior para a massa do bóson de Higgs de  $M_H > 114.4$  GeV. Ademais, a análise combinada dos dados obtidos nos experimentos CDF e DØ do Tevatron também puderam excluir uma faixa de massa onde há uma pequena possibilidade de se encontrar o bóson de Higgs:  $158 \text{ GeV} < M_H < 170 \text{ GeV}$ , ambas excluídas com um nível de confiança de 95%. Estas restrições são importantes para avaliar os possíveis canais de decaimento do bóson de Higgs a fim de

---

<sup>1</sup> Acoplamento direto significa o acoplamento entre as partículas por meio de um vértice. Como será tratado adiante, o acoplamento do bóson de Higgs com fótons reais, neste caso o acoplamento pode ser dito indireto, pois ele é intermediado por um laço de quarks ou bósons vetoriais.

serem detectados nos experimentos, pois cada canal de decaimento demanda uma distinta análise dos dados, além do que cada canal pode possuir maiores ou menores dificuldades experimentais para sua observação. Por exemplo, a observação do decaimento em pares de quarks *bottom* já foi descartada pelo experimentos CMS no LHC devido a estas dificuldades.

Frente às dificuldades que estes aceleradores enfrentaram na busca pelo bóson de Higgs e aliado ao insucesso de sua detecção, um novo acelerador foi projetado com o intuito de incrementar substancialmente a energia das colisões entre partículas para, ao que se espera, ser capaz de produzir e detectar o bóson de Higgs. O Grande Colisor de Hádrons (*Large Hadron Collider* - LHC) entrou em operação em 2009 e, com sucesso, efetua atualmente colisões próton-próton com uma energia de centro-de-massa de 7 TeV, quase quatro vezes maior que aquela alcançada no Tevatron. O principal avanço é alcançar colisões entre prótons e núcleos em mais altas energias, o que possibilitará explorar um novo regime cinemático para testar o Modelo Padrão. A sua operação neste regime está programada para ocorrer até 2012, quando o colisor passará por uma atualização para operar em 2014 com uma energia mais alta. Espera-se alcançar uma energia de centro-de-massa de 14 TeV nas colisões próton-próton, mais de sete vezes maior se comparada à energia de operação do Tevatron (1.8–1.96 TeV). Com isso, toda a faixa de massa do bóson de Higgs e seus mecanismos de produção passam a ser acessíveis experimentalmente. Contudo, mesmo com estes pontos positivos, também existe uma maior probabilidade de ocorrerem interações onde os estados finais são idênticos aos dos decaimentos do bóson de Higgs, chamado de ruído (*"background"*). Logo, apesar de ser alcançado um regime de energia suficientemente alto no LHC, a razão entre a taxa de eventos e o ruído produzido pela produção de outras partículas (*"signal-to-background"* -  $S/\sqrt{B}$ ) será muito pequena, o que acarretará em um grande esforço tanto experimental quanto estatístico para se obter uma análise precisa a fim de confirmar a existência do bóson de Higgs.

Dessa forma, existem diversas propostas teóricas buscando contornar parte destas dificuldades, ou seja, buscando assinaturas específicas de estados finais, bem como incrementar a taxa de eventos a fim de se reduzir a supressão causada pelo sinal de fundo. Uma destas propostas é a produção do bóson de Higgs em processos centrais exclusivos difrativos (*"Central Exclusive Diffractive"* - CED), onde os sinais de fundo podem ser suprimidos pelo uso de regras de seleção de spin-paridade e cortes cinemáticos nos dados. Estes processos possuem uma razão  $S/\sqrt{B}$  maior que a de processos inclusivos, mas a assinatura experimental característica dos processos difrativos é a ocorrência de lacunas no estado final, onde não há atividade hadrônica. Estas lacunas são observadas quando os dados são analisados em relação à distribuição em pseudorapidez da partícula produzida, neste caso, o bóson de Higgs. Estas lacunas de rapidez são bem conhecidas e observadas experimentalmente, sendo a assinatura mais evidente para a análise de processos desta natureza. Adicionalmente, uma característica física deste processo é a pequena modificação da trajetória dos prótons após a interação, desviando-os somente de poucos graus em relação à trajetória original. Com isso, os experimentos no LHC estão introduzindo dispositivos muito próximos ao feixe de partículas a fim de possibilitar a detecção destes prótons remanescentes e, por sua vez, identificar as lacunas de rapidez dos processos difrativos.

Dentre as propostas para a produção difrativa do bóson de Higgs, a interação pela Troca Dupla de Pomerons (*"Double Pomeron Exchange"* - DPE) se mostra como a mais promissora frente aos aspectos experimental e fenomenológico. Este tipo de interação proporciona a produção de partículas em rapidez central, promovendo um estado final contendo duas lacunas de rapidez, sendo esta a assinatura característica deste processo. Além do mais, neste processo as predições para a taxa de eventos e seção de choque de produção se mostram

superiores se comparadas às predições de outros processos difrativos, como a fusão de fótons. Do ponto de vista fenomenológico, a interação pela troca de um Pomeron pode ser representada pela troca de dois glúons no regime de altas energias. Sendo assim, o mecanismo de produção pela Troca Dupla de Pomerons permite introduzir o vértice de fusão de glúons para a produção do bóson de Higgs, o qual é o vértice dominante para esta produção em um amplo intervalo de massa. Em 1997, Khoze, Martin e Ryskin propuseram o mecanismo de produção difrativa do bóson de Higgs em colisões próton-próton por meio da Troca Dupla de Pomerons descrita pela QCD perturbativa, representado pela troca de glúons duros no canal  $t$ . Ademais, uma série de artigos deste grupo foi publicada até o presente ano procurando discutir os aspectos relevantes da proposta, bem como a viabilidade experimental de observação do bóson de Higgs por meio deste processo. Sendo assim, até o presente momento, este processo se mostra o mais promissor para a detecção do bóson de Higgs no LHC dentre os mecanismos de produção difrativa, na qual a seção de choque de produção prevista é aproximadamente de 3 fb para o processo exclusivo. Contudo, um aspecto fenomenológico de extrema importância em processos difrativos é a possibilidade de contaminação da lacuna de rapidez no estado final do processo devido a reespalhamentos entre os prótons incidentes, dificultando assim a análise destas assinaturas. Esta contaminação ocorre devido a interação entre os prótons antes da interação difrativa, o que permite que partículas produzidas antes do evento de interesse sejam detectadas no estado final, reduzindo drasticamente o tamanho da lacuna de rapidez. Desta forma, uma correção deve ser efetuada a fim de computar a correta fração de eventos que será observada experimentalmente. Esta correção é chamada de Probabilidade de Sobrevivência da Lacuna de Rapidez (*"Rapidity Gap Survival Probability"* - GSP) e determina a fração de eventos onde os reespalhamentos não preencherão as lacunas de rapidez. Existem diversas propostas para o cálculo desta probabilidade, o qual depende especificamente do processo de produção em questão. Para o caso do bóson de Higgs, existem estimativas em torno de 5% para processos difrativos no Tevatron e de 1–3% do LHC. Além da Troca Dupla de Pomerons, outras partículas podem ser trocadas no processo produzindo lacunas de rapidez no estado final, como fótons e bósons vetoriais  $W^\pm$  e  $Z^0$ . Da mesma forma que na produção do bóson de Higgs por meio do vértice de fusão de glúons, o vértice de fusão de fótons também permite produzi-lo. Entretanto, diferentemente do caso de glúons, onde a contribuição dominante no acoplamento indireto provém do laço de quark *top*, o vértice de fusão de fótons possui contribuições de diversos laços envolvendo quarks e bósons eletrofracos. Efetuando a soma de todas estas contribuições, a seção de choque de produção eletromagnética do bóson de Higgs é prevista como 0.1 fb, não sendo significativa para colisões próton-próton. Contudo, para estimativas em colisões nucleares, a seção de choque de produção do mecanismo eletromagnético cresce enormemente devido a contribuição do número  $Z$  de prótons no interior dos núcleos em colisão. Com isso, a seção de choque alcança uma magnitude de 18 pb em colisões PbPb, resultado este que é importante para comparação com o resultado obtido com outros mecanismos.

Outro mecanismo de produção central foi proposto pela análise da estrutura de jatos em relação ao momentum transversal  $p_T$ , onde se introduz uma distribuição de glúons efetiva a fim de se descrever a estrutura do Pomeron. A abordagem Ingelman-Schlein, que utiliza a fatorização difrativa, permite prever a seção de choque de processos de Difração Simples ou de Troca Dupla de Pomerons, onde o subprocesso partônico é calculado perturbativamente. Desta forma, a distribuição partônica dos prótons é substituída pela função de estrutura do Pomeron, sendo esta descrita pelo fluxo de Pomerons a partir do próton e a distribuição de pártons no interior do Pomeron em interação. Estes dois parâmetros possuem uma abordagem fenomenológica, tendo sua informação extraída através do acelerador HERA no DESY

com a utilização dos dados obtidos pelo detector H1. Assim, é possível estimar as seções de choque de produção para diversas partículas, porém correspondem a uma fração de eventos muito pequena se comparada ao número de eventos observado em processos inclusivos. Logo, a observação das lacunas de rapidez se torna essencial para estudar estes processos difrativos. Contudo, existem trabalhos recentes que procuram demonstrar a quebra da fatorização difrativa nos atuais regimes cinemático experimentados nos aceleradores. Indiretamente se pode observar esta quebra em HERA, porém se torna quase evidente no regime de energia do Tevatron, mostrando-se que os resultados teóricos superestimam os dados. Uma forma de contornar esta dificuldade, é introduzir o fator de sobrevivência das lacunas de rapidez na fatorização difrativa, obtendo-se uma boa descrição para as seções de choque observadas experimentalmente.

Em aceleradores, uma fração das colisões irão ocorrer com grande parâmetro de impacto, onde interações por meio da troca de fótons entre os prótons será mais provável, pois a distância de interação será muito maior que a escala de ação da força forte, suprimindo as interações pela troca de glúons. Estes tipos de colisões são conhecidas como Colisões Ultraperiféricas, onde o campo eletromagnético ao redor dos prótons incidentes irá emitir fótons, ocorrendo processos do tipo  $\gamma\gamma$  ou  $\gamma p$ . Um parâmetro fenomenológico utilizado para determinar a geometria das colisões próton-próton, próton-núcleo e núcleo-núcleo é a centralidade. Logo, esta grandeza permite estimar o número de nucleons participantes da interação no processo, e define alguns tipos de colisões que ocorrerão em aceleradores: colisões centrais possuem centralidade 0%, entre 10% e 70% são chamadas colisões não-centrais, de 70% a 90% são colisões periféricas e acima de 90% são designadas como Colisões Ultraperiféricas. Entretanto, estes valores não são exatamente contabilizados, mas são inferidos pelo mapeamento do estado final produzido. Para as Colisões Ultraperiféricas, a abordagem teórica empregada para efetuar previsões das seções de choque de produção utiliza a Aproximação de Fóton Equivalente, onde a seção de choque hadrônica é fatorizada em termos da seção de choque do subprocesso partônico de interesse e do fluxo de fótons provenientes de um dos hádrons incidente, de um próton no caso de processos  $\gamma p$ , ou de ambos os prótons em subprocessos  $\gamma\gamma$ . Com isso, produções eletromagnéticas serão favorecidas, o que possibilita a análise de um conjunto de dados de colisões não-centrais, onde efeitos da força forte se fazem menos presentes. Recentemente, o trabalho de Motyka e Watt aplica a ideia de processos ultraperiféricos para a produção de mésons vetoriais e do bóson vetorial  $Z^0$  em colisões  $\gamma p$ . Estas colisões já foram estudadas anteriormente para a energia do acelerador HERA no DESY, porém com energia de centro-de-massa muito inferior àquela que será alcançada no LHC. Além disso, no caso do LHC a abordagem deve ser distinta, onde a emissão de fótons não ocorre a partir do elétron, mas de um hádron. Assim, processos de produção de partículas de mais alta massa começam a ser favoráveis no LHC se comparados às energias alcançadas em LEP, HERA, RHIC e o Tevatron.

Sendo assim, uma alternativa é aplicar o vértice de produção do bóson de Higgs ( $gg \rightarrow H$ ) a processos provenientes de Colisões Ultraperiféricas, proporcionando uma seção de choque de produção suficientemente grande para observar um número razoável de eventos no LHC, bem como analisar os dados de processos não-centrais. Dessa forma, a produção do bóson de Higgs é estudada aplicando a proposta de Khoze, Martin e Ryskin para o processo  $\gamma p$ , onde o fóton irá flutuar num par quark-antiquark, que por sua vez irá interagir difrativamente com o próton através da Troca Dupla de Pomerons. Neste processo de fotoprodução, o estado final possuirá duas lacunas de rapidez, uma entre o fóton e o bóson de Higgs, e outra entre este e o próton, e através das quais se poderá identificar este processo experimentalmente, desde que estas sobrevivam frente aos processos de reespalhamento. Logo, este processo também

acarreta o uso da Probabilidade de Sobrevivência da Lacuna de Rapidez, o que irá suprimir a seção de choque de produção. Além disso, o mecanismo de fotoprodução é aplicado a Colisões Ultraperiféricas, tanto para prótons quanto para núcleos, sendo que para núcleos a seção de choque é substancialmente maior devido ao conteúdo interno dos núcleos, ou seja, grande número de prótons como fontes emissoras de fótons de alta energia. Como no LHC irão ocorrer colisões entre prótons e entre núcleos, o mecanismo de fotoprodução é versátil para permitir previsões em todos estes regimes, com aspectos fenomenológicos distintos para cada caso. Mas como se poderia pensar, as colisões entre núcleos não permitirão observar um grande número de eventos, pois a GSP para estas colisões diminui drasticamente, além de possuir outras dificuldades experimentais que não favorecem a produção do bóson de Higgs frente as previsões para colisões próton-próton e próton-núcleo. Como proposto no trabalho de D'Enterria e Lansberg, as colisões próton-núcleo proporcionam os melhores aspectos experimentais para a produção eletromagnética do bóson de Higgs, o que deve ser avaliado para a fotoprodução. Porém, mesmo com probabilidade de alguns por cento, devido a diferentes abordagens para o cálculo do fator de sobrevivência, os diferentes cálculos para o bóson de Higgs são competitivos no regime cinemático do LHC.

Portanto, esta Tese de Doutorado se propôs a estudar um novo mecanismo de produção difrativa do bóson de Higgs em processos  $\gamma p$ , onde a interação entre o fóton e o próton se dará pela Troca Dupla de Pomerons. Seguindo a mesma proposta de Khoze, Martin e Ryskin, neste trabalho se aborda a troca de glúons duros, onde o vértice de produção por meio da fusão de glúons pode ser introduzido. Entretanto, para efetuar este acoplamento entre o fóton e o próton, é necessário considerar a flutuação do fóton em um par quark-antiquark, ou dipolo de cor. Basicamente, existem duas formas de descrever este efeito físico, e neste trabalho adotamos o formalismo de Fator de Impacto, onde a amplitude de espalhamento desta flutuação é calculada por meio das Regras de Cutkosky. Dessa forma, as Regras de Feynman convencionais puderam ser empregadas para o cálculo da parte imaginária da amplitude, e se considerou a interação do fóton pela troca de glúons no canal  $t$ . Assim, pode-se estudar a produção do bóson de Higgs em rapidez central, onde uma lacuna de rapidez surge no estado final entre o bóson de Higgs e o próton. Esta se torna a principal assinatura para a detecção do bóson de Higgs em aceleradores de partículas. Além disso, com a interação  $\gamma p$  sendo efetuada pela troca de glúons no canal  $t$ , o acoplamento destes glúons ao próton pode ser introduzido por uma função de distribuição partônica no próton, fornecendo a probabilidade de emissão de glúons para a interação. Esta função prevê a probabilidade de haver a emissão de dois glúons do próton que irão contribuir para a produção do bóson de Higgs, e isso depende da fração de momentum do glúon emitido e de seu momentum transversal. Logo, para se considerar a Troca Dupla de Pomerons, é necessário avaliar a escala da fração de momentum dos glúons envolvidos no processo. Neste caso, para as previsões para o LHC, esta fração deve ser de  $x < 0.01$ , através da qual pode se considerar que o próton perde pouco de momentum durante a interação ( $t_p = 0$ ), e, assim, a função distribuição é representada por uma distribuição não-integrada de glúons.

Considerando-se a aplicação desta proposta a Colisões Ultraperiféricas, partiu-se do resultado já obtido anteriormente para a produção do bóson de Higgs contendo um fóton real no estado inicial do processo, ou seja, fótons com virtualidade nula. Assim, nesta Tese se buscou estender os resultados para processos com fótons com virtualidade não-nula, chamados de fótons quasi-reais, com virtualidade limitada pelo valor superior determinado pela condição de coerência obtidas para as Colisões Ultraperiféricas,  $Q^2 \lesssim R_p^{-2}$ . Logo, previsões para a taxa de eventos puderam ser feitas para processos  $\gamma p$  tanto para o LHC quanto para o Tevatron. Espera-se que as previsões para o Tevatron estejam muito abaixo das previsões

para LHC, pois a energia de centro-de-massa de 1.96 TeV não proporciona aos glúons uma fração de momentum pequena o suficiente para considerar o acoplamento próton-Pomeron. Ademais, espera-se que estas previsões sejam fortemente suprimidas na aplicação a processos próton-próton, pois o fluxo de fótons proveniente dos prótons decresce com o aumento da energia de centro-de-massa. Apesar deste efeito, mesmo para as energias mais elevadas do LHC (7 e 14 TeV), as previsões para Tevatron são significativamente menores que as efetuadas para o LHC. Portanto, este mecanismo de fotoprodução teve com ponto de partida reunir as vantagens da abordagem de Troca Dupla de Pomerons com aquelas observadas nas Colisões Ultraperiféricas.

Adicionalmente, esta Tese se dedicou a estudar outra abordagem para a produção do bóson de Higgs pela Troca Dupla de Pomerons, utilizando a fatorização difrativa para as energias do Tevatron e do LHC. Sendo já conhecida a seção de choque partônica da produção do bóson de Higgs pela fusão de glúons em precisão além da ordem dominante, o mecanismo de Troca Dupla de Pomerons foi explorado para processos de Difração Simples e Central, sendo este último similar a abordagem para a interação por meio da troca de glúons duros. Como resultado, estimou-se a seção de choque de produção do bóson de Higgs bem como sua distribuição em rapidez para diferentes regimes de energia, obtendo-se uma seção de choque da mesma ordem a obtida em outras abordagens, podendo demonstrar a similaridade da abordagem da fatorização difrativa e de troca de glúons duros. Assim, pode-se mostrar que para o regime cinemático do LHC as seções de choque difrativas são altas o suficiente para serem medidas experimentalmente, principalmente com o uso de detectores especiais para observar as lacunas de rapidez dos processos por troca de Pomerons. O objetivo alcançado neste segundo trabalho foi descrever as previsões para a produção difrativa do bóson de Higgs com as correções radiativas incluídas analiticamente, diferente de outras abordagens onde somente um fator multiplicativo é acrescido a seção de choque, o que adiciona incertezas às estimativas.

Portanto, foi possível efetuar estimativas além daquelas planejadas, estudando distintos processos difrativos para a produção do bóson de Higgs no LHC. Como resultado, foram efetuadas quatro publicações em revistas internacionais de alto fator de impacto, além de apresentar estes trabalhos em diferentes conferências internacionais. Sendo assim, esta Tese foi construída como segue: no Cap. 1 o mecanismo de geração de massa das partículas por meio do Mecanismo de Higgs é apresentado. A seguir, os princípios básicos da Teoria Eletrofraca são apresentados, demonstrando-se o sucesso do Mecanismo de Higgs para a unificação da Eletromagnética Quântica com a das Interações Fracas. Com a previsão de existências dos bósons vetoriais mediadores, os resultados experimentais do CERN para suas descobertas são apresentados, sendo uma evidência positiva para o estabelecimento do Mecanismo de Higgs. A fenomenologia do bóson de Higgs do Modelo Padrão é revista no Cap. 2, sendo os principais aspectos experimentais discutidos, os quais são essenciais para a sua detecção em aceleradores. Os canais de decaimento mais promissores para a detecção do bóson de Higgs serão ilustrados, e os aspectos experimentais discutidos. No Cap. 3 é feita uma revisão da Física de aceleradores, iniciando pelo Espalhamento Profundamente Inelástico, introduzindo as parametrizações empregadas para a descrição do conteúdo partônico dos hádrons. Após isso, as colisões hadrônicas são descritas para os processos envolvendo pártons e léptons, os quais são empregados nesta Tese. No que diz respeito aos processos em altas energias, os princípios básicos fenomenológicos da Física Difrativa são apresentados no Cap. 4, conjuntamente com os aspectos experimentais para sua observação. Os princípios da Teoria de Regge são estudados como proposta para a interação entre hádrons em altas energias. A seguir, suas implicações no DIS são elaboradas e estendidas para as colisões hadrônicas, apresentando a

abordagem de Ingelman-Schlein para o conteúdo partônico do Pomeron. O Cap. 5 revisita as principais abordagens para a produção difrativa do bóson de Higgs no LHC, tanto por meio da Cromodinâmica Quântica quanto pela Eletrodinâmica Quântica. As estimativas para ambos os mecanismos são apresentadas para os diferentes regimes de energia e seus aspectos fenomenológicos discutidos. No Cap. 6 é feita a descrição da abordagem da fotoprodução difrativa do bóson de Higgs, sendo a proposta inédita desta Tese e objeto de estudo durante todo este Doutorado. De forma completa, será apresentado o cálculo da seção de choque do processo difrativo pelo uso do formalismo de Fator de Impacto. A seguir, serão avaliados os resultados estimados para a sua produção em energias tanto do Tevatron quanto do LHC. Adicionalmente, em uma abordagem paralela a fim de ser objeto de comparação, os cálculos efetuados com o uso da fatorização difrativa também são delineados bem como os resultados obtidos. Ao fim, são discutidos estes resultados e seu impacto para a detecção do bóson de Higgs no LHC. Por fim, o último capítulo registra as conclusões desta Tese referentes aos resultados das análises fenomenológicas apresentadas.





## Capítulo 1

# Teoria Eletrofraca

O Mecanismo de Higgs como o mecanismo de geração de massa das partículas elementares foi um marco para a Física de Partículas, produzindo um novo entendimento para o Modelo Padrão. Com a aplicação deste mecanismo foi possível efetuar a unificação da Eletrodinâmica Quântica com a Teoria das Interações Fracas, dando origem a Teoria Eletrofraca. Neste capítulo serão expostos os princípios básicos do Mecanismo de Higgs e sua incorporação à Teoria Quântica de Campos de forma a encontrar a conexão entre as interações eletromagnéticas e fracas. Com esta construção, foram obtidos os campos dos bósons vetoriais mediadores, o que permitiu prever as suas massas e outros aspectos do Modelo Padrão. A detecção destes bósons no acelerador SPS no CERN estabeleceu evidências positivas para a Teoria Eletrofraca, sugerindo-a como uma das teorias fundamentais do Modelo Padrão, o que abriu as portas para uma nova jornada em busca do último parâmetro da teoria ainda não encontrado.

### 1.1 Teoria das Interações Fracas

A descoberta da radiação  $\beta$  proveniente do decaimento do nêutron no núcleo atômico trouxe consigo uma dificuldade até então não pensada: o elétron emitido possuía um espectro *contínuo* de energia. Com isso, a lei de conservação de energia estava seriamente comprometida, pois, no decaimento de dois corpos (a exemplo, nêutron decaindo em um próton e um elétron) o elétron remanescente deve ter uma energia bem definida.

Defronte esta evidência, diversas possibilidades foram levantadas para solucionar o problema, porém, Pauli propôs [1] a existência de outra partícula, mais tarde chamada por Fermi de neutrino<sup>1</sup>, o que permite o elétron possuir um espectro contínuo de energia e trazendo então a salvação para a lei de conservação de energia. A fim de incorporar a existência do neutrino em uma teoria para o decaimento  $\beta$ , Fermi baseou-se nos trabalhos de Heisenberg, Pauli e Dirac a respeito da quantização do campo eletromagnético, sendo inspirado no acoplamento corrente-corrente da Eletrodinâmica. Assim, o processo de decaimento pode ser descrito por uma Hamiltoniana contendo um termo referente à interação entre as partículas envolvidas no processo [2]

$$\mathcal{H}_F = \mathcal{H}_n^0 + \mathcal{H}_p^0 + \mathcal{H}_e^0 + \mathcal{H}_\nu^0 + \sum_i C_i \int d^3x \left( \bar{u}_p \hat{O}_i u_n \right) \left( \bar{u}_e \hat{O}_i u_\nu \right), \quad (1.1.1)$$

---

<sup>1</sup> Atualmente, sabemos que o neutrino faz parte das famílias de partículas relacionadas com os léptons. Nestas famílias, cada neutrino possui a propriedade de ser de “mão-esquerda”, ou seja, seu momentum linear possui direção oposta ao de seu spin. Em contrapartida, o anti-neutrino é de “mão-direita”, seu momentum linear tem a mesma direção de seu spin. Na iniciativa de Pauli, ele aponta a existência do anti-neutrino do elétron  $\bar{\nu}_e$ .

onde  $\mathcal{H}_i^0$  são as Hamiltonianas individuais,  $u_i$  são as funções de onda das partículas envolvidas no processo com suas respectivas funções de onda adjuntas de Dirac,  $\bar{u}_i$ , e  $\hat{O}_i$  são os operadores apropriados que representam a transição no decaimento, sendo regulados pelos coeficientes  $C_i$ . Como resultado, foram encontrados acoplamentos específicos para este tipo de interação, o que permitiu estudar transições dependendo do operadores quânticos introduzidos, dando origem as reações chamadas de transições de Fermi e de Gamow-Teller [3].

Através desta teoria, alguns decaimentos foram estudados, onde um deles se tornou famoso por trazer sérias dúvidas à comunidade científica devido a sua natureza peculiar. O decaimento do méson  $K^+$ , inicialmente encontrado pelo estado final  $\pi^0\mu^+\nu$ , era visto como um “quebra-cabeças” por possuir outros tipos de decaimento, como  $\pi^+\pi^0$  e  $\pi^+\pi^+\pi^-$ . Como resultado do estudo deste decaimento, descobriu-se uma das características mais conhecidas das interações fracas: a violação da conservação de paridade. Além desta propriedade inesperada, a Interação Fraca foi responsável pela compreensão da ocorrência de certos decaimentos. Como pode ser visto experimentalmente [4], neutrinos pertencem à família dos léptons, onde elétrons, múons e táuons são relacionados a seus respectivos neutrinos. Isto vem explicar porque certos decaimentos não são vistos como esperado. Por exemplo, o decaimento do múon ocorre fracamente originando o estado  $e\nu_e\nu_\mu$  e não eletromagneticamente  $e\gamma$ . Portanto, isto confirma a hipótese já levantada [5] de que existe uma quantidade conservada nos processos envolvendo léptons, a qual foi chamada de número leptônico. Esta quantidade explica a razão para não existirem processos onde, por exemplo, múons sejam relacionados a neutrinos do elétron ou do táuon, ou seja, de diferentes gerações. O termo descrito na Hamiltoniana de Fermi lembra a contribuição de corrente eletromagnética presente na Eletrodinâmica. Por esta analogia, é intuitiva a introdução da chamada corrente leptônica fraca

$$\mathcal{H}_{\text{int}}^{(L)} = \frac{G}{\sqrt{2}} \int d^3x J_\mu^{(L)\dagger}(x) J_\mu^{(L)}(x). \quad (1.1.2)$$

Como se pode ver, cada geração da família de léptons irá interagir com a sua própria e com as outras duas famílias. Como resultado, a interação através de correntes leptônicas representa processos envolvendo partículas de cada família, como, por exemplo, o espalhamento neutrino-elétron ( $e^- + \nu_e \rightarrow e^- + \nu_e$ ) e o decaimento do múon ( $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ ). Porém, nem todos os processos serão permitidos, sendo necessário que as partículas envolvidas no processo sejam convertidas em partículas de sua geração, ou seja, que estas troquem sua carga de uma unidade, mantendo conservado o número leptônico e a carga elétrica no processo. Esta propriedade da interação envolvendo correntes leptônicas são chamadas de interações por Corrente Carregada e por Corrente Neutra. Contudo, a existência dos processos de Corrente Neutra não foram previstos inicialmente na teoria de Fermi, o que causou mais tarde a sua reformulação. Devido a isso, uma forma de a introduzir na teoria foi tentada, porém, apoiando-se nas evidências experimentais, deixando de lado o formalismo original. Com o auxílio de constantes de acoplamento ( $g_A$  e  $g_V$ ), pode-se resolver o problema de incorporar as Correntes Neutras à Hamiltoniana de interação.

A fim de contornar estes problemas, é imprescindível estender a teoria com cálculos em mais altas ordens em teoria da perturbação. O cálculo em segunda ordem de teoria de perturbação para um processo envolvendo a Interação Fraca pode ser efetuado levando-se em conta os estados inicial e final, os quais referem-se à interação por Corrente Neutra ou por Corrente Carregada, além de considerar a região de interação entre os vértices do diagrama. Para tanto, recorre-se às regras de Feynman, onde acrescentamos um propagador para as partículas que mediam a interação entre os dois vértices, no caso, férmions. Porém, este

cálculo leva a uma integral divergente do tipo

$$S^{(2)} \simeq G_F^2 \int \frac{d^4q}{q^2} \simeq G^2 \int_0^\infty \frac{q^3 dq}{q^2} \simeq G^2 \int_0^\infty q dq \rightarrow \infty. \quad (1.1.3)$$

Este tipo de divergência em relação aos termos em mais alta ordem na constante de acoplamento, neste caso na constante de acoplamento de Fermi  $G_F$ , ocorre igualmente na Eletrodinâmica Quântica ("Quantum Electrodynamics" - QED). No diagrama conhecido como polarização do vácuo, um diagrama de auto-energia relacionado ao vácuo, também gera uma integral divergente. Porém, como a QED é uma teoria de gauge, podem-se usar propriedades de simetria a fim de eliminar a divergência [6]. Entretanto, a teoria de Fermi não é uma teoria de gauge, e neste ponto não se pode utilizar uma analogia com a QED. Enfim, esta divergência é natural na teoria, sendo explicada pela exigência de a interação entre as partículas proceder num mesmo ponto do Espaço-Tempo. O que pode ser aproveitado da QED é a descrição da interação entre léptons por meio da troca de uma partícula virtual, no caso, um fóton. Baseado na hipótese de Yukawa [7], especula-se que seja possível na teoria de Fermi que o neutrino e o elétron troquem um bóson mediador, o que elimina a divergência proveniente dos propagadores. Para tal, e em analogia com a QED, elabora-se um acoplamento efetivo, o qual depende do momentum transferido  $q^2$

$$G_{\text{eff}}(q^2) = \frac{g^2}{q^2 - M_W^2} \xrightarrow{q \rightarrow \infty} \frac{g^2}{q^2}, \quad (1.1.4)$$

onde  $g$  é uma constante de acoplamento adimensional que representa o vértice envolvendo a partícula mediadora. Como estamos tratando de uma Interação por Corrente Carregada ou uma por Corrente Neutra, espera-se que existam dois tipos de bósons mediadores,  $W$  e  $Z$ , pois, dependendo do tipo de interação, estes devem ou não possuir carga elétrica. Assim, a integral divergente é regulada

$$S^{(2)} \simeq g^4 \int \frac{d^4q}{q^2} \left( \frac{1}{q^2} \right)^2 \simeq g^4 \int \frac{dq}{q^3}. \quad (1.1.5)$$

Entretanto, nas interações por Corrente Carregada e por Corrente Neutra, os bósons mediadores devem acoplar com correntes vetoriais  $j_\mu$ , sendo propagadores de spin 1 descritos por campos vetoriais, da mesma forma como ocorre com o fóton na QED. Tais propagadores têm a forma

$$D_{\mu\nu}^{(M_V)}(q^2) = -\frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / M_V^2}{q^2 - M_V^2} \rightarrow \frac{q_\mu q_\nu}{q^2 M_V^2} \xrightarrow{q^2 \rightarrow \infty} \frac{1}{M_V^2}. \quad (1.1.6)$$

Como se pode ver, o aparecimento dos quadrimomenta no numerador torna esta teoria não-renormalizável. No caso da QED, como o fóton é uma partícula sem massa, o seu propagador não possui o mesmo problema, fazendo com que a teoria se torne renormalizável. Este ponto é crucial para o sucesso da teoria: pela interação por Corrente Carregada e por Corrente Neutra, é necessário existir propagadores massivos a fim de intermediar a interação entre um neutrino e seu lépton no limite de pequeno momentum transferido. Contudo, para que a teoria se mantenha renormalizável, é imprescindível que os propagadores envolvidos no processo tenham uma forma assintótica similar a de uma partícula sem massa. No limite de  $q^2 \rightarrow 0$  os vértices devem ter a forma [8]

$$G_{\text{eff}}(q^2) = g^2 D_{\mu\nu}(q^2) \rightarrow G, \quad (1.1.7)$$

o qual claramente não se cumpre com o propagador de uma partícula sem massa. Entretanto, no caso dos bósons  $W$  e  $Z$  com massa  $M_W$  e  $M_Z$ , respectivamente, tem-se

$$G_{\text{eff}}(q^2) \xrightarrow{q^2 \rightarrow 0} \frac{g^2}{M_V^2} = G. \quad (1.1.8)$$

Portanto, é necessária uma forma de incorporar propagadores sem massa à teoria, porém, de alguma forma, estes devem adquirir massa no limite de pequeno momentum transferido.

## 1.2 Geração de massa das partículas

### 1.2.1 Quebra Espontânea de Simetria

Devido às propriedades das Interações Fracas, é preciso encontrar um modo de incorporar a ela um propagador referente a uma partícula massiva, tornando-a simultaneamente em uma teoria de gauge. Para isso, deve-se ter em mente a ideia de Quebra Espontânea de Simetria. Esta quebra pode ser vista em teorias pelas quais se pode quebrar uma invariância frente a um dado grupo de simetrias. Outro caso seria a quebra de simetria quando existe uma Lagrangiana invariante a um certo grupo de simetrias, porém o seu estado de vácuo (ou fundamental) não obedece tal propriedade. Este estado de vácuo corresponde ao valor esperado do vácuo tomado em relação ao campo em questão. A fim de visualizar esta quebra de simetria, pode-se introduzir o campo real com auto-interação de quarta ordem

$$L = \frac{1}{2} [(\partial^\mu \phi)(\partial_\mu \phi) - \mu^2 \phi^2] - \frac{\lambda}{4!} \phi^4, \quad (1.2.1)$$

pelo qual se obtém as equações de campo

$$(\square + \mu^2)\phi + \frac{\lambda}{3!}\phi^3 = 0. \quad (1.2.2)$$

Um campo constante  $\phi_0$ , independente de  $x$ , será solução destas equações caso se cumpra

$$\phi_0 (\mu^2 + \frac{\lambda}{3!}\phi_0^2) = 0. \quad (1.2.3)$$

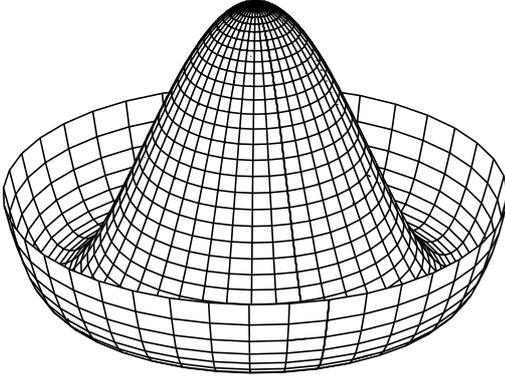
A partir da Lagrangiana anterior, pode-se escrever a Hamiltoniana referente à interação

$$H = \frac{1}{2} \left[ \pi^2 - (\vec{\nabla} \phi)^2 + \mu^2 \phi^2 \right] + \frac{\lambda}{4!} \phi^4, \quad (1.2.4)$$

onde  $\pi(x) = \partial^0 \phi(x)$ . A solução encontrada para as equações de campo ( $\phi_0$ ) é o campo referente ao mínimo de energia desta Hamiltoniana, ou seja, o estado de vácuo. Neste caso, considera-se a Hamiltoniana como positivo-definida, isto é,  $\lambda > 0$ , fazendo com que a posição do mínimo de energia dependa da quantidade  $\mu^2$ . Quando esta quantidade for positiva ( $\mu^2 > 0$ ), a única solução  $\phi_0$  das equações de campo será  $\phi_0=0$ . Esta quantidade  $\mu$  pode ser entendida como a massa do campo em questão. Levando em conta que a quantidade  $\mu^2$  seja negativa, adquire-se as soluções

$$\phi_{0+} = +\sqrt{-\frac{6\mu^2}{\lambda}} \equiv \phi_0, \quad (1.2.5a)$$

$$\phi_{0-} = -\sqrt{-\frac{6\mu^2}{\lambda}}, \quad (1.2.5b)$$



**Figura 1.1:** *Potencial tridimensional gerado pelos campos de Higgs. Os estados de vácuo possíveis se encontram na circunferência que determina os pontos mínimos do gráfico.*

ou seja, o potencial terá os pontos de mínimo definidos, como é ilustrado pela Fig.1.1,

$$U(\phi_0) = 0 \quad (1.2.6a)$$

$$U(\phi_{0+}) = U(\phi_{0-}) = -\frac{3\mu^4}{2\lambda}. \quad (1.2.6b)$$

Claramente se observa que a Lagrangiana na Eq.(1.2.1) possui a simetria de reflexão  $\phi \rightarrow -\phi$ , tornando o estado de vácuo degenerado. Para que se possa fazer o desenvolvimento de  $U(\phi)$ ,  $H(\phi)$  e  $L(\phi)$ , não é necessário que o campo  $\phi_0$  tenha um valor específico, podendo tomar qualquer valor das infinitas possibilidades de ponto de mínimo do potencial. Porém, uma vez escolhido o estado de vácuo, a simetria é espontaneamente quebrada. A fim de visualizar isso, escolhe-se um estado de vácuo específico a fim de quebrar a simetria da Lagrangiana, o que é efetuado pela substituição  $\phi' = \phi - \phi_0$ , sendo  $\phi_0$  o ponto de mínimo escolhido,

$$L(\phi' = \phi - \phi_0) = \frac{1}{2} [(\partial^\mu \phi')(\partial_\mu \phi') - m^2 \phi'^2] - \frac{\lambda \phi_0}{3!} \phi'^3 - \frac{\lambda}{4!} \phi'^4 + \mathcal{O}(1) \dots, \quad (1.2.7)$$

onde  $m^2 = 2|\mu^2|$  e os termos constantes são descartados. O campo  $\phi'$  possui as propriedades de um campo físico: seu estado de vácuo é  $\phi'_0 = 0$  e adquire massa positiva  $\sqrt{2|\mu^2|}$  com uma interação cúbica  $\phi'^3$ , ao invés de uma interação quártica. Como esperado, a invariância frente à simetria de reflexão é quebrada, pois a Lagrangiana não mais é invariante frente à troca  $\phi' \rightarrow -\phi'$ . Analisando a Eq.(1.2.6b), a adição de uma constante referente ao mínimo do potencial  $U(\phi)$ , desloca o estado de vácuo para a posição de energia potencial nula

$$U'(\phi) = \frac{\lambda}{4!} (\phi^2 - \phi_0^2)^2. \quad (1.2.8)$$

Logo, o resultado alcançado é transformar a teoria através da quebra de uma dada simetria partindo de um campo genérico com uma dada massa imaginária, passando para um campo com massa real.

### 1.2.2 Mecanismo de Higgs

A aplicação do conceito de Quebra Espontânea de Simetria leva ao surgimento de campos vetoriais massivos, os quais resolvem o problema da Teoria de Fermi relativo aos propagadores das Interações Fracas. O mecanismo pelo qual são geradas estas massas é o chamado Mecanismo de Brout-Englert-Guralnik-Hagen-Higgs-Kibble [9], mas popularmente conhecido

como Mecanismo de Higgs. Este mecanismo considera a seguinte Lagrangiana expressa em termos de campos escalares complexos

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\varphi_1(x) + \imath\varphi_2(x)] \quad (1.2.9a)$$

$$\varphi^*(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\varphi_1(x) - \imath\varphi_2(x)], \quad (1.2.9b)$$

ou seja,

$$L_\varphi = (\partial^\mu \varphi)^* (\partial_\mu \varphi) - \mu^2 \varphi^* \varphi - \frac{\lambda}{3!} (\varphi^* \varphi)^2, \quad (1.2.10)$$

onde esta Lagrangiana é invariante frente às transformações do grupo de rotações SO(2)

$$\varphi(x) \rightarrow \tilde{\varphi}(x) = U\varphi(x) = e^{i\alpha} \varphi(x). \quad (1.2.11)$$

Assumindo que as rotações, antes consideradas globais, ou seja, o parâmetro que define a transformação é uma constante, passem a ser locais, o gerador se torna uma função dependente da posição do Espaço-tempo

$$\tilde{\varphi}(x) = U(x)\varphi(x) = e^{ig\theta(x)} \varphi(x). \quad (1.2.12)$$

Entretanto, frente a esta propriedade das transformações locais, a Lagrangiana na Eq.(1.2.10) deixa de ser invariante devido ao surgimento de um termo relacionando à derivada do parâmetro do grupo de rotações

$$(\partial^\mu \varphi)^* = -ig e^{-ig\theta(x)} [\partial^\mu \theta(x)] \varphi^\dagger + e^{-ig\theta(x)} (\partial^\mu \varphi)^\dagger \quad (1.2.13a)$$

$$(\partial_\mu \varphi)' = ig e^{ig\theta(x)} [\partial_\mu \theta(x)] \varphi + e^{ig\theta(x)} (\partial_\mu \varphi), \quad (1.2.13b)$$

as quais podem ser reescritas como

$$(\partial^\mu \varphi)^* = e^{-ig\theta(x)} (\partial^\mu - ig\partial^\mu \theta) \varphi^\dagger, \quad (1.2.14a)$$

$$(\partial_\mu \varphi) = e^{ig\theta(x)} (\partial_\mu + ig\partial_\mu \theta) \varphi, \quad (1.2.14b)$$

o que mostra que a Lagrangiana não é invariante frente às transformação de gauge locais. Em analogia com a QED, é necessário encontrar uma derivada generalizada a qual obedece a lei de transformação imposta a  $\varphi(x)$ . Para tal, é possível introduzir um campo de gauge  $a_\mu(x)$  a fim de tornar a Lagrangiana na Eq.(1.2.10) invariante frente às transformações locais de simetria. Assim sendo, a derivada em questão pode ser escrita como

$$D^\mu \varphi(x) = [\partial^\mu + ig a^\mu(x)] \varphi(x), \quad (1.2.15a)$$

$$[D^\mu \varphi(x)]^\dagger \equiv D^{\mu*} \varphi^\dagger(x) = [\partial^\mu - ig a^\mu(x)] \varphi^\dagger(x), \quad (1.2.15b)$$

onde a quantidade  $D^\mu$  é chamada de derivada covariante e o campo de gauge  $a^\mu(x)$  tem a forma

$$a^\mu(x) = a^\mu(x) - \partial^\mu \theta(x), \quad (1.2.16)$$

sendo transformado simultaneamente com o campo  $\varphi(x)$  [Eq.(1.2.12)]. Finalmente, a Lagrangiana construída com os campos  $\varphi(x)$ ,  $\varphi^\dagger(x)$ ,  $a^\mu(x)$  e com a derivada covariante é um invariante de gauge

$$(D'^\mu \varphi')^\dagger \Omega (D'_\mu \varphi') = (D^\mu \varphi) \Omega (D_\mu \varphi), \quad (1.2.17)$$

onde o operador  $\Omega$  representa as transformações dos campos físicos. Como  $a^\mu(x)$  se trata de um campo de gauge, a Lagrangiana física deve conter o seu termo de energia cinética, sendo expressa como

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + (D^\mu\varphi)^*(D_\mu\varphi) - \mu^2\varphi^*\varphi - \frac{\lambda}{3!}(\varphi^*\varphi)^2. \quad (1.2.18)$$

Como foi assumido anteriormente, consideramos  $\lambda > 0$  e  $\mu^2 < 0$ , o que leva o mínimo da energia potencial escalar ocorrer para

$$\varphi^*\varphi = \frac{\phi_0^2}{2} = -\frac{1}{2}\left(\frac{6\mu^2}{\lambda}\right) = -\frac{3\mu^2}{\lambda}. \quad (1.2.19)$$

A quebra de simetria ocorre quando um dos possíveis estados de vácuo é escolhido, neste caso

$$\varphi_0 = \frac{\phi_0}{\sqrt{2}}, \quad (1.2.20)$$

$$\varphi_{1(0)} = \varphi_{2(0)} = 0, \quad (1.2.21)$$

levando a Lagrangiana

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}g^2\phi_0^2 a^\mu a_\mu + \frac{1}{2}[(\partial^\mu\varphi'_1)(\partial_\mu\varphi'_1) - m^2\varphi'^2_1] \\ & + \frac{1}{2}(\partial^\mu\varphi'_2)(\partial_\mu\varphi'_2) - \frac{\lambda}{3!}\phi_0(\varphi'^2_1 + \varphi'^2_2)\varphi'_1 - \frac{\lambda}{4!}(\varphi'^2_1 + \varphi'^2_2)^2 + \mathcal{O}(\varphi a^\mu) + \dots, \end{aligned} \quad (1.2.22)$$

onde  $m^2 = -2\mu^2$ , com  $\mu^2 < 0$ . A novidade nesta Lagrangiana é o segundo termo da expressão, o qual corresponde à massa do campo  $a^\mu(x)$ ,  $m_v = g\phi_0$ . As transformações de gauge para os novos campos são agora

$$\tilde{\varphi}' + \frac{\phi_0}{\sqrt{2}} = \exp[ig\theta(x)] \left[ \varphi'(x) + \frac{\phi_0}{\sqrt{2}} \right], \quad (1.2.23)$$

onde os campos serão dados por

$$\tilde{\varphi}'_1 = \cos[g\theta(x)] \left( \varphi'_1 + \frac{\phi_0}{\sqrt{2}} \right) - \sin[g\theta(x)] \varphi'_2 - \frac{\phi_0}{\sqrt{2}}, \quad (1.2.24a)$$

$$\tilde{\varphi}'_2 = \cos[g\theta(x)] \varphi'_2 + \sin[g\theta(x)] \left( \varphi'_1 + \frac{\phi_0}{\sqrt{2}} \right), \quad (1.2.24b)$$

$$\tilde{a}^\mu(x) = a^\mu(x) - \partial^\mu\theta(x). \quad (1.2.24c)$$

Entretanto, existe uma diferença entre a Lagrangiana da Eq.(1.2.22) e aquela antes da introdução do campo de gauge  $a^\mu(x)$ : anteriormente, existiam quatro componentes do campo vetorial sem massa juntamente com os campos  $\varphi_1$  e  $\varphi_2$ ; posteriormente, observa-se as componentes  $\varphi'_1$  e  $\varphi'_2$  além das três componentes do campo vetorial massivo, ou seja, existe um campo espúrio na descrição final, o qual pode ser eliminado por uma transformação de gauge, sendo este campo conhecido como bóson de Goldstone [10]. Assim, efetua-se a troca de variáveis

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\rho(x) + \phi_0] \exp[igw(x)/\phi_0], \quad (1.2.25a)$$

$$a_\mu(x) = C_\mu - \frac{1}{\phi_0}\partial_\mu w(x). \quad (1.2.25b)$$

Os novos campos são  $\rho(x)$ ,  $w(x)$  e  $C_\mu$  e o valor  $\phi_0$  em  $\varphi$  determina o mínimo da energia potencial, sendo essencial para esta transformação que  $\phi_0 \neq 0$ . Com estes novos campos, tem-se

$$D_\mu \varphi \equiv (\partial_\mu + ig a_\mu) \varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \partial_\mu \rho(x) + ig C_\mu [\rho(x) + \phi_0] \} \exp[igw(x)/\phi_0], \quad (1.2.26)$$

resultando na Lagrangiana

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EW} = & -\frac{1}{4} C^{\mu\nu} C_{\mu\nu} + \frac{m_v^2}{2} C^\mu C_\mu - \frac{\lambda \phi_0}{3!} \\ & - \frac{1}{2} (\partial^\mu \rho)(\partial_\mu \rho) - \frac{m_\rho^2}{2} \rho^2 - \frac{\lambda}{4!} \rho^4 + \frac{g^2}{2} C^\mu C_\mu (\rho^2 + 2\rho\phi_0). \end{aligned} \quad (1.2.27)$$

Nesta Lagrangiana existem dois campos massivos: o campo  $C_\mu$ , com massa igual a  $m_C = g\phi_0$ , e o campo  $\rho$ , com massa  $m_\rho = \sqrt{2|\mu|^2}$ . O campo  $w(x)$ , como se pode ver, não está presente na Lagrangiana final, o qual representa o campo espúrio. Isto ocorre pois o grau de liberdade que existia sendo o bóson de Goldstone transformou-se em outro grau de liberdade do campo vetorial  $C_\mu$ , o que se manifestou como a geração de sua massa. Portanto, este mecanismo permite gerar a massa dos propagadores das Interações Fracas, dando a oportunidade de se renormalizar a teoria mesmo com campos massivos.

## 1.3 A teoria de Glashow-Salam-Weinberg

### 1.3.1 A unificação do Eletromagnetismo com as Interações Fracas

Com a descoberta do caráter vetorial das Correntes Fracas e a possível descrição das Interações Fracas através da Teoria Quântica de Campos, surgiu a ideia de se unificar as teorias Eletromagnética e das Interações Fracas em uma única formulação. Devido às características nas formulações iniciais, as teorias não apontavam nenhuma possibilidade de existir uma diferença de massa entre os campos envolvidos, isto é, tanto o campo eletromagnético quanto o campo fraco não deveriam ter massa. Como visto anteriormente, a Lagrangiana do campo fraco deveria ser invariante frente às transformações do grupo  $SO(2)$ , o que revela a natureza não-massiva dos campos envolvidos.

Contudo, com o advento do mecanismo de Higgs e a geração de massa dos campos, foi possível pensar em unificar estas teorias, devido ao fato de que, mesmo com ambos os campos inicialmente sem massa, seria possível gerar a massa necessária dos campos dos bósons  $W$  e  $Z$  por via deste mecanismo, permitindo que os demais campos permanecessem sem massa, como é o caso do campo do fóton e do neutrino. O primeiro modelo para a unificação das teorias foi proposto através da descrição de três campos vetoriais associados a três geradores do grupo  $SO(3)$  [11]. Dessa forma, identifica-se a corrente neutra relacionada à Interação Eletromagnética e os outros dois campos ligados aos bósons vetoriais mediadores das Interações Fracas. Porém, este modelo foi descartado devido ao surgimento da evidência experimental das interações por Corrente Neutra [12], a qual não era prevista neste modelo.

Com isso, outro modelo foi proposto para incluir a interação por Corrente Neutra, descrito com o grupo de simetrias  $SU(2) \otimes U(1)$  [13]. Analogamente, são incluídos quatro geradores do grupo, sendo  $\tau_1, \tau_2$  e  $\tau_3$  para  $SU(2)$  e 1 para  $U(1)$ . Portanto, conciliando este grupo de simetrias com o mecanismo de Higgs, os campos que descrevem o fóton e os bósons vetoriais mediadores massivos são possíveis de serem obtidos na teoria, mantendo seu caráter de teoria renormalizável.

### 1.3.2 Teoria de Salam-Weinberg

Com o intuito de unificar as teorias Eletromagnética e das Interações Fracas, considera-se a interação entre elétrons e neutrinos do elétron [13], sabendo que neutrinos são completamente polarizados e do tipo mão-esquerda, escrevendo-os na forma de um dubleto de mão-esquerda

$$L(x) = \begin{pmatrix} u_{\nu_L}(x) \\ u_{e_L}(x) \end{pmatrix}, \quad (1.3.1)$$

onde define-se

$$u_{\ell_L}(x) = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)u_\ell(x) \quad (1.3.2)$$

Entretanto, elétrons são partículas massivas, o que corresponde a ter uma componente do tipo mão-direita do operador de campo do elétron, o qual é descrito como um singlete de isospin, sendo invariante frente às transformações do grupo SU(2)

$$R(x) = u_{e_R}(x) = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)u_e(x). \quad (1.3.3)$$

A fim de manter estes campos invariantes frente às transformações do grupo SU(2), é necessário que estes, primeiramente, não contenham massa. Através de transformações de gauge, utilizando o mecanismo de Higgs, a massa do campo do elétron será gerada sem afetar a invariância da Lagrangiana. Com isso, a Lagrangiana para o dubleto e o singlete de léptons é dada por

$$\mathcal{L} = \bar{L} (\not{\partial} - g\varphi) L + \bar{R} (\not{\partial} - g\varphi) R, \quad (1.3.4)$$

tendo a dinâmica dos neutrinos e elétrons descrita pela equação de Dirac. Para gerar a massa do elétron através do mecanismo de Higgs, é necessário introduzir campos escalares na teoria. Portanto, a equação de Dirac que descreve o elétron deve ter a forma

$$[\not{\partial} - g\varphi(x)] u_e(x) = 0, \quad (1.3.5)$$

para então, com uma mudança no campo escalar em função do estado de vácuo  $\varphi'(x) = \varphi(x) - \phi_0$ , produza a equação

$$[\not{\partial} - m - g\varphi'(x)] u_e(x) = 0, \quad (1.3.6)$$

com massa  $m = g\phi_0$ , indicando a geração de massa através do valor esperado do vácuo para  $\varphi(x)$ . Para introduzir esta geração de massa no contexto onde escrevemos os estados de elétron e neutrino como dubleto de isospin, deve-se analisar a interação entre os campos  $L(x)$  e  $R(x)$  com campos escalares. Para isso, esta interação deve ser invariante frente ao grupo SU(2), o que remete a escrever estes campos escalares, chamado Campo de Higgs, na forma de dubletos

$$\varphi(x) = \begin{pmatrix} \varphi_1(x) \\ \varphi_2(x) \end{pmatrix}, \quad (1.3.7)$$

ou seja, uma Lagrangiana possível tem a forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \bar{L} (\not{\partial} - g\varphi) L + \bar{R} (\not{\partial} - g\varphi) R - G_e (\bar{L}\varphi R + \bar{R}\varphi^\dagger L) \\ &+ (\partial^\mu \varphi^\dagger)(\partial_\mu \varphi) - M^2 \varphi^\dagger \varphi - \frac{\lambda}{4!} (\varphi^\dagger \varphi)^2. \end{aligned} \quad (1.3.8)$$

Como se vê na Eq.(1.3.8), os últimos três termos correspondem à auto-interação do campo escalar, e os termos relacionados à constante de acoplamento  $G_e$  definem a interação entre  $\varphi$ ,  $L(x)$  e  $R(x)$ . Além disso, esta Lagrangiana é invariante frente às transformações globais dos grupos  $SU(2)$  e  $U(1)$ , por construção. Efetuando transformações no espaço de Hilbert, obtém-se os autovalores dos operadores isospin  $T_3$  e hipercarga  $Y$  referentes a cada campo contido na Lagrangiana. A partir destes autovalores é obtida a carga elétrica de cada campo através da relação

$$Q = \left( T_3 + \frac{Y}{2} \right) e, \quad (1.3.9)$$

a qual é chamada relação de Schwinger-Nishijima [5].

Seguindo os mesmos passos anteriores, busca-se a invariância da Lagrangiana frente às transformações locais de simetria do grupo  $SU(2) \otimes U(1)$ . Seguindo o mesmo procedimento àquele aplicado a QED, designa-se campos vetoriais de gauge  $a_a^\mu(x)$  ( $a=1,2,3$ ) e  $B^\mu(x)$  de forma que seja possível obter as derivadas covariantes referentes a cada campo da Lagrangiana

$$D_\mu L(x) = \left[ \partial_\mu + \imath g a_{\mu a}(x) \frac{\tau_a}{2} + \imath \frac{g'}{2} B_\mu(x) \right] L(x), \quad (1.3.10a)$$

$$D_\mu \varphi(x) = \left[ \partial_\mu + \imath g a_{\mu a}(x) \frac{\tau_a}{2} - \imath \frac{g'}{2} B_\mu(x) \right] \varphi(x), \quad (1.3.10b)$$

$$D_\mu R(x) = \left[ \partial_\mu + \imath g' B_\mu(x) \right] R(x), \quad (1.3.10c)$$

e os tensores de campo para os campos vetoriais  $a_{\mu a}$  e  $B_\mu$  são dados por

$$\mathcal{G}_a^{\mu\nu} = \partial^\nu a_a^\mu - \partial^\mu a_a^\nu + g \varepsilon_{abc} a_b^\mu a_c^\nu, \quad (1.3.11a)$$

$$B^{\mu\nu} = \partial^\nu B^\mu - \partial^\mu B^\nu. \quad (1.3.11b)$$

A partir destas definições, a Lagrangiana total pode ser escrita como

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} \mathcal{G}_a^{\mu\nu} \mathcal{G}_{\mu\nu, a} - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} - \mu^2 \varphi^\dagger \varphi - \frac{\lambda}{3!} (\varphi^\dagger \varphi)^2 + (D_\mu \varphi)^\dagger (D^\mu \varphi) \\ & + \bar{L} (\imath \gamma^\mu D_\mu) L + \bar{R} (\imath \gamma^\mu D_\mu) R - G_e (\bar{L} \varphi R + \bar{R} \varphi^\dagger L), \end{aligned} \quad (1.3.12)$$

a qual é invariante frente às transformações locais do grupo  $SU(2) \otimes U(1)$ . Estendendo esta Lagrangiana para a família de léptons, o termo que se refere aos campos do elétron e do neutrino são estendidos para campos leptônicos na forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} \mathcal{G}_a^{\mu\nu} \mathcal{G}_{\mu\nu, a} - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} - \mu^2 \varphi^\dagger \varphi - \frac{\lambda}{3!} (\varphi^\dagger \varphi)^2 + (D_\mu \varphi)^\dagger (D^\mu \varphi) \\ & + \sum_\ell \left\{ \bar{L}_\ell (\imath \gamma^\mu D_\mu) L_\ell + \bar{R}_\ell (\imath \gamma^\mu D_\mu) R_\ell - G_\ell (\bar{L}_\ell \varphi R_\ell + \bar{R}_\ell \varphi^\dagger L_\ell) \right\}, \end{aligned} \quad (1.3.13)$$

onde a soma é efetuada sobre  $\ell = e, \mu, \tau$ . As massas dos léptons serão determinadas em função da constante de acoplamento  $G_\ell$

$$m_e = \frac{\phi_0}{\sqrt{2}} G_e, \quad (1.3.14)$$

$$m_\mu = \frac{\phi_0}{\sqrt{2}} G_\mu, \quad (1.3.15)$$

$$m_\tau = \frac{\phi_0}{\sqrt{2}} G_\tau, \quad (1.3.16)$$

como esperado pela aplicação do Mecanismo de Higgs.

### 1.3.3 A Lagrangiana eletrofraca

Trabalhando somente com a primeira família de léptons, o que permite uma abordagem simplificada para a descrição da teoria, reescreve-se o campo escalar em função do estado de vácuo  $\phi_0$  tomando os termos relacionados à constante de acoplamento do elétron ( $G_e$ )

$$G_e \left( \bar{L}\varphi R + \bar{R}\varphi^\dagger L \right) = G_e \left[ \left( \bar{u}_{\nu_L} u_{e_R} \right) \varphi_1 + \left( \bar{u}_{e_R} u_{\nu_L} \right) \varphi_1^\dagger + \left( \bar{u}_{e_L} u_{e_R} \right) \varphi_2 + \left( \bar{u}_{e_R} u_{e_L} \right) \varphi_2^\dagger \right], \quad (1.3.17)$$

vemos que os termos contendo o campo  $\varphi_2$  possuem como fatores os produtos dos campos do elétron. Com isso, para gerar a sua massa, é necessário quebrar espontaneamente a simetria através do campo  $\varphi_2$ , ou seja, deslocando este campo em relação ao estado de vácuo

$$\varphi_2(x) = \frac{\phi_0}{\sqrt{2}} + \frac{1}{\sqrt{2}} [\chi_1(x) + i\chi_2(x)], \quad (1.3.18a)$$

$$\varphi_2^\dagger(x) = \frac{\phi_0}{\sqrt{2}} + \frac{1}{\sqrt{2}} [\chi_1(x) - i\chi_2(x)], \quad (1.3.18b)$$

o que leva a Eq.(1.3.17) a

$$G_e \left( \bar{L}\varphi R + \bar{R}\varphi^\dagger L \right) = G_e \left[ \left( \bar{u}_{\nu_L} u_{e_R} \right) \varphi_1 + \left( \bar{u}_{e_R} u_{\nu_L} \right) \varphi_1^\dagger + \frac{\phi_0}{\sqrt{2}} (\bar{u}_e u_e) + \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{u}_e u_e) \chi_1 + \frac{i}{\sqrt{2}} (\bar{u}_e \gamma^5 u_e) \chi_2 \right]. \quad (1.3.19)$$

Reagrupando estes termos com aqueles referentes à parte cinética na Lagrangiana, adquire-se

$$\begin{aligned} \bar{L} (i\gamma^\mu \partial_\mu) L + \bar{R} (i\gamma^\mu \partial_\mu) R - G_e \left( \bar{L}\varphi R + \bar{R}\varphi^\dagger L \right) = & \bar{u}_e (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_e) u_e + \bar{u}_{\nu_L} (i\gamma^\mu \partial_\mu) u_{\nu_L} \\ & - G_e \left\{ \left( \bar{u}_{\nu_L} u_{e_R} \right) \varphi_1 + \left( \bar{u}_{e_R} u_{\nu_L} \right) \varphi_1^\dagger + \frac{1}{\sqrt{2}} (u_e \bar{u}_e) \chi_1 + \frac{i}{\sqrt{2}} (\bar{u}_e \gamma^5 u_e) \chi_2 \right\}, \end{aligned} \quad (1.3.20)$$

onde  $m_e = \phi_0 G_e / \sqrt{2}$  é a massa do elétron gerada pelo valor esperado do vácuo do campo  $\varphi_2(x)$ . Com isso, a Lagrangiana agora é invariante frente às transformações do grupo  $SU(2) \otimes U(1)$  e às transformações simultâneas dos campos

$$a_a^\mu = a_a^\mu - \partial^\mu \Lambda_a - g \varepsilon_{abc} \Lambda_b a_c^\mu, \quad (1.3.21a)$$

$$B^\mu = B^\mu - \partial^\mu \theta. \quad (1.3.21b)$$

Como o dubleto de campos escalares  $\phi(x)$  é equivalente a quatro campos reais, é possível expressá-lo como

$$\varphi(x) = \exp \left( ig \Lambda_a \frac{\tau_a}{2} \right) \begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{\varphi}_1(x) \end{pmatrix}, \quad (1.3.22)$$

onde os quatro campos reais agora são os três campos  $\Lambda_a$  e  $\tilde{\varphi}_1$ . A invariância de gauge faz com que a Lagrangiana seja independente de  $\Lambda_a$ , desaparecendo estes campos e possibilitando fazer a escolha para o dubleto de campos escalares da seguinte forma

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \phi_0 + \chi_1(x) \end{pmatrix}. \quad (1.3.23)$$

Mais precisamente, fixa-se um gauge do grupo  $SU(2)$  de um dado campo  $\varphi(x)$  tal que o campo transformado  $\varphi'(x)$  tendo  $\varphi'_1(x) = 0$  e  $\Im\varphi'_2 = 0$ . Logo, a Eq.(1.3.20) tem a forma

$$\begin{aligned} \bar{L} (\not{v}\gamma^\mu \partial_\mu) L + \bar{R} (\not{v}\gamma^\mu \partial_\mu) R - G_e \left( \bar{L}\varphi R + \bar{R}\varphi^\dagger L \right) = \\ = \bar{u}_e [\not{v}\gamma^\mu \partial_\mu - m_e] u_e + \bar{u}_{\nu_L} (\not{v}\gamma^\mu \partial_\mu) u_{\nu_L} - \frac{G_e}{\sqrt{2}} (\bar{u}_e u_e) \chi_1. \end{aligned} \quad (1.3.24)$$

Portanto, o campo de Higgs gerou a massa do elétron e fez surgir uma interação entre o campo escalar com o elétron, expresso pelo termo contendo  $\chi_1$ . Para encontrar a massa do campo de Higgs, é necessário voltar-se aos termos contendo  $\mu^2$  e  $\lambda$  na Lagrangiana na Eq.(1.3.13). O valor mínimo da energia potencial é expresso em função da massa do campo,  $\phi_0^2 = -6\mu^2/\lambda$ , o qual modifica na Lagrangiana os termos lineares em  $\chi_1$  obtidos pela substituição do campo escalar [Eq.(1.3.23)] por termos de  $\mu^2$  e  $\lambda$ . Os termos com  $\chi_1^2$  serão

$$\left( -\frac{\mu^2}{2} - \frac{6\lambda}{4!} \phi_0^2 \right) \chi_1^2 = \mu^2 \chi_1^2. \quad (1.3.25)$$

Como a massa  $\mu^2$  é negativa, é visível que o campo  $\chi_1$  possui uma massa positiva,  $m_{\chi_1} \equiv M_H = \sqrt{-2\mu^2}$ , sendo um parâmetro livre da teoria que não é possível prever seu valor. Assim, este é uma das principais perguntas a serem respondidas com a descoberta do bóson de Higgs: determinar o valor de sua massa, o que traz consequências para o Modelo Padrão dependendo do valor encontrado.

Para descrever a Lagrangiana completa da Teoria Eletrofraca, parte-se da Lagrangiana na Eq.(1.3.13), onde se definem três campos a partir dos campos de gauge  $a_a^\mu$  contidos nas derivadas covariantes

$$W^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_1^\mu + ia_2^\mu), \quad (1.3.26a)$$

$$Z^\mu = a_3^\mu \cos \theta_W + B^\mu \sin \theta_W, \quad (1.3.26b)$$

$$A^\mu = -a_3^\mu \sin \theta_W + B^\mu \cos \theta_W, \quad (1.3.26c)$$

onde  $\theta_W$  é o chamado ângulo de Weinberg, o qual é definido por

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{(g^2 + g'^2)^{1/2}}, \quad (1.3.27a)$$

$$\tan \theta_W = g'/g. \quad (1.3.27b)$$

Os campos definidos em Eq.(1.3.26) possuem os respectivos tensores de campo

$$W^{\mu\nu} = \partial^\nu W^\mu - \partial^\mu W^\nu, \quad (1.3.28a)$$

$$Z^{\mu\nu} = \partial^\nu Z^\mu - \partial^\mu Z^\nu, \quad (1.3.28b)$$

$$F^{\mu\nu} = \partial^\nu A^\mu - \partial^\mu A^\nu. \quad (1.3.28c)$$

Portanto, a Lagrangiana completa possui a seguinte forma

$$\mathcal{L} = \bar{u}_e [\iota\gamma^\mu\partial_\mu - m_e] u_e + \bar{u}_{\nu_L} (\iota\gamma^\mu\partial_\mu) u_{\nu_L} \quad (1.3.29a)$$

$$+ M_W^2 W^{\mu\dagger} W_\mu - \frac{1}{2} W^{\mu\nu\dagger} W_{\mu\nu} \quad (1.3.29b)$$

$$- \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad (1.3.29c)$$

$$- \frac{1}{4} Z^{\mu\nu} Z_{\mu\nu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z^\mu Z_\mu \quad (1.3.29d)$$

$$+ \frac{1}{2} \left[ (\partial^\mu \chi_1) (\partial_\mu \chi_1) - M_H^2 \chi_1^2 \right] \quad (1.3.29e)$$

$$- \frac{\lambda a}{3!} \chi_1^3 - \frac{\lambda}{4!} \chi_1^4 \quad (1.3.29f)$$

$$- \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{u}_e u_e) \chi_1 \quad (1.3.29g)$$

$$+ \frac{g^2}{2} \left( \frac{1}{2} \chi_1^2 + a \chi_1 \right) W^{\mu\dagger} W_\mu \quad (1.3.29h)$$

$$+ \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) \left( \frac{1}{2} \chi_1^2 + a \chi_1 \right) Z^\mu Z_\mu \quad (1.3.29i)$$

$$- \iota \cos \theta_W (gZ^\mu - g'A^\mu) \left( W^{\mu\nu\dagger} W_\nu - W^{\mu\nu} W_\nu^\dagger \right) \\ - \cos^2 \theta_W (gZ^\alpha - g'A^\alpha) \left( gZ^\beta - g'A^\beta \right) W_\mu^\dagger W_\nu \left( g_{\alpha\beta} g^{\mu\nu} - \delta_\alpha^\nu \delta_\beta^\mu \right) \\ + \iota \cos \theta_W (gZ^{\mu\nu} - g'F^{\mu\nu}) \left( W_\mu^\dagger W_\nu - W_\nu^\dagger W_\mu \right) \quad (1.3.29j)$$

$$+ \frac{1}{4} g^2 \left( W^{\mu\dagger} W^\nu - W^{\nu\dagger} W^\mu \right) \left( W_\mu^\dagger W_\nu - W_\nu^\dagger W_\mu \right) \quad (1.3.29k)$$

$$- \frac{g}{2\sqrt{2}} \left\{ [\bar{u}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_\nu] W_\mu + [\bar{u}_\nu \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_e] W_\mu^\dagger \right\} \quad (1.3.29l)$$

$$- g' \cos \theta_W (\bar{u}_e \gamma_\mu u_e) A^\mu \quad (1.3.29m)$$

$$- \frac{1}{4} (g^2 + g'^2)^{1/2} [\bar{u}_\nu \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_\nu] Z_\mu$$

$$- \left[ \frac{1}{4} (g^2 + g'^2)^{1/2} (\bar{u}_e \gamma^\mu \gamma^5 u_e) + \frac{3}{4} \frac{g'^2 - g^2}{g^2 + g'^2} (\bar{u}_e \gamma^\mu u_e) \right] Z_\mu \quad (1.3.29n)$$

onde cada termo da Lagrangiana representa os seguintes Lagrangianas individuais:

- (a)  $\mathcal{L}_\ell$ : Léptons livres com massa  $m_\ell = \phi_0 G_\ell / \sqrt{2}$  e  $m_{\nu_\ell} = 0$ ;
- (b)  $\mathcal{L}_W$ : bósons vetoriais livres carregados com massa  $M_W = g\phi_0$ ;
- (c)  $\mathcal{L}_\gamma$ : Campo Eletromagnético livre sem massa;
- (d)  $\mathcal{L}_Z$ : bóson vetorial neutro com massa  $M_Z = \phi_0 \sqrt{g^2 + g'^2} / 2 = M_W / \cos \theta_W$ ;
- (e)  $\mathcal{L}_H$ : bóson de Higgs neutro com massa  $M_H = \sqrt{-2\mu^2}$ , com  $\mu^2 < 0$ ;
- (f)  $\mathcal{L}(\chi, \chi)$ : Auto-interação dos bósons de Higgs;
- (g)  $\mathcal{L}(\chi, u_e)$ : Interação entre o elétron e o bóson de Higgs;

- (h)  $\mathcal{L}(\chi, W)$ : Interação entre o bóson de Higgs e o bóson  $W$ ;  
 (i)  $\mathcal{L}(\chi, Z)$ : Interação entre o bóson de Higgs e o bóson  $Z$ ;  
 (j)  $\mathcal{L}(W, A, Z)$ : Interação entre o Campo Eletromagnético e os bósons  $W$  e  $Z$ ;  
 (k)  $\mathcal{L}(W, W)$ : Auto-interação entre os bósons  $W$ ;  
 (l)  $\mathcal{L}(u_e, A)$ : Interação Eletromagnética dos elétrons;  
 (m)  $\mathcal{L}(u_e, u_\nu, W)$ : Interação Fraca de Corrente Carregada via bósons  $W$ , donde tem-se

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (1.3.30)$$

$$e = \frac{g g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = g' \cos \theta_W = g \sin \theta_W \leq g \quad (1.3.31)$$

- (n)  $\mathcal{L}(u_e, u_\nu, Z)$ : Interação Fraca de Corrente Neutra via bósons  $Z$ .

Inicialmente, existiam somente quatro campos vetoriais de gauge,  $a^\mu$  e  $B^\mu$ , os quais, com o uso da Quebra Espontânea de Simetria, foram os responsáveis por gerar a massa do elétron e dos bósons vetoriais  $W$  e  $Z$ , mantendo os fótons e os neutrinos sem massa. Logo, o mecanismo de Higgs gera a massa dos bósons vetoriais mediadores das interações por Corrente Carregada e por Corrente Neutra, além de manter sem massa o campo  $A^\mu$ , o qual pode ser identificado como o campo Eletromagnético. Esta Lagrangiana descreve com detalhe a Teoria Eletrofraca, prevendo a massa dos bósons vetoriais da Interação Fraca. Além disso, a carga está intimamente relacionada com a constante de acoplamento fraca  $g$  e, como resultado, prevê uma massa para os bósons vetoriais muito maior que a massa do próton. Outras implicações já foram estudadas [14], inclusive o cálculo da massa dos quarks através do mecanismo de Higgs.

### 1.3.4 Observáveis físicos na Teoria Eletrofraca

As grandezas físicas expressas através da unificação da Teoria Eletromagnética e da Interação Fraca são as massas dos bósons eletrofracos

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \phi_0 \sqrt{\lambda/3}, \quad (1.3.32a)$$

$$M_W = g\phi_0/2, \quad (1.3.32b)$$

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W}, \quad (1.3.32c)$$

a carga elétrica e massa do elétron

$$e = \frac{g g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (1.3.33a)$$

$$m_e = \phi_0 G_e / \sqrt{2}, \quad (1.3.33b)$$

bem como o ângulo de Weinberg e a constante de acoplamento de Fermi

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (1.3.34a)$$

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_Z^2}. \quad (1.3.34b)$$

Logo, a quantidade fundamental a ser medida é o ângulo de Weinberg. Da definição do acoplamento eletromagnético  $e = g \sin \theta_W$ , é trivial a obtenção da constante de acoplamento fraca através da medição experimental de  $\sin \theta_W$ . Além disso, é possível prever a massa dos bósons vetoriais carregados através de sua relação com a constante de Fermi

$$M_W = \frac{2^{1/4}g}{2\sqrt{2}G_F} = \frac{2^{1/4}e}{2\sqrt{2}G_F \sin \theta_W}, \quad (1.3.35)$$

e também a dos bósons neutros

$$M_Z = \frac{2^{1/4}\sqrt{g^2 + g'^2}}{2\sqrt{2}G_F} = \frac{M_W}{\cos \theta_W}. \quad (1.3.36)$$

Partindo da massa do bóson W,  $M_W = g\phi_0/2$ , pode-se obter o valor esperado do vácuo

$$\phi_0^2 = \frac{\sqrt{2}}{2G_F} \approx 10^{-5}m_p^{-2} \approx 10^{-5} \text{ GeV}^2. \quad (1.3.37)$$

Este valor esperado do vácuo é relacionado com a constante de acoplamento entre os campos de Higgs e dos elétrons

$$G_F^2 = \frac{2m_e^2}{\phi_0^2} \approx 2\sqrt{2} \times 10^{-5} \frac{m_e^2}{m_p^2} \approx 10^{-12}, \quad (1.3.38)$$

o qual é desprezível comparado ao acoplamento entre o campo eletromagnético e o bóson Z. Com isso, estima-se a massa dos bósons mediadores

$$M_W^2 = \frac{\sqrt{2}}{8} \frac{e^2}{G_F \sin^2 \theta_W} = \frac{(37.5 \text{ GeV})^2}{\sin^2 \theta_W}, \quad (1.3.39)$$

$$M_Z^2 = \frac{(75 \text{ GeV})^2}{\sin^2 2\theta_W}. \quad (1.3.40)$$

Estimando o ângulo de Weinberg em  $\sin^2 \theta_W = 1/4$ , resulta para a massa dos bósons

$$M_W \approx 75 \text{ GeV}, \quad (1.3.41)$$

$$M_Z \approx 90 \text{ GeV}, \quad (1.3.42)$$

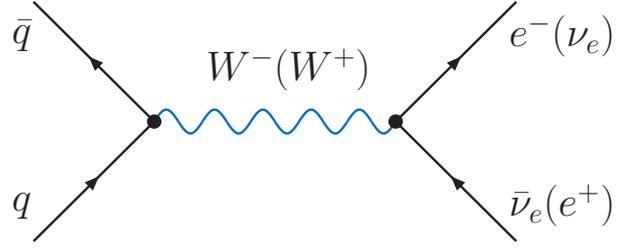
muito maiores que a massa do próton, como já era esperado.

### 1.3.5 A descoberta dos bósons vetoriais

Em 1983, o CERN contava com um acelerador próton-antipróton com energia de centro-de-massa  $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV} \gg M_V$ , suficiente para alcançar a energia necessária para a observação dos bósons vetoriais. A produção do bóson W é estudada pela aniquilação de um par quark-antiquark, ilustrado na Fig.1.2, possuindo a seção de choque [15]

$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow W) = \frac{3\pi\bar{\lambda}^2}{4} \frac{\Gamma_i\Gamma}{[(E - M_W)^2 + \Gamma_4^2]}, \quad (1.3.43)$$

onde  $\bar{\lambda}$  é o comprimento de onda reduzido do quark no centro-de-massa. Neste processo, um requisito necessário era ter quarks e antiquarks com mesma cor. A largura de decaimento



**Figura 1.2:** Diagrama de Feynman para as possibilidades do processo envolvendo troca de bósons vetoriais.

inicial era surpreendentemente larga, correspondendo a  $\Gamma_i \equiv \Gamma_{q\bar{q}} \approx 600$  MeV. Já a largura de decaimento total dependia do número de gerações de quarks e léptons, que tomada com  $N_q = N_\ell = 3$ , e para uma massa esperada de  $M_W = 80$  GeV, era de  $\Gamma = 4 \times \Gamma_{q\bar{q}} = 2.4$  GeV.

Como sabemos, a colisão efetiva entre quarks não é possível, devido ao seu confinamento dentro dos hádrons. Por conseguinte, era necessário considerar colisões envolvendo prótons e antiprótons, onde seus quarks carregavam parte de seu momentum. A energia de centro-de-massa nas colisões quark-antiquark ( $s_{q\bar{q}}$ ) é relacionada à energia entre prótons e antiprótons ( $S_{p\bar{p}}$ ) pela fórmula

$$s_{q\bar{q}} = x_p x_{\bar{p}} S_{p\bar{p}}, \quad (1.3.44)$$

onde  $x_p$  e  $x_{\bar{p}}$  são as frações de momentum carregados pelos quarks. Portanto, para uma massa em torno de  $M_W = 80$  GeV, obtém-se uma energia de centro-de-massa  $\sqrt{S_{p\bar{p}}} \approx 400 - 600$  GeV. Logo, a observação do bóson  $W$  observada através do processo

$$p + \bar{p} \rightarrow W^\pm + X \rightarrow (e^\pm + \nu_e) + X, \quad (1.3.45)$$

onde  $X$  denota a fragmentação dos pártons espectadores. A seção de choque para a produção do bóson  $W$  juntamente com a previsão teórica é mostrada na Fig.1.3.

A detecção deste bóson foi feita com o uso de um extenso aparato experimental, sendo explicado detalhadamente na Ref.[15]. A detecção dos elétrons é efetuada através de chuveiros eletromagnéticos observados no calorímetro. Já os neutrinos não podem ser observados diretamente, sendo utilizada a técnica chamada de Perda de Energia. A observação foi feita quase que simultaneamente por duas colaborações, UA1 e UA2, os quais mediram uma massa para estas partículas ligeiramente parecida:  $M_W = 80.5 \pm 0.5$  GeV (UA1) [16] e  $M_W = 80_{-6}^{+10}$  GeV (UA2) [17]. Atualmente, este valor é  $M_W = 80.399 \pm 0.023$  GeV [18].

Outras possibilidades de decaimento do bóson  $W$  foram excluídas da análise final, chamados ruídos (*backgrounds*) [16], como

$$W \rightarrow \tau + \nu_\tau \rightarrow [\pi^\pm(\pi^0) + \nu_\tau] + \nu_\tau \quad (1.3.46a)$$

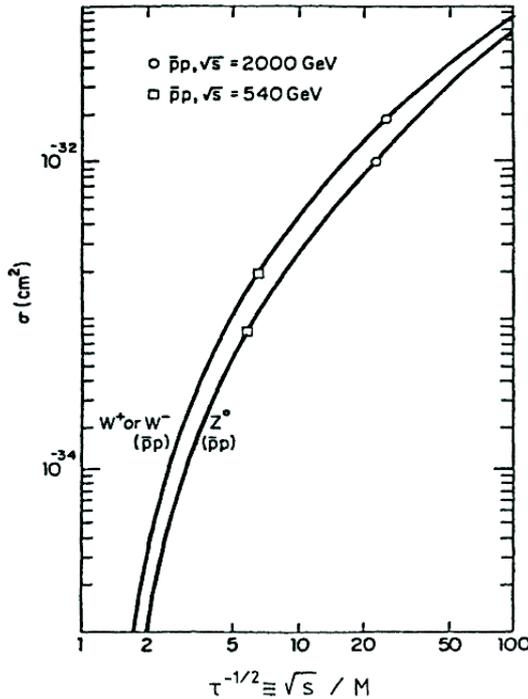
$$W \rightarrow \tau + \nu_\tau \rightarrow [e + \nu_e + \nu_\tau] + \nu_\tau. \quad (1.3.46b)$$

Estendendo a busca do bóson  $W$ , procura-se observar o bóson  $Z$  através dos eventos

$$\bar{p} + p \rightarrow Z^0 + X \rightarrow [e^+ + e^-(\mu^+ + \mu^-)] + X, \quad (1.3.47)$$

encontrando uma massa para o bóson  $Z$  de  $M_Z = 95.6 \pm 1.4$  GeV. A predição para seção de choque de produção é mostrada na Fig.1.3 com a curva prevista pela teoria. Atualmente, a massa deste bóson é medida por  $M_Z = 91.1876 \pm 0.0021$  GeV [18].

Portanto, a descoberta dos bósons vetoriais mostrava evidências de que a formulação da Teoria Eletrofraca podia ser válida, faltando somente encontrar o bóson do campo que gerava a massa das partículas elementares, o bóson de Higgs.



**Figura 1.3:** Seção de choque total para produção dos bósons vetoriais  $W^\pm$  e  $Z^0$  obtidas em diferentes energia de centro-de-massa. As curvas representam as previsões teóricas [15].

## 1.4 Conclusões

Este capítulo introduziu os princípios da teoria para as Interações Fracas formulada por Fermi, evidenciando a sua analogia com a Eletrodinâmica. Os problemas relacionados a divergências dos processos foram avaliados, ilustrando a tentativa de se efetuar uma analogia com a QED para torná-la uma teoria renormalizável. Um dos principais problemas ligado às divergências nas Interações Fracas era a possibilidade de descrever a interação através da troca de bósons vetoriais mediadores sem massa, o que entrava em confronto com a descrição física do processo. A fim de solucionar este impasse, o Mecanismo de Higgs foi introduzido com o intuito de possibilitar a geração de massa destes bósons, tornando a teoria renormalizável. O entendimento da Quebra Espontânea de Simetria foi introduzido, aspecto principal para a compreensão do Mecanismo de Higgs.

De posse desta ferramenta, foi possível estabelecer uma descrição das Interações Fracas segundo a Teoria Quântica de Campos. Através disso, a sua unificação com a Eletrodinâmica Quântica foi possibilitada, descrevendo por meio da Teoria Eletrofraca a descrição de fenômenos físicos envolvendo o Eletromagnetismo e as Interações Fracas. Como resultado, a massa dos bósons mediadores e dos léptons puderam serem obtidas, bem como a massa do Campos de Higgs, responsável por gerar a massa das partículas da teoria.

Por fim, as evidências experimentais culminaram na descoberta dos bósons vetoriais mediadores, permitindo solidificar o Modelo Padrão como a teoria para as interações fundamentais. Contudo, para se alcançar pleno sucesso com esta teoria, a descoberta do bóson de Higgs se tornou primordial, e sua busca é intensificada com os aceleradores sucessores ao SPS no CERN.





## Capítulo 2

# Fenomenologia do bóson de Higgs

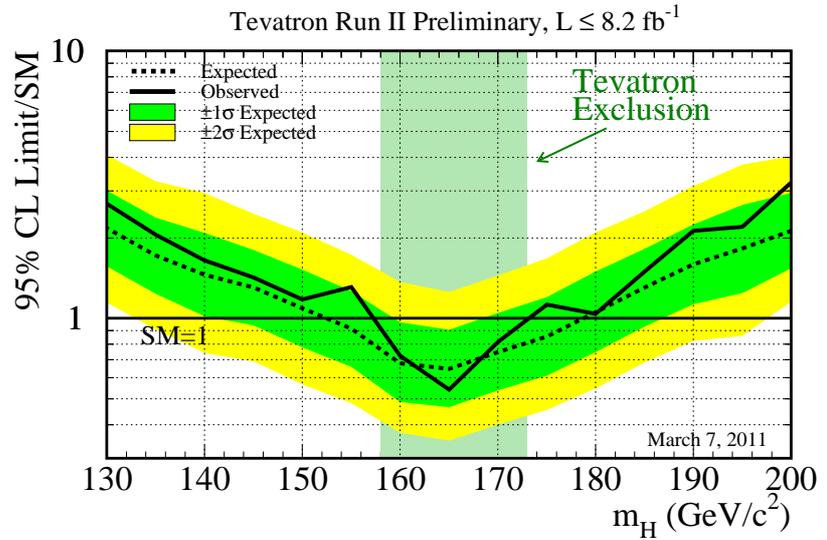
Sendo o último parâmetro do Modelo Padrão a ser descoberto, a comunidade científica tem especial interesse na detecção do bóson de Higgs a fim de se confirmar o mecanismo de geração de massa das partículas elementares, bem como conhecer suas propriedades, principalmente sua massa, pois não pode ser prevista pela Teoria Eletrofraca. Dessa forma, este capítulo irá listar os principais mecanismos de produção do bóson de Higgs em aceleradores, explicitando suas principais características experimentais. Além disso, sua detecção será promovida pela observação de seus diferentes canais de decaimento, os quais serão apresentados como meio de descoberta nos experimentos do LHC. Por fim, os principais aspectos fenomenológicos do bóson de Higgs serão discutidos e as implicações dos possíveis resultados a serem encontrados. As variáveis utilizadas nesta Tese sempre estarão expressas nas unidades naturais  $\hbar = c = 1$ .

### 2.1 Espectro de massa

A descoberta dos bósons vetoriais mediadores foi um passo fundamental para estabelecer o Modelo Padrão, voltando o interesse na busca pelo último parâmetro livre da Teoria Eletrofraca, o bóson de Higgs, a fim de confirmar a validade do mecanismo de geração de massa das partículas. Em virtude disso, buscou-se propostas para a observação experimental desta partícula, as quais foram propostas dentro das possibilidades de energia de colisão disponíveis. Atualmente, os experimentos ATLAS e CMS se dedicam a esta busca no LHC, com energia de centro-de-massa de  $\sqrt{s} = 7$  TeV, e futuramente 14 TeV. Porém, antes da construção destes aceleradores, outros experimentos buscaram detectar esta partícula, como o SPS e o LEP no CERN, HERA no DESY e o Tevatron no Fermilab. Entretanto, impossibilitados devido a energia de colisão alcançada em tais aceleradores, buscaram então determinar limites para sua observação. Assim o experimento LEP no CERN utilizou os dados obtidos para determinar um limite inferior para a massa do bóson de Higgs, resultando em  $M_H = 114.4$  GeV com 95% de confiabilidade [19].

Outras análises foram efetuadas pelos dados obtidos nos experimentos CDF e DØ no Tevatron, permitindo incrementar o intervalo de exclusão no espectro de massa do bóson de Higgs [20, 21]. Avaliando os canais de produção associada do bóson de Higgs com os bósons vetoriais mediadores ( $q\bar{q} \rightarrow WH/ZH$ ), foram buscados sinais destes processos por meio dos mecanismos de produção de fusão de glúons ( $gg \rightarrow H$ ) e fusão de bósons vetoriais ( $q\bar{q} \rightarrow q'Hq'$ ) em conjuntos de dados de eventos com produção de léptons do tipo  $WH \rightarrow \ell\nu \bar{b}\bar{b}$  e  $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$  com luminosidade de até  $7.1 \text{ fb}^{-1}$  no CDF e até  $8.2 \text{ fb}^{-1}$  no DØ. Com a impossibilidade de medir diretamente estes neutrinos, o método de Perda de Energia foi utilizado para a verificação deste canais de produção, além do mapeamento dos jatos de quark *bottom*. Com isso, foi possível excluir o intervalo de massa  $158 \text{ GeV} < M_H < 173 \text{ GeV}$  com 95% de nível de confiabilidade [21], o qual é ilustrado pela Fig. 2.1.

**Figura 2.1:** Intervalo do espectro de massa do bóson de Higgs excluído pela análise dos dados obtidos no acelerador Tevatron, sendo os dados avaliados com luminosidade de até  $8.2 \text{ fb}^{-1}$  [21].

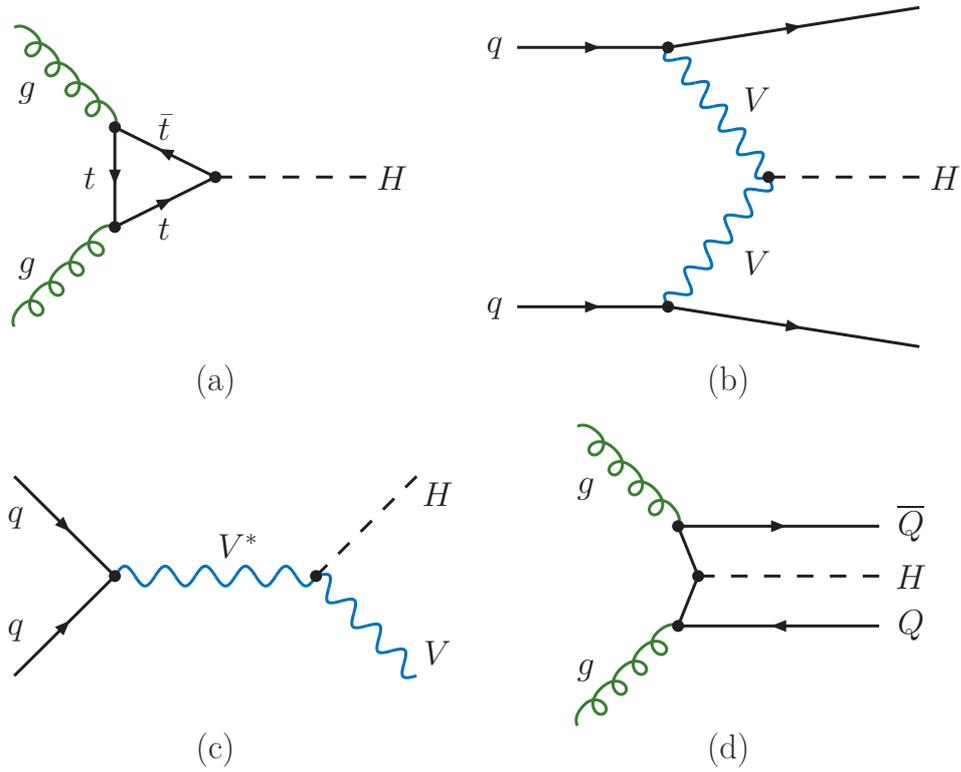


Existem também limites teóricos para a massa do bóson de Higgs a fim de se preservar a unitariedade da teoria. Assim, aplicando as condições para tal, encontra-se um limite superior para a massa de  $M_H \lesssim 870 \text{ GeV}$  no cálculo para amplitude de espalhamento entre bósons  $W$  [22]. Avaliando estas condições em um limite diferente [23], o limite pode ser estendido para  $M_H \lesssim 1.2 \text{ TeV}$ , no caso de a massa do bóson de Higgs ser muito maior que  $\sqrt{s}$ . Contudo, pelo estudo do espalhamento de bósons vetoriais em vértices carregados, como  $W^+H$  e  $W^+Z$ , verifica-se que, para preservar a unitariedade em relação aos autovalores da amplitude de espalhamento, o limite superior para a massa do bóson de Higgs é de  $M_H \lesssim 710 \text{ GeV}$  [24]. Portanto, se  $M_H$  exceder estes valores, principalmente na escala de TeV, novos fenômenos físicos devem surgir para restaurar a unitariedade, como Nova Física e Superssimetria.

Análises adicionais foram efetuadas para prever a contribuição dos dados futuros do LHC para excluir algum intervalo de massa do bóson de Higgs [25]. Simulações completas de Monte Carlo foram feitas para o detector ATLAS, bem como uma análise dos possíveis ruídos (*backgrounds*) que podem interferir no sinal do bóson de Higgs. Como resultado, foi estimada a exclusão do intervalo de massa  $135 \text{ GeV} < M_H < 188 \text{ GeV}$  com 95% de nível de confiabilidade para uma energia de centro-de-massa de 7 TeV e luminosidade de  $1 \text{ fb}^{-1}$ . Os canais de produção estudados nestas análises foram  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ ,  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$  e  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Contudo, espera-se que com uma energia de colisão de 8 TeV e luminosidade de  $2 \text{ fb}^{-1}$  seja possível excluir o intervalo 114.4 GeV até 500 GeV caso sejam incluídos outros canais de decaimento e se efetue uma análise mais acurada.

## 2.2 Mecanismos de produção

Para a observação experimental do bóson de Higgs, foram estudados diversos meios de produção, tanto pela QCD quanto pela Teoria Eletrofraca. Da mesma forma, existem processos que possuem o mesmo estado final que os produtos do decaimento do bóson de Higgs, ruídos, o que resulta no atenuamento do sinal de produção. Assim, somente alguns meios de produção possuem uma seção de choque grande o suficiente para terem um sinal a superar a atenuação pelo ruídos e razões de ramificação altas o suficientes para serem observados. Os mecanismos de produção mais promissores são apresentados individualmente a seguir e são ilustrados na Fig. 2.2. Existem também outros processos para produção inclusiva mas não são viáveis no regime de energia do LHC.



**Fig. 2.2:** Diagramas de Feynman que representam os diferentes mecanismos de produção para o bóson de Higgs. Nos diagramas (b) e (c)  $V$  é utilizado para os bósons vetoriais  $W^\pm$  e  $Z$ .

(a) Fusão de glúons ( $gg \rightarrow H + X$ ):

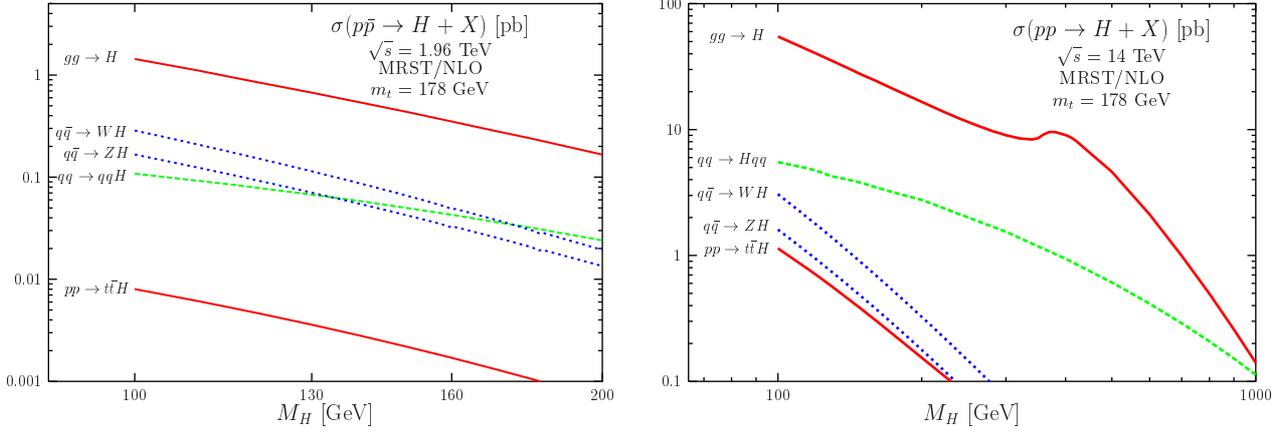
Dentre estes processos, a fusão de glúons é o mecanismo dominante num largo intervalo do espectro de massa do bóson de Higgs, sendo o principal mecanismo de produção estudado para um bóson de Higgs leve,  $M_H \lesssim 200$  GeV. A Fig. 2.3 apresenta as estimativas para a seção de choque de produção do bóson de Higgs para energia do Tevatron e do LHC, respectivamente. Além disso, não existe acoplamento direto  $ggH$ , logo o processo de fusão de glúons é intermediado por um laço triangular fermiônico, que neste caso possui a contribuição dominante do quark *top*, como mostra a Fig. 2.2a. Este processo foi proposto logo após a formulação da Teoria Eletrofraca [27], onde a amplitude em ordem mais baixa em teoria de perturbação (“*leading order*” - LO) resulta na amplitude de espalhamento na forma [28]

$$\sigma_{LO}(pp \rightarrow H + X) = \sigma_0 \tau_H \frac{d\mathcal{L}^{gg}}{d\tau_H}, \quad (2.2.1)$$

onde  $\tau_H = M_H^2/s$  é a variável Drell-Yan do processo e  $\sigma_0$  é uma função de  $\tau_Q = M_H^2/4m_Q^2$

$$\sigma_0 = \frac{G_F \alpha_s^2(\mu_R^2)}{288\sqrt{2}\pi} \left| \frac{3}{4} \sum_q A_Q(\tau_Q) \right|^2, \quad (2.2.2)$$

onde  $\alpha_s$  é a constante de acoplamento forte e  $A_Q(\tau_Q) = 2[\tau_Q + (\tau_Q - 1)f(\tau_Q)]/\tau_Q^2$ . Como a contribuição dominante no vértice  $ggH$  é proveniente do quark *top* ( $m_Q \equiv m_t = 172.5$  GeV), podemos tomar o limite  $\tau_Q \leq 1$ , o que leva a tomar a função na forma  $f(\tau_Q) = \arcsin^2 \sqrt{\tau_Q}$ .



**Fig. 2.3:** Seções de choque partônicas para a produção do bóson de Higgs no Tevatron (esquerda) e no LHC (direita) através dos principais mecanismos de produção [26].

Por fim, o último na Eq. (2.2.1) é a luminosidade glúon-glúon do processo, dada por

$$\frac{d\mathcal{L}^{gg}}{d\tau} = \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} g(x, \mu_F^2) g(\tau/x, \mu_F^2), \quad (2.2.3)$$

onde  $x$  é a fração de momentum do próton carregada pelo glúon da interação, e  $\mu_R$  e  $\mu_F$  correspondem às escalas de renormalização e fatorização, respectivamente. As funções  $g(x, \mu_F^2)$  são as funções distribuição partônica (“*parton distribution function*” - PDF) no próton, que, neste caso, é introduzida a distribuição do glúon. Pode-se notar na Eq. (2.2.3) que o limite de integração sobre a fração de momentum  $x$  é o intervalo  $[\tau, 1]$ , o que corresponde ao limite físico para a mínima energia de produção do bóson de Higgs ( $x = \tau$ ) e o momentum máximo que o glúon pode carregar, o qual é igual ao momentum do próton ( $x = 1$ ).

Em ordem superior, existem também cálculos em ordem seguinte à dominante (“*next-to-leading order*” - NLO) [28], onde os processos radiativos  $gg \rightarrow H(g)$ ,  $gq \rightarrow Hq$  e  $q\bar{q} \rightarrow Hg$ , os quais contribuem com correções virtuais da QCD para a seção de choque de produção. Logo, a seção de choque passa a ser escrita na forma

$$\sigma_{NLO}(pp \rightarrow H + X) = \sigma_0 \left[ 1 + \frac{\mathcal{C}(\tau_Q)}{\pi} \alpha_s(\mu_R^2) \right] \tau_H \frac{d\mathcal{L}^{gg}}{d\tau_H} + \Delta\sigma_{gg} + \Delta\sigma_{gq} + \Delta\sigma_{q\bar{q}}, \quad (2.2.4)$$

onde as correções virtuais singulares estão contidas na função  $\mathcal{C}(\tau_Q)$ , sendo expressa por

$$\mathcal{C}(\tau_Q) = \pi^2 + c(\tau_Q) + \frac{11N_c - 2N_F}{6} \log \frac{\mu_R^2}{M_H^2}, \quad (2.2.5)$$

onde  $\pi^2$  se refere à parte infravermelha da seção de choque do processo de emissão de glúons reais e  $c(\tau_Q) = 11/2$  é resolvida analiticamente para  $\tau_Q = M_H^2/4m_Q^2$  [29]. As correções não-singulares  $\Delta\sigma_{ij}$  são obtidas a partir de diagramas de radiação de glúons no espalhamento  $gg$  e  $gq$  e aniquilação  $q\bar{q}$ . Cada um destes processos irá ser calculado com o uso da Eq. (2.2.3),

sendo modificada para incluir as contribuições de quarks e antiquarks [28]

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{gg} &= \int_{\tau_H}^1 d\tau \frac{d\mathcal{L}^{gg}}{d\tau} \frac{\alpha_s(\mu_R^2)}{\pi} \sigma_0 \left\{ -\hat{\tau} P_{gg}(\hat{\tau}) \log \frac{\mu_F^2}{s} + d_{gg}(\hat{\tau}, \tau_Q) \right. \\ &\quad \left. + 12 \left[ \left( \frac{\log(1-\hat{\tau})}{1-\hat{\tau}} \right)_+ - \hat{\tau} [2 - \hat{\tau}(1-\hat{\tau})] \log(1-\hat{\tau}) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (2.2.6a)$$

$$\Delta\sigma_{gq} = \int_{\tau_H}^1 d\tau \sum_{q,\bar{q}} \frac{d\mathcal{L}^{gq}}{d\tau} \frac{\alpha_s(\mu_R^2)}{\pi} \sigma_0 \left\{ d_{gq}(\hat{\tau}, \tau_Q) + \hat{\tau} P_{gq}(\hat{\tau}) \left[ -\frac{1}{2} \log \frac{\mu_F^2}{\hat{s}} + \log(1-\hat{\tau}) \right] \right\}, \quad (2.2.6b)$$

$$\Delta\sigma_{q\bar{q}} = \int_{\tau_H}^1 d\tau \sum_q \frac{d\mathcal{L}^{q\bar{q}}}{d\tau} \frac{\alpha_s(\mu_R^2)}{\pi} \sigma_0 d_{q\bar{q}}(\hat{\tau}, \tau_Q), \quad (2.2.6c)$$

sendo  $\hat{\tau} = \tau_H/\tau$ , e  $P_{gg}(\hat{\tau})$  e  $P_{gq}(\hat{\tau})$  as funções de desdobramento Altarelli-Parisi [30]

$$P_{gg}(\hat{\tau}) = 6 \left[ \left( \frac{1}{1-\hat{\tau}} \right)_+ + \frac{1}{\hat{\tau}} - 2 + \hat{\tau}(1-\hat{\tau}) \right] + \frac{11N_c - 2N_F}{6} \delta(1-\hat{\tau}), \quad (2.2.7a)$$

$$P_{gq}(\hat{\tau}) = \frac{4}{3} \frac{1 + (1-\hat{\tau})^2}{\hat{\tau}}. \quad (2.2.7b)$$

A função  $F_+$  é uma distribuição definida como  $F_+(\hat{\tau}) = F(\hat{\tau}) - \delta(1-\hat{\tau}) \int_0^1 d\hat{\tau}' F(\hat{\tau}')$ . Como a contribuição dominante provém do quark *top*, tomamos os valores obtidos numericamente para as funções  $d_{ij}(\hat{\tau}, \tau_Q)$  [29]

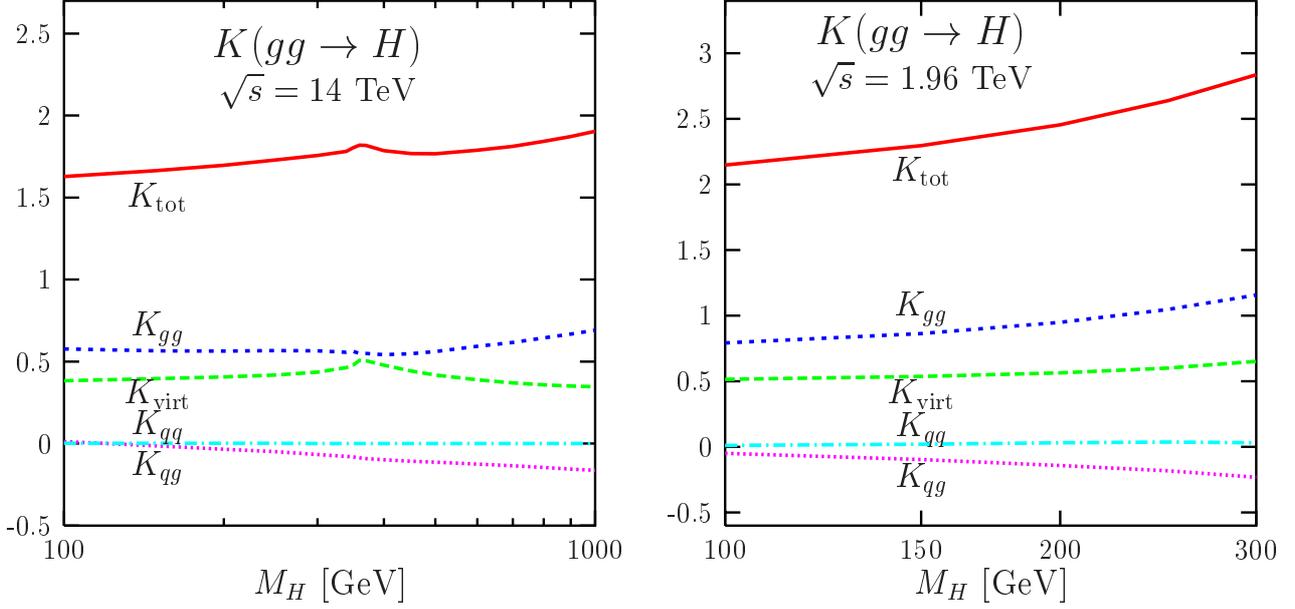
$$d_{gg}(\hat{\tau}, \tau_Q) = -\frac{11}{2} (1-\hat{\tau})^3, \quad (2.2.8a)$$

$$d_{gq}(\hat{\tau}, \tau_Q) = -1 + 2\hat{\tau} - \frac{\hat{\tau}^2}{3}, \quad (2.2.8b)$$

$$d_{q\bar{q}}(\hat{\tau}, \tau_Q) = \frac{32}{27} (1-\hat{\tau})^3. \quad (2.2.8c)$$

Como resultado, este cálculo em NLO fornece uma correção para a seção de choque de um fator entre 1.5–1.7 dependendo da massa do bóson de Higgs envolvida. Esse efeito pode ser observado na Fig. 2.4 onde são apresentadas as contribuições individuais para a seção de choque em NLO e o fator  $K$  total obtido em relação ao resultado em LO. Em altas energias,  $\sqrt{s} \gg M_H$ , ocorre um rápido crescimento da seção de choque devido ao crescimento abrupto das distribuições de glúons no regime de pequena fração de momentum carregado  $x$ , o que pode ser regulado com distribuições em NLO [32].

Indo além desta ordem, é possível encontrar correções em ordem seguinte à ordem seguinte à dominante (“*next-to-next-to-leading order*” - NNLO) no limite de grande massa para o quark *top* [33]. O número de diagramas de Feynman que contribuem nesta ordem é maior que na ordem anterior, e podem ser relacionados como: (i) correções virtuais de dois laços, (ii) emissão única real em diagramas de um laço, e (iii) emissão dupla real em diagramas em nível de árvore. Com o uso de algumas simplificações, este cálculo pode ser efetuado para obter um resultado analítico relativamente simples para as componentes da seção de choque partônica, normalizada em relação a  $\sigma_0^H = G_F \alpha_s^2 / (288\sqrt{2}\pi)$ , em função de  $\hat{\tau} = M_H^2/\hat{s}$ , onde



**Fig. 2.4:** Fator total  $K = \sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$  para o mecanismo de produção do bóson de Higgs por meio da fusão de glúons e as componentes individuais que contribuem para a seção de choque produção no LHC (esquerda) e no Tevatron (direita) em função de  $M_H$  [31].

$\hat{s}$  é a energia de centro-de-massa do subprocesso

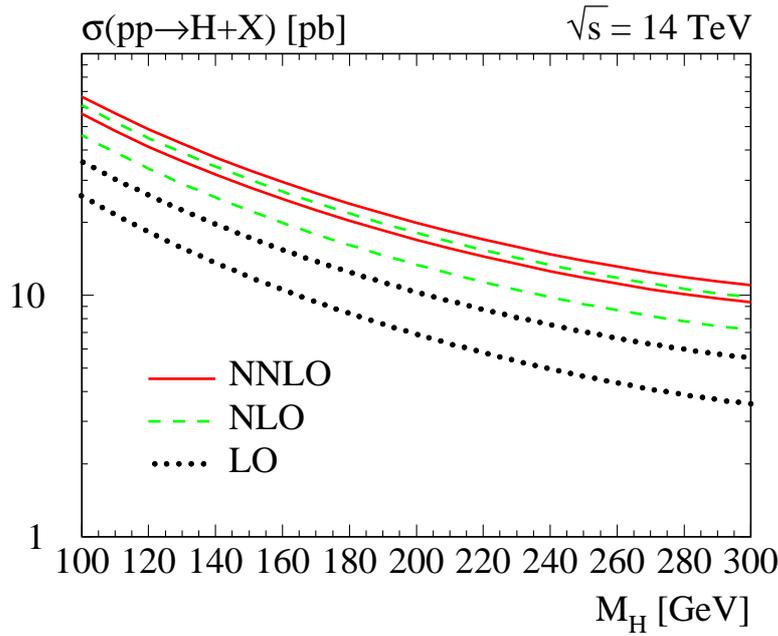
$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{gg}^{(2)} &= \delta(1 - \hat{\tau}) + \frac{\alpha_s}{\pi} [15.37 \delta(1 - \hat{\tau}) + 6 - 24\ell - 9(1 + 4\ell)(1 - \hat{\tau}) + 12\mathcal{D}_1(\hat{\tau})] \\ &+ \frac{\alpha_s^2}{\pi^2} [87.76 \delta(1 - \hat{\tau}) + (632.06 + 632.87\ell - 559.58\ell^2 + 216\ell^3)(1 - \hat{\tau}) \\ &+ 5.71\ell_H - 531.134 + 39.92\ell + 185.5\ell^2 + 144\ell^3 \\ &+ 222.91\mathcal{D}_0(\hat{\tau}) - 31.71\mathcal{D}_1(\hat{\tau}) - 23\mathcal{D}_2(\hat{\tau}) + 72\mathcal{D}_3(\hat{\tau})] \end{aligned} \quad (2.2.9a)$$

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{qq}^{(2)} &= \frac{2\alpha_s}{3\pi} [1 + 2\ell - (1 - \hat{\tau})] \\ &+ \frac{\alpha_s^2}{\pi^2} [29.93 + 6.47\ell + 2.63\ell^2 + 6.79\ell^3(-40.19 + 50.33\ell - 16.5\ell^2)(1 - \hat{\tau})] \end{aligned} \quad (2.2.9b)$$

$$\hat{\sigma}_{qg}^{(2)} = \frac{\alpha_s^2}{\pi^2} [-0.70 - 1.78\ell + 1.78\ell^2] \quad (2.2.9c)$$

onde  $\ell_H = \log(M_H^2/m_t^2)$ ,  $\ell^k = \log^k(1 - \hat{\tau})$ ,  $\mathcal{D}_k(z) = \left[ \log^k(1 - z)/(1 - z) \right]_+$ , com  $k = 0, \dots, 3$ .

As incertezas referentes a este limite são difíceis de serem obtidas, porém, acredita-se que sejam pequenas a fim de não contribuírem significativamente para a correção. A fim de apresentar o panorama geral destas correções, a Fig. 2.5 apresenta a comparação entre os cálculos em diferentes ordens em teoria da perturbação para o regime de energia do LHC. É possível notar um incremento na seção de choque mais acentuado entre os cálculos em LO e NLO, o que corresponde a 70% na região  $M_H \sim 200$  GeV, porém menos acentuado entre NLO e NNLO, mostrando um incremento de 30% na mesma região. Outro fator importante é a redução da dependência dos resultados com as escalas de renormalização e fatorização, sendo em torno de 25% em NNLO, um fator 2 (4) menor que a dependência na escala que em NLO (LO).



**Figura 2.5:** Comparação das seções de choque de produção do bóson de Higgs por meio do mecanismo de fusão de glúons no LHC (14 TeV) em diferentes ordens em teoria da perturbação. As curvas superiores de cada cálculo correspondem a tomar as escalas  $\mu_R = \mu_F = \frac{1}{2}M_H$  e as inferiores para a escolha  $\mu_R = \mu_F = 2M_H$  [36].

Sem se estender em mais correções para o mecanismo de fusão de glúons, existem também cálculos para a seção de choque  $gg \rightarrow H$  que ressoam as contribuições de glúons macios em ordem seguinte à ordem seguinte ao logaritmo dominante (“*next-to-next-to-leading logarithm*” - NNLL) no limite de alta massa do quark *top* [34], o que leva a exponenciar os grandes termos logarítmicos da forma  $\alpha_s^n \log^m(1 - \hat{\tau})$  nas distribuições  $\mathcal{D}_k$  com  $1 \leq m \leq 2n$  no limite  $\hat{\tau} \rightarrow 1$ . Como resultado, o cálculo em NNLL incrementa o valor central da seção de choque em aproximadamente 5% na região de baixa massa do bóson de Higgs. Uma revisão sobre as incertezas deste mecanismo pode ser encontrado na Ref. [35].

(b) Fusão de bósons vetoriais ( $qq \rightarrow W^+W^-/ZZ \rightarrow q + H + q$ ):

A contribuição via fusão de bósons  $W$  e  $Z$  para a produção eletrofraca do Higgs pode ser comparada à contribuição obtida da fusão de glúons considerando que a massa do Higgs seja grande. Neste processo os bósons vetoriais carregam uma pequena fração de momentum dos prótons, visto sua emissão ocorrer como a radiação de fótons reais. Logo, por conservação de energia, estes devem possuir uma energia da ordem de  $\frac{1}{2}M_H$ , o que resultará em quarks de alta energia, da ordem de 1 TeV, no estado final para o regime cinemático do LHC. No caso de uma largura de decaimento pequena do Higgs, este processo pode ser calculado via espalhamento  $2 \rightarrow 3$ , ilustrado na Fig. 2.2b, obtendo a amplitude de espalhamento [38]

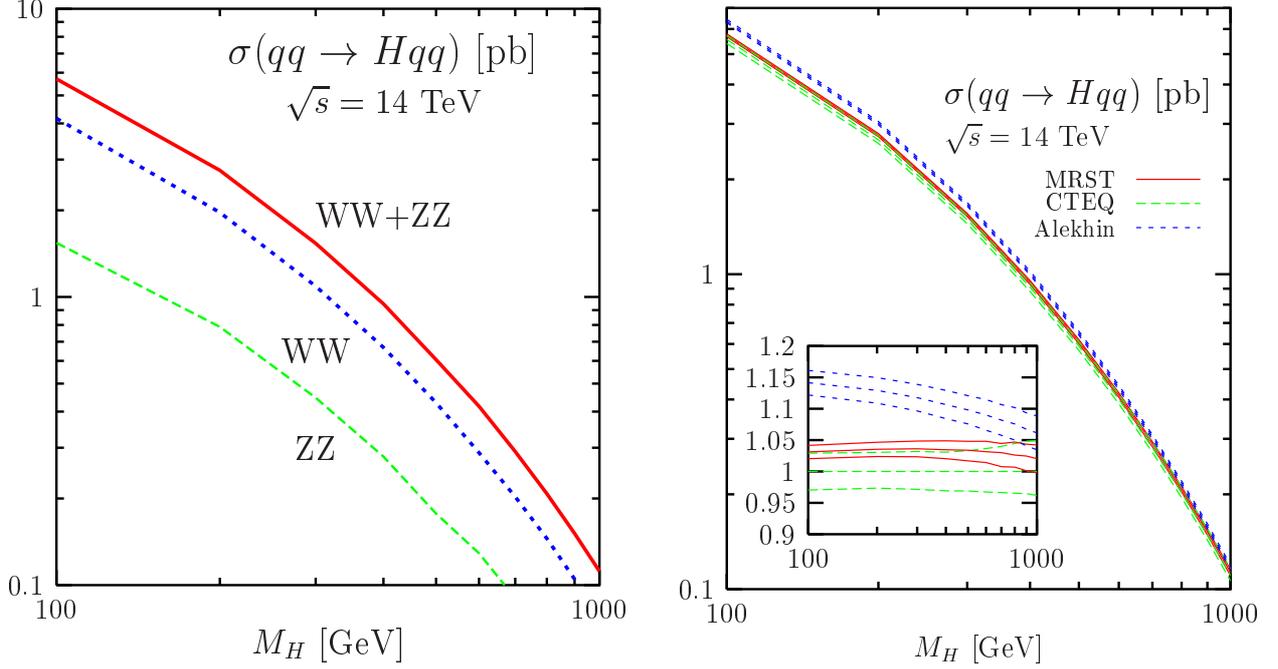
$$\frac{d\hat{\sigma}_{LO}}{dE_H d\cos\theta} = \frac{G_F^3 M_V^8}{9\sqrt{2}\pi^3 \hat{s}} \frac{p_H}{32s_1 s_2 r} [C_+ \mathcal{H}_+ + C_- \mathcal{H}_-] \quad (2.2.10)$$

onde

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_+ &= (h_1 + 1)(h_2 + 1) \left[ \frac{2}{h_1^2 - 1} + \frac{2}{h_2^2 - 1} - \frac{6s_\chi^2}{r} + \left( \frac{3t_1 t_2}{r} - c_\chi \right) \frac{\ell}{\sqrt{r}} \right] \\ &\quad - \frac{2t_1}{h_2 - 1} + \frac{2t_2}{h_1 - 1} + \left( t_1 + t_2 + s_\chi^2 \right) \frac{\ell}{\sqrt{r}} \end{aligned} \quad (2.2.11a)$$

$$\mathcal{H}_- = 2(1 - c_\chi) \left[ \frac{2}{h_1^2 - 1} + \frac{2}{h_2^2 - 1} - \frac{6s_\chi^2}{r} + \left( \frac{3t_1 t_2}{r} - c_\chi \right) \frac{\ell}{\sqrt{r}} \right] \quad (2.2.11b)$$

onde  $p_H = \sqrt{E_H^2 - M_H^2}$  é o tri-momentum do bóson de Higgs e  $\theta$  é o ângulo de espalhamento



**Fig. 2.6:** Previsões para a seção de choque de produção do bóson de Higgs por meio da fusão de bósons vetoriais no LHC em LO (esquerda) [31] e em NLO (direita) [37]. Para o resultado em LO, apresenta-se a contribuição total e as contribuições individuais. No caso em NLO, as previsões são efetuadas para diferentes parametrizações da função de distribuição de quark no próton e apresenta no gráfico interno as bandas de incerteza de cada caso.

entre o bóson de Higgs e a trajetória inicial do próton incidente. Os coeficientes presentes nesta equação são definidos pela cinemática do processo, como  $\epsilon_\nu = \sqrt{\hat{s}} - E_H$  sendo a energia do par de quarks do estado final e  $s_\nu = \epsilon_\nu^2 - p_H^2$  é sua massa invariante. Outras simplificações feitas através dos cálculos da cinemática são

$$s_{1,2} = \sqrt{\hat{s}}(\epsilon_\nu \pm p_H \cos \theta), \quad (2.2.12a)$$

$$h_{1,2} = 1 + 2M_V^2/s_{1,2}, \quad (2.2.12b)$$

$$c_\chi = 1 - \frac{2\hat{s}s_\nu}{s_1s_2} = 1 - s_\chi^2, \quad (2.2.12c)$$

$$t_{1,2} = h_{1,2} + c_\chi h_{2,1}, \quad (2.2.12d)$$

$$r = h_1^2 + h_2^2 + 2c_\chi h_1 h_2 - s_\chi^2, \quad (2.2.12e)$$

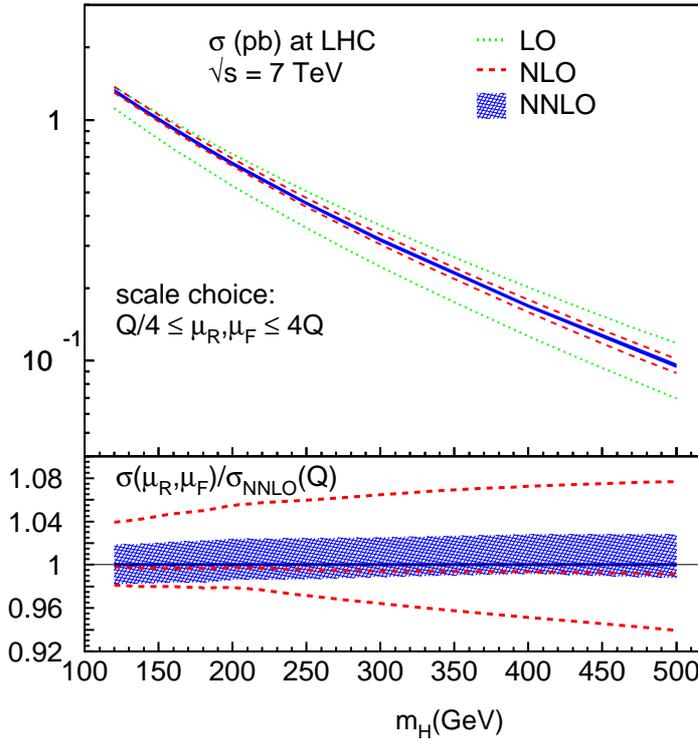
$$\ell = \log \frac{h_1 h_2 + c_\chi + \sqrt{r}}{h_1 h_2 + c_\chi - \sqrt{r}}. \quad (2.2.12f)$$

Assim, aplicando os limites definidos pela cinemática do processo

$$-1 < \cos \theta < 1, \quad (2.2.13a)$$

$$M_H < E_H < \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \left( 1 + \frac{M_H^2}{\hat{s}} \right), \quad (2.2.13b)$$

é possível integrar a Eq. (2.2.10) em relação ao referencial de repouso dos quarks [39], obtendo assim a seção de choque de produção  $qq \rightarrow qHq$ , considerando todas as possibilidades para os bósons vetoriais,  $WW$  e  $ZZ$ . A previsão para o LHC desta seção de choque é apresentada



**Figura 2.7:** Comparação entre as previsões em LO, NLO e NNLO para a seção de choque para o mecanismo de produção do bóson de Higgs por meio da fusão de bósons vetoriais, bem como as bandas de incerteza de cada caso. No caso NNLO, os cálculos são aproximados, não tomando todos os diagramas que contribuem para a seção de choque [40].

na Fig. 2.6 com a contribuição total dos bósons vetoriais e suas componentes individuais. Deste resultado, nota-se que a contribuição da fusão de bósons  $W$  é dominante, sendo aproximadamente  $\sigma(WW \rightarrow qHq) = 3\sigma(ZZ \rightarrow qHq)$  no LHC. Além disso, em comparação com a Fig. 2.5 para a seção de choque em LO para o mecanismo de fusão de glúons, o resultado para a fusão de bósons vetoriais é de fato uma ordem de grandeza menor que para a fusão de glúons.

Em NLO [41], as correções da QCD são obtidas pela inclusão dos diagramas de correção de vértice, auto-energia do quark virtual e emissão de glúon no estado inicial. Contudo, como os quarks do estado inicial estão em um estado de singleto de cor, não será possível considerar a troca de glúons entre os quarks incidentes do subprocesso partônico em nível de NLO. Assim, as correções serão levadas em conta nas funções de estrutura  $F_i(x, M^2)$ . A Fig. 2.6 mostra as previsões para a seção de choque em NLO avaliando diferentes parametrizações para a distribuições de quarks no próton. Como resultado, a seção de choque é incrementada em 5% a 10% no intervalo de massa de  $100 \text{ GeV} < M_H < 1 \text{ TeV}$ , com muito pequena dependência nas escalas de renormalização e fatorização. Existem também alguns programas Monte Carlo que efetuam estes cálculos em  $\mathcal{O}(\alpha^2\alpha_s^2)$  para diagramas eletrofracos e da QCD [35].

Seguindo na mesma abordagem em relação as funções de estrutura  $F_i(x, M^2)$ , existem cálculos aproximados em NNLO [40], onde correções da QCD são aplicadas para os vértices  $qqV$  utilizando a seção de choque fatorizada. Contudo, esta seção de choque não é válida em NNLO, pois certos processos podem violá-la, como trocas de partículas com carga de cor. Também existem correções eletrofracas em  $\mathcal{O}(\alpha^3\alpha_s^2)$  que correspondem a laços fermiônicos triangulares e quadrados, com contribuições dominantes para quarks *bottom* e *top* circulando no laço. Dessa forma, obtém-se um resultado com uma incerteza de 2%, muito menor que as previsões em LO e em NLO, como mostrado na Fig. 2.7, porém, não incrementam significativamente a seção de choque de produção.

(c) Produção associada a bósons  $W$  e  $Z$  ( $q\bar{q} \rightarrow WH/ZH + X$ ):

O processo pelo qual o bóson de Higgs é produzido em associação com um bóson vetorial ocorre por meio da aniquilação quark-antiquark e produção de um bóson vetorial ( $q\bar{q} \rightarrow V^*$ ), decaindo subsequentemente no par  $VH$  ( $V^* \rightarrow VH$ ), processo este comumente chamado de *Higgs-strahlung*. A seção de choque para a produção associada a bósons vetoriais (Fig. 2.2c) é menor que as previsões para a fusão de glúons, mas da mesma ordem à fusão de bósons vetoriais. Contudo, este processo fornece uma método auxiliar para a observação do Higgs com uma baixa massa decaindo em estados finais do tipo  $b\bar{b}$  no intervalo  $M_H < 130$  GeV e  $W^+W^-$  para  $M_H > 160$  GeV. A seção de choque pode ser facilmente calculada no processo  $2 \rightarrow 2$  [42]

$$\hat{\sigma}_{LO}(q\bar{q} \rightarrow VH) = \frac{G_F^2 M_V^4}{288\pi\hat{s}} (\hat{v}_q^2 + \hat{a}_q^2) \lambda^{1/2}(M_V^2, M_H^2; \hat{s}) \left[ \frac{\lambda(M_V^2, M_H^2; \hat{s}) + 12M_V^2/\hat{s}}{(1 - M_V^2/\hat{s})^2} \right] \quad (2.2.14)$$

onde  $\lambda$  é função de espaço de fase de dois corpos  $\lambda(x, y; z) = (1 - x/z - y/z)^2 - 4xy/z^2$  e o acoplamento fermiônico reduzido é dado por  $\hat{a}_f = 2I_f^3$ ,  $\hat{v}_f = 2I_f^3 - 4Q_f s_W^2$  para  $V = Z$  e  $\hat{v}_f = \hat{a}_f = \sqrt{2}$  para  $V = W$ , onde  $I_f^3 = \pm \frac{1}{2}$  é o isospin do quark ou antiquark. De posse desta seção de choque partônica, é possível convolui-la com as densidades partônicas para obter a seção de choque de produção somando sobre todas as gerações de quarks contribuintes

$$\sigma_{LO}(pp \rightarrow VH) = \int_{\tau_0}^1 d\tau \sum_{q, \bar{q}} \frac{d\mathcal{L}^{q\bar{q}}}{d\tau} \hat{\sigma}_{LO}(\hat{s} = \tau s), \quad (2.2.15)$$

onde  $\tau_0 = (M_V + M_H)^2/s$  é a energia mínima para a produção do par  $VH$  e a soma é feita sobre a luminosidade parton-parton em termos das densidades partônicas  $q_i(x, \mu^2)$

$$\sum_{q, \bar{q}} \frac{d\mathcal{L}^{q\bar{q}}}{d\tau} = \sum_{q_1, \bar{q}_2} \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} q_1(x, \mu_F^2) \bar{q}_2(\tau/x, \mu_F^2). \quad (2.2.16)$$

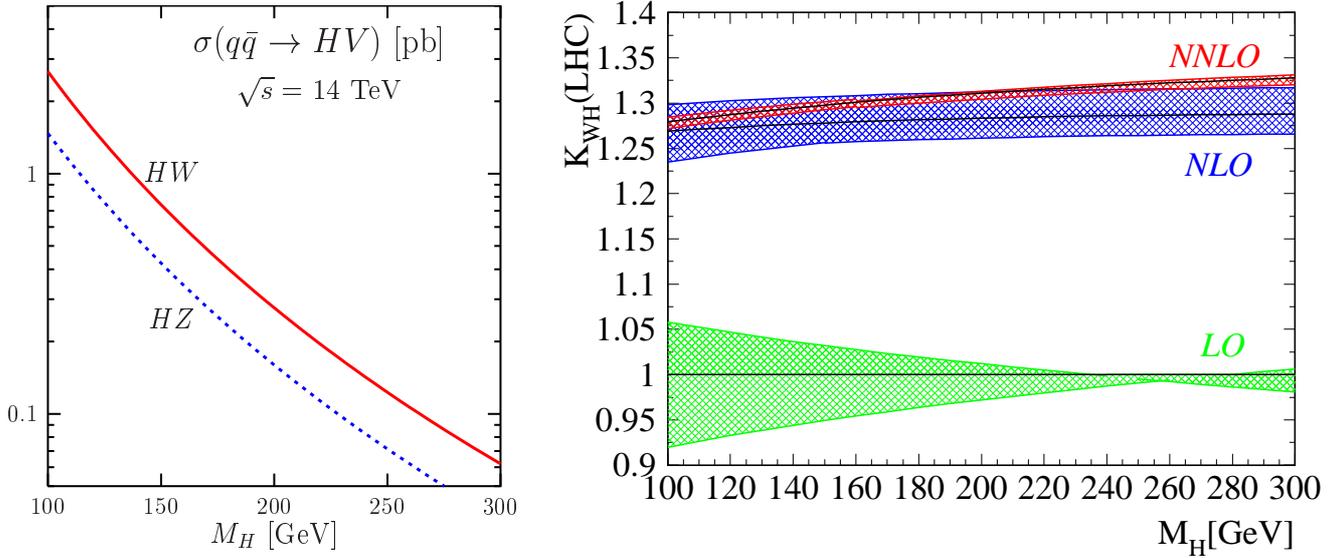
A Fig. 2.8 apresenta a seção de choque de produção para as produções associadas  $WH$  e  $ZH$  no LHC. Como visto no mecanismo de fusão de bósons vetoriais, a seção de choque envolvendo bósons  $W$  é superior a de bósons  $Z$ , sendo aproximadamente duas vezes maior. Contudo, esta diferença se torna mais drástica caso seja selecionado o canal de decaimentos destes bósons vetoriais em léptons  $\ell = e + \mu$ , onde a fração de ramificação dos bósons  $W$ ,  $\text{BR}(W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu) \sim 20\%$ , é mais favorável que dos bósons  $Z$  [ $\text{BR}(Z \rightarrow \ell^+ \ell^-) \simeq 6\%$ ] [31].

Seguindo um grau em teoria da perturbação, as correções da QCD para a produção associada em NLO são efetuadas para o processo  $q\bar{q} \rightarrow V^*$  [43], o qual é descrito como um processo Drell-Yan [44], onde se utiliza a seguinte seção de choque fatorizada

$$\hat{\sigma}(\hat{s})(pp \rightarrow HV + X) = \int_0^{Q^2} dk^2 \sigma(pp \rightarrow V^* + X) \frac{d\Gamma}{dk^2}(V^* \rightarrow HV) + \Delta\sigma, \quad (2.2.17)$$

sendo  $\Gamma$  a largura de decaimento e  $Q^2 = \hat{s}$  é a virtualidade do bóson vetorial e o termo  $\Delta\sigma$  levando em conta todas as outras contribuições ao processo. Portanto, as correções da QCD serão incluídas na seção de choque do processo  $q\bar{q} \rightarrow V^*$ , as quais correspondem aos diagramas de correção de vértice, auto-energia do quark virtual e radiação de glúons no estado inicial. Assim, as contribuições em NLO serão somadas à seção de choque em LO, como descrito no mecanismo de fusão de glúons

$$\sigma_{NLO} = \sigma_{LO} + \Delta\sigma_{q\bar{q}} + \Delta\sigma_{qg}. \quad (2.2.18)$$



**Fig. 2.8:** *Predições em NLO para a seção de choque de produção WH e ZH no LHC (esquerda) [31] e fatores K em relação a diferentes precisões para a produção WH (direita) [46]. As bandas representam a variação da escala de renormalização no intervalo  $\frac{1}{3}M_{VH} \leq \mu_R = \mu_F \leq 3M_{VH}$ . As linhas sólidas representam as previsões para  $\mu_R = \mu_F = M_{VH}$ .*

Caso sejam considerados mais pártons no subprocesso, torna-se possível computar as correções em NNLO [33, 45], sendo incluídos os diagramas de (i) correções de dois laços para o processo  $q\bar{q} \rightarrow V^*$ , (ii) correção de um laço para os processos  $qg \rightarrow qV^*$  e  $q\bar{q} \rightarrow gV^*$ , e (iii) contribuições em nível de árvore da radiação de glúons nos processos  $q\bar{q}, qq, qg, gg \rightarrow V^* + 2$  pártons em todas possibilidades. Contudo, para se obter uma correção completa em NNLO é necessário incluir diagramas adicionais para a produção ZH que não existem no caso WH devido ao estado final com carga neutra, como  $gg \rightarrow ZH$  [46]. Como resultado destes cálculos em diferentes ordens em teoria da perturbação, a Fig. 2.8 apresenta os fatores K para a produção WH em cada uma das precisões para o regime cinemático do LHC. Como se pode ver as contribuições em NNLO não incrementam significativamente a seção de choque em comparação ao resultado em NLO, porém, em NNLO, a dependência com as escalas de renormalização e fatorização é muito menor se comparada ao caso NLO, indo desde 10% em LO, para 2% em NNLO.

Além das correções da QCD, também foram calculadas correções eletrofracas, as quais puderam ser efetuadas por completo [47]. Estas correções incluem diagramas com laços de férmions e bósons eletrofracos ( $\gamma$ , W e Z), bem como a radiação de fótons no estado inicial. Assim, observa-se que as contribuições fermiônicas são positivas para a seção de choque, enquanto as contribuições bosônicas são negativas, ambas se cancelando mutuamente. As seções de choque com contribuições QCD+EW para ambos os meios de produção são expressas como

$$\sigma_{WH} = \sigma_{WH}^{NNLO} (1 + \delta_{WH,EW}), \quad (2.2.19a)$$

$$\sigma_{ZH} = \sigma_{ZH}^{NNLO} (1 + \delta_{ZH,EW}) + \sigma_{gg \rightarrow ZH}. \quad (2.2.19b)$$

Como as contribuições bosônicas são mais importantes, o resultado final incluindo correções da QCD e eletrofracas é um decréscimo da seção de choque entre 5% e 10% no intervalo  $100 \text{ GeV} < M_H < 200 \text{ GeV}$ .

(d) Produção associada a quarks top ( $gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}H + X$ ):

Da mesma forma ao caso eletrofraco, o bóson de Higgs pode ser também produzido em associação a quarks *top*, onde os processos correspondem a emissão do bóson de Higgs de um estado final  $t\bar{t}$  em aniquilação  $q\bar{q}$  ou fusão  $gg$ , ou ainda pela fusão de quarks, como mostra a Fig. 2.2d [48]. Para obter a seção de choque deste processo, exige-se o cálculo de 10 diagramas de Feynman que contribuem em LO. Logo, a obtenção desta seção de choque dispõe de um cálculo extenso que resulta na convolução da seção de choque partônica com as densidades partônicas no próton

$$\sigma_{LO} = \int \sum_{i,j} \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \left[ \mathcal{F}_i^p(x_1, \mu_F^2) \mathcal{F}_j^p(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{LO}^{ij}(x_1, x_2, \mu_F^2) + (1 \leftrightarrow 2) \right] dx_1 dx_2, \quad (2.2.20)$$

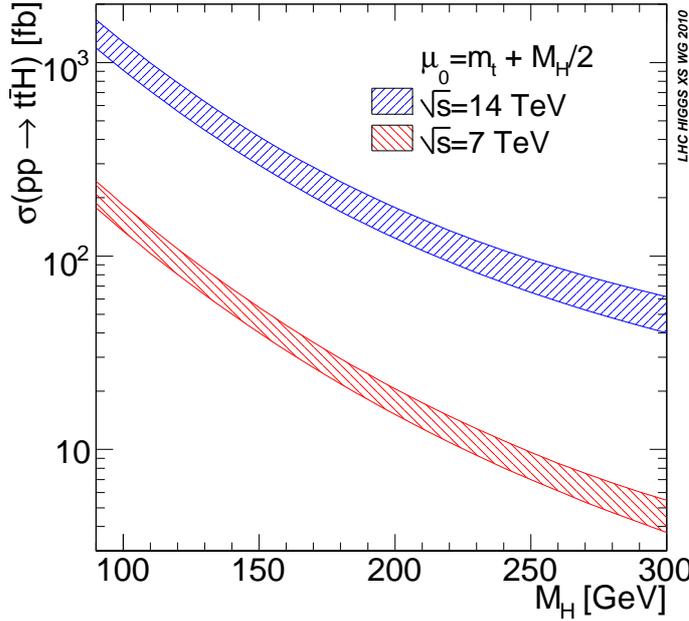
onde  $\mathcal{F}_{i,j}^{p,\bar{p}}(x_{1,2}, M^2)$ , com  $i, j = q, \bar{q}, g$ , são as distribuições partônicas e o fator  $1/(1 + \delta_{ij})$  leva em conta a dupla contagem no caso de glúons idênticos no estado inicial. A principal característica desta seção de choque é sua incerteza em relação as escalas de renormalização nas constantes de acoplamento forte e na escala de fatorização nas distribuições partônicas [35].

Passando para o cálculo na ordem seguinte, os diagramas que contribuem em NLO são mais complexos que os casos anteriores, onde devem ser computados os diagramas com laços circulares, triangulares e quadrados, além dos casos de emissão de glúons no estado final no espalhamento  $qg$  e  $\bar{q}g$  [49]. O procedimento matemático a ser empregado neste cálculo é mais extenso que nos casos anteriores, demandando um esforço muito maior para a obtenção da seção de choque [50]. Algumas das dificuldades neste cálculo são lidar com as funções de 5 pontos provenientes dos diagramas com quatro acoplamentos, a estrutura tensorial a ser reduzida a integrais escalares conhecidas e as singularidades macias e colineares que devem ser extraídas [50].

Assim, a seção de choque de produção é da mesma ordem do mecanismo de produção associada  $VH$ . As incertezas no cálculo em LO são da ordem de 20–30%, enquanto em NLO estas incertezas se reduzem para 5–10%. A Fig. 2.9 apresenta as seções de choque para diferentes regimes de energia do LHC, evidenciando em cada caso as bandas de incerteza total, respectivas a incertezas nas escalas, na constante de acoplamento forte, e nas parametrizações das funções de distribuição partônicas. As escalas são variadas no intervalo  $\mu_0/2 < \mu_R = \mu_F < 2\mu_0$ , onde  $\mu_0 = m_t + M_H/2$ .

## 2.3 Detecção do bóson de Higgs

A magnitude das seções de choque de cada mecanismo de produção varia conforme a energia de colisão a ser utilizada nesta observação experimental. Contudo, outros processos dificultam a detecção do bóson de Higgs por meio de um mecanismo em específico, como os ruídos e as razões de ramificação para o decaimento do bóson de Higgs. O estudo dos decaimentos do bóson de Higgs é de grande necessidade a fim de se analisar as regiões cinemáticas onde é mais provável a observação dos produtos do seu decaimento. Assim, é possível analisar as predições de cada mecanismo e encontrar os intervalos de massa onde se torna mais provável detectar o bóson de Higgs nos experimentos. Logo, existem cinco canais básicos de decaimento do bóson de Higgs, sendo analisados abaixo, e resultam na razão de ramificação apresentada na Fig. 2.10 num amplo intervalo de massa do bóson de Higgs e incluindo todas as correções eletrofracas e da QCD calculadas até então.



**Figura 2.9:** Seção de choque de produção em NLO no mecanismo  $pp \rightarrow Ht\bar{t} + X$  para energias de 7 e 14 TeV no LHC. As bandas representam as incertezas do cálculo analítico e das parametrizações das distribuições partônicas [35].

(a) Decaimento em par de fótons ( $H \rightarrow \gamma\gamma$ ):

O decaimento em par de fótons não ocorre em nível de árvore, visto que o campo de fótons é um campo não-massivo e não há seu acoplamento com o bóson de Higgs, como visto na Seç. 1.3.3. Este acoplamento ocorre em nível de um laço, onde bósons vetoriais e férmions massivos contribuem. Isso explica a razão de ramificação para este decaimento não ser da mesma magnitude que outras no mesmo intervalo de massa do bóson de Higgs, tornando-se um evento muito raro a ser observado. A largura de decaimento é dada por [51]

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F M_H^3}{128\pi^3 \sqrt{2}} \left| \sum_f N_c Q_f^2 A_f(\tau_f) + A_W(\tau_W) \right|^2, \quad (2.3.1)$$

onde  $N_c$  é o fator de cor,  $Q_f$  é a carga do férmion  $f$ ,  $\tau_f = M_H^2/4m_f^2$  e  $\tau_W = M_H^2/4M_W^2$ . As amplitudes para os casos de laços fermiônico e bosônico são expressas como

$$A_f(\tau) = 2[\tau + (\tau - 1)f(\tau)]/\tau^2, \quad (2.3.2a)$$

$$A_W(\tau) = -[2\tau^2 + 3\tau + 3(2\tau - 1)f(\tau)]/\tau^2, \quad (2.3.2b)$$

onde a função  $f(\tau)$  é dada por

$$f(\tau) = \begin{cases} \arcsin^2 \sqrt{\tau}, & \tau \leq 1, \\ -\frac{1}{4} \left[ \log \frac{1+\sqrt{1-\tau^{-1}}}{1-\sqrt{1-\tau^{-1}}} - i\pi \right]^2, & \tau > 1. \end{cases} \quad (2.3.3)$$

Caso a massa do bóson de Higgs seja menor que a massa do par  $WW$  ou  $ff$ , as amplitudes são reais. No caso de a massa ser superior a massa do par, as amplitudes são complexas. No intervalo  $M_H < M_{WW}/M_{ff}$ , a amplitude para bósons vetoriais é sempre dominante, contudo a partir da região  $M_H \sim 600$  GeV, ambas as contribuições praticamente se cancelam. As correções perturbativas da QCD para o laço de quarks demonstram uma pequena contribuição de apenas 3% [52]. Como pode ser visto na Fig. 2.10, mesmo possuindo uma magnitude pequena na faixa  $M_H < 135$  GeV, é esperado observar este decaimento nos experimentos

do LHC [53]. Este canal de decaimento é favorável no regime cinemático do LHC devido a ser um estado final limpo e neutro. Tem sido visto como o canal prateado e deverá ser detectado pela medida da massa invariante do par de fótons [54]. Existe um artigo interno do experimento ATLAS com dados obtidos do LHC nos anos de 2010 e 2011 que sugerem a observação do bóson de Higgs pelo canal de decaimento em fótons [55], porém, ainda está por ser confirmado.

(b) Decaimento em par de glúons ( $H \rightarrow gg$ ):

Este decaimento tem uma magnitude apreciável no intervalo de baixa massa, contudo como não existe acoplamento entre o bósons de Higgs e glúons, o mesmo é intermediado por laços de férmions massivos, o que reduz sua magnitude. Além disso, como glúons carregam carga de cor, este decaimento será observado pela presença de jatos no estado final. A largura de decaimento neste caso é [28]

$$\Gamma(H \rightarrow gg) = \frac{G_F \alpha_s^2 M_H^3}{36\sqrt{2}\pi^3} \left| \frac{3}{4} \sum_Q A_Q(\tau_Q) \right|^2, \quad (2.3.4)$$

onde a amplitude  $A_Q$  é dada pela Eq. (2.3.2a), sem o fator de cor. As correções da QCD são grandes e positivas, pois diversos diagramas contribuem para a amplitude deste decaimento, envolvendo o vértice de três e quatro glúons. Os diagramas desta classe computam a radiação de glúons no estado final ( $H \rightarrow ggg$ ), pares quark-antiquark no estado final ( $H \rightarrow gq\bar{q}$ ), auto-energia dos quarks virtuais, correção de vértice e trocas virtuais. Assim, a correções radiativas da QCD podem ser expressas na largura de decaimento na forma

$$\Gamma(H \rightarrow gg) = \Gamma_{\text{LO}}(H \rightarrow gg) \left[ 1 + E(\tau_Q) \frac{\alpha_s}{\pi} \right], \quad (2.3.5)$$

sendo

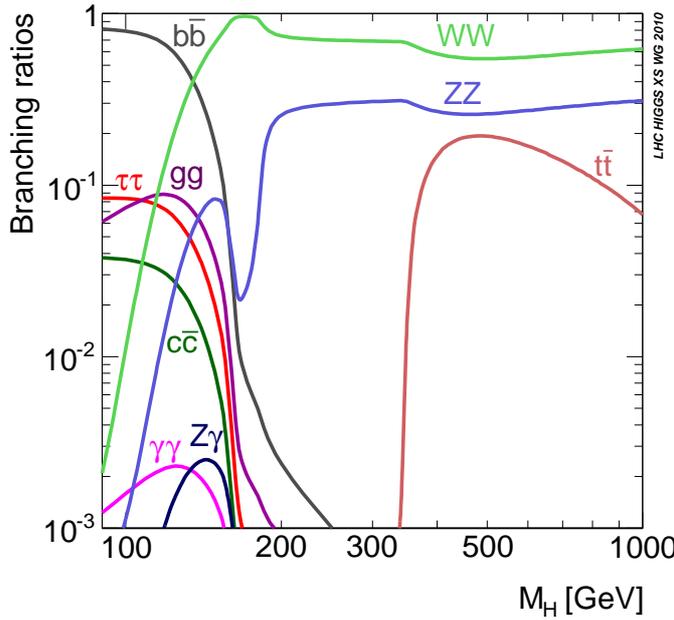
$$E(\tau) = \frac{95}{4} - \frac{7}{6}N_F + \frac{11N_c - 2N_F}{6} \log \frac{\mu^2}{M_H^2} + \Delta E, \quad (2.3.6)$$

onde  $\mu$  é a escala de renormalização e  $\Delta E$  são as funções obtidas pela correções virtuais regularizadas em infravermelho [28, 56]. Contudo, como este estado final é constituído de dois jatos, muitos outros processos com este estado final podem atenuar este sinal, tornando-o desfavorável no LHC.

(c) Decaimento em par de férmions ( $H \rightarrow f\bar{f}$ ):

Este é um dos canais de decaimento mais esperado a ser observado em aceleradores, e especialmente no LHC. Como existe o acoplamento entre o bóson de Higgs e férmions pela Teoria Eletrofraca, o decaimento  $H \rightarrow f\bar{f}$  é possível em nível de árvore. Como este acoplamento é proporcional à massa dos férmions envolvidos, o decaimento em quarks *top* é dominante no caso  $E \geq 2m_t$ . A largura de decaimento  $H \rightarrow f\bar{f}$  que ocorre em ordens mais altas em QCD, pois um laço de glúons intermedia esse processo. A largura de decaimento para férmions é dada por

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = N \frac{G_F}{4\pi} \frac{M_H m_f^2}{\sqrt{s}} \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{M_H^2}}, \quad (2.3.7)$$



**Figura 2.10:** Frações de decaimento do bóson de Higgs em função de  $M_H$  [35].

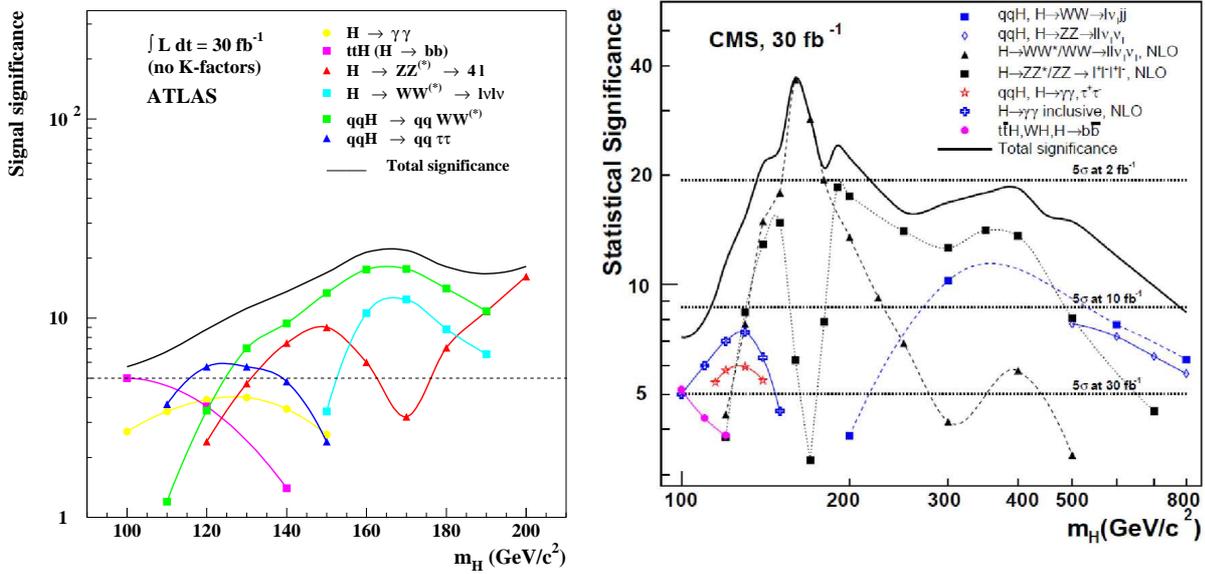
onde  $\alpha$  é a constante de acoplamento eletromagnética,  $e$  é a unidade de carga,  $N$  a multiplicidade de cor ( $N = 1$  para léptons e  $N = 3$  para glúons) e  $m_f$  é a massa do férmion. As correções eletrofracas e de *bremstrahlung* já foram consideradas em precisão de um laço [57]. Já as correções da QCD em nível de um laço [58] e de dois laços [59] foram calculadas para o decaimento  $H \rightarrow q\bar{q}$ . Especificamente para o decaimento  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  existem correções eletrofracas em nível de um laço [60].

Como pode ser visto na Fig. 2.10, este evento tem importância especial por ser dominante na faixa de baixa massa do Higgs,  $M_H < 135$  GeV, no caso do decaimento em quarks *bottom*. Contudo, alguns experimentos no LHC já estão descartando sua observação devido aos altos ruídos deste processo [53]. Logo, o canal de decaimento  $\tau^+\tau^-$ , mesmo suprimido por um fator  $3m_b^3/m_\tau^2$  em relação ao par de quarks *bottom*, torna-se mais esperado por ser um canal mais limpo. Entretanto, o canal de decaimento por par de quarks *bottom* pode ser detectado na produção associada a bósons vetoriais, produzindo os estados finais  $\ell\nu b\bar{b}$ ,  $\ell\ell b\bar{b}$  e  $\nu\bar{\nu} b\bar{b}$  que possuem assinaturas que podem distinguir de outros processos, como perda de energia e léptons isolados [31]. O último caso pode corresponder ao processo  $pp \rightarrow Vjj$ , o qual foi observado recentemente no Tevatron, mas as análises experimentais não apontam evidência para a produção do bóson de Higgs [61], mas com alguma insistência negativa por parte de teóricos quanto a esta conclusão [62]. O mesmo ocorre com o decaimento em par de fótons, o qual pode ser associada a léptons, onde os ruídos podem ser suprimidos por cortes cinemáticos para alto momentum transversal e por meio de fótons e léptons isolados.

(d) Decaimento em par de bósons eletrofracos ( $H \rightarrow W^+W^-/ZZ$ ):

Estes decaimentos são dominantes no intervalo de massa  $M_H > 135$  GeV e são esperados serem fundamentais para a observação do bóson de Higgs caso este possua uma alta massa. Especialmente para o caso do bóson  $Z$ , o decaimento do par em quatro léptons,  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ , é chamado de canal dourado, pois este é um canal limpo composto somente por léptons carregados, com alta eficiência para sua observação nos detectores do LHC. A largura de decaimento em bósons  $Z$  em nível de árvore é expressa como

$$\Gamma(H \rightarrow ZZ) = \frac{G_F}{16\pi} \frac{M_H^3}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{4M_Z^2}{M_H^2}} \left( 1 - \frac{4M_Z^2}{M_H^2} + \frac{12M_Z^4}{M_H^4} \right). \quad (2.3.8)$$



**Fig. 2.11:** Significância do sinal com uma luminosidade integrada de  $30 \text{ fb}^{-1}$  para detecção do bóson de Higgs nos experimentos ATLAS [70] e CMS [71] do LHC para diversos canais de decaimento em diferentes mecanismos de produção.

Correções eletrofracas para este decaimento são calculadas em nível de um laço [60, 63] e a nível de dois laços [64]. Adicionalmente, existem correções da QCD a nível de dois laços já calculadas [65, 66]. Existem estudos para a possibilidade de uma quarta geração de férmions contribuírem para este processo [67]. No caso do decaimento do bóson de Higgs em um par  $W^+W^-$ , a largura de decaimento em nível de árvore tem a forma

$$\Gamma(H \rightarrow W^+W^-) = \frac{G_F M_H^3}{8\pi \sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{4M_W^2}{M_H^2}} \left( 1 - \frac{4M_W^2}{M_H^2} + \frac{12M_W^2}{M_H^2} \right), \quad (2.3.9)$$

possuindo também correções eletrofracas em nível de um laço [60, 68] como correções da QCD em nível de dois laços [69] e três laços [66]. Como o decaimento do bóson de Higgs em altas massas deve ocorrer por meio de bósons vetoriais, caso exista uma quarta geração de férmions, seu tempo de vida deverá ser prolongado.

Obviamente, no caso de produção associada, este processo possui ruídos provenientes de processos pela produção de bósons vetoriais  $pp \rightarrow WW + W/Z$ . Existe um intervalo de massa muito promissor, 160–180 GeV, onde praticamente 100% dos decaimentos ocorrerão por pares  $WW$ , e a seção de choque de produção nesta região ainda é alta. No caso de pares  $ZZ$ , o decaimento  $\ell\ell\nu\nu jj$  pode ser apreciado no regime de altas luminosidades no LHC, porém não existem estimativas para esta possibilidade. Avaliando a possibilidade de decaimento na produção única do bóson de Higgs, o decaimento em par de bósons  $Z$  é vista como o canal mais promissor para sua detecção no decaimento  $4\ell$  até  $M_H \sim 1 \text{ TeV}$  [72]. Além disso, o decaimento por par de bósons  $W$  também se torna promissor, porém contém um ruído considerável pela produção de pares de quark *top*, o qual pode ser suprimido com cortes apropriados aos resultado experimentais [73]. A Fig. 2.11 apresenta a significância dos detectores ATLAS e CMS para a detecção do bóson de Higgs no LHC para uma luminosidade integrada de  $30 \text{ fb}^{-1}$ , o qual corresponde aos estágios iniciais de operação do LHC, para diferentes canais de decaimentos em diferentes mecanismos de produção. Pode-se ver que a significância em ATLAS é maior na região de alta massa, enquanto no CMS existe boa possibilidade de detecção ainda no intervalo de massas intermediárias, onde poderá ser possível

obter um resultado com  $5\sigma$  num intervalo de massa específico. Avaliando os processo em específico na região de massa em torno de  $M_H = 120$  GeV, nota-se no detector ATLAS que a significância é maior para o decaimento do bóson de Higgs em pares de táuons, sendo um dos canais leptônicos favoráveis a sua detecção. No caso do detector CMS, a significância para o decaimento em pares de fótons é dominante na região de baixa massa, mas ainda muito menor se comparado ao pico resultante do decaimento em pares de bósons eletrofracos que possuem alta significância.

Portanto, o estudo dos decaimentos do bóson de Higgs é de crucial importância tanto para a sua detecção, bem como para medir os seus possíveis acoplamentos com outras partículas, comparando com as previsões do Modelo Padrão. Alguns canais são raros de serem medidos, como por exemplo o canal de pares  $\gamma\gamma$ , que, como se pode ver na significância do sinal de produção previsto pelo experimento CMS, este canal de decaimento é dominante na região de baixa massa do bóson de Higgs. Assim, o seu estudo e observação experimental podem servir para testar as previsões da Teoria Eletrofraca e confirmar o mecanismo de Higgs como o mecanismo de geração de massa das partículas elementares.

## 2.4 Conclusões

Este capítulo apresentou os meios de produção do último parâmetro do Modelo Padrão de forma detalhada, discutindo os resultados obtidos em diferentes precisões e apresentando os resultados teóricos obtidos mais recentemente. Ademais, as possibilidades para a detecção experimental do bóson de Higgs foram analisadas, avaliando os problemas técnicos a serem superados pelos experimentos do LHC e apontando os canais de decaimento mais promissores para tal. A Fig. ?? apresenta a significância para a detecção do bóson de Higgs em alguns dos experimentos do LHC, mostrando quais decaimentos serão mais promissores em uma dada região do espectro de massa do bóson de Higgs.





## Capítulo 3

# Física de aceleradores

Este capítulo se dedicará a apresentar a dinâmica e cinemática das colisões entre partículas em aceleradores, sendo conveniente introduzir as descrições das colisões léptons-hádron e hádron-hádron, as quais são estudadas em diferentes laboratórios e são métodos experimentais para adquirir informações a respeito do Modelo Padrão em diferentes aspectos. Primeiramente, tratar-se-á das colisões elétron-próton ocorridas na operação do acelerador HERA no DESY, explicitando os principais avanços alcançados. A seguir, as colisões hádrônicas são introduzidas, utilizadas em aceleradores como o SPS e o LHC no CERN e Tevatron no Fermilab. Neste contexto, apresenta-se o processo Drell-Yan como mecanismo para a produção de partículas por meio das interações hádron-hádron em aceleradores. Por fim, será apresentado o Método de Fóton Equivalente, onde a interação eletromagnética entre as partículas incidentes será favorável quando colisões ocorrerem com grande parâmetro de impacto. Aspectos da descrição destes distintos tipos de colisões em aceleradores serão utilizados ao longo desta Tese, servindo de referência nos capítulos decorrentes.

### 3.1 Espalhamento Profundamente Inelástico

O Espalhamento Profundamente Inelástico (*Deep Inelastic Scattering* - DIS) consiste no espalhamento entre um lépton neutro ou carregado ( $\ell^\mu$ ) e um hádron ( $P^\mu$ ), tipicamente um núcleon, com grande momentum transferido, sendo medida a energia e o ângulo de espalhamento do lépton do estado final. Este processo é caracterizado como

$$\ell + N \rightarrow \ell + X, \quad (3.1.1)$$

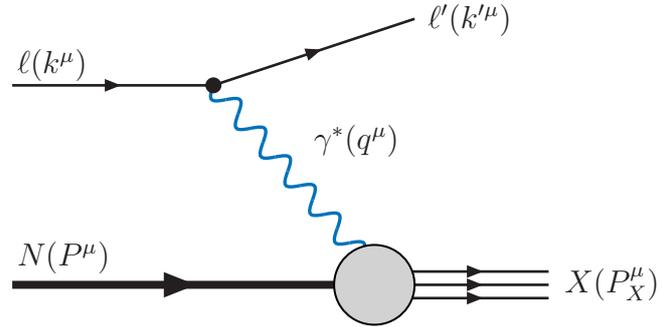
onde o estado final  $X$  denota um sistema hadrônico de muitas partículas. Existem duas possibilidades para o espalhamento entre o lépton e o núcleon: a primeira sendo a interação por Corrente Neutra, pela qual o lépton em questão é neutro e sua interação com o hádron é mediada pela troca de um fóton virtual ou um bóson neutro  $Z^0$ ,

$$e^- + N \rightarrow e^- + (\gamma^*/Z^0 + N) \rightarrow e^- + X, \quad (3.1.2)$$

onde a seção de choque pela troca de um bóson vetorial  $Z$  é suprimida pela sua grande massa, já que o propagador para o bóson tem a forma  $1/(Q^2 + M_Z^2)$ , o que contribui muito pouco para a seção de choque do DIS de Corrente Neutra. A segunda possibilidade consiste na interação por Corrente Carregada, onde o estado final apresenta um neutrino, produto da interação pela troca de um bóson vetorial  $W^\pm$  entre o lépton e o núcleon

$$e^- + N \rightarrow e^- + (W^\pm + N) \rightarrow \nu_e + X, \quad (3.1.3)$$

ocorrendo neste caso a mesma supressão na sua contribuição para a seção de choque, devido a grande massa dos bósons vetoriais.



**Figura 3.1:** Diagrama de Feynman representando o Espalhamento Profundamente Inelástico (DIS) em ordem mais baixa (LO) em teoria de perturbação.

Como resultado, é possível caracterizar três tipos diferentes de processos: (i) processo inclusivo, quando se mede somente o lépton no estado final, (ii) processo semi-inclusivo, onde o lépton e uma partícula adicional são detectados, e (iii) processo exclusivo, onde todas as partículas do estado final são conhecidas. Pela pequena contribuição dos bósons vetoriais  $Z^0$  e  $W^\pm$  para a seção de choque do DIS de Corrente Neutra e de Corrente Carregada neste regime de energia, e pela dificuldade em se medir o neutrino no estado final, o uso convencional do DIS ocorre através da interação entre o elétron e o núcleon por meio da troca de um fóton virtual

$$e^- \rightarrow e^- + (\gamma^* + N) \rightarrow e^- + X, \quad (3.1.4)$$

ilustrado pela Fig. 3.1.

### 3.1.1 Cinemática do Espalhamento Profundamente Inelástico

O processo representado pela Eq. (3.1.4) é descrito pelo uso de três variáveis cinemáticas independentes, as quais são chamadas de variáveis de Mandelstam [74]

$$s = (k + P)^2 = E_{CM}, \quad (3.1.5a)$$

$$t = (k - k')^2 = -Q^2, \quad (3.1.5b)$$

$$u = (k - P_X)^2, \quad (3.1.5c)$$

que são invariantes de Lorentz, satisfazendo a relação

$$s + t + u = m^2 + m'^2 + M^2 + W^2. \quad (3.1.6)$$

O fóton representa a quantidade de momentum transferido no processo, possuindo um quadrimomentum  $q^\mu$  do tipo espaço ( $q^2 < 0$ ), comumente definindo a virtualidade na forma  $Q^2 = -q^2 = (k - k')^2 > 0$ , a qual define a escala de energia pela qual a estrutura hadrônica será experimentada. Para uma virtualidade grande (alto momentum transferido),  $t > 1 \text{ GeV}^2$ , o processo é chamado duro, e macio para virtualidade pequena. Outras quantidades invariantes importantes são:

- i. A energia de centro-de-massa do subprocesso bóson-nucleon

$$W^2 = (P + q)^2; \quad (3.1.7)$$

- ii. Energia de troca, ou diferença de energia, entre os léptons inicial e final

$$\nu = E - E' \approx \frac{P \cdot q}{m_N}, \quad (3.1.8)$$

onde  $m_N$  representa a massa do núcleon;

iii. Variável adimensional chamada de variável de Bjorken [75],

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2m_N \nu} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - m_N^2} \quad w^2 \gg Q^2 \quad \frac{Q^2}{W^2}, \quad (3.1.9)$$

definida no intervalo  $0 \leq x \leq 1$ ;

iv. Inelasticidade do processo, que define a fração da energia do lépton no estado inicial carregado pelo fóton trocado

$$y = \frac{\nu}{E} = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} = \frac{W^2 + Q^2 - m_N^2}{s - m_N^2}, \quad (3.1.10)$$

estando definida no intervalo  $0 \leq y \leq 1$ .

Logo, a expressão profundamente inelástico refere-se ao regime onde ambas as variáveis  $m_N \nu$  e  $Q^2$  são muito maiores que  $m_N^2$ , mantendo  $x$  fixo e finito. Sendo assim, despreza-se a massa do núcleon frente às demais grandes escalas de energia do processo.

Por meio da Eletrodinâmica Quântica, a seção de choque inclusiva para o processo definido na Eq. (3.1.1) pode ser expressa como

$$d\sigma = \frac{1}{4(k \cdot P)} \frac{1}{2} \sum_{s_\ell, s'_\ell} \frac{1}{2} \sum_S \sum_X \int \frac{dP_X d^3 k'}{(2\pi)^2} \frac{|\mathcal{M}|^2}{4P_X^0 E'} \delta^4(P + k - P_X - k'). \quad (3.1.11)$$

Considerando o DIS no caso de fótons não-polarizados, efetua-se a média sobre os spins do lépton e do núcleon incidentes e a soma sobre o spin do lépton do estado final. Assim, a amplitude quadrada expressa na Eq. (3.1.11) tem a forma

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{e^4}{q^4} [\bar{u}_{\ell'}(k', s'_\ell) \gamma_\mu u_\ell(k, s_\ell)]^\dagger [\bar{u}_{\ell'}(k', s'_\ell) \gamma_\nu u_\ell(k, s_\ell)] \langle P, S | J^\mu(0) J^\nu(0) | P, S \rangle, \quad (3.1.12)$$

onde o vetor  $J^\mu(0)$  é chamada corrente hadrônica. Um tensor possível de ser introduzido é o chamado tensor hadrônico como

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu} &\equiv \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{2} \sum_S \sum_X \int \frac{d^3 P_X}{(2\pi)^3 2P_X^0} (2\pi)^4 \delta^4(P + q - P_X) \langle P, S | J^\mu(0) J^\nu(0) | P, S \rangle \\ &= \frac{1}{2\pi} \int d^4 z e^{iq \cdot z} \langle N | J^\mu(z) J^\nu(0) | N \rangle, \end{aligned} \quad (3.1.13)$$

onde a média sobre spins foi absorvida no estado do núcleon  $|N\rangle$ . Da mesma forma, o tensor leptônico é definido por

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} &\equiv \frac{1}{2} \sum_{s_\ell, s'_\ell} [\bar{u}_{\ell'}(k', s'_\ell) \gamma_\mu u_\ell(k, s_\ell)]^\dagger [\bar{u}_{\ell'}(k', s'_\ell) \gamma_\nu u_\ell(k, s_\ell)] \\ &= \frac{1}{2} \text{Tr} [k \gamma_\mu k' \gamma_\nu] = 2 [k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - g_{\mu\nu} (k \cdot k')], \end{aligned} \quad (3.1.14)$$

onde a massa do lépton foi desprezada. Utilizando estas definições, a seção de choque pode ser escrita no referencial de laboratório, onde  $k \cdot P = m_N E$ ,

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2m_N Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}. \quad (3.1.15)$$

Existe a possibilidade de parametrizar o tensor hadrônico  $W_{\mu\nu}$  como

$$\begin{aligned} \frac{1}{2m_N}W_{\mu\nu} &= \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) W_1(P \cdot q, q^2) \\ &+ \frac{1}{m_N^2} \left[ \left(P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu\right) \left(P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu\right) \right] W_2(P \cdot q, q^2), \end{aligned} \quad (3.1.16)$$

e a seção de choque do DIS não-polarizado pode ser expressa em função de duas funções de estrutura  $W_1$  e  $W_2$

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} \left[ 2W_1 \sin^2\left(\frac{\vartheta}{2}\right) + W_2 \cos^2\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \right]. \quad (3.1.17)$$

Convenientemente, reescrevem-se as funções de estrutura de forma adimensional

$$F_1(x, Q^2) \equiv m_N W_1(\nu, Q^2), \quad (3.1.18a)$$

$$F_2(x, Q^2) \equiv \nu W_2(\nu, Q^2), \quad (3.1.18b)$$

permitindo escrever o tensor hadrônico na forma

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= 2 \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) F_1(x, Q^2) \\ &+ \frac{2}{(P \cdot q)} \left[ \left(P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu\right) \left(P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu\right) \right] F_2(x, Q^2), \end{aligned} \quad (3.1.19)$$

e fornecendo a seção de choque do DIS em função de  $x$  e  $y$

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{4\pi\alpha^2 s}{Q^4} \left[ xy^2 F_1(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{xy m_N^2}{s}\right) F_2(x, Q^2) \right]. \quad (3.1.20)$$

Adicionalmente, a seção de choque de foto-absorção virtual, o subprocesso relacionado ao DIS, pode ser expressa em termos das funções de estrutura

$$\sigma_{L,T}^{\gamma^* N}(x, Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} F_{L,T}(x, Q^2), \quad (3.1.21)$$

onde os índices  $L$  e  $T$  denotam as seções de choque longitudinal e transversal, respectivamente, com as funções de estrutura designadas por

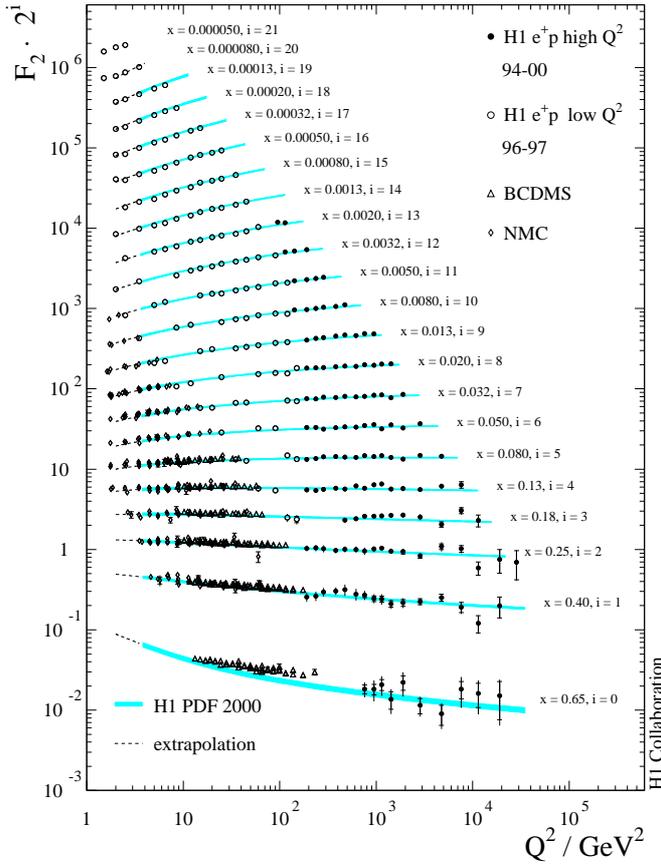
$$F_T = 2xF_1, \quad (3.1.22a)$$

$$F_L = F_2 - 2xF_1. \quad (3.1.22b)$$

Portanto, notando que a seguinte relação pode ser escrita  $F_2 = F_L + F_T$ , a soma das seções de choque longitudinal e transversal para a foto-absorção virtual é proporcional a  $F_2$

$$\sigma^{\gamma^* N}(x, Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} F_2(x, Q^2), \quad (3.1.23)$$

permitindo estudar a estrutura interna do hádron provado (próton) pela medida das seções de choque  $\gamma^* N$ .



**Figura 3.2:** Função de estrutura do próton  $F_2^p$  obtida em diferentes experimentos como função de  $Q^2$  [76].

### 3.1.2 Modelo de Pártons

Analisando o referencial de momento infinito envolvendo as variáveis  $\nu$  e  $Q^2$

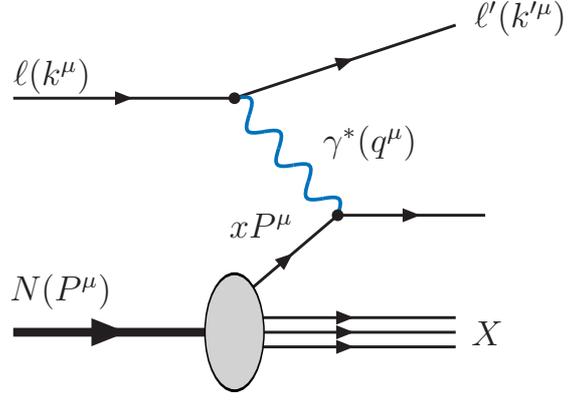
$$\nu, Q^2 \rightarrow \infty \quad \therefore \quad x = \frac{Q^2}{2m_N\nu} \sim cte, \quad (3.1.24)$$

pode-se verificar que as funções de estrutura adimensionais  $F_1$  e  $F_2$  escalam neste limite, isto é, dependem somente da variável  $x$ ,

$$\lim_{Q^2, \nu \rightarrow \infty} m_N W_1(\nu, Q^2) \approx F_1(x), \quad (3.1.25a)$$

$$\lim_{Q^2, \nu \rightarrow \infty} \nu W_2(\nu, Q^2) \approx F_2(x). \quad (3.1.25b)$$

Este efeito pode ser visto na Fig. 3.2 onde os dados para a função de estrutura do próton  $F_2$  é fitada para os dados de diferentes experimentos e com as previsões do Modelo Padrão através da parametrização H1 2000 PDF [76]. Como pode ser visto no intervalo de baixa virtualidade e moderado  $x$  a função  $F_2$  apresenta um comportamento contante em relação a  $x$ . Este limite é conhecido como limite de Bjorken [75] e foi observado inicialmente em experimentos de DIS no Acelerador Linear da Universidade de Stanford (SLAC) na década de 60 [77], e que corresponde a região de  $x \sim 0.2$  da Fig. 3.2. Esta observação evidencia a ocorrência do espalhamento elástico do fóton com partículas pontuais, chamados então de pártons, e que estão contidas no interior do hádron experimentado, ilustrado pela Fig. 3.3. Caso a estrutura do hádron possuísse uma natureza mais complexa, as funções de estrutura deveriam apresentar uma sensibilidade ligada à virtualidade do bóson mediador, pois a sua estrutura interna poderia ser excitada de maneiras diferentes dependendo do valor de  $Q^2$ .



**Figura 3.3:** Diagrama que ilustra o espalhamento entre o fóton virtual ( $q^\mu$ ) e um parton ( $xP^\mu$ ) contido no interior do hádron. O vértice considerado é o  $\gamma q$  resultando num quark ( $q^\mu + xP^\mu$ ) no estado final.

Considerando um referencial onde o hádron se move com grande rapidez, onde se consideram os efeitos relativísticos, este hádron apresenta uma contração espacial e uma dilatação temporal, o que permite desprezar as massas e os momenta transversos de seus partons constituintes. Com isso, o movimento dos partons acompanha paralelamente o movimento do hádron, carregando uma fração  $\xi_i$  do momentum do hádron. Levando em conta todos os partons constituintes do hádron, a soma das frações de momentum carregado pelos partons deve ser igual à soma do momentum do hádron em questão

$$\sum_i \xi_i P^\mu = P^\mu. \quad (3.1.26)$$

Utilizando o Modelo de Partons, é possível afirmar que a seção de choque do DIS lépton-hádron  $\ell + N \rightarrow \ell' + X$  corresponde à soma incoerente das seções de choque de espalhamento elástico entre o lépton e os partons constituintes do hádron. Considerando a conservação de momentum aplicada ao vértice parton-bóson,  $\xi_i P^\mu + q^\mu = p'^\mu$ , obtém-se que

$$\xi_i = \frac{Q^2}{2p \cdot q}, \quad (3.1.27)$$

ou seja, a variável de Bjorken  $x$  pode ser interpretada como sendo a fração de momentum do hádron carregada pelo parton envolvido no espalhamento. Podemos escrever a forma fatorizada da seção de choque diferencial do DIS em termos das funções de distribuição de quarks  $f_q(\xi_i)$  como a densidade de probabilidade de encontrar um quark  $q$  portando uma fração de momentum longitudinal  $\xi_i$  do hádron incidente

$$d\sigma = \sum_{q, \bar{q}} d\xi_i f_i(\xi_i) d\hat{\sigma} \left( \frac{x_i}{\xi_i} \right), \quad (3.1.28)$$

onde  $d\hat{\sigma}$  é a seção de choque do subprocesso  $\ell q(\bar{q}) \rightarrow \ell' q(\bar{q})$ , dada por [3]

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dy} = \frac{1}{16\pi \hat{s}^2} \frac{1}{4} \sum_{\lambda\lambda'\eta\eta'} \mathcal{M}_{\lambda\eta\lambda'\eta'} \mathcal{M}_{\lambda\eta\lambda'\eta'}^*, \quad (3.1.29)$$

sendo  $\hat{s} = \xi_i s$ ,  $\mathcal{M}$  a amplitude do subprocesso tomada a média sobre as helicidades iniciais e a soma sobre as finais. Assim, obtém-se a seção de choque

$$\frac{d\sigma}{dy dx} = \sum_{q, \bar{q}} \int d\xi_i f_i(\xi_i) d\hat{\sigma} \left( \frac{x}{\xi_i} \right) \delta(\xi_i - x_i) = \sum_{q, \bar{q}} f_i(x_i) d\hat{\sigma}, \quad (3.1.30)$$

demonstrando que no DIS a fração de momentum do párton coincide com a variável de escalamento de Bjorken.

Descrivendo o hádron através do Modelo de Pártons, é necessário o uso de uma função  $f_i(x)$  que descreva a probabilidade de encontrar um destes pártons dentro do hádron, ou seja, uma fração  $\xi_i$  de momentum do hádron, a qual é chamada de densidade partônica ou PDF, e determina a probabilidade de interação de um párton no interior do hádron com fração de momentum  $x$  na escala de energia  $Q^2$ . De posse desta função, encontra-se uma relação entre as funções de estrutura  $F_1$  e  $F_2$ , descrita por

$$F_2(x) = 2xF_1(x) = -\frac{x}{2}g^{\mu\nu}W_{\mu\nu} = \sum_i xe_i^2 f_i(x), \quad (3.1.31)$$

onde  $e_i$  é a carga da  $i$ -ésima espécie de párton. A relação descrita pela Eq. (3.1.31) é chamada de Relação de Callan-Gross [78], sendo este um resultado obtido diretamente pelo fato de os pártons serem partículas de spin fracionário. Assim, a função de estrutura do próton contém a informação de seu conteúdo partônico, sendo descrito pelas PDF para os quarks de valência e quarks de mar.

A fim de efetuar uma descrição espectroscópica dos hádrons através das simetrias do grupo  $SU(3)$  [79], estes pártons puderam ser identificados como sendo os quarks constituintes dos hádrons. Para esta finalidade, os hádrons são constituídos de dois conjuntos de quarks: o primeiro relaciona os quarks chamados quarks de valência, os quais possuem uma natureza não-perturbativa e definem cada tipo de hádron conhecido; o segundo, são os chamados quarks de mar, produzidos em pares partícula-antipartícula pela flutuação dos propagadores da Interação Forte. Sendo constituintes dos hádrons, as propriedades de cada quark no interior do hádron devem obedecer a descrição em que conjunto destes quarks possa reproduzir as propriedades do hádron como um todo. Desta forma, as PDF utilizadas para descrever os pártons no interior dos hádrons devem cumprir estas propriedades da mesma forma, ou seja, devem obedecer a regras de conservação. Uma importante regra é a soma sobre os momenta dos quarks

$$\sum_i \int_0^1 x_i f_i(x) dx_i = 1. \quad (3.1.32)$$

Entretanto, utilizando esta regra para as distribuições dos quarks de valência nos hádrons, foi verificado experimentalmente um resultado contraditório onde esta soma resultava em aproximadamente em metade do momentum do hádron [80], indicando que parte do momentum estava relacionado aos demais pártons constituintes, ou seja, os quarks de mar, produzidos através dos propagadores do Interação Forte, os glúons. No regime onde a energia se torna muito alta, a fração de momentum  $x$  se estende a valores muito baixos, revelando que a classe de logaritmos do tipo  $\ln(1/x)$  se torna importante, e sua ressonância deve ser efetuada. Relembrando que  $x = Q^2/(Q^2 + W^2)$ , o limite de pequeno  $x$  corresponde a  $W^2 \gg Q^2$ , chamado de limite de Regge. Logo, no limite de  $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}$ , o DIS em pequeno  $x$  experimenta o limite de Regge da seção de choque da foto-absorção virtual em QCD perturbativa. Portanto, o regime de pequeno  $x$  se torna interessante no ponto de vista teórico, sendo também importante esta análise para se estudar as funções de distribuição partônica.

Experimentos estudaram o DIS para valores extremamente pequenos de  $x$  e moderado valor de  $Q^2$ , o que faz com que a QCD perturbativa possa ser aplicada. As funções de estrutura são conhecidas com um grande grau de precisão, chegando a  $x \simeq 10^{-4} - 10^{-5}$ . Um dos mais importantes resultados obtidos no experimento HERA foi a verificação de um

forte crescimento da função de estrutura  $F_2$  em pequeno  $x$ , como ilustra a Fig. 3.4, o qual foi atribuído ao aumento da densidade de glúons na região de pequeno  $x$ . Parametrizando  $F_2$  para  $x < 0.1$  na forma

$$F_2(x, Q^2) = A(Q^2)x^{-\lambda}, \quad (3.1.33)$$

encontra-se que  $\lambda \approx 0.1$  para  $Q^2 \lesssim 1 \text{ GeV}^2$  e  $\lambda \approx 0.25 - 0.35$  para  $Q^2 \sim 10 - 100 \text{ GeV}^2$ . Como pode ser visto na Fig. 3.4, as previsões teóricas descrevem razoavelmente todo o intervalo cinemático coberto por HERA, inclusive para valores de muito pequenos  $x$ . Neste regime cinemático, a função de estrutura parece crescer indefinidamente para valores cada vez menores de  $x$ . Entretanto, neste regime de  $x$ , efeitos de recombinação de glúons começam a ter importância, gerando a chamada saturação do crescimento da função de estrutura. Portanto, o regime de muito pequeno  $x$  evidencia um novo aspecto físico a ser estudado, e os dados provenientes dos experimentos no LHC poderão discriminar as possibilidades das descrições teóricas para este regime [81].

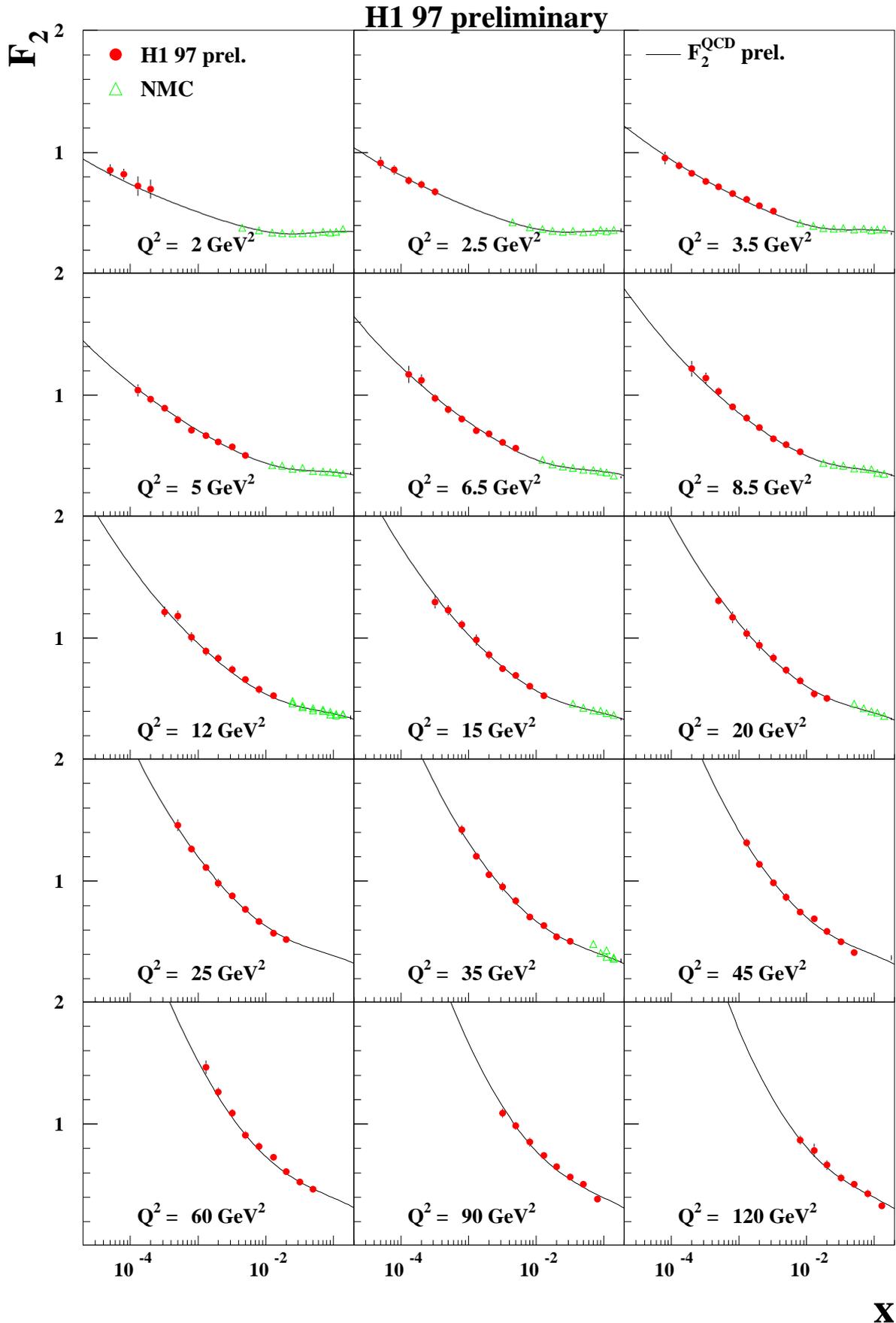
## 3.2 Colisões hadrônicas

Com o advento do modelo de pártons, as colisões em altas energias passaram a ser vistas como a interação entre pártons, onde as colisões hádron-hádron puderam ser utilizadas para estudar o Modelo Padrão e a dinâmica destes pártons. Diferentemente do que foi aplicado ao DIS, a seção de choque para reações em colisões hadrônicas precisam ser obtidas de forma que o modelo de pártons possa ser incorporado. Assim, tratando-se de processos onde exista uma escala dura e a abordagem perturbativa possa ser aplicada, a seção de choque pode ser fatorizada, ou seja, dividida em partes correspondendo a parte de curto alcance, calculável perturbativamente pela QCD ou QED+EW, e a parte de longo alcance, sendo modelada e restringida com os dados experimentais [83]. Como as colisões em altas energias ocorrem sobremaneira por colisões frontais, pensou-se então em estudá-las com os pártons tendo uma trajetória colinear com os hádrons, desprezando os seus momenta transversos. Logo, propôs-se a chamada fatorização colinear, onde a seção de choque hadrônica é obtida através da convolução da seção de choque partônica com as PDF no hádron, chamada de seção de choque fatorizada

$$\sigma(A + B \rightarrow X + C + Y) = f_{i/A}(x, \mu_F^2) \otimes \sigma_{ab \rightarrow c} \otimes f_{j/B}(x, \mu_F^2), \quad (3.2.1)$$

onde  $\sigma_{ab \rightarrow c}$  é a seção de choque partônica e  $f_{i,j/A,B}$  são as funções de distribuição partônica do párton  $i$  ( $j$ ) no hádron  $A$  ( $B$ ) com fração de momentum  $x_a$  ( $x_b$ ), onde  $\mu_F$  é a chamada escala de fatorização. Esta abordagem utiliza a proposta do modelo de pártons, considerando a combinação de dois pártons do interior dos hádrons em colisão para a produção de um estado final específico. Logo, a descrição de processos hadrônicos em altas energias requer, além do conhecimento da seção de choque do subprocesso partônico, o conhecimento da descrição do conteúdo partônicos dos hádrons.

A questão mais delicada em relação ao emprego desta fatorização é determinar a divisão entre interações de curto e longo alcance, ou seja, determinar a escala de fatorização  $\mu_F$ . Esta escala tem o mesmo papel que a virtualidade do fóton no DIS: determinar a escala de energia do hádron alvo será provado. A sua fixação tem importância nas PDF, pois irá estabelecer em qual escala de energia os pártons serão considerados. Assim, a escolha da escala de fatorização irá determinar o peso dado às interações de curto e longo alcance [83]. Como as PDF consideram a emissão de pártons até a escala  $\mu_F$ , uma escala muito grande



**Fig. 3.4:** Medida da função de estrutura  $F_2$  pelas colaborações H1 e NMC em função de  $x$ . Cada quadro representa uma virtualidade distinta. As linhas representam a predição da Equação DGLAP para esta função de estrutura em uma análise em NLO [82].

acarretaria na inclusão nas PDF de emissões duras ou mais duras que aquelas já consideradas no processo partônico perturbativo, sobre-contabilizando o processo. Contudo, uma escala muito baixa, pode levar a sub-contabilizar emissões duras no processo partônico.

### 3.2.1 Processo Drell-Yan

O exemplo mais emblemático destas colisões é o processo Drell-Yan [44, 84], o qual aborda a produção de diléptons em colisões próton-próton, ilustrado na Fig. 3.5. A seção de choque total do processo Drell-Yan é dada por

$$d\sigma = f_{i/A}(x_a) dx_a f_{j/B}(x_b) dx_b \hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow \ell^+ \ell^-), \quad (3.2.2)$$

onde  $x_{a,b}$  são as frações de momentum dos prótons portadas pelos pártons e  $\hat{\sigma}$  é a seção de choque partônica do processo que produz o par de léptons massivos. O processo em ordem mais baixa em teoria da perturbação para a produção de diléptons é a aniquilação de quarks:  $q\bar{q} \rightarrow (\gamma^*) \rightarrow \ell^+ \ell^-$ , presente na Fig. 3.5. A seção de choque deste subprocesso é dada por

$$\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow \ell^+ \ell^-) = \frac{4}{3} \frac{\pi \alpha^2 e_q^2}{3M^2}, \quad (3.2.3)$$

sendo  $e_q$  a carga dos quarks em aniquilação e  $M^2$  a massa invariante do par de léptons. O fator de cor de  $1/3$  leva em conta as possibilidades de interação devido aos quarks carregarem carga de cor. Algumas quantidades invariantes adimensionais podem ser definidas, como  $\tau = M^2/s$  e  $\hat{\tau} = M^2/\hat{s}$ , as quais já foram introduzidas na Seç. 2.2. Adicionalmente, as variáveis de Mandelstam podem ser definidas para o subprocesso partônico

$$\hat{s} = (p_q + p_{\bar{q}})^2, \quad (3.2.4a)$$

$$\hat{t} = (p_{\ell^+} - p_q)^2, \quad (3.2.4b)$$

$$\hat{u} = (p_{\ell^-} - p_q)^2, \quad (3.2.4c)$$

onde estas se relacionam ao processo hadrônico pelas quantidade

$$\hat{s} = x_a x_b s \equiv M^2, \quad (3.2.5a)$$

$$\tau \equiv \frac{M^2}{s} = x_a x_b \hat{\tau} \quad (3.2.5b)$$

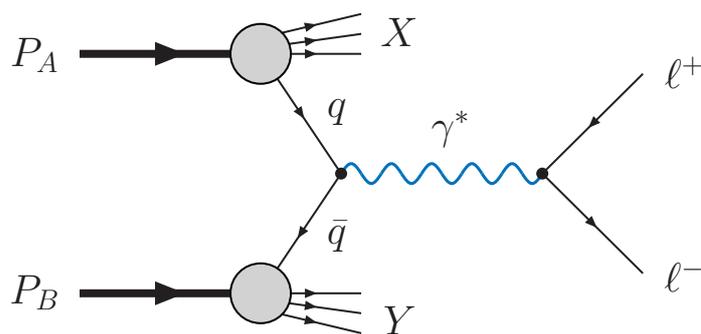
onde  $\hat{\tau} = 1$  para a produção do par de léptons. Como proposto no modelo de pártons, no referencial de momentum infinito os hádrons possuirão um momentum longitudinal muito grande, e se consideram os pártons carregando uma fração do momentum longitudinal do hádron pai.

Em relação aos pártons do subprocesso, define-se a fração de momentum longitudinal do sistema hadrônico portada pelo subsistema partônico como

$$x_F = x_a - x_b \equiv 2P_L/\sqrt{s}, \quad (3.2.6)$$

onde  $x_F$  é o chamado  $x$  de Feynman. Assim, seção de choque diferencial pode ser expressa como

$$\frac{d\sigma_{DY}}{dx_F dM^2}(s, x_F; M^2) = \frac{4\pi\alpha^2}{9M^2 s} \frac{1}{x_a x_b} \sum_{i=1}^{N_F} e_{q_i}^2 [f_{q/A}(x_a) f_{\bar{q}/B}(x_b) + f_{\bar{q}/A}(x_a) f_{q/B}(x_b)], \quad (3.2.7)$$



**Figura 3.5:** Diagrama de Feynman que ilustra o processo Drell-Yan, onde  $X$  e  $Y$  representam estados hadrônicos.

onde a soma corresponde ao número de sabores  $N_F$  que contribuem para o processo. Logo, a seção de choque diferencial em relação a massa do dilépton é obtida pela integração da Eq. (3.2.7) em relação a fração de momentum  $x_F$

$$M^4 \frac{d\sigma_{DY}}{dM^2}(s; M^2) = \frac{4\pi\alpha^2}{9} \sum_{i=1}^{N_F} e_{q_i}^2 \tau \int_{\tau}^1 \frac{dx_a}{x_a} [f_{q/A}(x_a) f_{\bar{q}/B}(\tau/x_a) + f_{\bar{q}/A}(x_a) f_{q/B}(\tau/x_a)], \quad (3.2.8)$$

onde foi utilizada a relação presente nas Eqs. (3.2.5) e (3.2.6) para realizar a integração em  $x_b$ . Desta forma, a Eq. (3.2.8) caracteriza o modelo de pártons. Verificando que o fator multiplicativo advém da seção de choque  $q\bar{q} \rightarrow \ell^+\ell^-$ , esta seção de choque tem a mesma forma fatorizada que aquela apresentada na Eq. (4.4.4). Caso seja abordado um processo onde a seção de choque partônica tenha uma dependência explícita em  $x_a$ , a convolução entre as PDF e a seção de choque do subprocesso será evidente na Eq. (3.2.7). Ademais, tratando-se de um cálculo perturbativo, correções além da ordem dominante foram efetuadas para o processo Drell-Yan, obtendo-se correções da QCD em NNLO para a seção de choque total [45] e correções eletrofracas em NLO [85].

Portanto, colisões hadrônicas são uma ferramenta útil para se testar o Modelo Padrão, avaliando as correções em mais altas ordens para mecanismos de produção e o estudo das propriedades das partículas elementares. A principal vantagem de um colisor hadrônico é a possibilidade de se estudar os processos governados puramente pela QCD, explorando a dinâmica dos pártons em altas energias.

### 3.3 Parametrizações das distribuições partônicas

O estudo das interações em altas energias depende, em Teoria Quântica de Campos, do cálculo perturbativo da amplitude de espalhamento do processo de interesse, a qual pode ser construída com os diagramas de Feynman que contribuem para o processo e obtida através da QCD ou Teoria Eletrofraca. Contudo, como pode visto até aqui, as PDF nos hádrons não podem ser calculadas, pois sua dinâmica pertence ao regime não-perturbativo, onde a QCD perturbativa não pode mais descrever esta dinâmica. Assim, é necessário então obter outra forma de se analisar a estrutura interna dos hádrons a fim de estimar as seções de choque de produção de interesse. A forma mais empregada é construir uma parametrização para descrever os dados provenientes de diferentes experimentos em aceleradores de física distinta, como colisores  $ep$  (HERA),  $\nu p$  (CCFR) e  $p\bar{p}$  (Tevatron). Futuramente, os dados obtidos nos experimentos do LHC deverão ser incorporados a esta análise a fim de se estender o regime cinemático para a descrição destas PDF.

Por meio de uma análise global de dados, torna-se possível encontrar as funções que descrevem o conteúdo partônico num dado regime cinemático, por exemplo, em relação a

$x$  e  $Q^2$  nos dados de DIS, o qual será o ponto inicial desta parametrização. Dessa forma, conjecturam-se funções de entrada para estas distribuições partônicas em uma dada escala de energia inicial,  $Q_0^2$ , e através da equação de evolução Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) [30, 86, 87], onde as funções de entrada serão evoluídas em relação a escala de energia para valores mais altos de  $Q^2$ , mantendo  $x$  fixo. Dependendo do conjunto de dados utilizados para construir esta parametrização e das funções de entrada empregadas, a sua aplicabilidade será restrita a um certo intervalo cinemático. Portanto, esta parametrização irá fornecer as distribuições partônicas num amplo intervalo cinemático, a qual deverá descrever satisfatoriamente os dados na escala de energia em que se aplica.

Uma das mais recentes e utilizadas parametrizações para descrever o conteúdo partônico do próton é a parametrização Martin-Stirling-Thorne-Watt (MSTW) [88], sendo uma atualização de uma parametrização anterior chamada Martin-Stirling-Roberts (MRS) [89]. As funções de entrada da MSTW que parametrizam as distribuições partônicas são construídas na fatorização colinear no esquema  $\overline{\text{MS}}$ , onde as funções de estrutura do DIS podem ser escritas como

$$F_i(x, Q^2) = \sum_{a=q,g} C_{i,a} \otimes f_{a/A}(x, Q^2), \quad (3.3.1)$$

onde  $C_{i,a}$  são coeficientes e  $f_{a/A}$  é a distribuição do parton  $a$  no hádron  $A$ . A escala das PDF são evoluídas através da equação DGLAP em termos das funções de desdobramento  $P_{aa'}$

$$\frac{\partial f_{a/A}}{\partial \ln Q^2} = \sum_{a'=q,g} P_{aa'} \otimes f_{a'/A}. \quad (3.3.2)$$

Os coeficientes  $C_{i,a}$  e as funções de desdobramento  $P_{aa'}$  podem ser expandidas em uma série perturbativa em relação a constante de acoplamento forte  $\alpha_s(Q^2)$ , a qual é dada por

$$\frac{d}{d \ln Q^2} \left( \frac{\alpha_s}{4\pi} \right) = -\beta_0 \left( \frac{\alpha_s}{4\pi} \right)^2 - \beta_1 \left( \frac{\alpha_s}{4\pi} \right)^3 - \beta_2 \left( \frac{\alpha_s}{4\pi} \right)^4 + \dots \quad (3.3.3)$$

No caso da parametrização MSTW, a escala inicial é fixada em  $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$ , sendo as funções de entrada  $f_{a/A}(x, Q_0^2)$  e  $\alpha_s(Q_0^2)$  determinadas pela análise global de dados. Neste caso, a PDF para cada sabor dos quarks de valência e de mar e glúons são definidas como

$$xu_v(x, Q_0^2) = A_u x^{\eta_1} (1-x)^{\eta_2} (1 + \epsilon_u \sqrt{x} + \gamma_u x), \quad (3.3.4a)$$

$$xd_v(x, Q_0^2) = A_d x^{\eta_3} (1-x)^{\eta_4} (1 + \epsilon_d \sqrt{x} + \gamma_d x), \quad (3.3.4b)$$

$$xS(x, Q_0^2) = A_S x^{\delta_S} (1-x)^{\eta_S} (1 + \epsilon_S \sqrt{x} + \gamma_S x), \quad (3.3.4c)$$

$$x\Delta(x, Q_0^2) = A_\Delta x^{\eta_\Delta} (1-x)^{\eta_S+2} (1 + \gamma_\Delta x + \delta_\Delta x^2), \quad (3.3.4d)$$

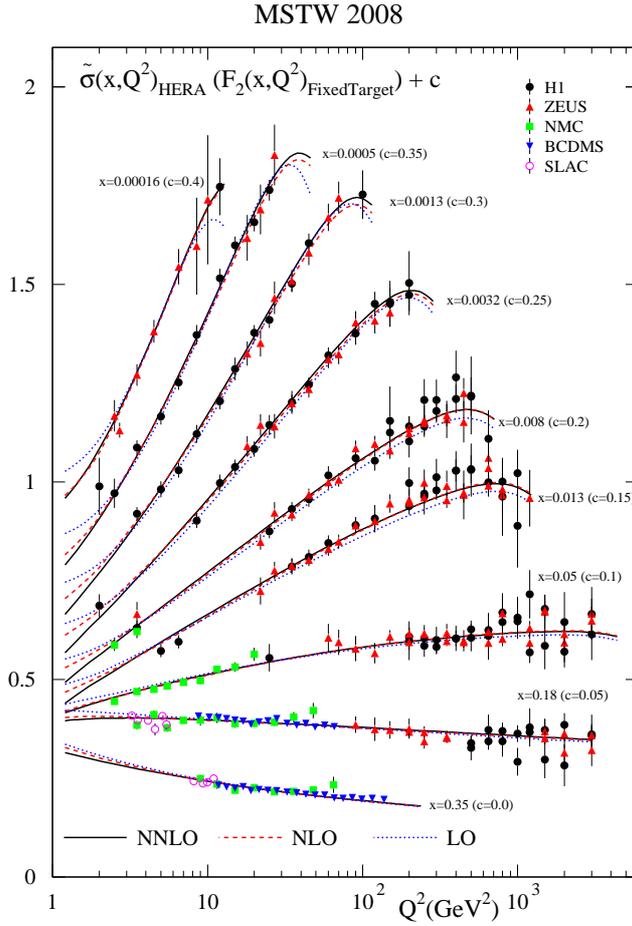
$$xg(x, Q_0^2) = A_g x^{\delta_g} (1-x)^{\eta_g} (1 + \epsilon_g \sqrt{x} + \gamma_g x) + A_{g'} x^{\delta_{g'}} (1-x)^{\eta_{g'}}, \quad (3.3.4e)$$

$$x(s + \bar{s})(x, Q_0^2) = A_+ x^{\delta_S} (1-x)^{\eta_+} (1 + \epsilon_S \sqrt{x} + \gamma_S x), \quad (3.3.4f)$$

$$x(s - \bar{s})(x, Q_0^2) = A_- x^{\delta^-} (1-x)^{\eta^-} (1 - x/x_0), \quad (3.3.4g)$$

onde  $\Delta \equiv \bar{d} - \bar{u}$ ,  $q_v \equiv q - \bar{q}$  e a contribuição dos sabores leves dos quarks de mar é

$$S \equiv 2(\bar{u} + \bar{d}) + s + \bar{s}. \quad (3.3.5)$$



**Figura 3.6:** Descrição dos dados selecionados de corrente neutra para a seção de choque reduzida provenientes de HERA (H1 e ZEUS) e de  $F_2$  provenientes de experimentos de alvo fixo (SLAC, NMC e BCDMS) utilizando a parametrização MSTW2008.

Como apresenta na Eq. (3.1.32), existem vínculos a serem empregados para cada distribuição, que representam as regras de soma da QCD

$$\int_0^1 dx u_v(x, Q_0^2) = 2, \quad (3.3.6a)$$

$$\int_0^1 dx d_v(x, Q_0^2) = 1, \quad (3.3.6b)$$

$$\int_0^1 dx s_v(x, Q_0^2) = 0, \quad (3.3.6c)$$

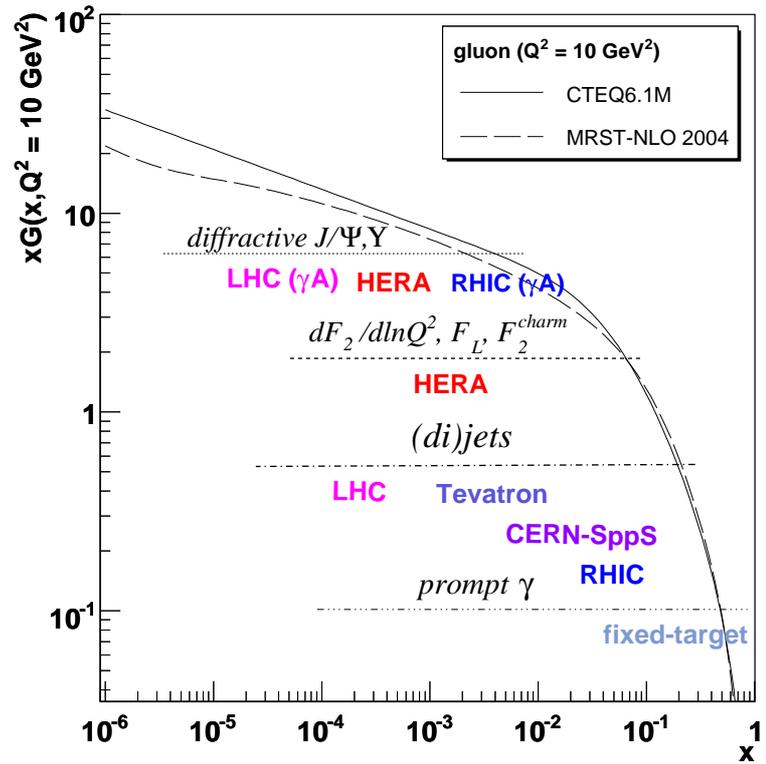
juntamente com a regra de soma do momentum do hádron

$$\int_0^1 dx x [u_v(x, Q_0^2) + d_v(x, Q_0^2) + S(x, Q_0^2) + g(x, Q_0^2)] = 1. \quad (3.3.7)$$

Assim, os parâmetros  $A_i$  e  $x_0$  podem ser fixados em termos dos demais parâmetros, reduzindo o número de parâmetros livres. Ademais, são feitos tratamentos para incluir a contribuição de sabores pesados ( $c$ ,  $b$  ou  $t$ ). A Fig. 3.6 ilustra o uso da parametrização MSTW para a descrição dos dados de HERA e de experimentos de alvo fixo, onde os dados correspondem às medidas da seção de choque reduzida para HERA

$$\tilde{\sigma}(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - \frac{y^2}{1 + (1 - y^2)} F_L(x, Q^2). \quad (3.3.8)$$

Os dados de  $F_2$  para os experimentos de alvo fixo estão situados na região de baixo  $Q^2$  e alto  $x$ , e representam efetivamente a seção de choque reduzida, pois  $y$  é desprezível neste regime



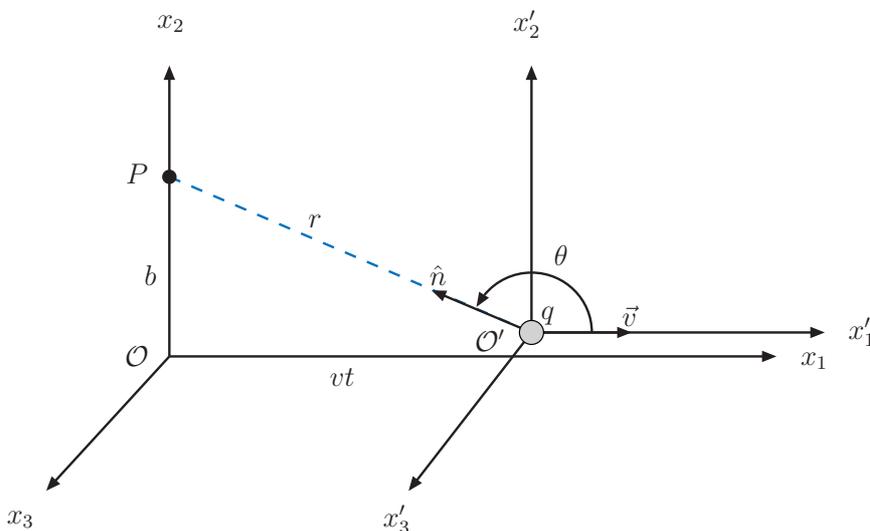
**Figura 3.7:** Medidas da distribuição de glúon no próton a partir de diferentes processos em distintos aceleradores.

cinemático. Como se pode ver, as curvas descrevem razoavelmente bem os dados, onde as previsões em LO apresentam uma variação entre 0.5 e 1% menor. A Fig. 3.7 apresenta os diferentes processos que permitem a medida da distribuição de glúon no próton, evidenciando os aceleradores em questão. Como se pode ver, as medidas poderão ser estendidas no LHC até uma fração de momento da ordem de  $10^{-5} - 10^{-6}$  [90].

Portanto, as parametrizações disponíveis descrevem razoavelmente os dados existentes para o DIS e processos associados. Porém, ainda existem incertezas quanto ao modo das análises feitas para cada parametrização, mas possivelmente serão cada vez mais restringidas com a tomada de dados dos novos experimentos em altas energias, como o LHC do CERN.

### 3.4 Campos eletromagnéticos em regime relativístico

Indo além da interação difrativa abordada pela troca de Reggeons, as interações eletromagnéticas possuem propriedades semelhantes às troca de Reggeons com os números quânticos do vácuo, ou seja, produzindo uma lacuna de rapidez no estado final do processo. Da mesma forma à apresentada na troca de Pomerons, processos envolvendo a emissão de fótons para participarem do subprocesso duro também sofrem com as interações secundárias que populam a lacuna de rapidez. Contudo, a fração de eventos onde a lacuna de rapidez sobrevive é significativamente maior no caso eletromagnético do que no caso cromodinâmico, visto que os processos que contribuem para as interações secundárias são subdominantes em altas energias. As Colisões Ultraperiféricas (*“Ultra-peripheral Collisions”* - UPC) terão papel importante nas colisões com grande parâmetro de impacto, onde as interações pela Força Forte serão suprimidas pela grande distância entre as partículas incidentes, tornando as interações eletromagnéticas dominantes. Com isso, estimar a contribuição dos processos envolvendo a troca de fótons passa a ser de importância singular a fim de discriminar os principais meios de produção, principalmente para o bóson de Higgs.



**Figura 3.8:** Sistema de coordenadas dos referenciais  $K$  e  $K'$  para a partícula de carga  $q$  e com velocidade  $\vec{v}$ . O vetor unitário  $\hat{n}$  aponta na direção da linha de distância  $r$  que liga a origem do referencial  $K'$  com o ponto onde o observador se localiza no referencial  $K$ . O ângulo entre o vetor unitário  $\hat{n}$  e o vetor velocidade instantânea  $\vec{v}$  é dado por  $\theta$ , e a origem do referencial  $K'$  se localiza no ponto  $vt$  em relação a  $x_1$  em  $K$ .

### 3.4.1 Dinâmica relativística de campos eletromagnéticos

Uma das principais grandezas empregadas na Teoria Eletromagnética é o tensor intensidade do campo, dado por

$$F^{\alpha\beta} = \partial^\mu A^\beta - \partial^\beta A^\alpha = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.4.1)$$

Dessa forma, a transformação dos campos eletromagnéticos  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$  de um referencial  $K$  para um referencial  $K'$  obedece a lei [91]

$$F^{\alpha\beta} = \frac{\partial x'^\alpha}{\partial x^\gamma} \frac{\partial x'^\beta}{\partial x^\delta} F'^{\gamma\delta}, \quad (3.4.2)$$

ou seja, aplicar-se as transformações de Lorentz ao tensor intensidade de campo  $F^{\alpha\beta}$ . Efetuando uma transformação de um referencial  $K$  para um referencial  $K'$  que se move com velocidade  $\vec{v}$  em relação ao primeiro, os campos  $E$  e  $B$  são expressos neste novo referencial na forma

$$\vec{E}' = \gamma(\vec{E} + \vec{\beta} \times \vec{B}) - \frac{\gamma^2}{\gamma + 1} \vec{\beta}(\vec{\beta} \cdot \vec{E}), \quad (3.4.3a)$$

$$\vec{B}' = \gamma(\vec{B} - \vec{\beta} \times \vec{E}) - \frac{\gamma^2}{\gamma + 1} \vec{\beta}(\vec{\beta} \cdot \vec{B}). \quad (3.4.3b)$$

A principal característica que se pode observar neste resultado é a correlação existente nos campos descritos no referencial em movimento. Sendo independentes no referencial  $K$ , os campos  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$  passam a descrever conjuntamente ambos os campos elétrico e magnético do referencial  $K'$ . Uma consequência importante deste efeito observado em campos eletromagnéticos pode ser vista no movimento de partículas carregadas. Como a partícula está em

repouso em seu referencial ( $K'$ ), os campos  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$  são descritos pela inversa da Eq. (3.4.3)<sup>1</sup>. Dessa forma, a Fig. 3.8 ilustra esta configuração, onde  $b$  determina a distância entre o observador no ponto  $P$  e a trajetória da partícula. Podemos considerar que a partícula inicia seu movimento a partir da posição de mínima aproximação em relação ao observador, ou seja,  $r = (0, 0, b, 0)$ . Assim, com o passar do tempo a posição deste observador em relação ao referencial da partícula é dado por

$$x'_1 = -vt', \quad (3.4.4a)$$

$$x'_2 = b, \quad (3.4.4b)$$

$$x'_3 = 0, \quad (3.4.4c)$$

$$r' = \sqrt{b^2 + (vt')^2}. \quad (3.4.4d)$$

Como a coordenada  $x'_1$  (e, conseqüentemente,  $r'$ ) somente dependem do tempo  $t'$ , esta é a única variável que necessita ser transformada a fim de expressar a posição da partícula em relação ao observador em  $P$ ,

$$t' = \gamma t = \gamma \left[ t - \left( \frac{v^2}{c^2} \right) x_1 \right]. \quad (3.4.5)$$

Estando a partícula em repouso em seu referencial, os campos  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$  [91]

$$E'_1 = -qv't'/r'^3, \quad (3.4.6a)$$

$$E'_2 = qb/r'^3, \quad (3.4.6b)$$

$$E'_3 = B'_1 = B'_2 = 0, B'_3 = 0. \quad (3.4.6c)$$

Expressando o campo em relação ao referencial  $K$ , as componentes não-nulas são

$$E_1 = E'_1 = -\frac{q\gamma vt}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}}, \quad (3.4.7a)$$

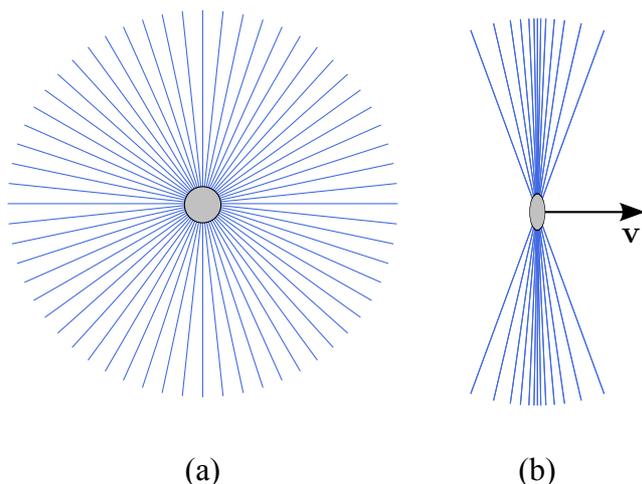
$$E_2 = E'_2 = \frac{\gamma qb}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}}, \quad (3.4.7b)$$

$$B_3 = \gamma\beta E'_2 = \beta E_2. \quad (3.4.7c)$$

Analisando a dependência de cada componente em relação a  $\beta$ , pode-se notar que, para uma partícula com velocidade muito próxima à da luz, o comportamento do campo eletromagnético é diferente do convencional com as linhas de campo radiais. Devido aos efeitos relativísticos, o tempo em que o campo se torna apreciável no ponto  $P$  do observador diminui com  $\gamma \rightarrow 1$ . Com isso, o campo eletromagnético de uma partícula carregada com velocidade relativística pode ser comparado a um pulso de radiação eletromagnética. Analogamente, podemos ver pela Fig. 3.8 que o campo elétrico aponta na direção do vetor radial unitário  $\vec{n}$ . Assim, expressando o campo elétrico  $\vec{E}$  em termos da posição instantânea  $r$  da partícula em relação ao ponto  $P$ , e definindo o ângulo  $\theta = \arccos(\hat{n} \cdot \vec{v})$  entre a direção de movimento da partícula e o vetor  $\hat{n}$ , tem-se

$$\vec{E} = \frac{q\vec{r}}{r^3\gamma^2(1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^{3/2}}. \quad (3.4.8)$$

<sup>1</sup> A transformação inversa é dada pela substituição de  $\vec{\beta} \rightarrow -\vec{\beta}$ .



**Figura 3.9:** Linhas de força do campo elétrico para (a)  $\gamma = 1$ , descrito para uma partícula em repouso, e (b)  $\gamma = 3$  para uma partícula com velocidade com vetor velocidade instantânea na direção  $x_1$ .

Como se pode ver, o campo elétrico é radial e isotrópico para  $\beta = 0$ . Contudo, no limite relativístico, existem direções preferenciais nas quais o campo possui maior intensidade: quando temos  $\theta = 0, \pi$ , o termo senoidal se anula, acarretando numa supressão do campo elétrico de um fator  $\gamma^2$ , porém, para  $\theta = \pi/2, 3\pi/2$ , o termo senoidal possui valor máximo, o que incrementa o campo elétrico na direção transversal de um fator  $\gamma$ . Portanto, o campo elétrico da partícula com velocidade relativística é mais intenso na direção transversal em relação ao seu movimento, sendo nula na direção longitudinal, efeito este que é ilustrado pela Fig. 3.9. Este é o efeito mais importante para as UPC, onde os fótons provenientes destas componentes transversais permitem a interação com a outra partícula incidente.

### 3.4.2 Método de Fóton Equivalente

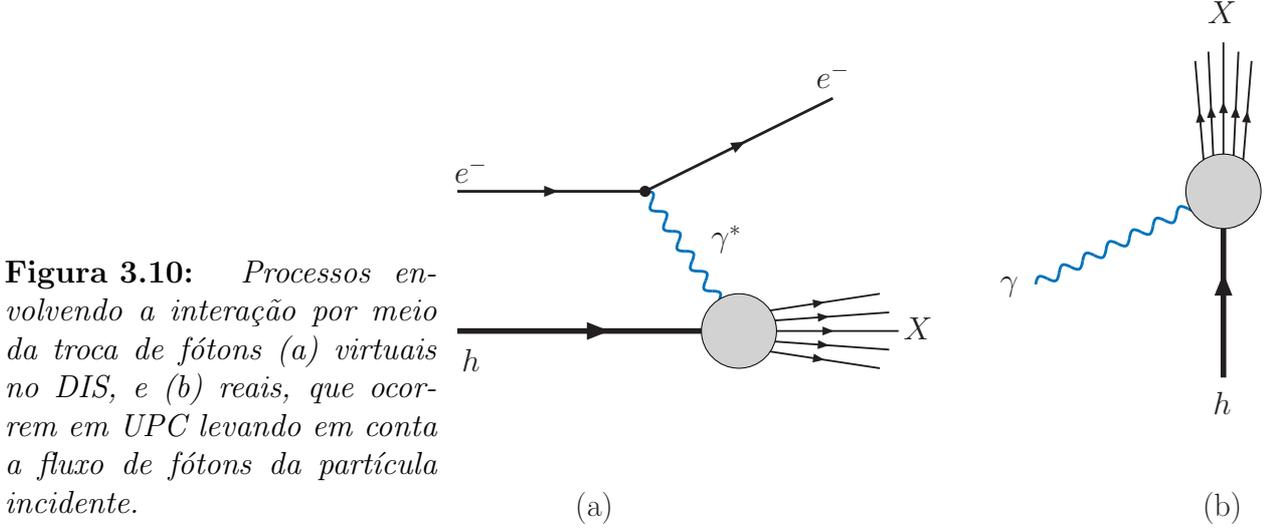
O efeito relativístico sobre o campo eletromagnético de partículas carregadas já foi estudado para determinar qual a probabilidade dos fótons provenientes deste campo participarem de colisões lépton-hádrôn [92], ilustrado pela Fig. 3.10. Dessa forma, será possível estimar o espectro de fótons equivalentes de uma partícula incidente, onde, neste caso, será considerado um elétron ou pósitron. Em processos dessa natureza, um elétron com momentum  $p = (E, \vec{p})$  é espalhado em um estado final de muitas partículas de momentum total  $p' = (E', \vec{p}')$ . A interação entre o lépton e o hádrôn em repouso [ $P = (M, \vec{0})$ ] é dada pela troca de um fóton real<sup>2</sup> de momentum  $k = p - p'$  proveniente do campo eletromagnético, o qual é tomado como a partícula incidente.

Sendo assim, a seção de choque de um processo fóton-lépton, para um fóton real não-polarizado, pode ser escrita da forma

$$d\bar{\sigma} = \frac{mM}{\sqrt{(p \cdot P)^2 - m^2 M^2}} \overline{|M_{fi}|^2} (2\pi)^4 \delta^4(P_X + p' - P - p) \frac{m d^3 \vec{p}'}{(2\pi)^3 E'} \prod_{n=1}^N \frac{m_n d^3 \vec{P}'_n}{(2\pi)^3 E'_n}, \quad (3.4.9)$$

onde um férmion é tomado como alvo e, após a interação, é produzido um estado  $X$  de  $N$  partículas. O termo  $\overline{|M_{fi}|^2}$  consiste no produto da amplitude de espalhamento e sua

<sup>2</sup> O fóton chamado *real* é a partícula convencional estudada na Teoria Eletromagnética, e que obedece a relação de dispersão  $k^2 = \omega^2 - \vec{k}^2 = 0$ . De outra forma, o fóton dito *virtual* é aquele em que vale a relação  $k^2 = (p - p')^2 = 2m^2 - p \cdot p' < 0$ , o que é conhecido na Relatividade Restrita como um quadri vetor do tipo espaço. Neste último caso, quando tratado o fóton virtual em Física de Partículas, a grandeza  $k^2$  é ocasionalmente chamada de *virtualidade*.



conjugada sobre o qual a média sobre os spin do estado inicial é efetuada. Assim, esta pode ser fatorizada na forma

$$\overline{|M_{fi}|^2} = \frac{(4\pi)^2 e^2}{(k^2)^2} L^{\mu\nu} H_{\mu\nu}, \quad (3.4.10)$$

onde  $L^{\mu\nu}$  e  $H_{\mu\nu}$  são os tensores leptônico e hadrônico do DIS, respectivamente, e dados por

$$L^{\mu\nu} = \frac{1}{2m^2} [p'^\mu p'^\nu + p'^\nu p'^\mu - g^{\mu\nu}(p' \cdot p' - m^2)], \quad (3.4.11a)$$

$$W^{\mu\nu} = \sum_{\text{Spins}} J_{fi}^{\mu*}(P'_n, P) J_{fi}^\nu(P'_n, P). \quad (3.4.11b)$$

O tensor leptônico pode ser calculado exatamente, porém, não temos muita informação sobre o tensor hadrônico devido a complexidade do conteúdo partônico no interior do hádron. Para esse fim, é comumente utilizada a função de distribuição de pártons no interior do hádron em estudo. A seção de choque dada pela Eq. (3.4.9) pode ser simplificada utilizando a expressão para o tensor leptônico e a relação  $k^2 = (p - p')^2 = 2m^2 - p \cdot p'$ , resultando em

$$\sigma = \int \frac{d^3 \vec{p}'}{|\vec{p}'| E'} \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{1}{k^4} \left( 2p^\mu p'^\nu + g^{\mu\nu} \frac{k^2}{2} \right) H_{\mu\nu} 2\pi d\Gamma, \quad (3.4.12)$$

onde

$$d\Gamma = (2\pi)^4 \delta^4(P_X + p' - P - p) \prod_{n=1}^N \frac{m_n d^3 \vec{P}'_n}{(2\pi)^3 E'_n}. \quad (3.4.13)$$

é o elemento diferencial de volume do espaço de fase de  $n$  corpos.

Como os fótons provenientes do campo eletromagnético são reais, somente a parte transversa destes fótons irá contribuir para a seção de choque. Assim, a seção de choque elétron-hádron pode ser reduzida para

$$\sigma = \int \frac{d^3 \vec{p}'}{|\vec{p}'| E'} \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{1}{k^4} \left( 2p_i p_j + \delta_{ij} \frac{k^2}{2} \right) H_{ij}^{\perp 0} 2\pi d\Gamma, \quad (3.4.14)$$

sendo  $H_{ij}^{\perp 0}$  a parte espacial do tensor hadrônico, e o índice 0 especifica que o tensor hadrônico é tomado para a interação de um fóton real com o hádron em questão. O momentum  $k^2$  do fóton real pode ser expresso em termos das energias inicial e final do elétron e o ângulo de espalhamento

$$k^2 = (p - p')^2 = 2m^2 - p \cdot p' = 2m^2 - 2EE' + 2|\vec{p}'||\vec{p}| \cos \theta. \quad (3.4.15)$$

O valor máximo atingido neste caso ( $\theta = \pi$ ), para  $E \gg m$ , é dado por

$$k_+^2 = 2m^2 - 2EE' - 2|\vec{p}'||\vec{p}| \simeq -2EE' - 2|\vec{p}'||\vec{p}| \simeq -4EE', \quad (3.4.16)$$

onde, na última expressão, foi usada a aproximação  $E = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2} \simeq \sqrt{\vec{p}^2} = |\vec{p}|$ . Entretanto, utilizando essa mesma aproximação para se obter o valor mínimo ( $\theta = 0$ ), a integral da Eq. (3.4.14) diverge. Assim, introduz-se a expansão  $|\vec{p}| = \sqrt{E^2 - m^2} \simeq E(1 - m^2/2E^2)$ , o que remete a

$$k_-^2 \simeq 2m^2 - 2EE'(1 - \cos \theta) - m^2 \left( \frac{E^2 + E'^2}{EE'} \right) \cos \theta = -m^2 \frac{\omega^2}{EE'} \quad (3.4.17)$$

Com estes valores, reescreve-se a integral em relação ao momentum do elétron do estado final em termos de  $k^2$

$$\begin{aligned} \int d^3\vec{p}' &= \int_0^{|\vec{p}'|} d|\vec{p}'| |\vec{p}'|^2 \int_{-1}^{+1} d(\cos \theta) \int_0^{2\pi} d\varphi \\ &\simeq 2\pi \int_0^E dE' E'^2 \int_{-1}^{+1} d(\cos \theta) \simeq 2\pi \int_0^E \frac{E'^2 dE'}{2EE'} \int_{k_-^2}^{k_+^2} dk^2. \end{aligned} \quad (3.4.18)$$

De posse desse resultado, a seção de choque elétron-hádron pode ser reescrita a partir do resultado contido em [92] a fim de se obter a expressão

$$\sigma = \frac{\alpha}{\pi} \int_0^E dE' \frac{2\omega E'^2}{2E^2 E'^2} \int_{k_-^2}^{k_+^2} \frac{dk^2}{k^4} \left( -\frac{k^2}{2} + \frac{E^2 E'^2}{\vec{k}^2} \sin^2 \theta \right) d\bar{\sigma}_\gamma(\omega) = \int_0^E d\omega \frac{N(\omega)}{\omega} d\bar{\sigma}_\gamma(\omega), \quad (3.4.19)$$

onde  $d\bar{\sigma}_\gamma$  é a seção de choque do subprocesso fóton-hádron. A partir dos limites obtidos para  $k^2$ , pode-se ver que na integral acima as contribuições mais significativas serão dadas pelos fótons com pequenas virtualidades, os quais são chamados de *quasi-reais*. As virtualidades serão da ordem  $k^2 \simeq k_-^2 = \mathcal{O}(m^2)$ , e possuem maior contribuição devido aos termos nos denominadores da Eq. (3.4.17). Logo, esta é a principal característica presente em processos denominados UPC, e que estará intimamente ligado com a estrutura das partículas em colisão, como será explicado na Seç. 3.4.3.

A Eq. (3.4.19) foi expressa em termos da seção de choque do subprocesso fóton-hádron e do espectro de energia dos fótons equivalentes emitidos do elétron, o qual é conhecido como aproximação de Weizsäcker-Williams [93]. Efetuando-se a integral em relação a  $k^2$ , a

expressão completa para o espectro de energia pode ser obtida

$$\begin{aligned}
N(\omega) &= \frac{\alpha}{\pi} \int_0^E dE' \frac{2\omega E'^2}{2E^2 E'^2} \int_{k_-^2}^{k_+^2} \frac{dk^2}{k^4} \left( -\frac{k^2}{2} + \frac{E^2 E'^2}{\vec{k}^2} \sin^2 \theta \right) \\
&= \frac{\alpha}{\pi E^2} \left\{ [E^2 + (E - \omega)^2] \ln \left( \frac{2E}{m} \right) + \frac{\omega^2}{2} \ln \left( \frac{E - \omega}{\omega} \right) - E^2 + E\omega \right. \\
&\quad \left. + \frac{(2E - \omega)^2}{2} \ln \left( \frac{E - \omega}{2E - \omega} \right) \right\} \\
&= \frac{\alpha}{\pi} \left\{ -1 + \frac{\omega}{E} + \left[ 1 + \left( 1 - \frac{\omega}{E} \right)^2 \right] \ln \left( \frac{2E}{m} \right) + \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{E^2} \ln \left( \frac{E - \omega}{\omega} \right) \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{2} \left( 2 - \frac{\omega}{E} \right)^2 \ln \left( \frac{E - \omega}{2E - \omega} \right) \right\}. \tag{3.4.20}
\end{aligned}$$

Portanto, para processos envolvendo fótons reais em UPC, a seção de choque pode ser fatorizada em termos do fluxo de fótons  $N(\omega)/\omega$  proveniente da partícula incidente e da seção de choque do subprocesso de interesse. Similarmente, para processos envolvendo dois fótons equivalentes, provenientes neste caso de dois hádrons, a fatorização é efetuada na forma

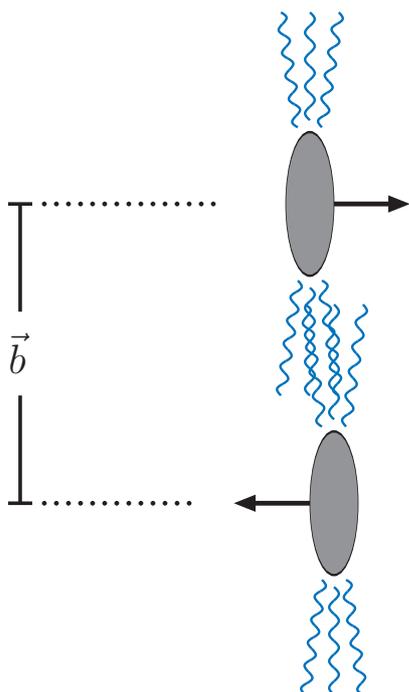
$$\sigma_{hh} = \int d\omega \frac{N_1(\omega)}{\omega} \frac{N_2(\omega)}{\omega} \sigma_{\gamma\gamma}(\omega). \tag{3.4.21}$$

Após a integração em relação a energia do(s) fóton(s), a seção de choque hadrônica poderá ser descrita em termos de outras variáveis dependendo do processo a ser estudado e obtido através da cinemática do processo, tais como: parâmetro de impacto  $b$ , massa  $M_i^2$  da partícula ou massa do par  $M_{ii}^2$  (para o caso de diléptons) produzido, fração de momentum  $x$  carregada pelo párton, rapidez  $y$  da partícula no estado final, etc.

### 3.4.3 Processos ultraperiféricos em aceleradores

O estudo de interações em colisões hadrônicas por meio da troca de fótons do campo eletromagnético de partículas em colisão foi proposto por Fermi [94] com o intuito de analisar a produção de partículas  $\alpha$ . Mais tarde, a formulação completa para o método de fótons equivalentes foi efetuada por Weizsäcker e Williams, como demonstrado na Seç. 3.4.2. Contudo, este tipo de interação passa a ser bastante estudado para colisões entre íons pesados, pois o fluxo de fótons nestas colisões é proporcional ao quadrado do número de prótons no interior do íon ( $Z$ ), incrementando a seção de choque de produção.

Dessa forma, o Método de Fótons Equivalentes pode ser aplicado para qualquer centralidade, contudo, dependendo da proximidade dos hádrons durante a interação, interações pela troca de quarks e glúons passam a ser favoráveis, suprimindo as interações eletromagnéticas. Em virtude disso, as UPC são estudadas para processos com grande parâmetro de impacto, que neste caso devem ser da ordem de  $|\vec{b}| \gtrsim R_1 + R_2$ , onde  $R_i$  são os raios das partículas em colisão. Esperando-se que a distância entre os hádrons seja maior que 1 fm, as interações fortes podem ser desconsideradas frente aos processos pela troca de fótons equivalentes. A Fig. 3.11 ilustra o diagrama para uma UPC e demonstra as linhas de força do campo contraídas pelo fator de Lorentz.



**Figura 3.11:** Representação de uma UPC pela ação dos campos eletromagnéticos das partículas em colisão. No caso de colisão entre núcleos o campo de fótons é incrementado pelo número de prótons  $Z$ . A assimetria do processo favorece a produção em rapidezzes não-centrais.

Quando se consideram colisões entre núcleos, o campo de fótons ao redor destas partículas pode ser encarado como uma nuvem eletromagnética constituída por fótons. Assim, todas as partículas carregadas contidas no interior do núcleo contribuem para a formação desta nuvem. Como demonstrado na Seção anterior, estes fótons possuem baixa virtualidade, no caso de núcleo pode ser visto como a emissão coerente a partir dos prótons a contribuir para a formação da nuvem ao redor do hádron. Com isso, a virtualidade dos fótons ao redor do núcleo possui uma relação direta com seu tamanho, pois com maior número de partículas carregadas em seu interior, menor é a ação coerente, o que define a condição de coerência

$$Q^2 \lesssim \frac{1}{R^2}, \quad (3.4.22)$$

onde  $R = (1.2 \text{ fm})A^{1/3}$  é o raio do núcleo. Apesar de o próton ser constituído só de uma partícula carregada, esta condição também se aplica.

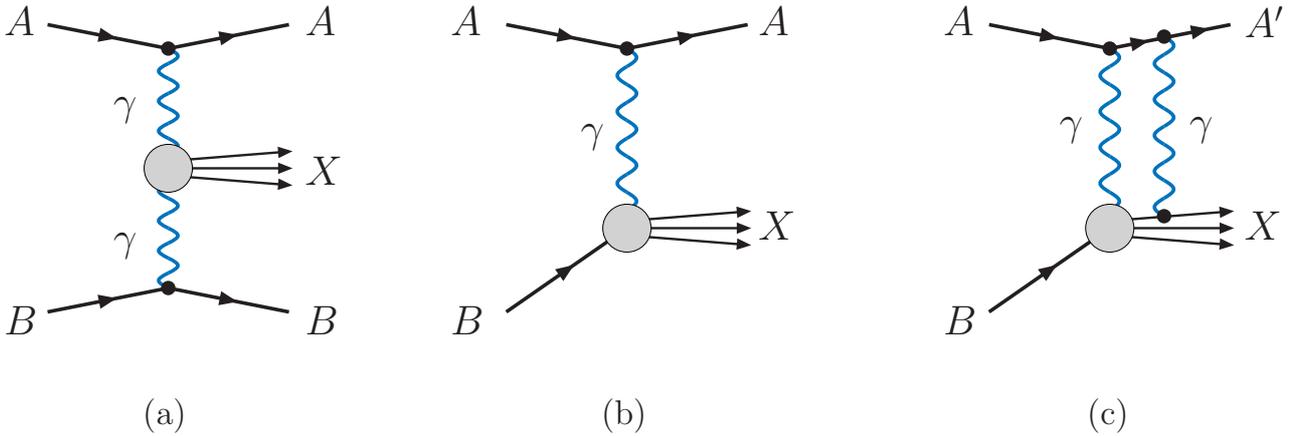
Como introduzido anteriormente, a relação de dispersão para os fótons equivalentes é dada por  $k^2 = \omega^2 + \mathbf{k}^2$ . No referencial de laboratório, a virtualidade pode ser expressa em termos desta relação de dispersão, sendo dada por

$$Q^2 = \frac{\omega^2}{\gamma_L^2 \beta_L^2} + \mathbf{Q}^2, \quad (3.4.23)$$

onde  $\gamma_L^2 = 1/(1 - \beta_L^2) = s/4m_p^2$  e, através desta relação, existe um limite máximo para a energia destes fótons, dado por

$$\omega_{max} \approx \frac{\gamma_L}{R}, \quad (3.4.24)$$

onde se espera alcançar uma energia de centro-de-massa máxima no LHC para processos  $\gamma\gamma$  em torno de  $W_{\gamma\gamma} = \sqrt{s_{\gamma\gamma}} = \sqrt{4\omega_1\omega_2} = 160$  (4500) GeV para colisões PbPb ( $pp$ ) [95]. Além disso, como o plano transversal não sofre os efeitos da contração de Lorentz, aplica-se o princípio de incerteza a fim de se obter um limite superior para o momentum transversal



**Fig. 3.12:** Diagramas representando as possíveis interações em Colisões Periféricas nucleares. Dependendo da troca de fótons, o processo pode ser (a) a produção central pelo vértice direto ou indireto de fusão de fótons, ou (b) reação fotonuclear pela interação por fóton, ou (c) desmembramento do núcleo pela troca de um fóton.

do fóton emitido de um núcleo A

$$p_T \lesssim \frac{1}{R}, \quad (3.4.25)$$

o qual é 28 MeV para o feixe de Pb e 330 MeV para o feixe de prótons [96]. Outra variável cinemática de interesse em UPC é a fração de energia  $x_\gamma = \omega/E$  portada pelo fóton em termos da energia do núcleo  $E = M_N \gamma A$ . Esta fração possui um limite superior determinado pela condição de coerência

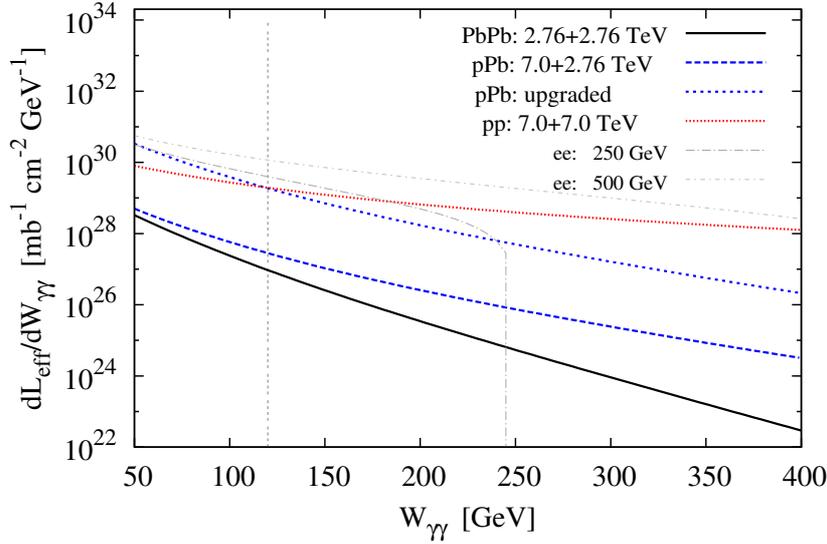
$$x_{\gamma,max} = \frac{1}{RM_N A}. \quad (3.4.26)$$

Mesmo sendo largamente estudadas atualmente com o advento do LHC, as UPC entre prótons possuem uma física menos atraente do que colisões fotonucleares. Neste caso, existe a possibilidade de interação entre fótons provenientes de ambos os núcleos ou de um destes fótons interagir diretamente com o conteúdo hadrônico do outro núcleo. Assim, inúmeras análises podem ser feitas para se estudar os processos possíveis em colisões desta natureza. A Fig. 3.12 ilustra os diferentes processos que podem ocorrer em colisões nucleares. No caso da Fig. 3.12a, o processo de produção central é um dos mais estudados para a produção de partículas específicas, como mésons vetoriais, quarks pesados, bóson de Higgs, etc. No trabalho desenvolvido neste Doutorado, o processo ilustrado pela Fig. 3.12b é o que mais se aproxima da proposta apresentada, visto que o fóton proveniente de um próton irá interagir com o segundo próton para a produção do bóson de Higgs.

A seção de choque para processos nucleares pode ser descrita em termos da luminosidade<sup>3</sup> alcançada em cada acelerador. Em processos fóton-fóton, a seção de choque hadrônica pode ser expressa de forma similar a apresentada na Seção anterior

$$\sigma_{AA} = \int d\omega_1 d\omega_2 \frac{dL_{\gamma\gamma}}{d\omega_1 d\omega_2} \sigma^{\gamma\gamma}(\omega_1, \omega_2), \quad (3.4.27)$$

<sup>3</sup> Luminosidade por definição é o produto do número de partículas por unidade de área e de tempo com a opacidade do alvo, o que depende do tipo de colisão em estudo.

**Figura 3.13:**

*Luminosidades efetivas para a interação fóton-fóton para diversas espécies de núcleos. A estimativa para a colisão pPb é feita também para a futura atualização que o aparato experimental no LHC irá sofrer nos próximos anos. As curvas são comparadas com os resultados para a luminosidade do Acelerador Internacional Linear (International Linear Collider - ILC)  $e^+e^-$  em diferentes energias. [95]*

onde  $dL_{\gamma\gamma}/d\omega_1 d\omega_2$  é a luminosidade do processo fóton-fóton, expressa por

$$\frac{dL_{\gamma\gamma}}{d\omega_1 d\omega_2} = \int_{r_1 > R_1} \int_{r_2 > R_2} d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2 \frac{d^3N}{d\omega_1 d^2\mathbf{r}_1} \frac{d^3N}{d\omega_2 d^2\mathbf{r}_2}, \quad (3.4.28)$$

sendo  $d^3N/d\omega d^2\mathbf{r}_i$  o fluxo de fóton a partir de um núcleo de carga  $Z$  a uma distância  $r_i$ . Analogamente, para um processo  $pA$ , a seção de choque é dada por

$$\sigma_{pA} = \int d\omega \frac{dN_\gamma}{d\omega} \sigma_{\gamma p}(\omega). \quad (3.4.29)$$

Sendo assim, torna-se conveniente reescrever a seção de choque da Eq. (3.4.27) em termos da energia de centro-de-massa do subprocesso fóton-fóton,  $W_{\gamma\gamma}$ ,

$$\sigma_{AA} = \int \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dW_{\gamma\gamma}} W_{\gamma\gamma} \sigma_{AA}^{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma}). \quad (3.4.30)$$

Uma medida interessante é a luminosidade efetiva  $dL_{\gamma\gamma}^{eff}/dW_{\gamma\gamma} = L_{AA}(dL_{\gamma\gamma}/dW_{\gamma\gamma})$ , onde  $L_{AA}$  é a luminosidade da colisão nuclear, pois permite a comparação com a luminosidade de outros tipos de colisões estudadas em diferentes aceleradores. A Fig. 3.13 apresenta um comparação com as diferentes luminosidades alcançadas em diferentes processos. É notável a diferença existente entre as luminosidades entre os processos  $pp$  e os processos nucleares. Entretanto, devido a grande luminosidade e energia alcançada em processos  $pp$ , o que favorece a produção de um grande número de partículas, surge o problema do grande acúmulo de interações por *bunch*<sup>4</sup> do feixe. Dessa forma, os processos  $pA$  são favorecidos por possuírem luminosidade e energia intermediárias no LHC [95]. Como se pode observar na Fig. 3.13, o espectro de fótons equivalentes é fortemente suprimido em altas energias, decrescendo exponencialmente [96].

Com o intuito de mostrar a aplicação deste método, é possível estudar a produção difrativa do bóson  $Z^0$  no LHC ocorrendo em UPC  $pp$  [97]. Neste caso, o fóton real proveniente de um

<sup>4</sup> Os feixes em aceleradores de partículas não são contínuos, mas compostos por porções (*bunchs*) de partículas que irão compor o feixe. O problema do acúmulo de interações (*pile-up*) consiste em um grande número de interações simultâneas nestes *bunchs* do feixe.

dos prótons incidentes flutua em um dipolo de cor, que por sua vez interage com o segundo próton pela troca de um Pomeron no canal  $t$ . O cálculo da amplitude do dipolo de cor nesta abordagem é baseado no processo de Espalhamento Compton do tipo tempo  $q^2 = M_Z^2 > 0$ . Este processo é similar ao do tipo espaço ( $q^2 = -Q^2 < 0$ ), o qual é calculado a partir do Formalismo de Dipolos de Cor [98] para o Espalhamento Profundamente Inelástico de Corrente Carregada [99, 100]. Assim, a seção de choque hadrônica é expressa na forma

$$\sigma(pp \rightarrow p + Z + P) = 2 \int_0^\infty d\omega \frac{dN}{d\omega} \sigma(\gamma p \rightarrow Zp), \quad (3.4.31)$$

onde o fator 2 representa a possibilidade de ambos os prótons emitirem o fóton do estado inicial, e a seção de choque fóton-próton é dada por

$$\sigma_{\gamma p} = \frac{1}{16\pi} \left| \int dt \left[ i \int d^2\mathbf{r} \int_0^1 \frac{dz}{4\pi} \int d^2\mathbf{b} (\Psi_Z^* \Psi_\gamma)_\perp \sigma_{dip}(\mathbf{r}, t) \right] \right|^2, \quad (3.4.32)$$

sendo  $\Psi_i$  a função de onda transversa do fóton e do bóson  $Z^0$  e  $\sigma_{dip}$  é a seção de choque de dipolo, para a qual é utilizada a parametrização b-Sat [101, 102]. Neste caso,  $\mathbf{r}$  é o tamanho transverso do dipolo de cor e  $\mathbf{b}$  é o parâmetro de impacto, distância entre o centro do dipolo e o próton.

Como resultado, a comparação entre os resultados para o LHC e para o Tevatron apresenta uma seção de choque  $\gamma p$  três vezes maior no LHC do que a esperada para o Tevatron. Além disso, a taxa de eventos em rapidez central é em torno vinte vezes maior no LHC. Portanto, este estudo ilustra a aplicação do Método de Fótons Equivalentes a serem analisados no LHC quando os dados estiverem disponíveis no futuro.

### 3.5 Conclusões

Este capítulo apresentou o Espalhamento Profundamente Inelástico, bem como sua cinemática e as implicações causadas por seus resultados. A partir disso, foi introduzido o Modelo de Pártons, pelo qual se pode melhor compreender a estrutura interna dos hádrons e, através da QCD, pode-se evidenciar a violação no escalamento das funções de estrutura. Com isso, as parametrizações das distribuições de pártons nos hádrons foi introduzida, dando especial atenção para as parametrizações MSTW. Neste sentido, as conclusões físicas a respeito da dinâmica em pequeno  $x$  foram apresentadas.

Além disso, este capítulo apresentou a abordagem para as interações eletromagnéticas em colisões hadrônicas com grande parâmetro de impacto. As principais características destes processos foram discutidas e o cálculo da seção de choque hadrônica foi obtida pela convolução da seção de choque partônica e o fluxo de fótons proveniente do hádron incidente, no caso de colisões  $pA$  e com os dois fluxos de fótons, no caso de colisões AA.

Portanto, este capítulo introduziu os principais aspectos das colisões entre partículas em aceleradores, apresentando os principais resultados experimentais obtidos ao longo dos anos de operação de diferentes aceleradores e discutiu o impacto destes resultados na descrição teórica dos fenômenos abordados. Os resultados expressos nesta Seção servirão de base para os cálculos a serem apresentados no decorrer desta Tese.



## Capítulo 4

# Difração em altas energias

Na década de 1950, com a falta de uma teoria capaz de descrever os processos hadrônicos em altas energias, uma abordagem fenomenológica foi necessária para conseguir compreender a dinâmica existente na interação entre partículas em aceleradores, dando origem a Teoria de Regge. Logo, neste capítulo a fenomenologia das interações difrativas será discutida, apresentando brevemente a teoria de Regge e seus principais aspectos teórico-experimentais. Os resultados alcançados nesta descrição serão enumerados, principalmente aqueles relativos à natureza do Pomeron, partícula hipotética introduzida como mediador da interação difrativa. Com a aplicação desta teoria para processos duros em aceleradores, novas abordagens foram formuladas com o auxílio das teorias já estabelecidas, como a QCD e a Teoria Eletrofraca. Assim, a descrição da natureza do Pomeron segundo os graus de liberdade da QCD são introduzidos, salientando os avanços obtidos no sentido de explorar a produção de partículas específicas, como o bóson de Higgs. Finalmente, alguns aspectos teóricos e fenomenológicos serão discutidos, aspectos estes que limitam certas abordagens para a predição da seção de choque em eventos difrativos, o que traz consequências para o estudo desta Tese.

### 4.1 Teoria de Regge

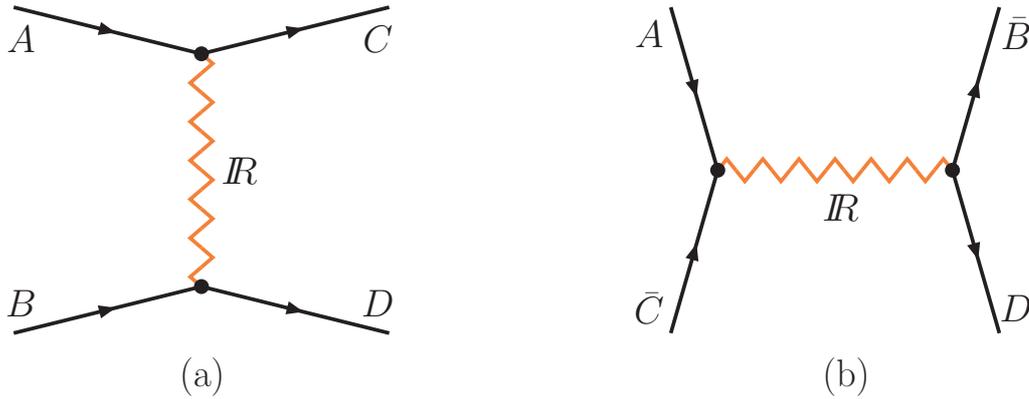
Antes do surgimento da Cromodinâmica Quântica como a Teoria Quântica de Campos que descreve a Interação Forte, outras formulações eram utilizadas para descrever fenomenologicamente os processos hadrônicos. Um dos mecanismos utilizados era a Teoria de Regge [103], a qual utilizava inicialmente a Mecânica Quântica Não-Relativística, e mais tarde foi incorporada à formulação matemática dos processos em altas energias com o intuito de promover o entendimento da natureza das interações entre partículas em processos inclusivos entre hádrons.

Quando estes processos ocorrem num regime de baixo momentum transferido, a ausência de uma escala dura não permite expandir os observáveis físicos em termos da constante de acoplamento forte, fazendo com que a QCD perturbativa não possa ser aplicada. Contudo, a Teoria de Regge tem fornecido uma boa descrição dos dados neste regime não-perturbativo, permitindo descrever dados de colisões próton-próton de maneira satisfatória [104]. Esta formulação para a descrição dos processos hadrônicos faz predições sobre as interações no canal  $t$ ,  $AC \rightarrow BD$ , obtidas através da continuação analítica da amplitude de espalhamento para o processo no canal  $s$ ,  $AB \rightarrow CD$ , os quais são ilustrados na Fig. 4.1. As variáveis de Mandelstam podem ser empregadas para estes processos

$$s = (p_A + p_B)^2, \quad (4.1.1a)$$

$$t = (p_A - p_C)^2, \quad (4.1.1b)$$

$$u = (p_A - p_D)^2. \quad (4.1.1c)$$



**Fig. 4.1:** Diagrama de Feynman representando o processo hadrônico segundo a Teoria de Regge no (a) canal  $s$  e no (b) canal  $t$ , onde  $\mathcal{R}$  denota a troca de um Reggeon.

Dessa forma, a Teoria de Regge relaciona as interações hadrônicas que ocorrem nos canais  $s$  e  $t$ . Todas as possíveis ressonâncias que podem ocorrer pela interação de  $A$  e  $B$  no canal  $s$  estão ligadas por uma trajetória linear no espaço bidimensional definido pelo quadrado de sua massa e o momento angular, desde que se conservem os números quânticos durante a interação.

### 4.1.1 Trajetórias de Regge

Considerando um sistema onde existe um potencial esfericamente simétrico e atrativo, existem estados ligados como famílias com momento angular e energia crescentes. Estes estados ligados surgem como pólos na amplitude de onda parcial  $a_\ell(k)$  para um dado momento angular inteiro  $\ell$ . A ideia inicial de Regge aplicada à Mecânica Quântica consistia em estender o momento angular para valores complexos, obtendo uma função de interpolação  $a(\ell, k)$ , a qual reduz à função  $a_\ell(k)$  para valores inteiros positivos de  $\ell$ . Para potenciais bem comportados as singularidades de  $a(\ell, k)$  surgem como pólos na amplitude de espalhamento, chamados pólos de Regge, os quais são localizados em valores definidos pela relação

$$\ell = \alpha(k), \quad (4.1.2)$$

onde  $\alpha(k)$  é uma função da energia chamada trajetória de Regge, ou mais conhecida na linguagem de Física de Partículas como Reggeon ( $\mathcal{R}$ ). Cada família de estados ligados ou ressonâncias corresponde a uma única trajetória de Regge. As energias destes estados são obtidas a partir da Eq. (4.1.2), determinando um valor físico ao momento angular  $\ell$ . Estendendo esta mesma aplicação para o espalhamento quântico relativístico, a amplitude de onda parcial relativística  $A_\ell(t)$  pode ser analiticamente continuada para valores complexos de  $\ell$ . A função resultante,  $A(\ell, t)$ , possui pólos em

$$\ell = \alpha(t), \quad (4.1.3)$$

onde cada pólo contribui para a amplitude de espalhamento com um termo que possui um caráter assintótico da forma [3]

$$A(s, t) \underset{s \rightarrow \infty}{\simeq} s^{\alpha(t)}. \quad (4.1.4)$$

Com isso, a singularidade dominante no canal  $t$ , ou seja, aquela que possui a maior parte real, determina o comportamento assintótico da amplitude de espalhamento no canal  $s$ . Logo, as

ressonâncias observadas neste canal ocorrem apenas para valores físicos de spin, tal que  $\Re\alpha(t)$  seja um número inteiro ou semi-inteiro.

Considerando a troca de um Reggeon no canal  $t$  na interação entre dois hádrons, a amplitude de espalhamento pode ser escrita em termos da amplitude de onda parcial

$$A(s, t) \simeq A_J(t)P_J(\cos \vartheta_t). \quad (4.1.5)$$

Mantendo  $t$  em um dado valor fixo e considerando o limite onde  $s \rightarrow \infty$ , a amplitude possui o comportamento assintótico

$$A(s, t) \underset{s \rightarrow \infty}{\simeq} s^J. \quad (4.1.6)$$

Com isso, a seção de choque total para o processo pode ser obtida pelo Teorema Óptico, implicando em

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{s} \Im A(s, t=0) \underset{s \rightarrow \infty}{\simeq} s^{2J-2}. \quad (4.1.7)$$

Considerando a trajetória  $\alpha(t)$  pela expansão em série de potências em torno de  $t = 0$ , para um  $t$  suficientemente pequeno, a trajetória pode ser parametrizada em uma forma linear

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t, \quad (4.1.8)$$

onde  $\alpha(0)$  e  $\alpha'$  são chamadas de intersecção e inclinação da trajetória, respectivamente. A Fig. 4.2 exemplifica uma trajetória de Regge pelo gráfico de  $\Re\alpha(t)$  versus  $M^2 = t$ , conhecido como gráfico de Chew-Frautschi [105]. Os estados físicos representados são mésons  $\rho$  e  $\rho_3$  no canal  $s$ . Através desta curva, obtém-se a intersecção e a inclinação da trajetória dos Reggeons, sendo razoavelmente descrita pelos parâmetros

$$\alpha(0) = 0.55, \quad (4.1.9a)$$

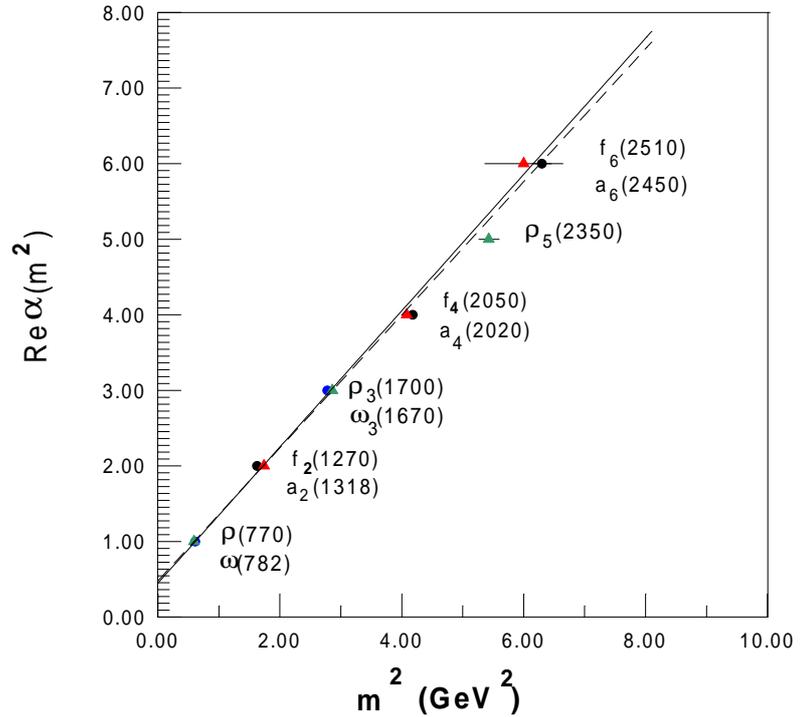
$$\alpha' = 0.86 \text{ GeV}^{-2}, \quad (4.1.9b)$$

onde esta linearidade se estende também para valores negativos de  $t$ . Cada trajetória possui números quânticos (paridade, conjugação de carga, paridade  $G$ , isospin, estranheza, etc.), os quais as caracterizam. Os mésons presentes na Fig. 4.2 possuem os seguinte números quânticos [3]

$$\begin{array}{llllll} f_2 & P = +1, & C = +1, & G = +1, & I = 0, & \xi = +1; \\ \rho & P = -1, & C = -1, & G = +1, & I = 1, & \xi = -1; \\ \omega & P = -1, & C = -1, & G = -1, & I = 0, & \xi = -1; \\ a_2 & P = +1, & C = +1, & G = -1, & I = 1, & \xi = +1. \end{array} \quad (4.1.10)$$

Dentre estas trajetórias, pode-se notar que a trajetória de  $f_2$  possui os números quânticos do vácuo, característica esta que será revista em processos de alta energia e caracterizará as interações descritas pela Teoria de Regge.

Portanto, a Teoria de Regge prediz que as interações entre hádrons em altas energias não ocorrem pela troca de uma partícula, mas sim de um Reggeon, isto é, uma família de ressonâncias no canal  $t$ . Os processos hadrônicos no limite de alta energia (grande  $s$ ), conhecido como Limite de Regge, são caracterizados pela troca de um ou mais Reggeons no canal  $t$ .



**Figura 4.2:** Gráfico de Chew-Frautschi representando as trajetórias mesônicas dominantes [106]. Neste caso, a variável  $J$  representa o spin da partícula.

### 4.1.2 Fenomenologia de Regge

Aplicando a Teoria de Regge para descrever processos de espalhamento em termos da troca de Reggeons, é conveniente escrever a amplitude para a troca de um simples Reggeon como

$$A(s, t) = \beta(t)\eta(t)s^{\alpha(t)}, \quad (4.1.11)$$

onde  $\beta(t)$  é o resíduo e  $\eta(t)$  é o fator de assinatura. Para trajetórias lineares, como expressa pela Eq.(4.1.8), o fator de assinatura pode ser expresso como

$$\eta(t) \simeq \eta(0)e^{-i\pi\alpha t/2}, \quad (4.1.12)$$

onde  $\eta(0) = \pm 1$  é a assinatura da onda parcial do espalhamento. Assumindo um comportamento exponencial em  $t$ , tem-se

$$\beta(t) \simeq \beta(0)e^{B_0 t/2}, \quad (4.1.13)$$

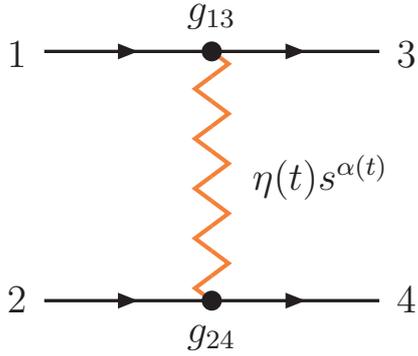
e a amplitude de Regge para grande  $s$  e pequeno  $|t|$  tem a forma

$$A(s, t) = \beta(0)\eta(0)s^{\alpha(0)} \exp \left[ \frac{B_0}{2} + \alpha' \left( \ln s - i\frac{\pi}{2} \right) \right]. \quad (4.1.14)$$

Logo, as trajetórias de Regge e as funções de resíduo são esperadas a serem reais abaixo da energia limiar, onde o fator de assinatura determina completamente a fase da amplitude do pólo de Regge. Utilizando propriedades da Matriz  $S$  de espalhamento, propõe-se expressar o resíduo do pólo de Regge  $\beta(t)$  em uma forma fatorizada

$$\beta(t) = g_{13}(t)g_{24}(t), \quad (4.1.15)$$

onde  $g_{ij}(t)$  são os acoplamentos em cada vértice da troca do Reggeon, como ilustra a Fig. 4.3. Esta propriedade de fatorização permite explorar a seção de choque do espalhamento para o acoplamento de diferentes partículas com os Reggeons da interação.



**Figura 4.3:** Diagrama de Feynman ilustrando a troca de um Reggeon.

Através da amplitude definida pela Eq. (4.1.11), efetua-se a estimativa da Teoria de Regge para a seção de choque total de espalhamento. Com a contribuição de um único pólo, a seção de choque pode ser escrita com o uso do Teorema Óptico

$$\sigma_{tot} \underset{s \rightarrow \infty}{\simeq} \frac{1}{s} \Im A(s, t = 0) \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} s^{\alpha(0)-1}. \quad (4.1.16)$$

Caso mais de um pólo contribua para a interação, o que remete a processos com valor de  $s$  intermediário, a seção de choque total é dada pelo soma das contribuições

$$\sigma_{tot} \sim \sum_i A_i s^{\alpha_i(0)-1}. \quad (4.1.17)$$

A seção de choque elástica é expressa pela Teoria de Regge na forma

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = F(t) s^{2\alpha(t)-2}, \quad (4.1.18)$$

onde  $F(t)$  é uma função de  $t$  incorporando a função resíduo. Caso muitos pólos contribuam para o processo, termos de interferência geralmente surgem. Considerando uma trajetória do tipo linear, a seção de choque elástica é dada por

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = F(t) s^{2\alpha(0)-2} e^{-2\alpha'|t| \ln s}. \quad (4.1.19)$$

Supondo que as partículas em colisão são iguais e considerado um comportamento exponencial para a função resíduo, assume-se a forma

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} \sim s^{2\alpha(0)-2} e^{-B|t|}, \quad (4.1.20)$$

com  $B = B_0 + 2\alpha' \ln s$ . A largura do pico frontal  $\Delta|t| = 1/(B_0 + 2\alpha' \ln s)$  decresce com o crescimento da energia. Este fenômeno é chamado de encolhimento do pico difrativo, o que pode ser interpretado como o aumento do raio de interação  $R_{int} \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} \sqrt{\alpha' \ln s}$ .

### 4.1.3 O Pomeron

As trajetórias de Regge discutidas até aqui possuem uma intersecção próxima de 0.5. As seções de choque previstas pela troca destas trajetórias [Eq. (4.1.16)] decresciam com a energia, porém as seções de choque hadrônicas eram conhecidas experimentalmente por terem um comportamento constante em relação a energia numa faixa  $\sqrt{s} \sim 10 - 20$  GeV. Atualmente,

já é conhecido o crescimento moderado das seções de choque em altas energias, mas nos anos 1960 não se atingiam energias muito altas, o que evidenciava um comportamento constante naquele regime. Com isso, propôs-se que, para a interação em altas energias, existiria a troca de um Reggeon cuja a trajetória na forma

$$\sigma_{tot} \propto s^{\alpha_{\mathcal{P}}(0) - \alpha'_{\mathcal{P}}(t)} \rightarrow s^{1 - \alpha'_{\mathcal{P}}(t)}, \quad (4.1.21)$$

com intersecção igual a 1, o qual foi chamado de Pomeron ( $\mathcal{P}$ ). Com isso, a seção de choque total para processos hadrônicos foi descrita pela contribuição de dois Reggeons [104]

$$\sigma_{tot} = X s^{\epsilon} + Y s^{-\eta}, \quad (4.1.22)$$

onde o primeiro termo se refere ao Pomeron e o segundo a um Reggeon referente a troca de mésons  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $f$  e  $a$ . A descrição dos dados de diferentes experimentos envolvendo a colisão de hádrons foi efetuada razoavelmente utilizando uma parametrização na forma  $\sigma \rightarrow s^{\alpha(0)-1}$ , encontrando as seguintes intersecções para os Reggeons

$$\epsilon = 0.0808, \quad (4.1.23a)$$

$$\eta = 0.4525, \quad (4.1.23b)$$

o que corrobora com a proposta de intersecção para o Pomeron em altas energias. A descrição dos dados de colisões hadrônicas em uma análise mais extensa [107, 108], a trajetória do Pomeron foi determinada na forma

$$\alpha_{\mathcal{P}}(t) = 1.0808 + \frac{0.250^{[107]}}{0.012^{[108]}} t/\text{GeV}^2, \quad (4.1.24)$$

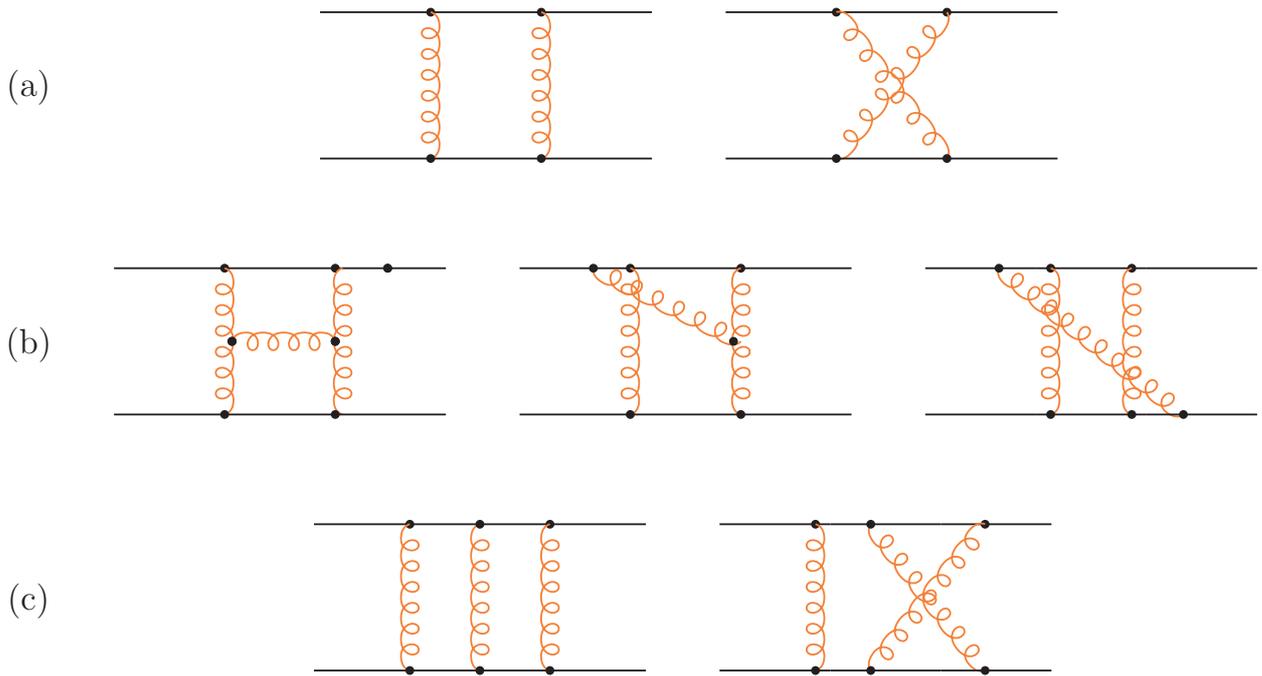
demonstrando uma inclinação mais suave que das trajetórias para mésons ( $\alpha'_{\mathcal{R}} \sim 1 \text{ GeV}^{-2}$ ). O valor ligeiramente maior que 1 para a intersecção da trajetória do Pomeron revela um crescimento suave da seção de choque em altas energias. De fato, experimentalmente a seção de choque em altas energias não decresce assintoticamente, revelando um comportamento suave no seu crescimento. Teoricamente, o Teorema de Froissart-Martin [109] determina que a seção de choque total hadrônica deve satisfazer a desigualdade no limite de Regge

$$\sigma_{tot} < A \ln^2 s, \quad (4.1.25)$$

onde  $A$  é determinado pela massa do pión, esperada ser igual a 60 mb. Este teorema é derivado utilizando a propriedade de unitariedade e a expansão em ondas parciais. Com uma intersecção maior que 1, o Pomeron viola, em princípio, este teorema. Entretanto, acredita-se que esta ligeira violação não ocorra para momenta abaixo da escala de Planck ( $1.22 \times 10^{19} \text{ GeV}$ ), apesar de outros estudos [110] apontarem a ocorrência desta violação para energia do Tevatron ( $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ ). Este comportamento da seção de choque em altas energias revela que dado um processo de espalhamento com esta característica, este deve ser dominado pela troca de números quânticos do vácuo [111]. Logo, evidencia-se que o Pomeron possui estes números quânticos, como assinalado anteriormente no caso de mésons. Com isso, a assinatura do Pomeron corresponde a  $\xi = +1$ , com uma amplitude assintótica

$$A_{\mathcal{P}}(s, t = 0) \underset{s \rightarrow \infty}{\simeq} i\beta_{\mathcal{P}}(0) s^{\alpha_{\mathcal{P}}(0)}, \quad (4.1.26)$$

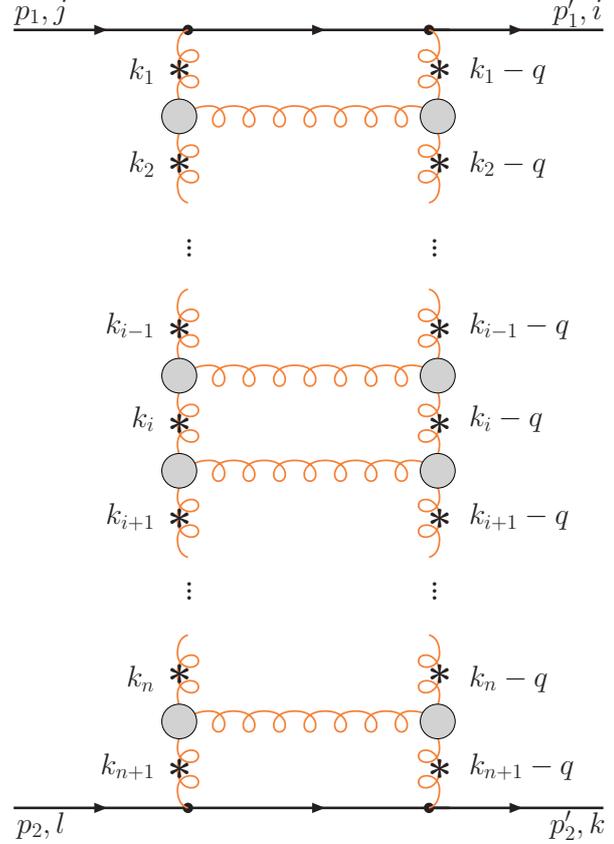
sendo puramente imaginária. No caso de uma assinatura negativa, a amplitude frontal ( $t = 0$ ) seria divergente. Esta propriedade do Pomeron será essencial para a descrição de processos



**Fig. 4.4:** Diagramas de Feynman ilustrando a troca de dois glúons que contribuem para a amplitude do Pomeron: (a) amplitude em ordem mais baixa, (b) correções radiativas reais, e (c) correções radiativas virtuais.

de colisão elástica entre hádrons, os quais permitirão detectar os hádrons incidentes intactos no estado final juntamente com os produtos da interação dura no subprocesso partônico.

Devido a esta propriedade peculiar do Pomeron, foi pensando então utilizar a Teorias Quântica de Campos conhecidas para descrever a Teoria de Regge em muito altas energias. Assim, a primeira proposta para a descrição do Pomeron foi proposta pela troca no canal  $t$  de um fóton com número quântico  $C = +1$  modificados [112], porém sem sucesso. Mais tarde, com o advento da Cromodinâmica Quântica, surgiu a ideia de descrever a interação pela troca de Reggeons utilizando os graus de liberdade da QCD. Como já se sabia que o Pomeron possuía os números quânticos do vácuo, esta interação foi estudada como sendo a troca de dois glúons no canal  $t$  [113]. Essa proposta incorpora inclusive o modelo de pártons, pois é possível considerar que os glúons possam interagir puntualmente com os quarks no interior dos hádrons, o que contribui positivamente para a amplitude de espalhamento. Tratando-se de troca de glúons entre férmions, existem diversas possibilidades para calcular a amplitude de espalhamento devido aos acoplamentos permitidos pela teoria. Isso significa que a amplitude de espalhamento entre hádrons pela troca de dois glúons no canal  $t$  resulta na contribuição em LO, sendo necessário computar todos os diagramas em ordens mais altas. Todos os diagramas possíveis da QCD que contribuem para esta interação estão ilustrados na Fig. 4.4, correspondendo aos diagramas em LO, e as correções radiativas reais e virtuais. Estas amplitudes são calculadas em aproximação de logaritmo dominante  $\ln s$  ("Leading Logarithm Approximation" - LLA), o que descarta os diagramas de correção de vértice, auto-energia e polarização do vácuo por serem subdominantes neste regime. Um resultado interessante obtido por meio desta formulação é a possibilidade de reunir as correções reais



**Figura 4.5:** Diagrama de Feynman que representa a escada de glúons com  $n$  vértices de Lipatov com momentum transferido  $t = q^2 = -\mathbf{q}^2$ . Os propagadores com asteriscos designam os propagadores dos glúons reggeizados.

em um único vértice efetivo, o qual foi chamado de vértice de Lipatov

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\rho}(k_1, k_2) = \frac{1}{s} \left[ \left( \alpha_1 + \frac{2k_1^2}{\beta_2 s} \right) p_1^{\rho} + \left( \beta_2 + \frac{2k_2^2}{\alpha_1 s} \right) p_2^{\rho} - (k_1^{\rho} + k_2^{\rho}) \right] 2p_{2\mu} p_{1\nu}, \quad (4.1.27)$$

onde  $p_{1,2}^{\mu}$  são os quadrivetores dos quarks em interação e  $k_{1,2}^{\mu}$  são os quadrivetores dos glúons no canal  $t$ , decompostos na parametrização de Sudakov [114]

$$k_{1,2}^{\mu} = \alpha_{1,2} p_1^{\mu} + \beta_{1,2} p_2^{\mu} + k_{1,2\perp}, \quad (4.1.28a)$$

$$k_{1,2\perp} = (0, \mathbf{k}_{1,2}, 0), \quad (4.1.28b)$$

$$k_{1,2}^2 = k_{1,2\perp}^2 \approx -\mathbf{k}_{1,2}^2, \quad (4.1.28c)$$

sendo o vetor  $\mathbf{k}_{1,2}$  um vetor de duas componentes ao longo do plano perpendicular ao eixo de incidência  $z$  e  $s = (p_1 + p_2)^2 \approx 2(p_1 \cdot p_2)$  é a energia de centro-de-massa do processo  $qq$ .

A importância de se conceber este vértice efetivo é que através dele se torna possível estender esta abordagem para todas as ordens em teoria da perturbação, construindo um diagramas com  $n$  trocas de glúons no canal  $s$ . Em cada troca de glúon entre os glúons do canal  $t$ , um vértice efetivo é adicionado para incluir as correções reais dos diagramas da Fig. 4.4b. O resultado é a chamada escada de glúons, ilustrada na Fig. 4.5, onde todos os glúons são parametrizados da mesma forma àquela introduzida na Eq. (4.1.28), apresentado um forte ordenamento nos momenta longitudinais e nenhum ordenamento nos momenta transversos

$$1 \gg \alpha_1 \gg \alpha_2 \gg \dots \gg \alpha_{n+1} \gg \mathbf{q}^2/s, \quad (4.1.29a)$$

$$1 \gg |\beta_{n+1}| \gg \dots \gg |\beta_2| \gg |\beta_1| \gg \mathbf{q}^2/s, \quad (4.1.29b)$$

$$\mathbf{k}_1^2 \simeq \mathbf{k}_2^2 \simeq \dots \simeq \mathbf{k}_n^2 \simeq \mathbf{k}_{n+1}^2 \simeq \mathbf{q}^2, \quad (4.1.29c)$$

onde  $\mathbf{q}^2$  é o momentum transferido ao longo da escada de glúons. Esta série de vértices efetivos permite reescrever a amplitude de espalhamento da escada de glúons de forma que o propagador dos glúons no canal  $t$  possa ser modificado para incluir as correções radiativas virtuais, resultando

$$D_{\mu\nu}(s_i, k_i^2) = -i \frac{g_{\mu\nu}}{k_i^2} \left( \frac{s}{\mathbf{k}^2} \right)^{\alpha_g(k_i^2)-1}. \quad (4.1.30)$$

Com esta modificação em seu propagador, este é o conhecido glúon reggeizado, e, baseado na Teoria de Regge,  $\alpha_g(t) = 1 + \varepsilon(t)$  é a trajetória deste glúon no canal  $t$ , com

$$\varepsilon(k_i^2) = \frac{N_c \alpha_s}{(2\pi)^2} \int d^2 \kappa \frac{-\mathbf{k}_i^2}{\kappa^2 (\kappa - \mathbf{k}_i)^2}. \quad (4.1.31)$$

Portanto, de posse do vértice efetivo e do propagador do glúon reggeizado, a amplitude de espalhamento do processo  $qq$  onde uma escada de glúons é trocada no canal  $t$  com configuração de cor no estado singlete ( $R = \underline{1}$ ) ou octeto ( $R = \underline{8}$ ) pode ser escrita como

$$\begin{aligned} \Im \mathcal{A}_R(s, t) &= \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} 4s^2 g_s^4 \mathcal{G}_R \int d\Pi_{n+2} \left[ \frac{1}{\mathbf{k}_1^2 (\mathbf{k}_1 - \mathbf{q})^2} \right] \left( \frac{1}{\alpha_1} \right)^{\epsilon(k_1^2) + \epsilon([\mathbf{k}_1 - \mathbf{q}]^2)} (-2\eta_R) \\ &\times \prod_{i=1}^n \left\{ \left[ \frac{g_s^2}{\mathbf{k}_{i+1}^2 (\mathbf{k}_{i+1} - \mathbf{q})^2} \right] K(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_{i+1}) \left( \frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}} \right)^{\epsilon(k_{i+1}^2) + \epsilon([\mathbf{k}_{i+1} - \mathbf{q}]^2)} \right\} \end{aligned} \quad (4.1.32)$$

onde  $g_s$  é o acoplamento forte,  $d\Pi_{n+2}$  é o elemento diferencial de volume do espaço de fase de  $n + 2$  corpos e os fatores de cor são definidos por

$$\mathcal{G}_{\underline{1}} = \frac{N_c^2 - 1}{4N_c}, \quad (4.1.33)$$

$$\mathcal{G}_{\underline{8}} = -\frac{N_c}{8}, \quad (4.1.34)$$

$$\eta_{\underline{1}} = \frac{N_c}{2}, \quad (4.1.35)$$

$$\eta_{\underline{8}} = N_c. \quad (4.1.36)$$

Esta amplitude reúne todas as correções radiativas, e a amplitude total pode ser obtida com o uso de Relações de Dispersão  $\ln(-s) = \ln s - i\pi$ . Uma aplicação importante desta amplitude é obtida caso esta seja expressa por meio da Transformada de Mellin

$$f_R(\omega, t) = \int_1^{\infty} d\left(\frac{s}{|t|}\right) \left(\frac{s}{|t|}\right)^{-\omega-1} \frac{\Im \mathcal{A}_R(s, t)}{s}, \quad (4.1.37)$$

sendo obtida na representação de Froissat-Gribov [109, 115] para a amplitude de onda parcial  $f_R(\omega, t)$ . Efetuando uma comparação com a Teoria de Regge, identifica-se que  $\omega \equiv \ell - 1$ , onde  $\ell$  é o momentum angular complexo. Substituindo a Eq. (4.1.32) na transformada de

Mellin, encontra-se a amplitude [3]

$$\begin{aligned}
f_R(\omega, \mathbf{q}^2) &= (4\pi\alpha_s)^2 \mathcal{G}_R \sum_{n=0}^{\infty} \prod_{i=1}^{n+1} \frac{d^2 \mathbf{k}_i}{(2\pi)^2} \frac{1}{\mathbf{k}_1^2 (\mathbf{k}_1 - \mathbf{q})^2} \frac{1}{\omega - \epsilon(\mathbf{k}_1^2) - \epsilon([\mathbf{k}_1 - \mathbf{q}]^2)} \\
&\times (-2\alpha_s \eta_R) K(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \frac{1}{\mathbf{k}_2^2 (\mathbf{k}_2 - \mathbf{q})^2} \frac{1}{\omega - \epsilon(\mathbf{k}_2^2) - \epsilon([\mathbf{k}_2 - \mathbf{q}]^2)} \\
&\vdots \\
&\times (-2\alpha_s \eta_R) K(\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_{n+1}) \frac{1}{\mathbf{k}_{n+1}^2 (\mathbf{k}_{n+1} - \mathbf{q})^2} \frac{1}{\omega - \epsilon(\mathbf{k}_{n+1}^2) - \epsilon([\mathbf{k}_{n+1} - \mathbf{q}]^2)}.
\end{aligned} \tag{4.1.38}$$

Esta equação pode ser reescrita como uma relação recursiva

$$f_R(\omega, \mathbf{q}^2) = (4\pi\alpha_s)^2 \mathcal{G}_R \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{(2\pi)^2} \frac{\mathcal{F}_R(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{q})}{\mathbf{k}^2 (\mathbf{k} - \mathbf{q})^2}, \tag{4.1.39}$$

onde a função  $\mathcal{F}_R(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{q})$  satisfaz a equação integral

$$[\omega - \epsilon(-\mathbf{k}^2) - \epsilon(-[\mathbf{k} - \mathbf{q}]^2)] \mathcal{F}_R(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{q}) = 1 - \frac{2\alpha_s N_c}{4\pi^2} \int d^2 \mathbf{h} \left[ \frac{K(\mathbf{k}, \mathbf{h})}{\mathbf{h}^2 (\mathbf{x} - \mathbf{q})^2} \right] \mathcal{F}_R(\omega, \mathbf{h}, \mathbf{q}). \tag{4.1.40}$$

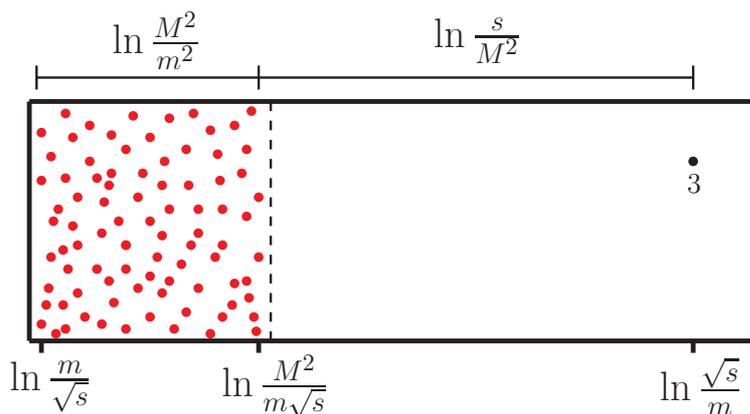
Esta é a forma geral da equação evolução Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) [116], a qual descreve a evolução em LLA  $\ln s$  da escada de glúons. O integrando do lado direito representa as correções radiativas reais, e os termos  $\epsilon$  do lado esquerdo da equação correspondem às correções radiativas virtuais. Portanto, esta descrição da dinâmica da Teoria de Regge pela QCD é também chamada de Pomeron da QCD.

No contexto do DIS, esta equação é aplicada no regime de pequeno  $x$  pela ressonância dos termos logaritmos dominantes da forma  $\alpha_s^n \ln^n(1/x)$ , diferentemente da equação DGLAP que efetua esta ressonância em relação aos termos  $\alpha_s^n \ln^n Q^2$ . Esta equação é de particular importância, pois ela evolui as densidades partônicas similarmente à equação DGLAP, porém com a evolução sendo dada em relação a fração de momentum  $x$ , mantendo a escala  $Q^2$  fixa. Neste caso não se trabalha diretamente com as densidades partônicas integradas  $f_{i/A}$ , mas com sua representação não-integrada na forma

$$\tilde{f}_{i/A}(x, \mathbf{k}_\perp^2) = \frac{\partial}{\partial \ln \mathbf{k}_\perp^2} f_{i/A}(x, \mathbf{k}_\perp^2), \tag{4.1.41}$$

a qual será empregada quando houver interações pela troca de um Pomeron da QCD. Contudo, a equação BFKL em LO não é válida para um intervalo muito extenso de  $Q^2$ , pois os termos subdominantes  $\alpha_s^n \ln^n(1/x) \ln^n Q^2$  contribuem significativamente no regime de  $Q^2$  moderado [3].

Portanto, a Teoria de Regge permite descrever as interações hadrônicas em altas energias por meio da troca de uma partícula hipotética (Pomeron). Com a descrição desta partícula pelos graus de liberdade da QCD, foi possível explorar uma nova dinâmica das interações partônicas, resultando na equação de evolução BFKL. A principal característica desta partícula são seus números quânticos, sendo idênticos aos do vácuo. Isso determina que durante a troca desta partícula, não existem outras interações nem a presença de um chuveiro de



**Figura 4.6:** Distribuição de rapidez do estado final. A esquerda situa-se o estado hadrônico e o ponto à direita a partícula 3. A escala superior representa a lacuna de rapidez entre estado hadrônico e a partícula 3.

partônicos na dinâmica do hádron, o que resulta na ausência de partículas no estado final que não sejam aquelas da interação dura. Este efeito traz implicações experimentais fundamentais para sua detecção e caracteriza um tipo particular de interações hadrônicas em altas energias.

## 4.2 Difração em aceleradores

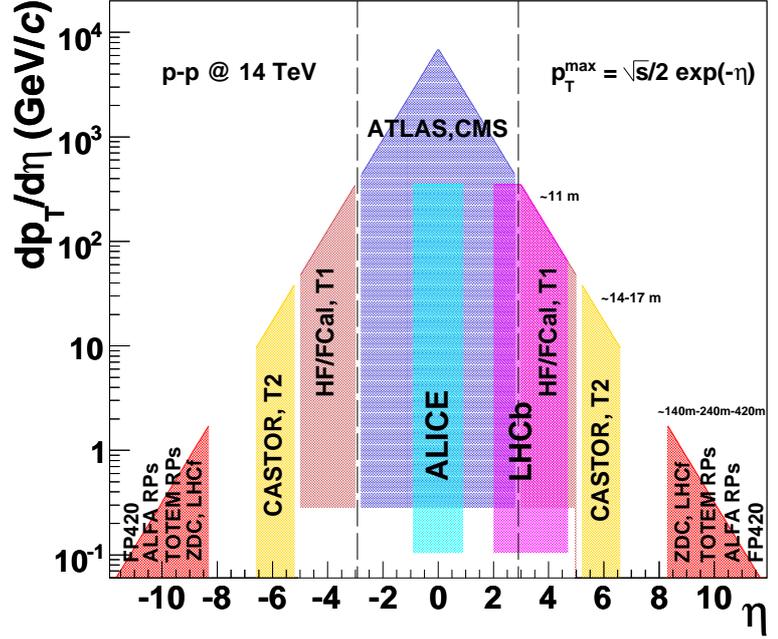
Em Física de Partículas, existem espalhamentos elásticos em altas energias onde os hádrons incidentes permanecem intactos no estado final. A descrição teórica deste processo tem muita semelhança com a descrição do fenômeno de difração ótica, tendo o mesmo nome empregado em física de altas energias: processos difrativos. Uma das formas de entender teoricamente este processo em altas energias consiste em descrever esta interação por meio da absorção das componentes de suas funções de onda, mecanismo este descrito pelos auto-estados difrativos de Good-Walker [117]. Contudo, numa linguagem mais moderna onde se utilizam os princípios da Teoria de Regge, os processos difrativos são aqueles onde há a interação por meio da troca de Pomerons entre as partículas incidentes.

Como descrito pela Teoria de Regge, a interação entre hádrons em altas energias pode ser entendida como a troca de Reggeons no canal  $t$ . Dentre estes Reggeons, alguns possuem os números quânticos do vácuo, como apresentado na Seç. 4.1.1, sendo o Pomeron o pólo dominante para os processos em altas energias. Sendo assim, o Pomeron pode ser empregado na análise fenomenológica das interações hadrônicas neste regime cinemático, pois sua troca implica em não modificar os números quânticos das partículas envolvidas. A Equação BFKL reuniu a essência da Teoria de Regge para descrever a interação entre hádrons pelos graus de liberdade da QCD, efetuando a ressonância das contribuições dominantes no regime de pequeno  $x$ . Portanto, a troca de uma escada de glúons, sendo a contribuição completa para o Pomeron em todas as ordens em teoria da perturbação, possibilita uma forma simples de contabilizar o Pomeron segundo a QCD perturbativa.

Uma definição mais geral para este fenômeno foi proposta [118], caracterizando este processo por uma grande separação angular entre as partículas no estado final, não sendo suprimida exponencialmente. No caso de processos difrativos, esta separação angular é relacionada a uma variável chamada rapidez, denotada por  $y$ , sendo definida na forma

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}, \quad (4.2.1)$$

a qual, relativisticamente, possui a propriedade de ser uma quantidade aditiva frente à impulsos ao longo do eixo  $\hat{z}$ . No limite de  $p_z \rightarrow \infty$ , a variável de rapidez adquire a forma



**Figura 4.7:** Cobertura aproximada em pseudorapidez  $\eta$  para os diferentes experimentos do LHC, considerando a energia de colisão de 14 TeV e  $p_T$  central máximo de  $\sqrt{s}/2$  [90].

$y \simeq \ln(2p_z/m_\perp)$ , onde  $m_\perp = \sqrt{m^2 + p^2}$  é chamada de massa transversa. Para partículas sem massa, a variável de rapidez pode ser aproximada a partir da Eq. (4.2.1) em coordenadas cartesianas

$$\eta \equiv y|_{m=0} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = -\ln \tan \frac{\theta}{2}, \quad (4.2.2)$$

a qual é particularmente chamada de pseudorapidez, sendo relacionada com o ângulo  $\theta$  entre a partícula e o eixo incidente. A Fig. 4.7 ilustra a cobertura em  $\eta$  dos diferentes experimentos do LHC.

Tratando processos inclusivos do tipo  $1 + 2 \rightarrow 3 + X$ , a análise dos processos difrativos pode ser efetuada com o auxílio da variável rapidez. No limite de alta energia, sendo a partícula 3 um fragmento da partícula 1, pode-se escrever

$$y_3 = \frac{1}{2} \ln \frac{E_3 + p'_z}{E_3 - p'_z} \simeq \ln \frac{\sqrt{s}}{m_\perp}, \quad (4.2.3)$$

onde o valor máximo de  $y_3$  é dado por  $\mathbf{p} = 0$ , sendo

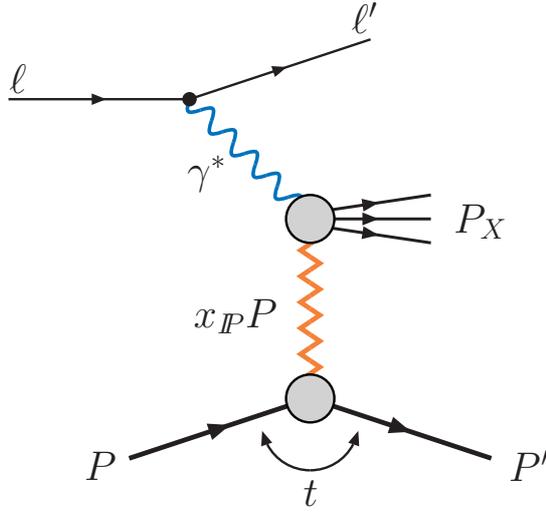
$$y_{3,max} = \ln \frac{\sqrt{s}}{m}. \quad (4.2.4)$$

O estado hadrônico  $X$  possui uma distribuição em rapidez devido a sua estrutura interna ser composta de inúmeras partículas, cada qual com uma rapidez individual. Com isso, este estado possui uma rapidez média expressa por

$$\langle y_X \rangle \simeq -\ln \frac{\sqrt{s}}{M}. \quad (4.2.5)$$

A rapidez máxima que o estado  $X$  pode assumir é ligada a da partícula que possuir momentum  $q_{X,i} \sim \sqrt{s}/2$  e massa transversa  $m_{i,X} \sim m$  [3]

$$|y_X|_{max} \simeq \ln \frac{\sqrt{s}}{m}, \quad (4.2.6)$$



**Figura 4.8:** Diagrama de Feynman para o Espalhamento Profundamente Inelástico Difrativo. A linha em zigue-zague representa a troca de um Pomeron carregando uma fração  $x_P$  de momentum do próton. Durante a interação, o próton transfere uma quantidade  $t$  de seu momentum para o subprocesso.

ao passo que o valor mínimo de rapidez corresponde à partícula de momentum  $q_{j,X} \sim m\sqrt{s}/2M$  e massa transversa  $m_{j,X} \sim M$

$$|y_X|_{min} \simeq \ln \frac{m\sqrt{s}}{M^2}, \quad (4.2.7)$$

onde a Fig. 4.6, chamada distribuição em *Lego*, ilustra a observação experimental deste processo. O gráfico ilustra a observação em rapidez do estado final do processo, onde se pode efetuar uma estimativa da lacuna de rapidez  $\Delta y$  entre a distribuição de rapidez do estado hadrônico  $X$  e a partícula 3

$$\Delta y \simeq \ln \frac{\sqrt{s}}{m} + \ln \frac{m\sqrt{s}}{M^2} \simeq \ln \frac{s}{M^2}. \quad (4.2.8)$$

Portanto, os processos difrativos, ou seja, envolvendo a troca de um Pomeron, terão lacuna de rapidez no estado final, sendo esta a assinatura principal que caracteriza o processo em altas energias. Estas lacunas são encontradas por meio da análise de dados, aplicando sobre eles cortes cinemáticos que correspondem aos processos de interesse.

### 4.3 O DIS Difrativo

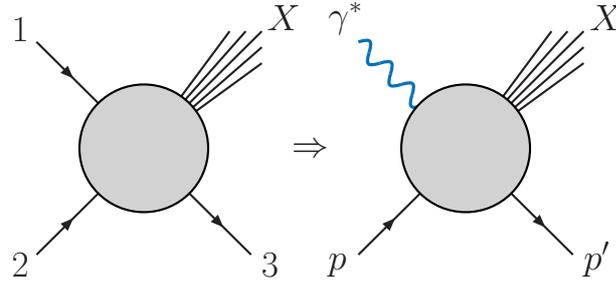
Em uma fração dos processos que ocorrem no DIS, o próton incidente permanece intacto após a interação dura. Este é o chamado DIS Difrativo (DDIS), o qual é ilustrado pela Fig. 4.8, correspondendo ao processo semi-inclusivo

$$\ell + p \rightarrow \ell' + p' + X. \quad (4.3.1)$$

A existência da lacuna de rapidez entre o estado final hadrônico e o próton indica a ocorrência do processo difrativo, ou seja, uma interação via troca de um Pomeron, a característica marcante entre os objetos do estado final. Neste caso, como é expresso pela Fig. 4.8, o próton emite um Pomeron que carrega uma fração de seu momentum, transferindo uma quantidade  $t$  do seu momentum longitudinal.

Devido à semelhança deste processo com o DIS, o DDIS também permite obter as funções de estrutura difrativas e as distribuições de pártons nos hádrõns, porém, necessitando de uma abordagem distinta. Muito além desta semelhança, o DDIS explora uma região onde a Teoria

**Figura 4.9:** Relação entre difração hadrônica (esquerda) e DDIS (direita).



de Regge se faz um tanto complicada em comparação aos processos analisados nas Seções anteriores. No tratamento de processos inclusivos, a Teoria de Regge convencional e o DDIS parecem semelhantes no que tange à observação de estados iniciais e finais. Entretanto, as interações que concernem a cada tratativa possuem aspectos bem distintos. Como foi visto anteriormente, a Teoria de Regge consiste em uma abordagem fenomenológica para o tratamento de colisões hadrônicas em altas energias. Desta forma, a interação por Reggeons (incluindo o Pomeron) se faz presente na maioria dos casos. Contudo, no caso do DDIS, a aplicação da mesma abordagem gera novas formas de interação, devido ao fato de o estado inicial ter substituído um hádron por um fóton virtual, como ilustra a Fig. 4.9.

A Teoria de Regge para o DDIS na região cinemática  $W^2 \gg M^2$  e  $Q^2 \gg t$  prediz interações envolvendo Reggeons ligados aos vértices  $PIP$  e  $PIPR$ . Com isso, a seção de choque para o DDIS pode ser expressa como

$$\frac{d\sigma_{\gamma^*p}^D}{dx_{\mathcal{P}}dt} = f_{\mathcal{P}}(x_{\mathcal{P}}, t) \sigma_{\gamma^*\mathcal{P}}(\beta, M^2), \quad (4.3.2)$$

onde

$$f_{\mathcal{P}}(x_{\mathcal{P}}, t) = \frac{1}{16\pi^2} |g_{\mathcal{P}}(0)|^2 x_{\mathcal{P}}^{1-2\alpha_{\mathcal{P}}(t)} \exp \left[ b_0 t + 2t\alpha'_{\mathcal{P}} \ln \frac{1}{x_{\mathcal{P}}} \right], \quad (4.3.3)$$

é chamado de fator de fluxo de Pomeron e

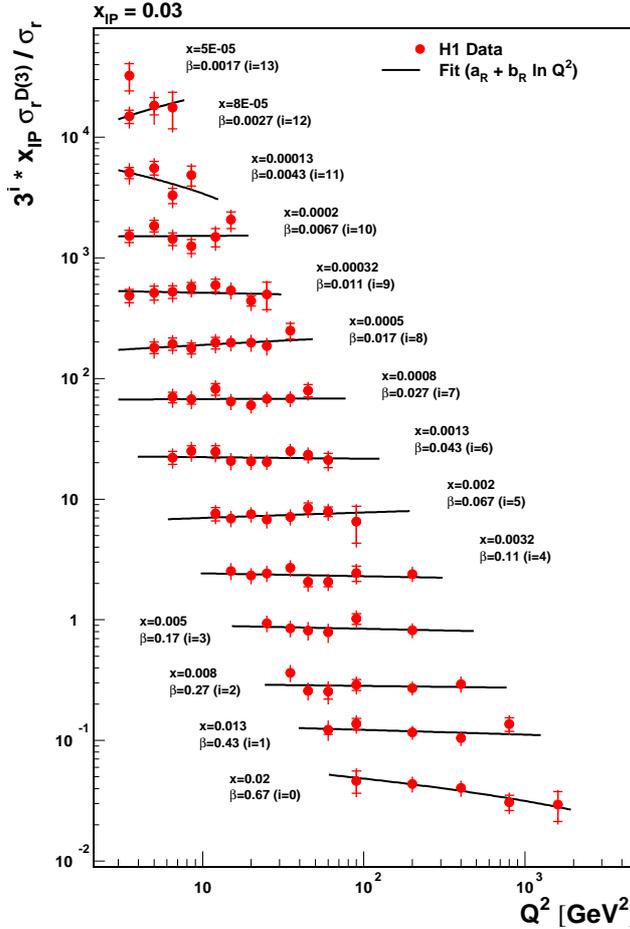
$$\sigma_{\gamma^*\mathcal{P}}(\beta, M^2) = A_{\mathcal{P}}(Q^2) \beta^{1-\alpha_{\mathcal{P}}(0)}, \quad (4.3.4)$$

é a seção de choque de espalhamento  $\gamma^*\mathcal{P}$ , com  $\beta \simeq Q^2/M^2$  para grande  $M^2$ . A partir disso, escreve-se as funções de estrutura difrativas, escritas da forma

$$F_2^{D(3)}(\beta, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha} \sigma_{\gamma^*\mathcal{P}}(\beta, Q^2). \quad (4.3.5)$$

## 4.4 Difração em colisões hadrônicas

Diversos experimentos analisaram processos difrativos envolvendo a colisão entre hádrons. Com isso, observou-se que os processos difrativos apresentavam três distintos estados finais e que podem ser ilustrados por gráficos em Lego: lacuna de rapidez central, uma lacuna de rapidez com um próton e duas lacunas de rapidez. A Fig. 4.11 apresenta a comparação entre os processos e as respectivas formas das lacunas de rapidez. Em sua maioria, os processos hadrônicos possuem um estado final com dois jatos, tornando fundamental uma análise geral dos dados do processo a fim de identificar as lacunas existentes. A física presente em cada um dos diagramas da Fig. 4.11 é identificada de três formas distintas, explicadas a seguir.



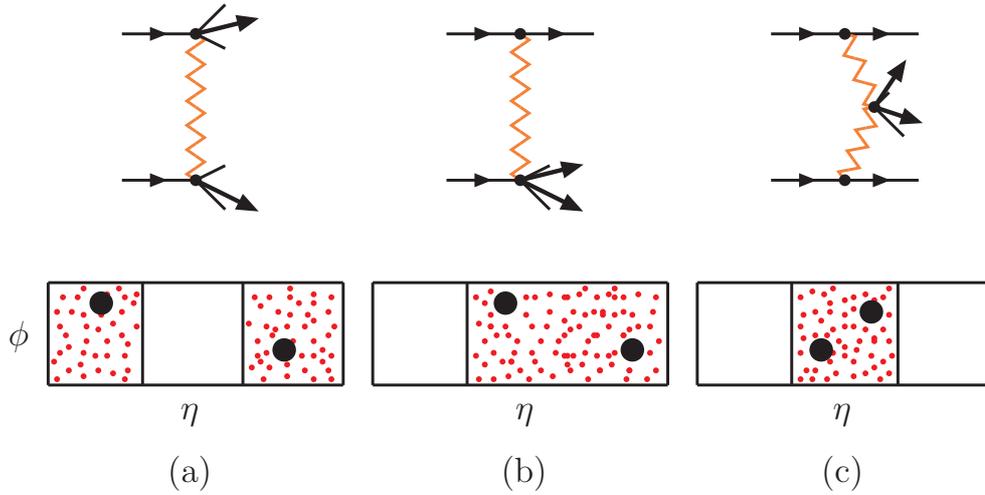
**Figura 4.10:** Descrição dos dados do experimento H1 para diferentes valores de  $x$  e  $\beta$  para a seção de choque reduzida difrativa normalizada em relação a seção de choque reduzida do DIS inclusivo em função da virtualidade do fóton  $Q^2$ , correspondendo a fração de momentum do próton carregada pelo Pomeron  $x_{IP} = 0.03$ . O fator  $3^i$  é introduzido para facilitar a visualização dos dados.

### Difração Dupla ("Double Diffraction") - DD

O processo difrativo caracterizado pela troca de um Pomeron e a subsequente quebra dos hádrons incidentes é chamada de Difração Dupla (DD). Como referido na Seç. 4.1.3, a seção de choque total dos processos hadrônicos em altas energias pode ser descrita pela fenomenologia de Regge, utilizando a forma assintótica da seção de choque para a troca de Pomerons e/ou Reggeons. Como a quebra dos hádrons incidentes gera o aparecimento de dois jatos no estado final, e que serão observados nos detectores, uma lacuna de rapidez entre estes jatos deverá ser observada experimentalmente, sendo a assinatura da troca de um singleto de cor entre as partículas incidentes [118]. Os experimentos no Tevatron observaram este tipo de evento [119], com a expectativa de serem observados também no LHC e com uma taxa de eventos mais significativa.

### Difração Simples ("Single Diffraction") - SD

O processo de difração ilustrado pela Fig. 4.11b representa a colisão hádron-hádron mediada pela troca de um Pomeron no canal  $t$ , onde um hádron permanece intacto após a interação e o segundo se quebra formando um sistema hadrônico. Este estado final favorece a observação da lacuna de rapidez, pois o hádron intacto pode ser detectado e a lacuna identificada entre este e o jato resultante da dissociação do segundo hádron da colisão. Através deste processo é possível analisar a estrutura partônica do Pomeron e as funções de estrutura difrativas [120], onde os dados obtidos no experimento CDF são apresentados na Fig. 4.12. A detecção do hádron intacto no estado final fornece evidência clara para a ocorrência do processo difrativo.



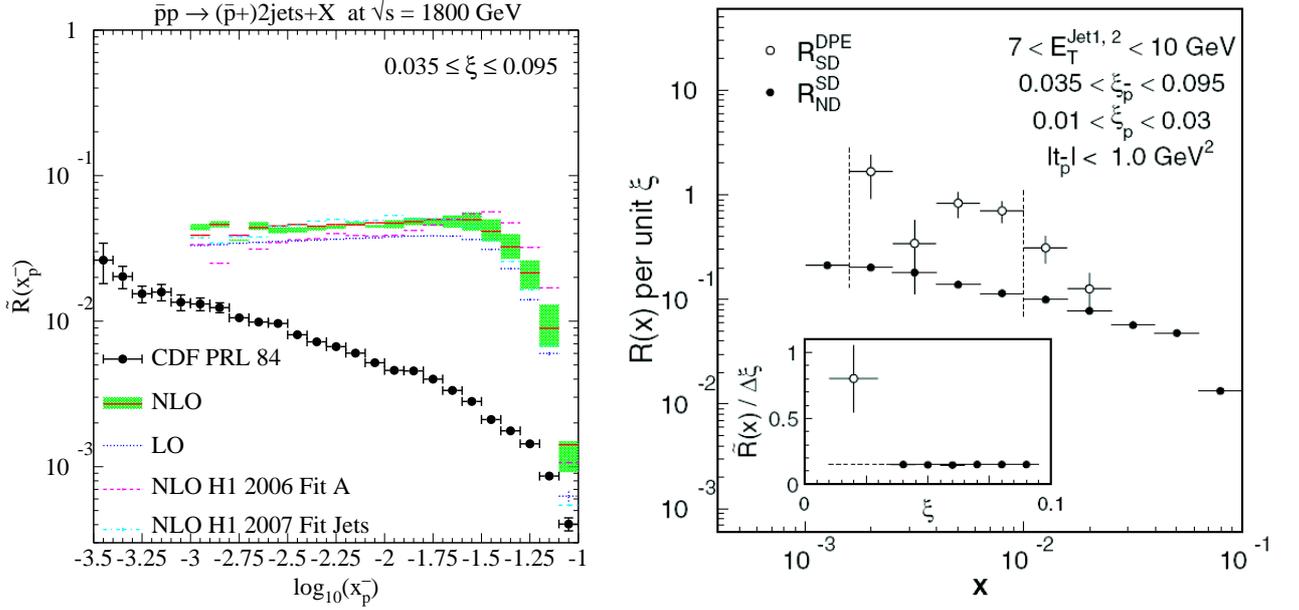
**Fig. 4.11:** Diagrama de Feynman dos processos difrativos e seus respectivos gráficos em Lego: (a) Difração Dupla, (b) Difração Simples e (c) Troca Dupla de Pomérons, descritos pelo ângulo azimutal  $\phi$  e a pseudorapidez  $\eta$ .

Como este hádron carregará grande parte do seu momentum inicial, quando  $x_F \gtrsim 0.97$ , a distinção nos dados é clara pela presença de um pico na taxa de eventos [121], porém no intervalo  $x_F \lesssim 0.9$  os efeitos da dissociação do segundo hádron, troca de Reggeons no processo e DIS inclusivo tornam esta identificação mais difícil.

### Troca Dupla de Pomérons (*"Double Pomeron Exchange"*) - DPE

A troca de dois Pomérons no canal  $t$ , sendo visto pela primeira vez em CDF [122], implica na produção de jatos na região central de rapidez ( $y = 0$ ), como ilustra a Fig. 4.11c. No caso de Tevatron, o próton e o antipróton emitem um Poméron cada, os quais se fundem para dar origem ao espalhamento duro formando jatos, remanescendo os hádrons intactos no estado final. Da mesma forma que o processo SD, o DPE pode ser observado experimentalmente pela detecção dos hádrons no estado final e identificando as lacunas de rapidez entre o jato central. Como os prótons intactos do estado final possuem pequeno momentum transversal, estes desviam muito pouco de sua trajetória inicial. Com isso, o seu espalhamento ocorre em pequenos ângulos, tornando sua detecção dificultada por estarem localizados muito próximos ao feixe incidente. Assim, para efetuar as medidas, os detectores devem se posicionar a alguns milímetros do feixe incidente, o que produz uma alta incerteza estatística. Existem outras propostas para a observação das lacunas de rapidez do estado final [123] e que devem ser empregadas nos experimentos do LHC. No Cap. 5 estas propostas serão apresentadas.

Portanto, os processos difrativos fornecem uma ferramenta para se estudar a dinâmica do Poméron e as diferentes abordagens para sua descrição em termos da QCD. Mesmo com a possibilidade da quebra da fatorização difrativa no Tevatron, o uso de um fator para prever a supressão dos dados em razão da contaminação da lacuna de rapidez por processos secundários tem se mostrado efetiva [125]. Assim, como apresentado anteriormente, ainda não se tem uma descrição teórica definitiva para o Poméron, sendo ainda objeto de estudo tanto em interações macias quanto na sua observação em processos duros.



**Fig. 4.12:** *Esquerda:* Razão em relação a produção em Difração Simples e inclusiva em relação às previsões teóricas e os dados. A discrepância em relação aos dados de CDF e as curvas teóricas sugerem a quebra da fatorização difrativa [124]. *Direita:* Razões entre DPE/SD e SD/INC para os dados de Tevatron. A discrepância entre os dados obtidos sugere a quebra de fatorização difrativa para a produção de jatos por DPE [120].

#### 4.4.1 Modelo de Ingelman-Schlein

Analisando os dados obtidos no acelerador SPS do CERN para a produção de jatos em colisões próton-antipróton por meio de processos de Difração Simples, foi sugerido que os jatos presentes junto às lacunas de rapidez poderiam possuir uma estrutura partônica distinta daquela esperada da quebra dos hádrons pela interação dura. Com isso, considerou-se que, durante a interação, haveria um vértice de interação onde estes jatos poderiam ser produzidos, o que não condizia com a natureza do Pomeron como mediador da interação difrativa. A proposta foi que a estrutura do estado final deveria possuir um par de jatos de baixo  $p_T$  proveniente da quebra do próton e outro par com alto  $p_T$  sendo então produto da interação do conteúdo partônico do próton com aquele previsto conteúdo do Pomeron. Logo, uma maneira de se explicar tal processo seria pensar que pártons provenientes do Pomeron estariam interagindo com o conteúdo partônico do próton. Conceitualmente, uma estrutura partônica para o Pomeron parecia inapropriada, mas a análise da estrutura destes jatos sugeriu tal abordagem, dando origem ao modelo de Ingelman-Schlein [126]. Esta abordagem resgata a fatorização colinear aplicada no DIS, onde a função de estrutura em LO é representada pela função de estrutura do Pomeron, constituída de quarks e glúons. Assim, a chamada função de estrutura difrativa pode ser expressa como

$$F_2^{D(3)}(\beta, Q^2) = \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \beta q_i^P(\beta, Q^2). \quad (4.4.1)$$

constituindo a fatorização difrativa. A variável  $\beta = x/x_P$  é vista como a fração de momentum portada pelos quarks e antiquarks do Pomeron e  $q_i^P(\beta, Q^2)$  é a probabilidade de encontrar um quark com fração de momentum  $\beta$  dentro do Pomeron. Com isso, a função de estrutura

do Pomeron pode ser expressa na forma

$$f_i^D(x, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t) = f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) f_{i/\mathbb{P}}(\beta, Q^2), \quad (4.4.2)$$

onde  $f_{\mathbb{P}/p}$  representa a probabilidade de um Pomeron com fração de momentum  $x_{\mathbb{P}}$  se acoplar com o próton e  $f_i$  são as distribuições partônicas no Pomeron, onde o parton carrega fração de momentum  $\beta$  do Pomeron. Para a contribuição em NLO, a função de estrutura descrita na Eq. (4.3.5) adquire um termo referente aos glúons no interior do Pomeron. Independente em que ordem for aplicada, a consideração da estrutura do Pomeron depende de  $Q^2$ , ou seja, a sua evolução é governada pela Equação DGLAP. Desta forma, os dados do experimento H1 no HERA foram utilizados para construir uma parametrização para as distribuições partônicas do Pomeron [127], tanto para singlete de quarks quanto para glúons. Os dados utilizados advêm das medidas efetuadas para virtualidade no intervalo  $3 < Q^2 < 133 \text{ GeV}^2$  e energia do próton de 820 e 920 GeV. As curvas teóricas são apresentadas na Fig. 4.10 para descrever os dados da seção de choque reduzida, a qual corresponde a Eq. (3.3.8). Como apresentado no caso da descrição de colisões hadrônicas por meio da troca de Pomerons, a parametrização da Colaboração H1 extraiu o valor da intersecção da trajetória do Pomeron

$$\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1.114 \pm 0.018(\text{stat.}) \pm 0.012(\text{sist.}) \begin{matrix} +0.04 \\ -0.02 \end{matrix} \text{ (modelo)}, \quad (4.4.3)$$

o qual é ligeiramente maior que aquele encontrado na Ref. [104]. Convencionalmente, o Pomeron com intersecção 1.08 é chamado de Pomeron macio, já este obtido pela parametrização da Colaboração H1, com intersecção  $\alpha_{\mathbb{P}}(0) > 1.1$ , é o chamado Pomeron duro. Por completude, o Pomeron apresentado na Seç. 4.1.3, é chamado de Pomeron BFKL, e para cumprir as exigências teóricas para convergência da seção de choque em altas energias, deve possuir uma intersecção em torno de 1.15. Uma análise da zoologia do Pomeron pode ser encontrada na Ref. [128]. Entretanto, esta consideração implica em tomar a probabilidade de encontrar um constituinte no interior do Pomeron, isto é, implica em tomar o Pomeron como uma partícula real, o que não é o caso. Logo, esta abordagem somente se aplica em uma visão fenomenológica.

#### 4.4.2 Quebra da fatorização difrativa

A aplicação do modelo de Ingelman-Schlein para processos difrativos pelo uso da função de estrutura do Pomeron, dada pela Eq. (4.4.2), foi estendido para processos hadrônicos, como aqueles apresentados na Fig. 4.11. Contudo, não há uma abordagem teórica para o uso de funções de estrutura difrativas em colisões hádron-hádron, levando a adotar a fatorização colinear como uma forma de estudar a troca de Pomerons nestes processos. Assim, a Eq. (4.4.4) para a seção de choque dada pela fatorização colinear é empregada para se obter a seção de choque difrativa para processos hadrônicos pela substituição das densidades partônicas no próton pelas funções de estrutura difrativas, sendo dada para o DPE na forma

$$\sigma(A + B \rightarrow A + C + B) = f_{i/A}^D(x, \mu_F^2) \otimes \sigma_{ab \rightarrow c} \otimes f_{j/B}^D(x, \mu_F^2), \quad (4.4.4)$$

onde as funções  $f_{i/A}^D$  são dadas pela Eq. (4.4.2). A seção de choque para processos SD é similar a esta, onde somente uma densidade partônica do próton é substituída pela função de estrutura difrativa, representando o processo ilustrado na Fig. 4.11b.

A fatorização da seção de choque hadrônica leva a separá-la em termos da seção de choque partônica e das densidades partônicas universais, ou seja, válidas para qualquer processo,

visto que o conteúdo partônico do próton não se altera. Entretanto, a extensão desta abordagem para as funções de estrutura difrativas pode produzir a quebra da fatorização colinear, pois interações secundárias macias que ocorrem aparte do processo duro de interesse podem contaminar as lacunas de rapidez no estado final. O entendimento teórico desta quebra de fatorização ainda não é claro, pois além do processo duro de espalhamento existem efeitos não-perturbativos associados à formação da lacuna de rapidez. De fato, parcialmente esta quebra pode ser confirmada para os dados de HERA [129], mas não confirmada para todo o conjunto de dados. Esta quebra de fatorização foi estudada para o regime cinemático de HERA [130, 131], concluindo que não é possível afirmar com segurança que esta quebra foi observada em seus dados, demonstrando que os dados estão de acordo com as expectativas teóricas. Contudo, para o regime do Tevatron, esta quebra já é observada em diferentes processos difrativos [132]. Esta transição entre os regimes de HERA e do Tevatron mostra que as distribuições difrativas obtidas com os dados do experimento H1 podem ser aplicadas para os processos  $ep$ , porém não seriam válidos no caso de colisões hadrônicas no Tevatron e no LHC.

Este fato pode ser confirmado por meio dos resultados experimentais caso uma discrepância além da incerteza das medidas possa ser observada. Como consequência da análise dos dados de SD, a extração das funções de estrutura difrativas a partir de experimentos  $p\bar{p}$  demonstra uma violação da fatorização da QCD no caso de processos hádron-hádron difrativos [124]. A Fig. 4.12 ilustra a discrepância entre os dados da produção difrativa de díjetos obtidos em CDF e obtidos com o uso das distribuições partônicas difrativas do DDIS. Os resultados são apresentados para a razão dupla  $\bar{R}$  em relação ao momentum portado pelo Pomeron: a predição teórica para a razão SD/ND (Não-Difrativos) é normalizada pela mesma razão obtida pelo experimento. Outra análise é efetuada pelos dados de DPE, onde estas predições são comparadas aos resultados obtidos para a SD no Tevatron. A medida da quantidade  $R^{DPE/SD}$ , pode ser confrontada com a razão  $R^{SD/ND}$ . Caso o esquema de fatorização esteja correto, ambas as razões devem ser iguais no mesmo regime cinemático. Com isso, o experimento CDF efetuou a medida das razões DPE/SD e SD/ND a fim de verificar a existência ou não da violação de fatorização. A Fig. 4.12 representa os dados obtidos por CDF para ambas as razões em função da fração de momentum do próton  $x$  portado pelo parton, em um intervalo cinemático abrangendo regiões distintas da fração de momentum do próton (antipróton)  $\xi_p$  ( $\xi_{\bar{p}}$ ) carregado pelo Pomeron. A discrepância entre ambas é clara, o que leva a uma diferença nas razões de um valor em torno de 20% [120].

Contudo, as análises finais dos dados de HERA e do Tevatron favorecem a abordagem do uso de um fator nas predições teóricas para descrever a supressão dos dados devido a contaminação das lacunas de rapidez [133, 134]. O emprego do modelo de Ingelman-Schlein com as distribuições partônicas difrativas obtidas pelo DIS não descreve diretamente os resultados experimentais do Tevatron. Entretanto, ao aplicar um fator de supressão a estas predições, as curvas teóricas são reduzidas e corretamente descrevem os dados. Com isso, a aplicação deste modelo é efetiva para a descrição dos dados de processos hadrônicos difrativos no Tevatron e deverá ser estudada para o regime cinemático do LHC.

## 4.5 Sobrevivência das lacunas de rapidez

Analisando dados coletados nos experimentos CDF e DØ do Tevatron foi observado que a razão entre os processos difrativos e não-difrativos era menor do que aquela observada em HERA. Logo, a aplicação de um fator de supressão poderia corrigir as curvas teóricas, e

isso pode ser explicado com o conceito de sobrevivência da lacuna de rapidez. Este fator corresponde à probabilidade  $\langle S^2 \rangle$  de que a lacuna de rapidez sobreviva frente a produção de outras partículas em subprocessos que ocorrem simultaneamente ao processo de interesse. Em outras palavras, essa quantidade revela qual a fração de eventos onde os subprocessos envolvendo partículas espectadoras não populam a lacuna de rapidez, permitindo que esta esteja presente no estado final e possa ser observada. Esta quantidade é chamada de Probabilidade de Sobrevivência da Lacuna de Rapidez (*"Rapidity Gap Survival Probability"* - GSP). Nos dados obtidos nos experimentos de HERA e do Tevatron evidenciaram uma dependência em energia desta discrepância, demonstrando uma redução na fração de eventos no Tevatron se comparada àquela observada em HERA. Com isso, o comportamento observado no Tevatron é mais acentuado devido a existir um maior número de pártons espectadores no caso de colisões  $p\bar{p}$  no Tevatron do que em colisões  $\gamma^*p$  no HERA.

Sendo assim, é necessário encontrar uma abordagem teórica para descrever esta supressão nos dados referentes a processos difrativos. Uma proposta para a GSP na representação *eikonal* foi sugerida [118, 135], sendo a probabilidade  $\langle S^2 \rangle$  dada por

$$\langle S^2 \rangle = \frac{\int d^2\mathbf{b} |\mathcal{A}(s, b)| e^{-\Omega(s, b)}}{\int d^2\mathbf{b} |\mathcal{A}(s, b)|}, \quad (4.5.1)$$

onde  $\mathcal{A}(s, b)$  é a amplitude do processo duro de interesse, na energia de centro-de-massa quadrada  $s$  descrita em relação ao parâmetro de impacto  $b$ . A função  $\Omega(s, b)$  é chamada de opacidade (ou densidade óptica) da interação entre os hádrons em colisão [136]. Esta opacidade tem valor máximo no centro do próton e decresce na direção de sua periferia. A supressão observada nos dados referentes ao processo duro acompanhado por uma lacuna de rapidez não depende somente da probabilidade do estado inicial sobreviver às interações secundárias, mas também da distribuição espacial dos pártons no interior dos hádrons, i.e., da dinâmica de todo a parte difrativa da matriz de espalhamento. Esta dependência na distribuição espacial dos pártons é controlada por meio da inclinação  $b$  da função que representa o vértice do acoplamento Pomeron-próton,  $\beta(t) \propto \exp(bt)$ , seguindo a fenomenologia apresentada na Sec. 4.1.2 [136]. Por exemplo, o valor da inclinação pode ser tomado como  $b = 4.0 \text{ GeV}^{-2}$  relativo à produção de  $J/\psi$  no HERA ou  $b = 5.5 \text{ GeV}^{-2}$  relacionado com o fator de forma eletromagnético do próton.

Para as colisões hádron-hádron, a GSP foi estimada para processos de Dupla Difração em aproximadamente  $\langle S^2 \rangle = 5 - 10\%$  para  $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$  [118]. Com o aumento de energia, as partículas espectadoras tendem cada vez mais a interagirem, culminando no preenchimento da lacuna de rapidez. Este comportamento pode ser notado através do tratamento com a QCD perturbativa no modelo de múltiplas interações [137]. Esse aspecto será crucial para as observações a serem efetuadas no LHC, onde com maior energia e luminosidade, os efeitos das interações secundárias serão amplificados, causando uma maior supressão nos dados de processos difrativos. Outras estimativas mais recentes predizem uma probabilidade de 15-21% para o Tevatron e 10-15% para o LHC, evidenciando o decréscimo em relação a energia de colisão [136]. Outros estudos já demonstraram que não há razão para esta dependência em relação a energia de colisão ser muito forte para a GSP [132]. Independentemente, mesmo com um fator de supressão menor do que aqueles previstos para o Tevatron, a taxa de eventos no LHC deverá ser maior visto que a seção de choque nominal cresce significativamente com a energia de centro-de-massa do processo. Os modelos empregados na predição desta probabilidade bem como as frações estimadas serão apresentadas na Sec. 5.2.3 para a produção do bóson de Higgs.

## 4.6 Conclusões

Este capítulo teve como objetivo descrever a natureza do Pomeron e suas aplicações na predição dos observáveis em processos macios e duros em aceleradores. Logo, a Teoria de Regge foi apresentada, incluindo seus aspectos analíticos e os seus efeitos na fenomenologia de altas energias. Com isso, o Pomeron foi introduzido segundo tanto a Teoria de Regge como a QCD, sendo a família de ressonâncias responsável pela interação nas colisões hádron-hádron. Além disso, os processos difrativos observados em aceleradores são ilustrados bem como seus principais aspectos, caracterizando as possíveis interações que podem ocorrer entre partículas e suas consequências experimentais. Por fim, o conceito de sobrevivência da lacuna de rapidez foi introduzido, o qual possui um caráter fundamental para se efetuar previsões confiáveis de processos difrativos no LHC e será amplamente aplicado nesta Tese.





## Capítulo 5

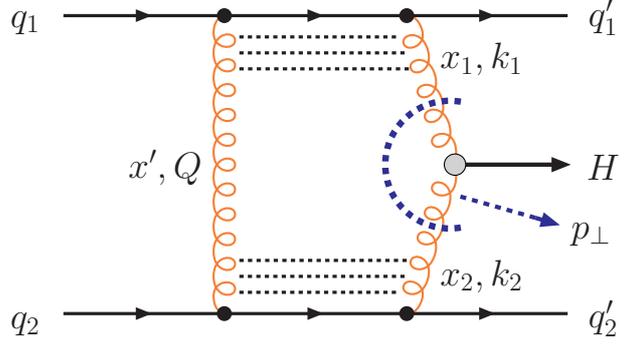
# Produção difrativa do bóson de Higgs

Com o advento da Teoria de Regge na década de 1950, a fenomenologia de processos hadrônicos pode ser estendida pelo conceito de troca de família de ressonâncias, o que foi entendido como a troca de Reggeons no canal  $t$ . Mais tarde, a descrição das interações fortes pela QCD trouxe uma nova abordagem para os processos difrativos e o estudo de mecanismos de produção para diferentes regimes cinemáticos. Contudo, as dificuldades experimentais encontradas para a observação de tais eventos, instigou o seu estudo a fim de evidenciar a sua viabilidade em aceleradores de alta energia, visto que o fator de sobrevivência decresce com o aumento da energia de colisão. Assim, este capítulo irá apresentar os mecanismos de produção para a produção do bóson de Higgs pela Troca Dupla de Pomeron, pois este mecanismo apresenta as melhores condições teórico-experimentais para a sua observação. Ademais, serão discutidos os aspectos teóricos e experimentais deste mecanismo bem como para outras partículas de interesse.

## 5.1 Abordagem não-perturbativa

A primeira proposta para a produção do bóson de Higgs pelo mecanismo de fusão de Pomerons introduziu a interação pela troca de glúons numa abordagem não-perturbativa, onde a troca foi descrita por propagadores reggeizados no canal  $t$ . Neste estudo, a produção difrativa do bóson de Higgs empregou as trajetórias obtidas da Teoria de Regge a fim de descrever a interação entre prótons em altas energias [138]. Assim, foi efetuada a primeira estimativa para a produção do bóson de Higgs no LHC tomando como mecanismo a produção central pela troca de Pomerons. A seção de choque foi prevista como 100 pb para um bóson de Higgs de massa  $M_H = 100$  GeV, sendo inclusive significativamente maior que a mesma para a produção inclusiva. O estudo deste mecanismo de produção foi estimulado devido às possibilidades em observar o bóson de Higgs em aceleradores por meio das assinaturas de lacunas de rapidez [139], conhecidas por serem características dos processos difrativos. Outro aspecto relevante, este trabalho previu que os prótons em colisão iriam desviar somente de pequenos ângulos de suas trajetórias iniciais após a interação, uma característica particular de colisões difrativas. Existem outros tratamentos mais avançados para esta abordagem, onde contribuições não-perturbativas devido a anomalias da escala da QCD [140] e também cálculos pela Teoria de Regge em aproximação eikonal [141], sendo estas abordagens similares àquela apresentada na Seç. 4.1.2. Os resultados predizem uma seção de choque acima daquelas previstas pelos mecanismos utilizando a QCD perturbativa.

**Figura 5.1:** Diagrama de Feynman que ilustra a Troca Dupla de Pomerons representada pela troca de glúons no canal  $t$  [142]. As linhas tracejadas representam o acoplamento dos glúons ao próton por meio da troca de uma escada de glúons, e a partícula de momentum  $p_{\perp}$  é um glúon emitido do vértice de produção [145].



## 5.2 Troca de Pomerons duros

Uma segunda abordagem propôs descrever a troca de um Pomeron no canal  $t$  pela interação através da troca de dois glúons duros, abordando a amplitude de espalhamento pelas regras de Feynman da QCD. O tratamento para o cálculo da produção do bóson de Higgs analisava um estado final com a presença de lacunas de rapidez que caracterizam o processo difrativo [142, 143]. Como previsto anteriormente, no regime do LHC os prótons nestes processos perderiam uma fração pequena de sua energia inicial durante a interação, suficiente para a produção do bóson de Higgs, e desviariam pouco de suas trajetórias originais, ou seja, adquiririam pequeno momentum na direção transversa de incidência. Assim, estes prótons não são desmembrados num estado final de muitas partículas, mas permanecem coesos. A fração de eventos difrativos para a produção do bóson de Higgs no LHC pode ser estimada em relação a produção inclusiva,  $\sigma_{\text{excl}} = 10^{-4}\sigma_{\text{incl}}$ , revelando uma pequena fração de eventos a serem analisados [144]. A Fig. 5.1 ilustra o diagrama de Feynman do processo partônico, onde as linhas pontilhadas representam a introdução de uma escada de glúons para a interação difrativa. O aspecto central nesta abordagem é a inserção do glúon macio com momentum  $Q^{\mu}$  trocado no canal  $t$  acompanhando o vértice  $ggH$ . Este glúon exerce a neutralização de carga de cor da interação, fazendo com que os glúons trocados pelos prótons estejam em uma configuração sem cor a fim de efetuar uma interação sem troca de números quânticos no estado final. Por fim, o conteúdo partônico dos prótons é descrito com o uso de funções de distribuição, as quais são parametrizadas segundo diferentes modelos.

O cálculo da amplitude de espalhamento deste processo é efetuada através do diagrama ilustrado na Fig. 5.2, tendo a linha central de corte definida pelas regras de Cutkosky [146]. Assim, utilizando as regras de Feynman para cada lado do corte do diagrama, a amplitude é dada por

$$\Im A_{jl}^{ik} = \frac{1}{2} \times 2 \int d(P S)_2 \frac{2gq_1^{\alpha} 2gq_{2\alpha}}{Q^2} \frac{2gq_1^{\mu}}{k_1^2} \frac{2gq_2^{\nu}}{k_2^2} V_{\mu\nu}^{ab} \tau_{im}^c \tau_{jn}^c \tau_{mk}^a \tau_{nl}^b, \quad (5.2.1)$$

onde  $\tau_{jl}^i$  são as matrizes de cor de Gell-Mann da QCD,  $g$  é o acoplamento da interação forte no vértice  $qqg$ ,  $V_{\mu\nu}^{ab}$  é o vértice  $ggH$  e  $d(P S)_2$  é o elemento diferencial de volume do espaço de fase de dois corpos. O fator  $1/2$  advém da regra para o cálculo da parte imaginária da amplitude e o fator  $2$  contabiliza os dois diagramas possíveis para a produção do bóson de Higgs, onde o segundo corresponde ao vértice  $ggH$  inserido do lado esquerdo do corte. A fim de facilitar o cálculo desta amplitude, utiliza-se a parametrização de Sudakov, onde o quadrimomentum  $Q^{\mu}$  é decomposto na forma

$$Q^{\mu} = \alpha q_1^{\mu} + \beta q_2^{\mu} + Q_{\perp}^{\mu}, \quad (5.2.2a)$$

$$k_i^{\mu} = x_i q_i^{\mu} + k_{i\perp}^{\mu}, \quad (5.2.2b)$$

o que permite expressar o elemento de volume segundo esta parametrização

$$d(P_S)_2 = \int d^4Q \delta[(q_1 - Q)^2] \delta[(q_2 + Q)^2] = \frac{s}{2} \int \frac{d^2\mathbf{Q}}{(2\pi)^2} d\alpha d\beta. \quad (5.2.3)$$

Através desta parametrização, e com a condição de que as linhas fermiônicas no corte do diagrama estejam na camada de massa<sup>1</sup>, obtém-se a relação entre os coeficientes  $\alpha$  e  $\beta$

$$\alpha = -\beta \simeq \frac{Q^2}{s}, \quad (5.2.4)$$

onde  $Q_\perp^2 \simeq -Q^2$ . Com isso, em altas energias os glúons que se fundem para produzir o bóson de Higgs possuem uma dependência direta com o fluxo de carga de cor. O vértice de fusão é descrito segundo os momenta dos glúons do processo, o qual pode ser expresso como

$$V_{\mu\nu}^{ab} = \frac{M_H^2 \alpha_s}{4\pi v} F \left( \frac{M_H^2}{m_t^2} \right) \delta^{ab} \left( g_{\mu\nu} - \frac{k_{2\mu} k_{1\nu}}{k_1 \cdot k_2} \right), \quad (5.2.5)$$

onde a função  $F$  é definida na Ref. [141] e pode ser aproximada pela constante  $2/3$  no caso da produção de um bóson de Higgs não muito pesado ( $M_H \sim 100 - 200$  GeV) [147]. Efetuada a álgebra necessária, a amplitude de espalhamento é obtida como [142]

$$\mathcal{M}_{gg} = \frac{2}{9} 2A \int d^2\mathbf{Q} 4\alpha_s^2(Q^2) \frac{\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k}_2}{Q^2 k_1^2 k_2^2}, \quad (5.2.6)$$

onde  $2/9$  é o fator de cor e a constante  $A$  é dada por

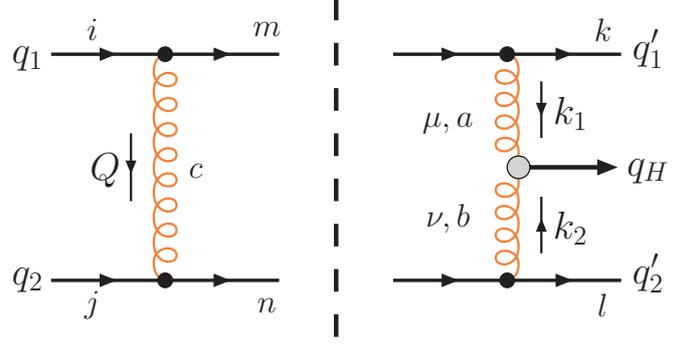
$$A^2 = \frac{\sqrt{2}}{9\pi^2} G_F \alpha_s^2(M_H^2) N^2 K_{NLO}. \quad (5.2.7)$$

O fator  $K_{NLO} = 1.5$  presente em  $A^2$  remete à correção para o vértice  $ggH$  em primeira ordem seguinte à dominante [28]. A constante de acoplamento da interação forte  $\alpha_s$  pode ser tomada como constante para o processo em ordem dominante, mas, neste processo de produção do bóson de Higgs, considera-se uma constante de acoplamento dinâmica  $\alpha_s(Q^2)$ . Nas Eqs. (5.2.1) e (5.2.7) a constante dinâmica usada depende do momentum do glúon do fluxo de cor e da massa do bóson de Higgs. No primeiro caso, a constante é utilizada no integrando em virtude do momentum do glúon ser integrado sobre o espaço de fase, e representa os vértices  $qqg$  dos projéteis. Já no segundo caso, a constante advém do vértice de fusão, no qual os acoplamentos correspondem ao laço de quark *top*, e depende da massa do bóson de Higgs.

### 5.2.1 Densidades não-integradas

Obtida a amplitude de espalhamento em nível partônico, é necessário estender este resultado para colisões  $pp$ . Assim, é necessário contabilizar a contribuição da emissão de múltiplos pártons no interior dos prótons, o que pode ser feito pela inserção das distribuições partônicas. De posse da Eq. (5.2.1), identifica-se o termo correspondente à contribuição do acoplamento

<sup>1</sup> A condição de um férmion estar na camada de massa (*on-mass shell*) é obedecer a relação relativística  $E^2 = p^2 + m^2$ . No caso de um férmion fora da camada de massa, a ideia é semelhante a de um fóton virtual.



**Figura 5.2:** O processo em nível partônico, onde a linha tracejada vertical ilustra o corte central para o uso das regras de Cutkosky para o cálculo da amplitude de espalhamento [145].

entre um quark do próton e um glúon, através do qual é feita a substituição para o conteúdo partônico [148]

$$\frac{4\alpha_s(Q^2)}{3\pi} \rightarrow \bar{f}(x, Q^2) = \mathcal{K} \frac{\partial [xg(x, Q^2)]}{\partial \ln Q^2}, \quad (5.2.8)$$

ou seja, a função  $xg(x, Q^2)$  é a distribuição integrada de glúons no próton, expressa pela Eq. (3.3.1). A função não-integrada  $\bar{f}(x, Q^2)$ , em função de estar relacionada com a derivada de  $xg$ , é evoluída com a equação de evolução BFKL. Entretanto, é necessário avaliar fenomenologicamente esta função, pois ela determina diretamente a possibilidade de ocorrer um processo difrativo, como explicado na Seç. 4.1.3. Como se espera que os glúons tenham pequeno momentum transversal, ou seja,  $t_i = (q_i - q'_i)^2 = m_p^2 x^2 \simeq 0$ , a magnitude da fração de momentum  $x$  portada pelos glúons emitidos deve ser pequena, da ordem de  $x = M_H/\sqrt{s} \sim 0.01$ , facilmente alcançado com a energia de operação do LHC. Logo, possuindo uma fração de momentum dessa magnitude, é possível contabilizar a troca de um Pomeron no canal  $t$  por meio da função  $\bar{f}(x, Q^2)$  [142]. Portanto, a amplitude de espalhamento completa é dada por

$$\mathcal{M}_{gg} = A\pi^3 \int \frac{d^2 Q}{Q^4} \bar{f}(x_1, Q^2) \bar{f}(x_2, Q^2). \quad (5.2.9)$$

Como último aspecto, a Eq. (5.2.8) possui uma forma fatorizada, onde temos o termo referente a derivada da função integrada  $xg(x, Q^2)$  e um fator multiplicativo  $\mathcal{K}$  que leva em conta a não-diagonalidade da distribuição [149]. Com isso, incrementa-se a seção de choque, pois são levados em conta os processos onde o próton perde parte de seu momentum transversal durante a interação, informação esta perdida quando se inclui somente distribuições diagonais, onde  $\mathcal{K} = 1$  e teremos  $x' = x$  e  $\mathbf{k}^2 = 0$ . Sendo assim, assumindo uma forma Gaussiana para o fator  $\mathcal{K}$ , tem-se

$$\mathcal{K} \approx \frac{2^{2\lambda+3}}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\lambda + 5/2)}{\Gamma(\lambda + 4)} \exp\left(-\frac{b\mathbf{k}^2}{2}\right), \quad (5.2.10)$$

a qual é válida para pequena perda de momentum pelo próton. O resultado da Eq. (5.2.10) foi obtido ao considerar que as distribuições diagonais possuem a forma  $xg(x, Q^2) \sim x^{-\lambda}$ , o que facilita o cálculo do fator  $\mathcal{K}$  [149]. A constante que multiplica a função exponencial na Eq. (5.2.10) pode ser obtida tomando a massa do bóson de Higgs como sendo  $M_H = 120$  GeV para a produção no LHC, resultando em  $\mathcal{K} \approx (1.2) \exp(-b\mathbf{k}^2/2)$ . Já o valor da constante  $b$ , que representa a inclinação do fator de forma do acoplamento do próton com o Pomeron, pode ser medido experimentalmente para diferentes processos. Originalmente, este valor é tomado pelo grupo de Durham como  $b = 5.5$  GeV<sup>-2</sup>, porém em trabalhos mais recentes o

valor  $b = 4.0 \text{ GeV}^{-2}$  também foi empregado, o qual foi medido para a produção de  $J/\psi$ . Contudo, em uma análise para diferentes valores da inclinação  $b$  [143], o valor original é tomado como o mais adequado para este cálculo.

### 5.2.2 Fatores de forma de Sudakov

Uma consequência da simplificação de que os prótons irão ser espalhados em pequenos ângulos consiste em que a amplitude terá sua contribuição dominante a partir dos glúons com pequeno momentum transverso. Em virtude disso, o integrando da Eq. (5.2.9) é divergente no infravermelho. Assim, outro aspecto fenomenológico importante que deve ser apreciado para colisões no LHC é a possibilidade de emissão de glúons no canal  $s$  a partir do vértice de fusão de glúons. Esta física não foi contabilizada nos cálculos da amplitude de espalhamento, e é importante para regular o comportamento do integrando no limite  $Q^2 \rightarrow 0$ . Para este fim, são introduzidos os fatores de forma de Sudakov, os quais vão determinar a probabilidade  $S$  de não emitir um glúon do vértice de produção em aproximação de duplo logaritmo dominante ("*Double Leading Logarithm Approximation*" - DLLA), ou seja, termos do tipo [142]

$$S = \frac{N_c \alpha_s}{\pi} \int_{Q^2}^{M_H^2/4} \frac{dp_{\perp}^2}{p_{\perp}^2} \int_{p_{\perp}}^{M_H/2} \frac{dE}{E} = \frac{3N_c}{4\pi} \ln^2 \frac{M_H^2}{4Q^2}, \quad (5.2.11)$$

onde  $E$  e  $p_{\perp}$  são a energia e o momentum transverso do glúon emitido, respectivamente, e  $\alpha_s$  é mantida constante. Logo, determina-se que a emissão de glúons com momentum transverso menor que  $Q_{\perp}$  será suprimida, o que auxilia na regulação do comportamento do integrando, pois para momenta muito pequenos o fluxo de cor não pode ser anulado e a radiação de glúons do vértice de fusão não pode ser suprimida, contaminando o estado final. Com isso, passa a ser necessário determinar um corte na integral em relação ao momentum  $Q_{\perp}$ , assumindo o valor de  $Q^2 = 0.3 \text{ GeV}^{-2}$  [145]. Esse valor é escolhido devido a ser o menor momentum analisado em parametrizações de distribuições partônicas no próton [150]. Por fim, para suprimir a emissão de múltiplos glúons, o produto das probabilidade de supressão toma uma forma exponencial, sendo necessário incluir esta correção na amplitude de espalhamento

$$\mathcal{M}_{gg} = A\pi^3 \int \frac{d^2Q}{Q^4} \exp[-S(Q^2, M_H^2)] \bar{f}(x_1, Q^2) \bar{f}(x_2, Q^2), \quad (5.2.12)$$

onde, para  $Q^2 \rightarrow 0$ , a exponencial vai a zero mais rápido que qualquer ordem em  $Q_{\perp}$  [145].

Contudo, estendendo este resultado em maior precisão, este fator de forma de Sudakov pode ser calculado em aproximação de logaritmo dominante ("*Leading Logarithm Approximation*" - LLA) [143]. Neste caso, deve-se levar em conta o comportamento dinâmico da constante de acoplamento da interação forte e contabilizar que quarks também podem emitir glúons no canal  $s$ , o que é previsto pela QCD e já foi contabilizado pela equação DGLAP, dando origem às função de desdobramento definidas nas Eqs. (2.2.7). Assim, neste contexto, a probabilidade de supressão de múltiplas emissões pode ser reescrita na forma

$$T(Q^2, M_H/2) = \exp \left\{ - \int_{Q^2}^{M_H^2/4} \frac{dp_{\perp}^2}{p_{\perp}^2} \frac{\alpha_s(p_{\perp}^2)}{2\pi} \int_0^{1-\Delta} dz \left[ zP_{gg}(z) + \sum_q P_{qg}(z) \right] \right\}. \quad (5.2.13)$$

Nesta fórmula, o valor de  $\Delta$  é introduzido para corretamente contabilizar a ressonância dos termos referentes a contribuição macia  $\ln(1-z)$  nas funções de desdobramento devido a

integração sobre o ângulo de emissão dos glúons macios no canal  $s$  [151]. Assim, o corte no limite superior da fração de momentum  $z$  foi explorado fenomenologicamente a fim de se encontrar o valor ideal a ser computado. O grupo de Durham propôs o valor  $\Delta = p_{\perp}/(\mu + p_{\perp})$ , sendo  $\mu = 0.62M_H$ . Contudo, em trabalho mais recente [152] este cálculo foi reavaliado, o que estimou a escala de energia a ser aplicada nos fatores de forma de Sudakov em  $\mu = M_H$ . Como resultado, a seção de choque de produção difrativa do bóson de Higgs foi suprimida por um fator 2, sendo uma correção importante a ser estudada. O grupo de Durham avaliou esta modificação e verificou que esta supressão pode ser compensada por outros efeitos a serem contabilizados na amplitude de espalhamento [151].

Assim, para se levar em conta corretamente estes logaritmos, é necessário contabilizar os fatores de forma de Sudakov junto às distribuições, na forma [153]

$$\tilde{f}(x, Q^2) = \frac{\partial}{\partial \ln Q^2} \left[ \sqrt{T(Q^2, M_H/2)} xg(x, Q^2) \right], \quad (5.2.14)$$

onde o termo  $\sqrt{T}$  é inserido pois o glúon que anula o fluxo de cor possui uma fração de momentum muito menor que os glúons do vértice de fusão, ou seja,  $(x'_i \approx \sqrt{Q_{\perp}^2}/\sqrt{s}) \ll (x_i \approx M_H/\sqrt{s})$ , determinando a escala onde a emissão de múltiplos glúons será suprimida. Por fim, a integral da Eq. (5.2.9) terá a forma

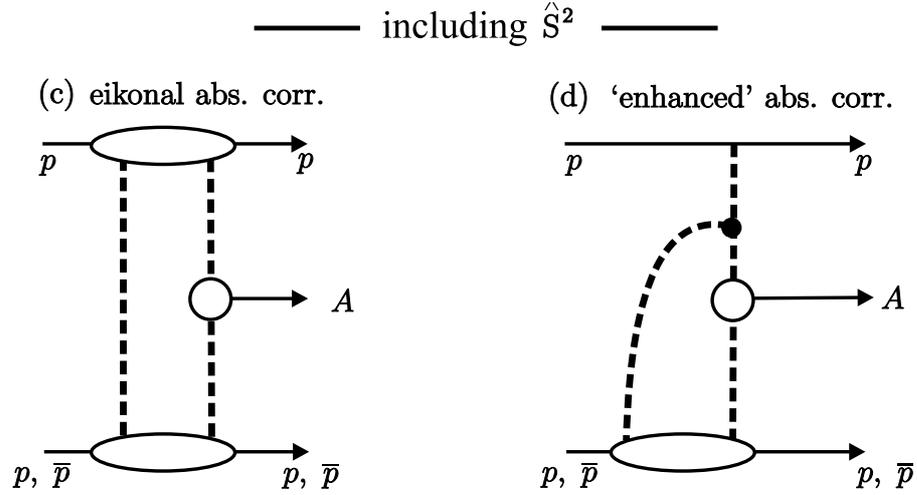
$$\mathcal{M}_{gg} = A\pi^4 \int \frac{dQ^2}{Q^4} \tilde{f}(x_1, Q^2) \tilde{f}(x_2, Q^2), \quad (5.2.15)$$

contabilizando o processo em NLO de forma indireto, pois as correções são incluídas no fator da Eq. (5.2.7). Portanto, os fatores de forma de Sudakov estabilizam a amplitude de espalhamento no limite do infravermelho e, com isso, permitem aplicar a QCD perturbativa ao processo.

### 5.2.3 Fator de sobrevivência

Obtida a seção de choque para a produção difrativa, as lacunas de rapidez do estado final serão contaminadas pela produção de outras partículas em interações macias que ocorrerão entre as partículas incidentes. Assim, as interações macias originadas pelo reespalhamento entre partículas macias ocorrendo simultaneamente ao processo duro devem ser contabilizadas a fim de estimar a fração de eventos onde a lacuna de rapidez sobreviverá, ou seja, eventos onde será possível observar experimentalmente estas lacunas. Como resultado, a seção de choque será enormemente reduzida, e é neste ponto que teóricos e experimentais apoiam a ideia de estudar processos difrativos, mesmo com as dificuldades experimentais já conhecidas em detectar o bóson de Higgs. Contudo, o aspecto primordial a ser desvendado com a chegada de dados dos experimentos do LHC é determinar com que grau as correções de reespalhamento serão importantes para os processos hadrônicos. Logo, existem alguns grupos dedicados a estudar a GSP em diferentes regimes cinemáticos, especialmente do LHC, o que poderá ser corroborado com os dados futuros para a produção de mésons [154]. A fim de se fazer um panorama de como esta probabilidade é contabilizada e como ela afeta as previsões teóricas para a produção do bóson de Higgs, serão apresentados os dois modelos mais discutidos e utilizados nas previsões para as energias do LHC na produção do bóson de Higgs pela Troca Dupla de Pomerons.

Esta probabilidade é expressa através do formalismo *eikonal* para um canal de interação pela troca de Pomerons, isto é, uma interação macia entre as partículas incidentes [118, 155,



**Fig. 5.3:** Diagramas representando as correções macias em aproximação eikonal e correções incrementadas pelo acoplamento triplo entre Pomerons [154].

156], sendo ilustrado na Fig. 5.3. A probabilidade para um canal é dada por

$$\langle S^2 \rangle = \frac{\int d^2 \mathbf{b} |\mathcal{A}(s, b)| e^{-\Omega(s, b)}}{\int d^2 \mathbf{b} |\mathcal{A}(s, b)|}, \quad (5.2.16)$$

onde  $\mathcal{M}$  é a amplitude do processo a ser descrito no espaço do parâmetro de impacto  $b$  na energia de centro-de-massa  $\sqrt{s}$  e  $\Omega(b)$  é a chamada opacidade ou densidade ótica do processo, o que significa que a inclusão do termo  $\exp(-\Omega)$  determina a probabilidade para os dois pártons não sofrerem colisões inelásticas adicionais ou reespalhamento [157]. No caso de um canal único, a probabilidade de sobrevivência para a produção exclusiva do bóson de Higgs corresponde a 5–6% [158]. Considerando a possibilidade de interação entre Pomerons além daquele na aproximação *eikonal*, este cálculo é estendido tomando dois canais de interação entre Pomerons, sendo chamada de diagrama incrementado. A probabilidade de ocorrer estes reespalhamentos leva em conta o acoplamento triplo entre Pomerons ( $G_{3P}$ ), o que ainda não pode ser calculado analiticamente, e vem sendo estudado fenomenologicamente [158, 159]. Logo, a probabilidade para dois canais é dada por

$$\langle S^2 \rangle = \frac{\int d^2 \mathbf{b}_1 d^2 \mathbf{b}_2 [A(b_1)A(b_2)\{1 - A[(b_1 + b_2)]\}]^2}{\int d^2 \mathbf{b}_1 d^2 \mathbf{b}_2 [A(b_1)A(b_2)]^2}, \quad (5.2.17)$$

onde  $A_H$  é a amplitude do processo de interesse, neste caso a produção central de dois jatos de glúons pode ser calculada perturbativamente pela QCD. Para este regime, a probabilidade corresponde a 2.7–3% no caso de produção do bóson de Higgs [158].

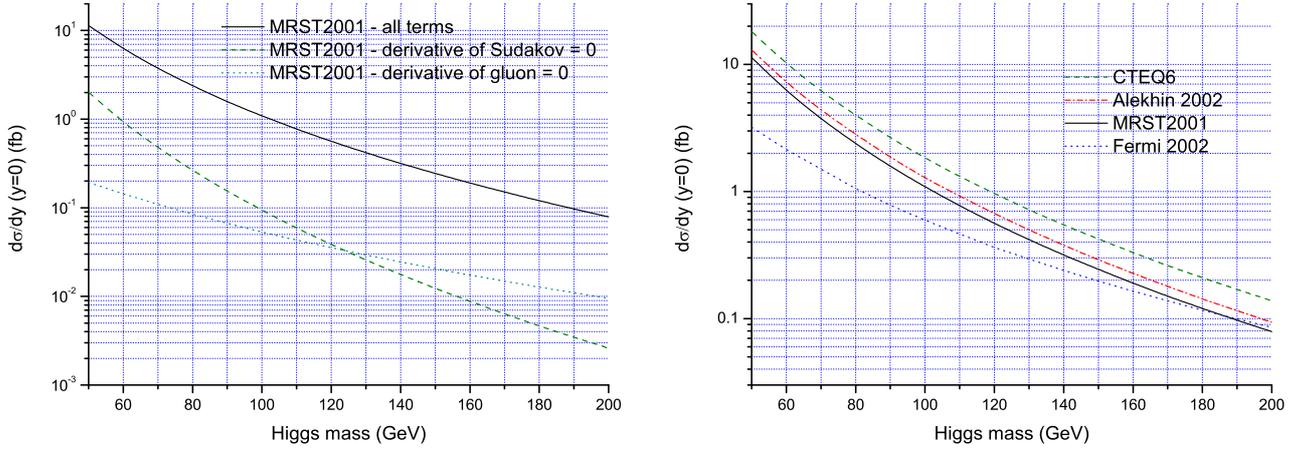
No tratamento desta probabilidade pelo grupo de Durham para colisões  $pp$ , os diagramas computados para a amplitude  $\mathcal{A}$  da probabilidade de sobrevivência incluem (i) a aproximação eikonal para o tratamento dos processos de reespalhamento, baseado no Modelo Glauber-Mueller [160], (ii) laços de pions, os quais levam em conta a unitariedade do canal  $t$ , e (iii) a dissociação difrativa de alta massa. Dessa maneira, o grupo de Durham estimou uma probabilidade de 3% [136] para a produção do bóson de Higgs pela Troca Dupla de Pomerons no LHC. Mais tarde, com a inclusão dos diagramas incrementados com a troca de múltiplos Pomerons, esta probabilidade foi reduzida para 2.6% [144]. Em análises mais recentes, o valor de 1.5% foi estimado como um limite inferior para o fator de sobrevivência [32], o que será

Sistema	$IP\ IP$				$\gamma\gamma$	
	KMR		GLM		GLM	
	GSP (%)	$\sigma$ (fb)	GSP (%)	$\sigma$ (fb)	GSP (%)	$\sigma$ (fb)
$pp$	1.5	1.3	3.-5.%	3.	90.	0.12-0.18
$pAu$	-	-	0.08	100.	85.	640.
$AuAu$	-	-	0.00008	3920.	$\sim 80.$	3900000.

**Tab. 5.1:** Seção de choque para a produção do bóson de Higgs aplicada a diferentes tratamentos para a Probabilidade de Sobrevivência da Lacuna de Rapidez (GSP). Os resultados apresentam as seções de choque para colisões  $pp$ ,  $pAu$  e  $AuAu$ , com a respectivas probabilidades segundo as abordagens dos grupos de Durham (KMR) e de Israel (GLM).

aplicado neste trabalho. Buscando outra abordagem para obter uma probabilidade maior, o grupo de Israel buscou estimá-la utilizando um método contendo três canais na aproximação eikonal [161, 162], onde estes três canais correspondem ao processo elástico, de difração única e dupla entre as partículas incidentes. Assim, as estimativas apontam uma probabilidade de 5.2% para a produção do bóson de Higgs no LHC, praticamente o dobro daquela prevista pelo grupo de Durham. Entretanto, outra abordagem foi feita incluindo laços de Pomerons à proposta, baseado no Modelo de Mueller, onde a probabilidade reduziu para menos de 1% [158, 163], além do que estimativas mais recentes informavam uma probabilidade de 0.15% [164], indo muito além daquela prevista pelo grupo de Durham. Ademais, estendendo estas estimativas para colisões nucleares, esta probabilidade pode chegar a 0.08% para colisões  $pAu$  e 0.00008% para colisões  $AuAu$  [165]. Contudo, abordando esta probabilidade em uma abordagem com a QCD e a teoria de super Yang-Mills em quatro dimensões [166], o valor do fator de sobrevivência foi estimado em 3–5%, condizendo com as últimas previsões do grupo de Durham. Assim, na Tab. 5.1 são reunidas os diferentes valores segundo as abordagens para a probabilidade de sobrevivência aplicadas à seção de choque de produção do bóson de Higgs pela Troca Dupla de Pomerons.

Como se pode ver pelos resultados obtidos pelo grupo de Israel, a seção de choque de produção em processos eletromagnéticos é significativamente maior em colisões nucleares se comparado ao processo pela Troca Dupla de Pomerons. Este efeito advém do grande número de partículas carregadas presentes no interior dos núcleos, sendo no caso  $AuAu$  proporcional a  $Z^4 = 3.9 \times 10^7$ . Em processos  $pA$ , existem estimativas recentes para a produção eletromagnética do bóson de Higgs em colisões  $pPb$  [95], onde este tipo de colisão é analisada como sendo a opção mais vantajosa do ponto de vista teórico-experimental para a descoberta do bóson de Higgs no LHC. Como em colisões de altas energias surgem alguns efeitos indesejáveis, como (i) a sobreposição de interação por *bunch* do feixe ( $\sim 20$  interações simultâneas no LHC), (ii) a baixa luminosidade para colisões nucleares, e (iii) a baixa taxa de eventos para processos  $pp$ , as colisões  $pA$  são uma boa opção em virtude de terem estes efeitos atenuados em sua cinemática. Assim, colisões  $pA$  terão uma luminosidade e energia de centro-de-massa intermediárias, o que não é vantajoso se comparado a colisões  $pp$ , mas terão um fluxo de fótons incrementado de um fator  $Z^2 = 6724$  no caso do Chumbo. A Tab. 5.2 reúne algumas informações importantes em relações a colisões  $pp$ ,  $pPb$  e  $PbPb$  a fim de mostrar o panorama das possibilidades para a produção do bóson de Higgs no LHC. Contudo, no caso de colisões entre prótons, podemos ver que existem diferentes estimativas para a produção eletromagnética, mas todas levam a uma seção de choque de produção da ordem de 0.1 fb. Assim, com uma seção de choque tão baixa, conseqüentemente uma taxa



**Fig. 5.4:** Resultados para a taxa de eventos prevista para LHC. Do lado esquerdo, as curvas apresentam os resultados com diferentes comportamentos para a derivada na distribuição de glúons. Do lado direito, os resultados são avaliados com diferentes parametrizações para a distribuição de glúons [145].

de eventos pequena, é de grande dificuldade determinar a viabilidade em observar esse tipo de processo difrativo no LHC.

### 5.2.4 Predições

Portanto, com a amplitude definida na Eq. (5.2.15), calcula-se a seção de choque de produção do bóson de Higgs

$$\frac{d\sigma_{pp}^{gg}}{dy_H} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{256\pi^3 b^2}, \quad (5.2.18)$$

e as curvas de predição para a taxa de eventos em rapidez central ( $y_H=0$ ) podem ser vistas na Fig. 5.4. Estes resultados apresentam as curvas considerando a contribuição de todos os termos da Eq. (5.2.15), o qual corresponde à soma das curvas que representam a contribuição somente da derivada em relação aos fatores de forma de Sudakov ( $\partial xg/\partial Q^2 = 0$ ) e da curva com somente a contribuição da distribuição de glúons ( $\partial S/\partial Q^2 = 0$ ). O aspecto mais importante é o incremento por um fator de trinta na taxa de eventos em virtude do uso das correções em LLA, com a maior parte vinda das derivadas em relação ao fator de forma de Sudakov.

Como dito anteriormente, neste cálculo a integral em relação a  $Q_\perp$  teve o limite inferior cortado, tomando um valor inicial de  $Q_0^2 = 0.3 \text{ GeV}^2$ , a fim de evitar problemas no limite infravermelho do integrando, sendo este valor estipulado por ser a menor escala de momentum utilizada por uma parametrização da função densidade de glúons no próton. Sendo avaliado este aspecto, a seção de choque se mostrou insensível a variação deste corte na integral no momentum transversal [145]. Outra análise possível é avaliar como se comportam os resultados utilizando diferentes parametrizações para a distribuição de glúons. A Fig. 5.4 também apresenta diferentes parametrizações para prever a taxa de eventos para a produção do bóson de Higgs no LHC. Neste caso, deve-se levar em conta que estas parametrizações foram construídas utilizando os dados obtidos no acelerador HERA, o que pode acarretar em predições não muito precisas para a produção do bóson de Higgs no LHC [145], ainda mais neste caso onde se inserem as distribuições de glúons, as quais crescem fortemente com

o aumento da energia, sendo este o caso da transição HERA ( $\sqrt{s_{ep}} = 820$  GeV) para o LHC ( $\sqrt{s_{pp}} = 14$  TeV). Outros detalhes da análise da proposta do grupo de Durham pode ser encontrada na Ref. [145]. A seção de choque total pode ser obtida pela integração da Eq. (5.2.18) em relação a rapidez do bóson de Higgs, resultando em valores de alguns femto-barns, como é apresentado na Tab. 5.1. Além disso, estudos foram efetuados a fim de estimar a seção de choque para este mecanismo em colisões nucleares, tanto  $pA$  quanto  $AA$ . Nestes casos, a GSP encontrada é muito pequena, o que reduz a seção de choque enormemente, mas mesmo assim resultando numa seção de choque apreciável no regime cinemático do LHC, como mostrado na Tab. 5.1. Avaliando os possíveis ruídos, a regra de seleção spin-paridade permite suprimir fortemente o sinal de processos  $gg \rightarrow b\bar{b}$  para a produção exclusiva [167–169]. As principais incertezas relacionadas à produção exclusiva do bóson de Higgs por meio da DPE podem ser listadas da seguinte forma [170]:

- a) O fator de sobrevivência para as lacunas de rapidez calculado através da consideração das interações macias, sobretudo sem levar em conta as possibilidades para diagramas incrementados;
- b) A probabilidade de se encontrar o par de glúons prevista pelo uso da distribuição não-integrada de glúons  $f_g$ ;
- c) Correções radiativas da QCD no regime perturbativo a serem incluídas na amplitude de espalhamento do subprocesso duro, o que leva a considerar os fatores de forma de Sudakov para suprimir a radiação de glúons do vértice de fusão; e
- d) As correções de absorção incrementadas, calculadas pelos diagramas com laços de Pomerons e outros efeitos que podem quebrar a fatorização colinear.

Este mecanismo já foi aplicado à produção de diferentes observáveis, como mésons  $\chi$  [171, 172], díjetos [173], bósons  $Z$  [174], mésons  $J/\psi$  [175], pares de léptons [176] e difótons [177], mostrando resultados satisfatórios tanto no regime do Tevatron quanto do LHC. Portanto, os estudos destes aspectos do mecanismo de DPE poderá reduzir as incertezas nas previsões para o LHC, o que pode transformar o cenário para a detecção muito competitivo se considerado outros mecanismos de produção, como o caso de fusão de fótons. Outros estudos também exploraram a produção difrativa do bóson de Higgs utilizando a QCD perturbativa, tanto em colisões  $pp$  [178] quando em colisões  $AA$  [179]. As seções de choque previstas por estas propostas para o regime cinemático do LHC condizem com aquelas obtidas pela grupo de Durham. No caso de colisões nucleares, as seções de choque crescem significativamente, mas a contribuição não-perturbativa de interações secundárias inviabilizam a observação por este mecanismo, o que será apresentado na Seç. 5.2.3.

### 5.3 Produção Eletromagnética

Como explicado no Cap. 1, o acoplamento direto do fóton com o bóson de Higgs não é previsto, pois o fóton não é um campo vetorial massivo. Dessa forma, somente acoplamentos mediados por um laço fermiônico se tornam possíveis para o vértice  $\gamma\gamma H$  a fim de se estudar o mecanismo de produção eletromagnético do bóson de Higgs, como ilustrado pelo vértice em evidência na Fig. 5.5 [180]. Apesar do vértice de fusão de glúons ser largamente estudado na literatura, além de ser introduzido nas interações pela Troca Dupla de Pomerons, ele apresenta certas dificuldades devido as correções de reespalhamento, reduzindo a seção de

choque de produção. Assim, com o intuito de contornar esse problema e propor um processo com um estado final mais limpo, o mecanismo de produção por meio do vértice de fusão de fótons se torna promissor, pois os efeitos de reespalhamento em processos fotônicos de produção central são pequenos, possuindo uma GSP estimada em 100% [158], mas cálculos específicos apontam uma probabilidade ligeiramente menor, entre 70 e 90% [181].

Na mesma época em que foi proposta a abordagem da Troca Dupla de Pomerons, o mecanismo de produção do bóson de Higgs por meio do vértice de fusão de fótons também foi introduzido [182, 183] em colisões de íons pesados. Entretanto, devido aos grandes avanços ocorridos nos últimos anos na descrição de processos hadrônicos em altas energias, as primeiras propostas apresentadas não eram tão precisas, visto que diversas correções foram incluídas no regime cinemático a que se espera chegar em LHC. Nestas primeiras abordagens, o Método de Fótons Equivalentes não era implementado da forma como foi apresentado no Cap. 2, mas se contabilizava o fator de forma elástico dos núcleos em questão, onde haviam diversas formas de serem calculados. Apesar disso, as previsões atuais para a produção do bóson de Higgs em Colisões Ultraperiféricas entre núcleos são da mesma ordem de grandeza se comparada com as previsões mais antigas.

Logo, adotando a abordagem de produção para colisões  $pp$ , as seções de choque de produção podem ser estendidas para colisões nucleares ao incluir o número de nucleons carregados no interior dos núcleos em colisão [165]. Entretanto, o cálculo do vértice de fusão de fótons é mais complexo se comparado a Troca Dupla de Pomerons devido a inclusão de laços que mediam a interação fóton-Higgs, onde laços com bóson vetoriais massivos devem ser incluídos no cálculo da amplitude de espalhamento, bem como todas as espécies de quarks. Assim, a amplitude para este processo pode ser escrita como [184]

$$\mathcal{M}_{\gamma\gamma} = -\frac{4\pi\alpha}{q_1^2 q_2^2} 4p_2^\mu p_1^\nu \left( A_{\mu\nu}^{(f)} + A_{\mu\nu}^{(b)} \right), \quad (5.3.1)$$

onde  $q_i$  e  $p_i$  são os quadrimomenta dos fótons e prótons, respectivamente, e  $A_{\mu\nu}^{(f,b)}$  são amplitudes para os subprocessos envolvendo férmions ( $f$ ) e bóson vetoriais ( $b$ ), sendo dadas por [165]

$$A_{\mu\nu}^{(f,b)} = A^{(f,b)} \left( q_{1,\nu} q_{2,\mu} - \frac{M_H^2}{2} g_{\mu\nu} \right), \quad (5.3.2)$$

tendo os respectivos diagramas ilustrados na Fig. 5.6. No caso de férmions, todos os quarks devem ser contabilizados ( $q/\bar{q} = u/\bar{u}, d/\bar{d}, s/\bar{s}, c/\bar{c}, b/\bar{b}, t/\bar{t}$ ) e léptons ( $e^\pm, \mu^\pm, \tau^\pm$ ). Já para o caso de bósons, tanto os bósons vetoriais massivos  $W^\pm$  e  $Z^0$  como o próprio bóson de Higgs são incluídos. Ademais, o termo referente aos momenta dos prótons incidentes pode ser reescrito pela abordagem de Weizsäcker-Williams [93], onde

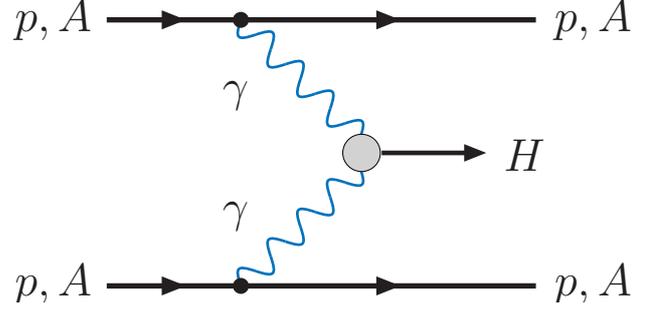
$$p_1^\mu p_2^\nu \rightarrow -\frac{2s}{M_H^2} q_{1\perp}^\mu q_{2\perp}^\nu. \quad (5.3.3)$$

Efetuando a soma dos diagramas possíveis para o laço fermiônico e bosônico, as amplitudes  $A_{\mu\nu}^{(f,b)}$  possuem a forma

$$A_{\text{loop}} = A^{(f)} + A^{(b)} = \frac{8}{27} \frac{\alpha}{\pi} \sqrt{G_F} \sqrt{2}. \quad (5.3.4)$$

Assim, a amplitude final é expressa por

$$\mathcal{M}_{\gamma\gamma} = \frac{4\pi\alpha}{q_{1\perp}^2 q_{2\perp}^2} F(q_{1\perp}^2) F(q_{2\perp}^2) \frac{2s}{M_H^2} 4q_{1\perp}^\mu q_{2\perp}^\nu A_{\mu\nu}, \quad (5.3.5)$$



**Figura 5.5:** Diagrama de Feynman ilustrando a produção central do bóson de Higgs por meio do vértice de fusão de fótons tanto em colisões  $pp$  quanto  $AA$ .

onde  $F(q_{i\perp}^2)$  são os fatores de forma eletromagnéticos do próton ou do núcleo, dados por

$$F(q_{\perp}^2) = \frac{1}{2(1 + q^2/0.72)} \quad (5.3.6)$$

e, assim, a amplitude em escala dura é expressa como

$$\mathcal{A}_{\gamma\gamma} = \int d^2q_{1\perp} \int d^2q_{2\perp} \mathcal{M}_{\gamma\gamma}(q_1, q_2) \mathcal{M}_{\gamma\gamma}^*(q_1 + Q, q_2 - Q). \quad (5.3.7)$$

Para o caso de colisões  $pp$ , os limites de integração podem ser obtidos através do estudo da cinemática do processo. Para o limite inferior, os fótons necessitam ter um mínimo de energia para produzir o bóson de Higgs, ou seja,  $q_{1\perp,\min}^2 = q_{2\perp,\min}^2 = m_p^2 M_H / \sqrt{s}$ , onde  $m_p \approx 1$  GeV é a massa do próton. Os limites superiores podem ser obtidos pelo fator de forma eletromagnético do próton dado pela Eq. (5.3.6), obtendo-se  $q_{1\perp,\max}^2 = q_{2\perp,\max}^2 = 0.72$ . Sendo assim, a seção de choque é expressa por

$$\sigma_{pp}^{\gamma\gamma} = \frac{\alpha^2}{32\pi} A_{\text{loop}}^2 \ln \frac{s}{m_p^2} \ln^2 \frac{0.72}{m_p^2 M_H / \sqrt{s}}, \quad (5.3.8)$$

onde o fator  $\ln(s/m_p^2)$  contabiliza as lacunas de rapidez entre os prótons e o bóson de Higgs. No caso de colisões  $pA$  e  $AA$ , a amplitude de espalhamento dura dada pela Eq. (5.3.7) deve ser calculada para o caso onde um ou os dois prótons são substituídos por núcleos. Para tal, considera-se a aproximação onde há um pequeno momentum transferido  $Q$  durante a interação, o que auxilia no cálculo desta integral

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\gamma\gamma} &= 4\pi^2 s^2 (4\pi^2 \alpha^2)^2 A_{\text{loop}}^2 \int_{Q^2}^{R_p^2/4} dq_{1\perp}^2 \frac{q_{1\perp}^2}{q_{1\perp}^2} \int_{Q^2}^{R_A^2/4} dq_{2\perp}^2 \frac{q_{2\perp}^2}{q_{2\perp}^2} \\ &= 64\pi^4 s^2 \alpha^2 A_{\text{loop}}^2 \ln \frac{Q^2 R_A^2}{4} \ln \frac{Q^2 R_p^2}{4}. \end{aligned} \quad (5.3.9)$$

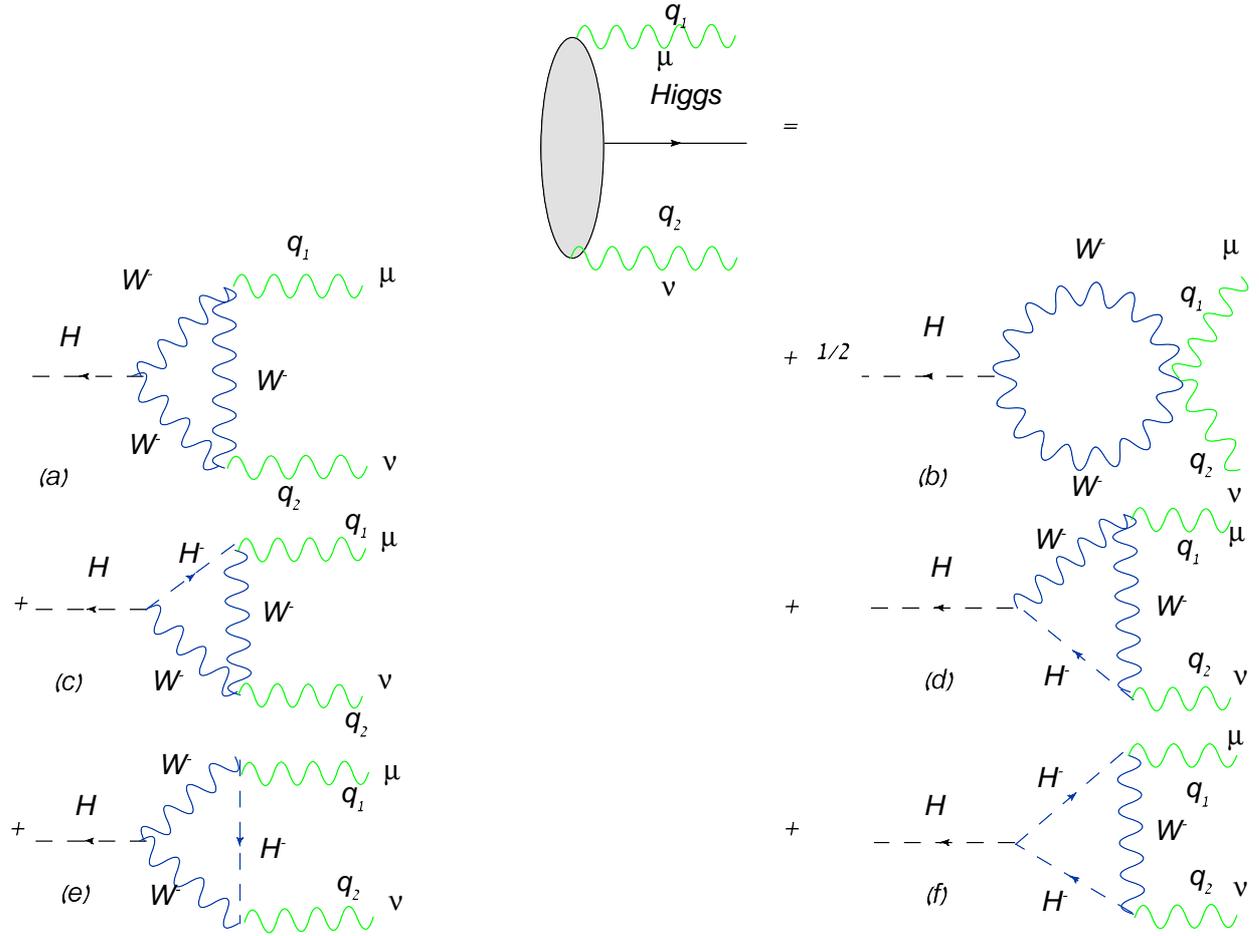
Para restringir o intervalo de parâmetro de impacto no caso de colisões nucleares, a amplitude dura é reescrita por uma transformada de Fourier da forma

$$\mathcal{A}_{\gamma\gamma}(b) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2Q \exp(-i\vec{b} \cdot \vec{Q}) \mathcal{A}_{\gamma\gamma}(Q) \sim \frac{1}{b^2} \ln \frac{4b^2}{R_A^2} + \ln \frac{R_A^2}{R_p^2}, \quad (5.3.10)$$

onde o limite inferior tomado para o parâmetro de impacto é  $b_{\min} = R_A/2$  e o limite superior dado por  $b_{\max} = \sqrt{s}/(m_p M_H)$ .

Outra abordagem para o mecanismo eletromagnético em colisões  $pA$  e  $AA$  utilizou a fórmula do fluxo de fótons definida na Eqs. (3.4.29) e (3.4.27) [95], escritas na forma mais geral para colisões  $pA$  como [185]

$$f_{\gamma/p}(x) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1-x}{x} [\varphi(x, Q_{\max}^2/Q_0^2) - \varphi(x, Q_{\min}^2/Q_0^2)], \quad (5.3.11)$$



**Fig. 5.6:** Diagramas que representam as contribuições eletrofracas para a produção eletromagnética do bóson de Higgs [184].

onde

$$\begin{aligned} \varphi(x, Q) = & (1 + ay) \left[ -\ln \frac{1+Q}{Q} + \sum_{k=1}^3 \frac{1}{k(1+Q)^k} \right] + \frac{(1-b)y}{4Q(1+Q)^3} \\ & + c \left( 1 + \frac{y}{4} \right) \left[ \ln \frac{(1+Q)-b}{1+Q} + \sum_{k=1}^3 \frac{b^k}{k(1+Q)^k} \right] \end{aligned} \quad (5.3.12)$$

para prótons, e para colisões AA

$$\sigma(AB \xrightarrow{\gamma\gamma} A + H + B) = \int d\omega_1 d\omega_2 \frac{f_{\gamma/A}(\omega_1)}{\omega_1} \frac{f_{\gamma/B}(\omega_2)}{\omega_2} \sigma(\gamma\gamma \rightarrow H), \quad (5.3.13)$$

sendo dado o fluxo de fótons de núcleos da forma [186]

$$f_{\gamma/A}(x) = \frac{\alpha Z^2}{\pi} \frac{1}{x} [2x_i K_0(x_i) K_1(x_i) - x_i^2 (K_1^2(x_i) - K_0^2(x_i))]. \quad (5.3.14)$$

A energia dos fótons pode ser relacionada com a rapidez do bóson de Higgs através da equação  $\omega_{1,2} = (W_{\gamma\gamma}/2) \exp(\pm y_H)$ , onde  $W_{\gamma\gamma} = \sqrt{s_{\gamma\gamma}} = \sqrt{4\omega_1\omega_2}$  e seus valores superiores são dados

Sistema	$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	$\mathcal{L}$ ( $\text{cm}^{-1}\text{s}^{-1}$ )	$\omega_{\text{max}}$ (GeV)	$\sqrt{s_{\gamma N}^{\text{max}}}$ (GeV)	$\sqrt{s_{\gamma\gamma}^{\text{max}}}$ (GeV)
$pp$	14.	$1.0 \times 10^{34}$	2450	8400	4500
$p\text{O}$	9.9	$2.7 \times 10^{30}$	340	2600	690
$p\text{Ar}$	9.4	$1.5 \times 10^{30}$	240	2130	480
$p\text{Pb}$	8.8	$1.5 \times 10^{29}$	130	1500	260
$\text{OO}$	7.0	$2.0 \times 10^{29}$	240	1850	490
$\text{ArAr}$	6.3	$0.6 \times 10^{29}$	160	1430	320
$\text{PbPb}$	5.5	$5.0 \times 10^{26}$	80	950	160

**Tab. 5.2:** Grandezas relevantes para a cinemática de LHC em UPC  $pp$ ,  $p\text{Pb}$  e  $\text{PbPb}$ , apresentando (i) a energia de centro-de-massa (CM) do processo ( $\sqrt{s_{NN}}$ ), (ii) a energia máxima de CM  $\sqrt{s_{\gamma N}^{\text{max}}}$  alcançada no subprocesso  $\gamma N$ , e (iii) a energia máxima de CM  $\sqrt{s_{\gamma\gamma}^{\text{max}}}$  no subprocesso  $\gamma\gamma$ . Por fim, também são comparadas as luminosidades  $\mathcal{L}$  alcançadas nas diferentes colisões e a energia máxima  $\omega_{\text{max}}$  dos fótons [95].

por  $\omega_1^{\text{max}} = \omega_2^{\text{max}} \approx \gamma/b_{\text{min}}$ , tal que  $\gamma = \sqrt{s_{NN}}/2m_N$  é o fator de Lorentz relativístico e  $m_N$  a massa do nucleon,  $m_N = 0.9315$  GeV para nucleon no interior de núcleos e  $m_p = 0.9383$  GeV para prótons livres. O parâmetro de impacto mínimo  $b_{\text{min}} \approx 2R_A$  é a separação mínima entre as duas cargas de raio  $R_A$ . Neste contexto, a energia "máxima" dos fótons é interpretada como uma indicação da energia ( $\omega > \gamma\beta/b$ ) a partir da qual o fluxo de fótons é suprimido exponencialmente [95]. Os principais parâmetros utilizados para as previsões desta abordagem em colisões entre prótons e com núcleos de Chumbo são apresentadas na Tab. 5.2. A energia de centro-de-massa para colisões nucleares pode ser relacionada com a energia relativa a colisões  $pp$  pela fórmula  $\sqrt{s_{NN}} = 14 \text{ TeV} \sqrt{Z_A Z_B / AB}$ , onde  $A, B$  e  $Z_i$  são o número de massa e o número de prótons do núcleo considerado, respectivamente.

## 5.4 Vantagens da produção central

Um dos aspectos mais importantes discutidos na literatura é a viabilidade experimental de detectar o bóson de Higgs frente as dificuldades existentes em cada tipo de mecanismo de produção. O processo inclusivo, onde os prótons emitem glúons que irão formar o vértice de fusão, é o meio que oferece maior taxa de eventos para observar o bóson de Higgs, porém, também permite um alto ruído proveniente da produção de outras partículas que podem sobrepor os estados finais do processo, como apresentado Cap. 1. Com isso, o interesse no estudo de processos exclusivos se baseia nas vantagens que podem ser exploradas para a detecção do bóson de Higgs, dentre elas:

- Como os prótons irão permanecer intactos no final do processo, a sua detecção poderá fornecer a quantidade de energia perdida no processo, pela qual se pode inferir a massa do bóson de Higgs com precisão da ordem de 1 GeV;
- O ruído referente à produção de quarks *bottom* pode ser suprimido, viabilizando a detecção do bóson de Higgs pelo decaimento  $H \rightarrow b\bar{b}$ , o qual é dominante na faixa de massa  $M_H < 140$  GeV. Além disso, a massa do produto do decaimento deve ser igual a energia perdida pelos prótons. Com isso, pode-se alcançar uma razão  $S/\sqrt{B}$  próxima de 1;
- A análise da produção central em relação ao spin e paridade  $J^{CP} = 0$  do produto pode auxiliar na supressão de ruídos, o que deve ser um grande desafio para a detecção do

Sistema	$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow H)$ elástico (fb)		$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow H)$ inelástico (fb)	
		$H$ total	$H \rightarrow b\bar{b}$	$H$ total	$H \rightarrow b\bar{b}$
$pp$	14.	0.18	0.13	0.59	0.45
$pO$	9.9	3.50	2.50	4.90	3.50
$pAr$	9.4	13.	9.70	17.	14.
$pPb$	8.8	170	120	160.	120.
OO	7.0	37.	26.	–	–
ArAr	6.3	370.	260.	–	–
PbPb	5.5	18000.	13000.	–	–

**Tab. 5.3:** Seção de choque de produção para o bóson de Higgs com massa  $M_H = 120$  GeV (total e para o decaimento  $H \rightarrow b\bar{b}$ ) em UPC elástica e inelástica para o LHC conforme os sistemas definidos na Tab. 5.1. As colisões inelásticas correspondem aos processos  $pp$  e  $pA$  onde o próton se quebra com a interação, incrementando a seção de choque [95].

bóson de Higgs, alcançando uma taxa de eventos aproximada de algumas centenas para a energia do LHC [167].

Apesar da taxa de eventos para processos diretos com  $gg \rightarrow H$  ser razoavelmente alta frente à produção difrativa, processos exclusivos podem ser um meio promissor para o estudo da produção difrativa do bóson de Higgs. Além disso, existem detectores especiais a serem colocados em funcionamento nos experimentos do LHC para observarem as lacunas de rapidez produzidas pelos processos difrativos [123], tendo a expectativa de incrementar a razão  $S/\sqrt{B}$ . Os contadores cintilantes de chuveiros partônicos serão localizados entre 60 e 85 metros do ponto de interação do CMS e também a  $\pm 140$  metros. Estes detectores também estão sendo previstos a serem instalados também no experimento LHCb. Neste caso, as partículas do processo não serão detectadas diretamente, mas sim os chuveiros das partículas interagentes próximas ao feixe. Especialmente para o caso difrativo, estes contadores podem detectar as lacunas de rapidez com nenhuma superposição de espalhamentos (*pile up*) no início de operação do LHC onde a luminosidade é reduzida. Já no caso dos detectores muito próximos ao feixe, o projeto prevê a instalação de detectores de Silício e detectores ultrarápidos, com resolução de 10 ps, a uma distância de  $\pm 220$  e  $\pm 420$  metros nos experimentos ATLAS e CMS. As vantagens dos detectores muito próximos ao feixe é a sua resolução, estimada da ordem de 2 GeV independentemente do canal de decaimento da partícula, e a possibilidade de reconstrução do canal de produção com boa significância. O decaimento do bóson de Higgs em par de bósons  $W$  já foi estudado incluindo aspectos experimentais destes detectores [187], bem como o efeitos dos ruídos [188], entre outros [189, 190].

## 5.5 Conclusões

Este capítulo abordou as possibilidades para a produção difrativa do bóson de Higgs, tanto pelo mecanismo de DPE como pelo mecanismo eletromagnético de fusão de fótons. Foram discutidos os principais aspectos fenomenológicos e experimentais empregados nestes mecanismos, bem como as predições obtidas por meio de cada processo. Foi observado que em colisões  $pp$  a DPE ainda oferece uma seção de choque de produção mais alta, em torno de uma ordem de grandeza. Contudo, para colisões nucleares, a fusão de fótons apresenta uma seção de choque significativamente incrementada para o regime cinemático do LHC, visto

que o número de fótons  $Z$  no interior do núcleo em colisão contribui significativamente. As vantagens para estes mecanismos de produção foram discutidas, os quais são estudados para viabilizar a descoberta do bóson de Higgs no LHC, principalmente pelos detectores a serem configurados nos experimentos ATLAS e CMS. Conclusivamente, a razão  $S/\sqrt{B}$  é favorável para a produção difrativa se comparado ao caso da produção inclusiva do bóson de Higgs, possibilitando a detecção do estado final por meio das lacunas de rapidez na distribuição dos dados em pseudorapidez.



## Capítulo 6

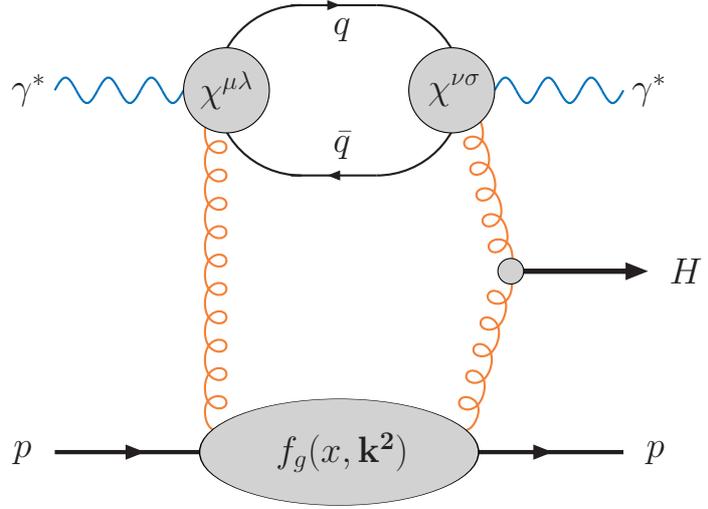
# Mecanismo de fotoprodução do bóson de Higgs

Em vista das vantagens relativas à produção do bóson de Higgs em UPC e ao mecanismo de fusão de glúons, a produção do bóson de Higgs por meio da DPE em UPC é proposta nesta Tese como uma forma promissora de empregar estes mecanismos para explorar sua observação no LHC. Assim, baseada no formalismo de Dipolos de Cor, esta proposta de fotoprodução difrativa permite obter a seção de choque de produção e a taxa de eventos no LHC considerando a flutuação do fóton em um par quark-antiquark (ou dipolo de cor) e sua interação com o conteúdo partônico do próton incidente. A fim de efetuar uma comparação mais confiável, e em mesmo grau de precisão, estes resultados serão comparados com as estimativas feitas para a produção do bóson de Higgs em processo SD e DPE em NLO utilizando a fatorização difrativa. Portanto, este capítulo se dedicará a introduzir as previsões para a produção do bóson de Higgs através das seções de choque hadrônicas em UPC e difrativas nos regimes cinemáticos do Tevatron e do LHC.

## 6.1 Mecanismo de fotoprodução

O advento do formalismo de Dipolos de Cor [98, 191] permitiu o estudo de processos  $\gamma p$  pela flutuação do fóton do estado inicial em um par quark-antiquark, que por sua vez interage difrativamente com o próton através da troca no canal  $t$  de um Pomeron BFKL. Nesta abordagem, a seção de choque é fatorizada em termos das funções de onda que descrevem esta flutuação e da seção de choque da interação dipolo-próton, a qual é parametrizada de maneira análoga a feita com as distribuições partônicas do próton. Com o estudo e análise tanto teórico e experimental dos processos  $\gamma p$  ocorridos em HERA, um novo processo foi proposto, chamado de Espalhamento Compton Profundamente Virtual ("*Deeply Virtual Compton Scattering*" - DVCS), oportunizando analisar uma nova classe de distribuições partônicas do próton [192]. No caso de colisões  $ep$  em HERA, este estudo visava estudar o subprocesso  $\gamma p$ , o que foi estendido para uma abordagem mais geral tomando a produção difrativa de mésons e provando a possibilidade do uso da fatorização da QCD para seção de choque de produção [193]. Com isso, um novo ramo de estudos foi sendo criado com a análise teórica da produção difrativas de mésons e bósons vetoriais por meio do DVCS [97, 194]. Dessa forma, processos difrativos puderam ser estudados utilizando ferramentas fenomenológicas além daquela proposta pelo modelo de Ingelman-Schlein, permitindo explorar outros regimes cinemáticos e mecanismos de produção.

Analisando as vantagens em relação aos processos  $\gamma p$  em UPC e baseado nos processos envolvendo a flutuação do fóton do estado inicial em um dipolo de cor, o mecanismo de fotoprodução foi proposto a fim de se explorar a produção do bóson de Higgs em aceleradores.



**Figura 6.1:** Diagrama de Feynman representando o mecanismo de fotoprodução no processo  $\gamma p$ . Os vértices superior representam os vértices efetivos para a interação  $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$  e a função  $f_g$  é a distribuição não-integrada de glúons no próton, descrito na Ref. [195].

A Fig. 6.1 ilustra o diagrama de Feynman do processo, onde o dipolo de cor proveniente da flutuação do fóton interage difrativamente com o próton pela troca de glúons duros no canal  $t$ , proporcionando a introdução do vértice de fusão de glúons para a produção do bóson de Higgs. A amplitude de espalhamento deste processo será computada em nível partônico pela interação individual com quarks no interior do próton, sendo extrapolada a seguir para o conteúdo partônico do próton. Claramente em analogia ao mecanismo proposto pelo grupo de Durham, o estado final do processo no mecanismo de fotoprodução apresentará duas lacunas de rapidez, as quais poderão ser observadas com detectores específicos. Além disso, a assinatura do fóton de alta energia produzido em associação ao bóson de Higgs permite verificar este canal de produção de forma mais limpa que em processos inclusivos.

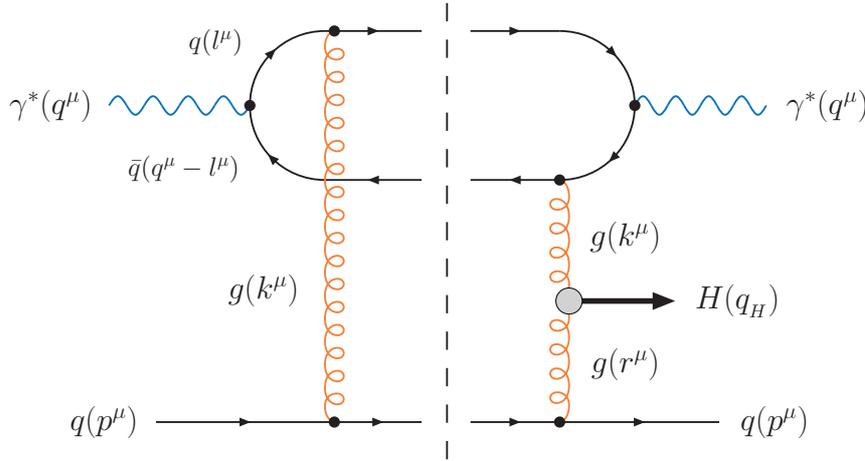
### 6.1.1 Processo em nível partônico

Para o cálculo da seção de choque, é necessário obter a amplitude de espalhamento do processo de interesse. Neste sentido, o processo a ser estudado é ilustrado pela Fig. 6.2, onde o fóton emitido de um dos prótons incidente flutua num dipolo de cor. Este dipolo irá interagir com o conteúdo partônico do próton através da DPE, a qual é descrita pela troca de dois glúons no canal  $t$ . Com essa troca de glúons, introduz-se o vértice de fusão de glúons para a produção do bóson de Higgs em rapidez central. A fim de calcular a amplitude deste processo pelas regras de Feynman, parte-se do processo em nível partônico, onde se inclui somente o acoplamento a um quark no interior do próton.

Neste sentido, é conveniente utilizar as regras de Cutkosky [146], o que é expresso pelo corte da linha tracejada na Fig. 6.2, onde o diagrama de Feynman do processo é cortado em duas partes, e a amplitude de cada lado do corte é calculada separadamente. Com isso, a parte imaginária da amplitude total do processo é obtida pela expressão

$$\Im \mathcal{M} = \frac{1}{2} \int d(PS)_3 \mathcal{A}_E \mathcal{A}_D, \quad (6.1.1)$$

onde  $\mathcal{A}_i$  são as amplitudes do lado esquerdo (E) e direito (D) do corte e  $d(PS)_3$  é o elemento



**Figura 6.2:** Diagramas de Feynman que representam o processo de fotoprodução em nível partônico. A linha central representa o corte das regras de Cutkosky para o cálculo da amplitude de espalhamento.

de volume diferencial do espaço de fase de três corpos<sup>1</sup>, dado por

$$\begin{aligned} d(P\mathcal{S})_3 &= \int \frac{d^4 l_1}{(2\pi)^3} \frac{d^4 l_2}{(2\pi)^3} \frac{d^4 l_3}{(2\pi)^3} \delta(l_1^2) \delta(l_2^2) \delta(l_3^2) (2\pi)^4 \delta^4(q + p - l_1 - l_2 - l_3) \\ &= \frac{1}{(2\pi)^5} \int d^4 l \, d^4 k \, \delta[(q - l)^2] \delta[(l + k)^2] \delta[(p - k)^2], \end{aligned} \quad (6.1.2)$$

onde as funções delta representam a conservação de momentum das linhas fermiônicas submetidas ao corte central. Esta abordagem é muito útil para processos envolvendo a interação via Pomeron, pois, como esta partícula possui os números quânticos do vácuo, a parte imaginária da amplitude de espalhamento destes processos possui contribuição dominante frente à real [111].

Devido a flutuação do fóton em um dipolo de cor, a abordagem do formalismo de fator de impacto pode ser empregada para contabilizar a amplitude de espalhamento. Com o corte central, o dipolo é dividido em duas partes, cada qual possuindo um vértice efetivo que introduz um possível acoplamento do glúon à linha fermiônica do dipolo. A Fig. 6.3 apresenta os possíveis diagramas que constroem o dipolo de cor, onde os vértices efetivos são expressos por

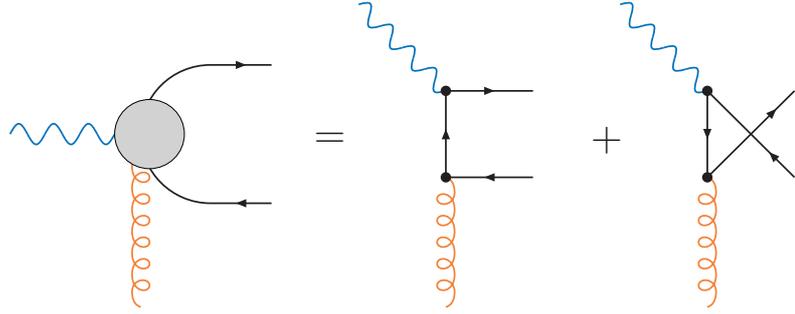
$$\chi^{\mu\lambda} = \chi_{(E)}^{\mu\lambda} + \chi_{(D)}^{\mu\lambda} = ig_s e e_q t^a \left[ \gamma^\mu \frac{\not{l}_1 - \not{q}}{(l_1 - q)^2} \gamma^\lambda + \gamma^\lambda \frac{\not{l}_1 - \not{k}}{(l_1 - k)^2} \gamma^\mu \right], \quad (6.1.3a)$$

$$\chi^{\nu\sigma} = \chi_{(E)}^{\nu\sigma} + \chi_{(D)}^{\nu\sigma} = ig_s e e_q t^b \left[ \gamma^\sigma \frac{\not{k} - \not{l}_2}{(k - l_2)^2} \gamma^\nu + \gamma^\nu \frac{\not{q} - \not{l}_2}{(q - l_2)^2} \gamma^\sigma \right], \quad (6.1.3b)$$

onde o índice  $a, b$  são índices de cor das matrizes  $t^i$  de Gell-Mann e os índices gregos correspondem às matrizes de Dirac,  $g_s$  é o acoplamento da QCD para o vértice  $qqg$  e  $e_q$  é a carga do quark circulando no dipolo de cor. Estes dois vértices se referem às possibilidades de diagramas para o dipolo de cor, o primeiro descreve as possibilidades de acoplamento do glúon do lado esquerdo às linhas fermiônicas, e o segundo as possibilidades do lado direito. Acoplando estas diferentes possibilidades de diagramas, torna-se possível construir quatro diferentes possibilidades para o diagrama do dipolo de cor. Porém, os diagramas

<sup>1</sup> O número de corpos é determinado pelo número de linhas cortadas no diagrama. No caso da fotoprodução do bóson de Higgs, três linhas fermiônicas são cortadas. Em um caso mais simples, como a troca de dois glúons por dois quarks, o corte corresponderia a cortar as duas linhas fermiônicas dos quarks, levando ao espaço de fase de dois corpos [3].

**Figura 6.3:** Diagramas de Feynman que representam os possíveis acoplamentos do glúon ao fóton.



que são topologicamente equivalentes<sup>2</sup> possuem a mesma contribuição para a amplitude de espalhamento, e, assim, é necessário somente levar em conta dois dos possíveis diagramas e incluir um fator 2 ao resultado final da amplitude. Neste caso em especial, é importante utilizar o conjunto correto de diagramas para o dipolo de cor em vista de aplicar as regras de Cutkosky. O elemento de volume dado pela Eq. (6.1.2) corresponde ao diagrama do lado esquerdo (Fig. 6.3a) onde o glúon acopla à linha fermiônica inferior, com o glúon do lado direito acoplando a linhas diferentes. Caso seja considerado o outro diagrama no cálculo, deve-se introduzir o elemento de volume correto.

Logo, de posse dos vértices efetivos, efetua-se o produto das duas amplitudes de cada lado do corte, a qual será integrada para obter a parte imaginária da amplitude total. Este produto é dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_E \mathcal{A}_D &= (4\pi)^3 \alpha_s^2 \alpha \sum_q e_q^2 \left( \frac{\epsilon_\mu \epsilon_\nu^*}{k^4 r^2} \right) \frac{V_{\delta\sigma}^{ba}}{N_c} (t^b t^a) 4p_\lambda p^\sigma \\ &\times 2 \left\{ \frac{\text{Tr} [(\not{q} - \not{l}) \gamma^\mu \not{l} \gamma^\lambda (\not{k} + \not{l}) \gamma^\delta \not{l} \gamma^\nu]}{l^4} + \frac{\text{Tr} [(\not{q} - \not{l}) \gamma^\lambda (\not{k} + \not{l} - \not{q}) \gamma^\mu (\not{k} + \not{l}) \gamma^\delta \not{l} \gamma^\nu]}{l^2 (k + l + q)^2} \right\}, \end{aligned} \quad (6.1.4)$$

sendo  $\alpha_s$  e  $\alpha$  as constantes de acoplamento da Cromodinâmica e Eletrodinâmica Quântica, respectivamente,  $\epsilon_\mu$  ( $\epsilon_\nu^*$ ) é o quadrivetor de polarização do fóton do estado inicial (final) e a soma sobre  $e_q^2$  corresponde à contribuição dos quarks  $u, d, s, c$ . Os traços representam a formação do dipolo de cor, cada qual a um possível diagrama, sendo as demais contribuições contabilizadas pelo fator 2. O termo  $4p_\lambda p^\sigma$  é obtido do acoplamento dos glúons com o quark, o qual é calculado em aproximação *eikonal*<sup>3</sup> considerando que o momentum do glúon é desprezível frente ao momentum do próton

$$-ig_s \bar{u}(p+q) \gamma^\mu u(p) \simeq -ig_s \bar{u}(p) \gamma^\mu u(p) = -2ig_s p^\mu. \quad (6.1.5)$$

Além disso, o termo  $V_{\delta\sigma}^{ba}$  representa o vértice de produção do bóson de Higgs por meio de um laço de quark *top*, o qual é dado por

$$V_{\delta\sigma}^{ab} = F \left( \frac{M_H^2}{m_t^2} \right) \frac{M_H^2 \alpha_s}{4\pi v} \left( g_{\delta\sigma} - \frac{r_\delta k_\sigma}{k_1 \cdot k_2} \right) \delta^{ab} \equiv V \left( g_{\delta\sigma} - \frac{r_\delta k_\sigma}{k_1 \cdot k_2} \right) \delta^{ab}, \quad (6.1.6)$$

onde a função  $F = 2/3$  é aproximada para a produção de um bóson de Higgs com massa  $M_H \lesssim 200$  GeV.

<sup>2</sup> Neste caso, os diagramas equivalentes são os diagramas onde (i) os glúons de ambos os lados acoplam-se a mesma linha fermiônica e (ii) os glúons a linhas distintas.

<sup>3</sup> A aproximação *eikonal* consiste em considerar o momentum dos quarks no interior do hádron muito maior que o momentum do glúon da interação, o que reduzindo o número de variáveis no cálculo do vértice.

A fim de calcular os traços da Eq. (6.1.4), a parametrização de Sudakov é adotada, onde se definem dois vetores do tipo luz  $p^\mu$  e  $q'^\mu = q^\mu + xp^\mu$ , além de um terceiro vetor perpendicular ao plano de incidência. Dessa forma, as variáveis cinemáticas de interesse são

$$W^2 = (q + p)^2, \quad (6.1.7a)$$

$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \approx \frac{Q^2}{s}, \quad (6.1.7b)$$

onde  $W$  é a energia de centro-de-massa do subprocesso  $\gamma p$ ,  $x_{Bj}$  é a variável de Bjorken e  $Q^2 = -q^2$  é a virtualidade do fóton incidente. Segundo esta parametrização, os momenta dos glúons e do quark circulando no dipolo de cor podem ser decompostos como

$$l^\mu = \alpha_\ell q'^\mu + \beta_\ell p^\mu + \ell_\perp^\mu, \quad (6.1.8a)$$

$$k^\mu = \alpha_k q'^\mu + \beta_k p^\mu + k_\perp^\mu, \quad (6.1.8b)$$

$$r^\mu = \alpha_r q'^\mu + \beta_r p^\mu + r_\perp^\mu. \quad (6.1.8c)$$

Com isso, os dois denominadores presentes na Eq. (6.1.4) podem ser reescritos segundo estes vetores

$$l^2 = - \left[ \frac{\alpha_\ell(1 - \alpha_\ell)Q^2 + \mathbf{l}^2}{1 - \alpha_\ell} \right] \equiv - \frac{D_1}{1 - \alpha_\ell}, \quad (6.1.9a)$$

$$(l + k - q)^2 = - \left[ \frac{\alpha_\ell(1 - \alpha_\ell)Q^2 + (\mathbf{l} + \mathbf{k})^2}{\alpha_\ell} \right] \equiv - \frac{D_2}{\alpha_\ell}, \quad (6.1.9b)$$

além do elemento de volume diferencial do espaço de fase de três corpos

$$\begin{aligned} \int d(PS)_3 &= \int d\alpha_\ell d\beta_\ell d^2\mathbf{l} \int d\alpha_k d\beta_k d^2\mathbf{k} \\ &\times \delta \left[ \beta_\ell + \frac{Q^2}{s} + \frac{\mathbf{l}^2}{s(1 - \alpha_\ell)} \right] \delta \left[ \beta_k + \frac{(\mathbf{l} + \mathbf{k})^2}{\alpha_\ell s} + \beta_\ell \right] \delta[\alpha_k s + \mathbf{k}^2]. \end{aligned} \quad (6.1.10)$$

Através das funções delta, computa-se a relação entre os coeficientes da decomposição dos quadrivetores, que passam a ser escritos como

$$l^\mu = \alpha_\ell q'^\mu - \left( Q^2 + \frac{\mathbf{l}^2}{1 - \alpha_\ell} \right) \frac{p^\mu}{s} + l_\perp^\mu, \quad (6.1.11a)$$

$$k^\mu = -\frac{\mathbf{k}^2}{s} q'^\mu + \left[ Q^2 + \frac{\mathbf{l}^2}{1 - \alpha_\ell} + \frac{(\mathbf{l} + \mathbf{k})^2}{\alpha_\ell} \right] \frac{p^\mu}{s} + k_\perp^\mu, \quad (6.1.11b)$$

e a relação entre as componentes transversas

$$k^2 \simeq -\mathbf{k}^2, \quad (6.1.12a)$$

$$r^2 \simeq -\mathbf{r}^2 \approx -\mathbf{k}^2. \quad (6.1.12b)$$

Esta é a mesma aproximação utilizada na Seção 5.2 para acessar o decaimento  $H \rightarrow b\bar{b}$  e o espalhamento dos prótons em pequenos ângulos. Assim, integrando em relação as funções

delta e contraindo os quadrivetores no vértice de produção do bóson de Higgs, a parte imaginária da amplitude de espalhamento é dada por

$$\begin{aligned} \Im\mathcal{M} &= \frac{2\alpha_s^2\alpha}{\pi^2s} V \sum_q e_q^2 \left( \frac{\epsilon_\mu \epsilon_\nu^*}{N_c} \right) (t^a t^a) \\ &\times \int d\alpha_\ell \frac{d^2\mathbf{k}}{\mathbf{k}^6} d^2\mathbf{l} \left[ \frac{(1-\alpha_\ell) T^{\mu\lambda\sigma\nu}}{\alpha_\ell D_1^2} + \frac{T^{\lambda\mu\sigma\nu}}{D_1 D_2} \right] \left[ p_\lambda p_\sigma - \frac{(k \cdot p)}{\mathbf{k}^2} p_\lambda r_\sigma \right] \end{aligned} \quad (6.1.13)$$

onde  $T^{ijkl}$  são os traços presentes na Eq. (6.1.4). Um aspecto relevante se refere ao segundo termo do vértice  $ggH$  que depende do produto  $k \cdot p$ . No regime cinemático em estudo, o coeficiente  $\alpha$  é aproximadamente 1, e então o coeficiente  $\alpha_k$  pode ser desprezado, bem como o produto  $k \cdot p$  [196]. Além disso, o momentum transferido para produzir o bóson de Higgs é expresso como

$$\tilde{t} = (k+r)^2 \equiv -(\mathbf{k} + \mathbf{r})^2 \approx -4\mathbf{k}^2 = M_H^2. \quad (6.1.14)$$

Para o cálculo da Eq. (6.1.13), é necessário especificar os quadrivetores de polarização dos fótons inicial e final. Nesta abordagem o fóton não irá transferir momentum durante a interação, podendo-se aplicar o formalismo de fator de impacto para  $t = 0$ . Assim, os quadrivetores não dependerão do momentum transferido pelo fóton, e a soma dos polarizações transversa e longitudinal tem a forma

$$\epsilon_\mu^L \epsilon_\nu^{L*} = \frac{4Q^2}{s} \frac{p_\mu p_\nu}{s}, \quad (6.1.15a)$$

$$\sum \epsilon_\mu^T \epsilon_\nu^{T*} = -g_{\mu\nu} + \frac{4Q^2}{s} \frac{p_\mu p_\nu}{s}. \quad (6.1.15b)$$

Com este resultado, a amplitude de espalhamento pode ser obtida para os modos transversa e longitudinal, respectivamente,

$$\Im A_L \simeq \frac{4Q^2\alpha_s^2\alpha V}{\pi s^3} \frac{N_c^2 - 1}{N_c^2} \sum_q e_q^2 \int d\alpha_\ell d^2\mathbf{l} \frac{d^2\mathbf{k}}{\mathbf{k}^6} \left[ \frac{(1-\alpha_\ell)}{\alpha_\ell (D_1^2)} \Gamma_1 + \frac{\Gamma_2}{D_1 D_2} \right], \quad (6.1.16a)$$

$$\begin{aligned} \Im A_T &\simeq \frac{V}{\pi^2 s^3} \frac{N_c^2 - 1}{N_c^2} \sum_q e_q^2 \int d\alpha_\ell d^2\mathbf{l} \frac{d^2\mathbf{k}}{\mathbf{k}^6} \\ &\times \left[ \frac{1-\alpha_\ell}{\alpha_\ell D_1^2} (-s^2 g_{\mu\nu} \Gamma_1^{\mu\nu} + 4Q^2 \pi \Gamma_1) + \frac{1}{D_1 D_2} (-s^2 g_{\mu\nu} \Gamma_2^{\mu\nu} + 4Q^2 \pi \Gamma_2) \right] \end{aligned} \quad (6.1.16b)$$

sendo que as funções  $\Gamma_i$  e  $\Gamma_i^{\mu\nu}$  têm a forma

$$\Gamma_1 = \text{Tr} [(\not{q}-\not{l}) \not{p} \not{l} \not{p}(\not{l}+\not{k}) \not{p} \not{l} \not{p}], \quad (6.1.17a)$$

$$\Gamma_2 = \text{Tr} [(\not{q}-\not{l}) \not{p}(\not{k}+\not{l}-\not{q}) \not{p}(\not{k}+\not{l}) \not{p} \not{l} \not{p}], \quad (6.1.17b)$$

$$\Gamma_1^{\mu\nu} = \text{Tr} [(\not{q}-\not{l}) \gamma^\mu \not{l} \not{p}(\not{l}+\not{k}) \not{p} \not{l} \gamma^\nu], \quad (6.1.17c)$$

$$\Gamma_2^{\mu\nu} = \text{Tr} [(\not{q}-\not{l}) \not{p}(\not{k}+\not{l}-\not{q}) \gamma^\mu (\not{k}+\not{l}) \not{p} \not{l} \gamma^\nu]. \quad (6.1.17d)$$

Considerando as UPC neste mecanismo, o fóton do estado inicial deverá ser um fóton real, onde fisicamente somente há a contribuição do modo transversa da amplitude de espalhamento para a seção de choque de produção. Sendo assim, com o cálculo dos traços através de um algoritmo numérico [197], a amplitude transversa tem a forma

$$\Im A_T = \frac{\alpha_s^2 \alpha V}{\pi^2} \sum_q e_q^2 \left( \frac{2C_F}{N_c} \right) \int_0^1 d\alpha_\ell \int_0^\infty d^2\mathbf{l} \frac{d^2\mathbf{k}}{\mathbf{k}^6} \left[ \frac{\xi_1}{D_1^2} + \frac{\xi_2}{D_1 D_2} \right], \quad (6.1.18)$$

com  $D_i$  definidos pela Eq.(6.1.9), e as funções  $\xi_i$  são dadas por

$$\xi_1 = 4Q^2\alpha_\ell(1-\alpha_\ell)(1-\alpha_\ell+\alpha_\ell^2)s, \quad (6.1.19a)$$

$$\xi_2 = -\left[4\mathbf{k}^2 + 4Q^2\alpha_\ell(1-\alpha_\ell)\right](1-\alpha_\ell+\alpha_\ell^2)s - 4(\mathbf{k}\cdot\mathbf{l})s = \xi'_2 - 4(\mathbf{k}\cdot\mathbf{l})s. \quad (6.1.19b)$$

Obtida a amplitude de espalhamento utilizando a parametrização de Sudakov, a última variável a ser integrada no diagrama a nível partônico é o momentum transverso  $\mathbf{l}$  do quark circulando no dipolo de cor. Assim, adota-se uma abordagem para reescrever as integrais em relação aos denominadores  $D_1^2$  e  $D_1D_2$  por meio do parâmetro de Feynman  $\tau$

$$\frac{1}{AB} = \int_0^1 \frac{d\tau}{[A + (B-A)\tau]^2}, \quad (6.1.20)$$

com as integrais adquirindo a forma

$$\int \frac{d^2\mathbf{l}}{D_1^2} = \int d^2\mathbf{l} \frac{1}{[\mathbf{l}^2 + Q^2\alpha_\ell(1-\alpha_\ell)]^2} = \frac{\pi}{Q^2\alpha_\ell(1-\alpha_\ell)}, \quad (6.1.21a)$$

$$\int \frac{d^2\mathbf{l}}{D_1D_2} = \int_0^1 \frac{d\tau}{\mathbf{k}^2(\tau-\tau^2) + Q^2\alpha_\ell(1-\alpha_\ell)}. \quad (6.1.21b)$$

Finalmente, com estas integrais, os modos da amplitude de espalhamento são expressos como

$$\Im A_T = -\frac{s}{3} \frac{M_H^2 \alpha_s^3}{\pi v} \sum_q e_q^2 \left( \frac{2C_F}{N_c} \right) \int \frac{d\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^6} \int_0^1 \frac{[\tau^2 + (1-\tau)^2][\alpha_\ell^2 + (1-\alpha_\ell)^2] \mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^2\tau(1-\tau) + Q^2\alpha_\ell(1-\alpha_\ell)} d\alpha_\ell d\tau. \quad (6.1.22)$$

onde  $v = 246$  GeV é o valor esperado do vácuo da Teoria Eletrofraca. Neste resultado, a integral em relação ao momentum transverso do glúon não é efetuada, pois, quando este resultado for estendido para todo o conteúdo do próton, a contribuição de cada nucleon dependerá da escala de momentum. Por fim, as integrações em relação ao coeficiente  $\alpha_\ell$  e ao parâmetro de Feynman  $\tau$  serão efetuadas numericamente. A principal propriedade observada neste resultado é a dependência em relação a  $1/\mathbf{k}^6$ , o que difere do resultado obtido pelo grupo de Durham no mecanismo de DPE,  $1/\mathbf{k}^4$ . Esta diferença na dependência da amplitude de espalhamento surge em virtude da adição do dipolo de cor no processo. Além disso, o processo de fotoprodução apresenta um integrando menos simplificado que aquele obtido pelo grupo de Durham, visto que, na fotoprodução, o processo possui uma dependência explícita na virtualidade do fóton  $Q^2$  e no momentum transverso dos glúons  $\mathbf{k}^2$ .

Por fim, para a rapidez central do bóson de Higgs ( $y_H = 0$ ) e sem a transferência de momentum pelo fóton, a taxa de eventos é obtida ao efetuar a integração do quadrado da amplitude de espalhamento sobre os momenta finais das partículas. Com isso, é útil introduzir a transformação em relação ao tri-momentum do bóson de Higgs,  $d^3\vec{q}_H = \pi E_H d\mathbf{q}_H^2 dy_H$ , pelo qual se pode obter a seção de choque diferencial da forma

$$\left. \frac{d\sigma}{dy_H d\mathbf{p}^2 dt} \right|_{t, y_H=0} = \frac{\alpha_s^4 \alpha^2}{162\pi^4} \frac{M_H^4}{N_c^2 v^2} \left( \sum_q e_q^2 \right)^2 \left[ \frac{\alpha_s C_F}{\pi} \int \frac{d\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^6} \mathcal{X}(\mathbf{k}^2, Q^2) \right]^2, \quad (6.1.23)$$

onde a função  $\mathcal{X}(\mathbf{k}^2, Q^2)$  é a integral dupla em relação a  $\alpha_\ell$  e  $\tau$  presente na Eq. (6.1.22). Logo, esta seção de choque representa a contribuição para a produção do bóson de Higgs a partir do acoplamento a um quark presente no interior do próton, obtida analiticamente através das regras de Feynman aplicadas ao diagrama da Fig. 6.2.

### 6.1.2 Subprocesso fóton-próton

Com a seção de choque computada com a contribuição de um quark no interior do próton incidente, este resultado é estendido para colisões  $\gamma p$  através da inserção da distribuição de pártons no próton. Para este fim, a contribuição dos vértices  $qgq$  deve ser substituída por uma distribuição que forneça a probabilidade de um glúon ser emitido do próton para a interação dura, o que foi expresso na Fig. 6.1. Da mesma forma àquela aplicada pelo grupo de Durham, definida na Eq. (5.2.8), o conteúdo partônico do próton é introduzido pela distribuição não-integrada de glúons  $f_g(x, \mathbf{k}^2)$ . Na troca de dois glúons no canal  $t$ , a distribuição não-integrada introduz o acoplamento dos glúons ao próton por meio de uma escala de glúons, como apresentada na Fig. 5.1 [142]. Da mesma forma àquela abordada pelo grupo de Durham, esta distribuição será não-diagonal, tomando uma pequena perda de momentum transverso pelo próton durante a interação dura ( $t \approx 0$ ). Dessa maneira, a taxa de eventos poderá ser reescrita como

$$\left. \frac{d\sigma}{dy_H d\mathbf{p}^2 dt} \right|_{t, y_H=0} = \frac{(1.2)^2 \alpha_s^4 \alpha^2}{162\pi^4} \frac{M_H^4}{N_c^2 v^2} \left( \sum_q e_q^2 \right)^2 \left[ \int \frac{d\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^6} e^{-b\mathbf{p}^2/2} f_g(x, \mathbf{k}^2) \mathcal{X}(\mathbf{k}^2, Q^2) \right]^2 \quad (6.1.24)$$

pela qual é possível integrar em relação ao momentum transverso do próton. Além disso, seguindo a mesma ideia que o grupo de Durham, a emissão de múltiplos glúons a partir do vértice de produção deve ser suprimida através da adição dos fatores de forma de Sudakov à seção de choque de produção. Neste caso, como o processo duro em questão somente possui um próton em colisão, será necessário inserir somente um fator de forma, o qual será introduzido em LLA, como mostrado na Eq. (5.2.13). Como calculado na Ref. [143], a expressão para o fator de forma de Sudakov  $T(Q^2, M_H/2)$  pode ser contabilizada em uma forma simples levando em conta os fatores em aproximação DLLA

$$T(Q^2, M_H/2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{\alpha_s(M_H^2/4)} \exp \left[ -S(Q^2, M_H/2) \right], \quad (6.1.25)$$

pelo qual se conclui que em DLLA superestima o espaço de fase disponível para a emissão de glúon a partir do vértice de fusão, além do que este resultado justifica a introdução de uma constante de acoplamento dinâmica na Eq. (5.2.7). Sendo assim, a taxa de eventos pode ser escrita como

$$\left. \frac{d\sigma}{dy_H dt} \right|_{t, y_H=0} = \frac{\alpha_s^4 \alpha^2}{18\pi^3 b} \frac{M_H^4}{N_c^2 v^2} \left( \sum_q e_q^2 \right)^2 \left[ \int_{\mathbf{k}_0^2}^{M_H^2/4} \frac{d\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^6} \tilde{f}_g(x, \mathbf{k}^2) \mathcal{X}(\mathbf{k}^2, Q^2) \right]^2, \quad (6.1.26)$$

sendo  $\tilde{f}_g$  definida na Eq. (5.2.14). Foram explicitados também os limites de integração em relação ao momentum transverso do glúon. Da mesma forma àquela empregada pelo grupo de Durham, o limite inferior corresponde a um corte a fim de se evitar divergências da região do infravermelho. O limite superior  $M_H^2/4$  se refere a conservação de energia para o momenta dos glúons envolvidos no processo duro de produção do bóson de Higgs.

### 6.1.3 Fator de sobrevivência no processo $\gamma p$

Além dos aspectos fenomenológicos discutidos até aqui, em se tratando de um processo difrativo, a GSP deve ser inclusa ao mecanismo de fotoprodução a fim de se efetuar pre-dições precisas para os regimes cinemáticos a serem explorados. Porém, como apresentado

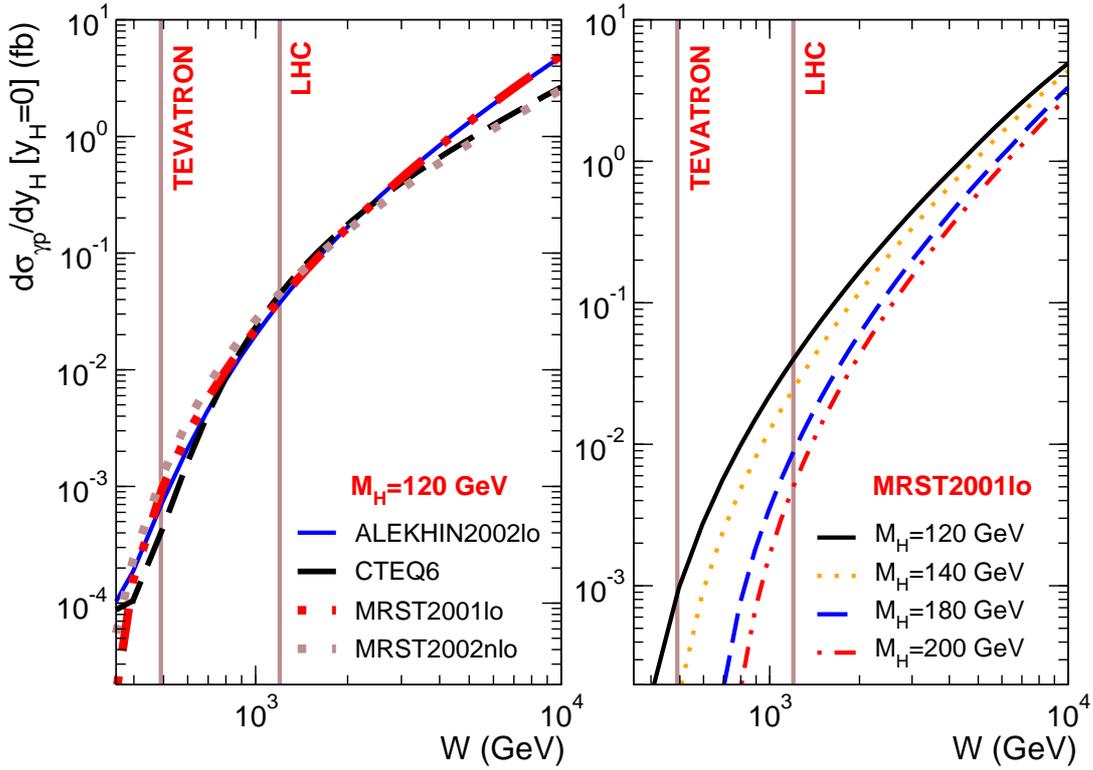
na Seç. 5.2.3, o cálculo da GSP para processos difrativos depende do subprocesso duro de interesse. Nos modelos apresentados, o fator de sobrevivência é calculado para o processo duro da produção difrativa pela DPE, descrita pela troca de glúons no canal  $t$ . Isso reflete o fato de que seria necessário calcular a GSP específica para o mecanismo de fotoprodução difrativa para se obterem previsões precisas nesta abordagem. Dessa maneira, devido a dificuldade em se calcular especificamente a GSP para o mecanismo de fotoprodução, foi escolhido introduzir os mesmos valores da GSP aplicados para o mecanismo de DPE, que possui probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez estimada pelo grupo de Durham de 3% para o LHC e 5% para o Tevatron. Esta alternativa introduz incertezas às previsões deste mecanismo, mas se acredita que não serão significativas, especialmente no regime cinemático do LHC. Desta forma, as previsões apresentadas para o mecanismo de fotoprodução no processo  $\gamma p$  utilizará estas probabilidades, mas serão rediscutidas nos casos de UPC em processos  $pp$  e  $pA$ .

### 6.1.4 Previsões para o Tevatron e para o LHC

De posse do resultado da Eq. (6.1.26), estima-se seu comportamento em relação a energia de centro-de-massa do subprocesso  $\gamma p$  com diferentes parametrizações para a função de distribuição de glúons no próton. A Fig. 6.4a apresenta estas estimativas para rapidez central e massa do bóson de Higgs de  $M_H = 120$  GeV, onde as escalas de energia do Tevatron e do LHC são determinadas. Como se pode notar, existe um comportamento bem distinto para as estimativas entre os aceleradores. Na escala de energia do LHC estas estimativas apresentam uma dispersão menor do que na escala do Tevatron. Este efeito ocorre devido a magnitude da fração de momentum portada pelos glúons alcançada nestas escalas de energia [195]. Para o caso do Tevatron, a fração de momentum é da ordem de  $x \simeq 0.06$ , o que é maior do que a escala necessária para se tomar o acoplamento do Pomeron ao próton ( $x = 0.01$ ). Assim, torna-se difícil avaliar a produção do bóson de Higgs neste mecanismo devido a baixa energia de centro-de-massa se comparada ao caso do LHC. As estimativas já são bem mais coerentes na escala de energia do LHC, convergindo para uma taxa de eventos de 0.04 fb, onde é facilmente alcançado o limite necessário para se considerar o acoplamento próton-Pomeron, sendo estas aproximadamente iguais em uma escala pouco acima da energia do LHC ( $W \simeq 1700$  GeV).

Além disso, o comportamento das estimativas é avaliado em relação a massa do bóson de Higgs, também apresentado na Fig. 6.4. Como esperado [195] as estimativas decrescem para maiores massas do bóson de Higgs, havendo contribuição para este efeito a partir dos fatores de forma de Sudakov, os quais suprimem cada vez mais as radiações de glúons para maiores massas do bóson de Higgs. Através das escalas de energia, pode-se ver que o Tevatron possui somente uma faixa de massa possível de ser produzida segundo este mecanismo. Neste caso, já para uma taxa de eventos muito baixa ( $\sim 10^{-3}$  fb), a faixa de massa é de  $M_H < 140$  GeV. Já para o LHC esta faixa é muito maior devido a grande energia de centro-de-massa para colisões  $\gamma p$ , proporcionando sua observação por este mecanismo.

Um aspecto relevante a ser discutido é o quão sensível estes resultados são ao limite inferior da integração sobre o momentum transversal dos glúons duros, tendo sua dinâmica ligada à evolução da distribuição de glúons segundo as parametrizações adotadas. Como efetuado na Ref. [145], o corte na integral em relação ao momentum transversal do glúon é tomado a  $k^2 = 0.3$  GeV<sup>2</sup>, o qual corresponde à escala de evolução tomada pela parametrização GRV [150]. Entretanto, a análise global de dados efetuada pelas parametrizações MRST estendem o início da escala de evolução até somente 1.25 GeV<sup>2</sup>. Desta forma, é necessário

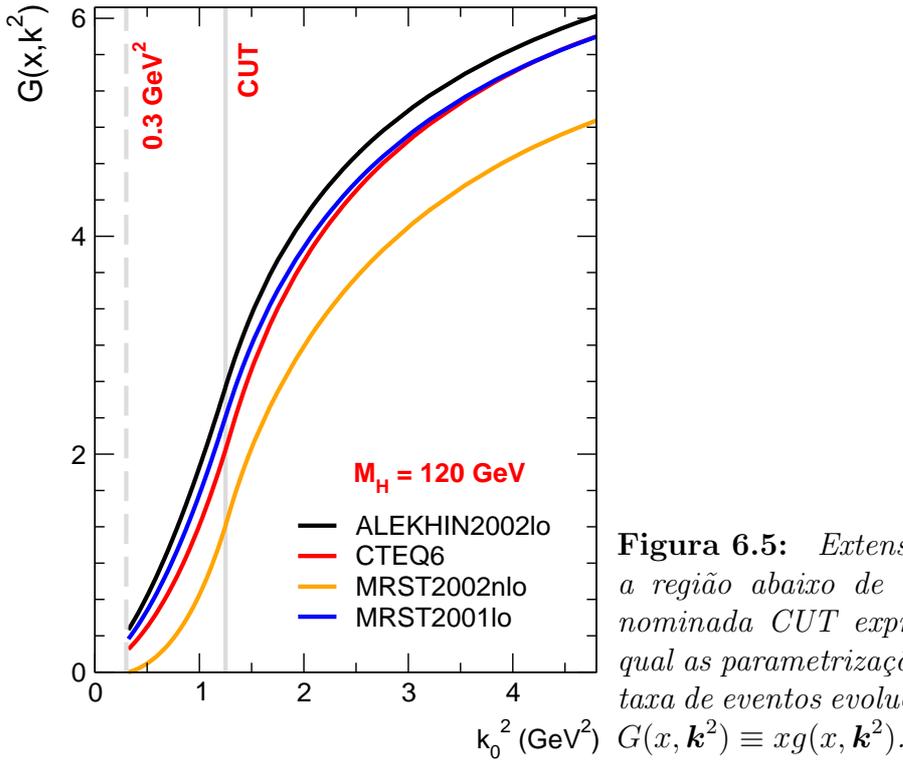


**Fig. 6.4:** *Predições para a distribuição em rapidez do bóson de Higgs em função da energia de centro-de-massa do subprocesso  $\gamma p$  para (i) diferentes parametrizações para a distribuição de glúons no próton para  $M_H = 120$  GeV, e para (ii) diferentes massas do bóson de Higgs utilizando a parametrização MRST2001lo [198].*

estender a distribuição de glúon no próton para valores abaixo deste limite, o que pode ser feito ao extrapolar as curvas para valores menores de momentum transversal. Contudo, uma propriedade essencial a ser obedecida é que esta extrapolação deve fazer com que as distribuições tendam a um valor fixo no limite em que  $\mathbf{k}^2 \rightarrow 0$ , ou seja, para a escala tendendo a zero. Isso reflete o fato de que a probabilidade de se irradiar um párton com um momentum desta ordem tenderá a um valor constante no regime de baixo momentum transversal. Usualmente, esta extrapolação é feita com um valor constante da distribuição abaixo de uma certa escala determinada, porém, neste trabalho foi utilizada uma parametrização para valores tendendo a zero, o que condiz com a fatorização colinear [145]. A fórmula utilizada para esta extrapolação é dada por

$$xg(x, \mathbf{k}^2) \sim \mathbf{k}^{4+2(\gamma+2)\mathbf{k}^2} + \beta \mathbf{k}^2, \quad (6.1.27)$$

onde os coeficientes  $\gamma$  e  $\beta$  são determinados pelo valor da função e sua derivada no ponto de início da evolução para cada parametrização empregada no cálculo da taxa de eventos. Com isso, a Fig. 6.5 apresenta as curvas para a extrapolação das distribuições até o limite inferior. Portanto, as contribuições abaixo da escala inicial de evolução são essenciais para as estimativas da taxa de eventos, visto que se estaria deixando de lado uma física fundamental para este mecanismo. A linha denominada "CUT" define o ponto a partir do qual as parametrizações evoluem das distribuições de glúons no prótons. Para o intervalo abaixo desse valor, a fórmula de extrapolação é aplicada. Estes resultados bem como outras análises fenomenológicas estão presentes na Ref. [195].



**Figura 6.5:** Extensão das distribuições para a região abaixo de  $1.25 \text{ GeV}^2$ . A linha denominada *CUT* expressa o ponto a partir do qual as parametrizações utilizadas no cálculo da taxa de eventos evoluem a distribuição de glúons

$$k_0^2 \text{ (GeV}^2\text{)} \quad G(x, \mathbf{k}^2) \equiv xg(x, \mathbf{k}^2).$$

## 6.2 Predições para processos $pp$

De forma a efetuar predições a serem analisadas no LHC, o resultado da taxa de eventos obtido para o subprocesso  $\gamma p$  deve ser aplicado ao formalismo do Método de Fóton Equivalente a fim de se avaliar a seção de choque de produção em colisões  $pp$  e  $pA$  ultraperiféricas. Sendo assim, utiliza-se a seção de choque hadrônica definida nas Eqs. (3.4.29) e (3.4.27), onde se aplica a seção de choque total do subprocesso  $\gamma p$ , obtido pela integração em relação a fração de momentum  $x$  do próton portada pelo glúon  $x = (M_H^2/W^2) \exp(\pm y_H)$  e do momentum transversal  $t = \mathbf{q}^2$  do fóton. Como dito anteriormente, o mecanismo de fotoprodução considera que o fóton não troca parte de seu momentum durante a interação. Sendo assim, na formulação do Método de Fóton Equivalente aplicado a UPC, a virtualidade do fóton pode ser expressa em função da sua energia e momentum transversal, o que é dado por

$$Q^2 = \frac{\omega^2}{\gamma_L^2 \beta_L^2} + \mathbf{q}^2, \quad (6.2.1)$$

a qual recairá diretamente na dependência em  $Q^2$  da função  $\mathcal{X}(\mathbf{k}^2, Q^2)$ . Esta integral terá um limite superior determinado pelo valor limite da virtualidade do fóton em UPC, que é limitado pela condição de coerência  $Q^2 \lesssim 1/R_p^2 \approx 0.04 \text{ GeV}^2$ , no caso de um fóton emitido de um próton. Esse valor irá delimitar o momentum transversal do fóton na integração pela relação  $\mathbf{q}^2 = 0.04 - \omega^2/\gamma_L^2 \beta_L^2$ .

Para escrever a seção de choque hadrônica, utiliza-se o fluxo de fótons tendo o próton sua fonte emissora, o que resulta em

$$\frac{dn_p}{d\omega} = \frac{\alpha}{2\pi\omega} \left[ 1 + \left( 1 - \frac{2\omega}{\sqrt{s_{NN}}} \right)^2 \right] \left( \ln \mu_p - \frac{11}{6} + \frac{3}{\mu_p} - \frac{3}{2\mu_p^2} + \frac{1}{3\mu_p^2} \right), \quad (6.2.2)$$

onde a função  $\mu_p$  é dada por

$$\mu_p \simeq 1 + (0.72 \text{ GeV}^{-2}) \frac{\sqrt{s}}{2\omega^2}, \quad (6.2.3)$$

sendo o valor  $0.72 \text{ GeV}^{-2}$  obtido através do fator de forma eletromagnético do próton. Com isso, a seção de choque hadrônica é dada por

$$\sigma_{pp} = 2 \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} d\omega \frac{dn_p}{d\omega} \sigma_{\gamma p}, \quad (6.2.4)$$

onde  $\omega_{min} = M_H^2/2x\sqrt{s}$  é a energia mínima do fóton necessária para a produção do bóson de Higgs e o limite superior é dado pela energia máxima do fóton definida pela condição de coerência,  $\omega_{max} = \sqrt{Q^2\gamma_L^2\beta_L^2}$ . Desta forma, a taxa de eventos também pode ser predita através da relação

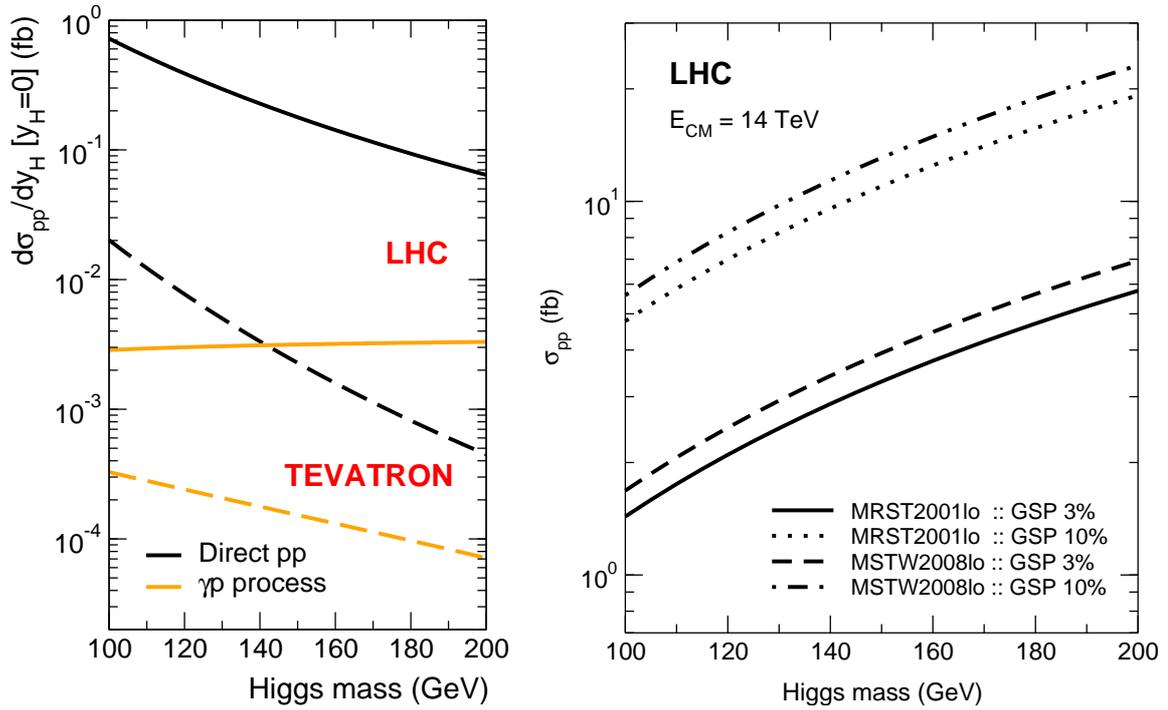
$$\frac{d\sigma_{pp}}{dy_H} = 2 \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} d\omega \frac{dn_p}{d\omega} \frac{d\sigma_{\gamma p}}{dy_H}. \quad (6.2.5)$$

Portanto, a seção de choque de produção é estimada, bem como a taxa de eventos no LHC para a produção do bóson de Higgs segundo o mecanismo de fotoprodução. A Fig. 6.6 apresenta a taxa de eventos em rapidez central predita tanto para o LHC quanto para o Tevatron, as quais são comparadas com as predições feitas pelo grupo de Durham [145]. Como era esperado, o fluxo de fótons suprime a taxa de eventos para o subprocesso  $\gamma p$  devido ao comportamento do espectro de fótons em altas energias, reduzindo os valores mais altos encontrados na Ref. [195]. Também na Fig. 6.6 a seção de choque de produção é predita para o LHC com diferentes parametrizações para a distribuição de glúons no próton. Ademais, a seção de choque é compatível com aquela da produção via DPE,  $\mathcal{O}(1 \text{ fb})$ .

Outro aspecto interessante deste resultado é a distinção existente entre as parametrizações nesta escala de energia, onde há uma clara diferença entre as predições com parametrizações em diferentes ordens em teoria da perturbação. Analisando os resultados obtidos para o processo  $\gamma p$  (Fig. 6.4), não há uma clara distinção entre as parametrizações empregadas nas predições da taxa de eventos, onde todas tendem a um comportamento similar, havendo uma separação somente para muito altas energias. Contudo, efetuando a integração em relação a rapidez do bóson de Higgs no processo  $pp$ , este efeito é observado claramente em todo o intervalo de massa, distinto daquele visto nos resultados do subprocesso  $\gamma p$ . Isto é resultado da integração em relação a fração de momentum do próton no cálculo da seção de choque hadrônica, pois as parametrizações possuem funções de entrada com dependências distintas em relação a  $x$ , como apresentado para a parametrização MSTW na Seç. 3.3.

Da mesma forma que foi abordada no mecanismo do grupo de Durham, a análise da sensibilidade dos resultados quanto ao corte na integral em relação ao momentum transverso do glúon pode ser efetuada, visto que no mecanismo de fotoprodução existem outras dependências que podem trazer comportamento distinto às predições. Assim, o comportamento ideal é que os resultados não sejam significativamente sensíveis a pequenas variações do valor do corte. Como mostra a Fig. 6.7, as variações do corte da integral não modificam substancialmente as predições para a taxa de eventos, seguindo o mesmo padrão verificado no mecanismo do grupo de Durham [145]. Além disso, como já era esperado, tomando um valor alto para o corte na integral, a contribuição para a taxa de eventos se torna desprezível, o que pode ser verificado para um valor da ordem de  $10 \text{ GeV}^2$  [195].

Uma questão em aberto em relação a estes mecanismos de produção do bóson de Higgs está relacionada com o fator de sobrevivência da lacuna de rapidez do estado final. Como



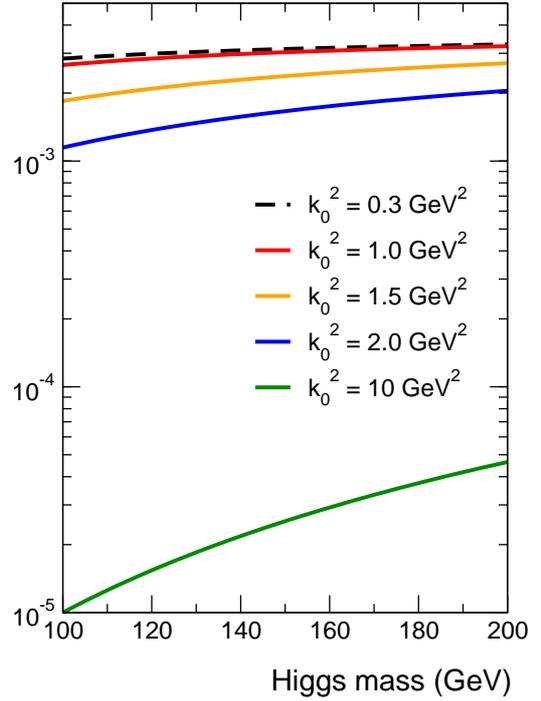
**Fig. 6.6:** Predições da taxa de eventos (à esquerda) e seção de choque de produção para diferentes parametrizações (à direita). A taxa de eventos é comparada com predições do grupo de Durham [145].

apresentado no Cap.3, existem abordagens distintas para o cálculo desta probabilidade, o que deverá ser um fator crucial para a análise de dados provenientes dos experimentos do LHC. Dada a abordagem do grupo de Durham, a probabilidade de sobrevivência é de 3% para o LHC, tendo um valor limite inferior de 1.5%, através da qual se prediz uma seção de choque de produção pelo mecanismo de DPE de 2.7 fb. Já a abordagem do grupo de Israel estima uma probabilidade entre 3–5%, o que prediz uma seção de choque para o mecanismo de DPE entre 3.5–5.9 fb, sendo que suas estimativas para a seção de choque de produção pelo mecanismo de produção eletromagnética são de 0.12–0.18 fb.

Por outro lado, com esta nova abordagem para a produção do bóson de Higgs pelo mecanismo de fotoprodução, alcança-se uma probabilidade de sobrevivência maior que aquelas previstas por ambos os grupos, visto que neste mecanismo o subprocesso duro é o processo  $\gamma p$ . Assim, este processo possui menor probabilidade de interações secundárias se comparado a DPE entre prótons, como abordado pelo grupo de Durham, pois ocorrem menos interações macias entre o fóton e o próton. Sendo assim, o mecanismo de fotoprodução prevê uma probabilidade de 3%, que num cenário pessimista será relativamente maior que a estimativa do grupo de Israel (0.4%). De outra forma, se a estimativa do grupo de Durham estiver

Mecanismo	GSP (%)	$\sigma_{pp}$ (fb)
$IPIP$	2.6(1.5)	2.70(1.76)
$IPIP$	3–5	3.52–5.87
$\gamma\gamma$	100.	0.12–0.18
$\gamma p$	3.0	1.77
$\gamma p$	10.	5.92

**Tabela 6.1:** Estimativas para a GSP no LHC para diferentes mecanismos de produção do bóson de Higgs. O subprocesso  $IPIP$  refere-se ao processo de DPE do grupo de Durham [145], o  $\gamma\gamma$  à produção eletromagnética [165] e  $\gamma p$  ao mecanismo de fotoprodução [195].



**Figura 6.7:** Sensibilidade das previsões da taxa de eventos em relação ao corte na integral aplicado ao mecanismo de fotoprodução.

mais próxima daquela que será observada experimentalmente, a probabilidade de sobrevivência utilizada no mecanismo de fotoprodução poderá ser maior que 3%, e, assim, reduzir a diferença em relação às previsões do grupo de Durham como visto na Fig. 6.6. Logo, verificando as análises efetuadas para a produção difrativa de dijetos em HERA, a razão entre a produção difrativa e inclusiva revela um valor aproximado de 10% [199]. Assim, em um cenário mais otimista, o mecanismo de fotoprodução poderia contar com uma GSP mais elevada, visto que se tratando da produção do bóson de Higgs em UPC, as interações macias ocorrerão em menor número. Portanto, a fim de apresentar o panorama desta discussão, a Tab. 6.1 agrega as possibilidades para a probabilidade de sobrevivência bem como as seções de choque de produção segundo os diferentes mecanismos. Uma análise destes valores foi feita na Ref. [200], porém praticada com valores anteriores da GSP.

### 6.3 Previsões para colisões nucleares

Utilizando a mesma abordagem usada para colisões  $pp$ , o mecanismo de fotoprodução pode ser empregado para estimar as seções de choque de produção do bóson de Higgs em colisões nucleares, considerando diferentes espécies de núcleos conforme o fluxo de fótons aplicado a seção de choque hadrônica. Assim, a seção de choque é definida da mesma forma que a Eq. (6.2.4), porém com o fluxo de fótons para núcleos dada por

$$\frac{dn_A}{d\omega} = Z^2 \frac{2\alpha_{em}}{\pi\omega} \left\{ \mu_A K_0(\mu_A) K_1(\mu_A) - \frac{\mu_A^2}{2} [K_1^2(\mu_A) - K_0^2(\mu_A)] \right\}, \quad (6.3.1)$$

onde  $\mu_A = \omega b_{\min}/\gamma_L$ , com  $b_{\min} = R_p + R_A$ . O fator  $\gamma_L = (1 - \beta_L^2)^{-1/2} = \sqrt{s_{NN}}/2m_i$  é o fator de Lorentz de um único feixe, com  $m_p = 0.938$  GeV sendo a massa do próton e  $m_N = 0.9315$  GeV a massa do nucleon [96]. Da mesma forma efetuada na Ref. [95], os parâmetros cinemáticos utilizados neste cálculo da seção de choque hadrônica são expressos na Tab. 6.2, apresentando as espécies de núcleos introduzidas nestas previsões. Todas elas

Processo	$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	$R$ (fm)	$\omega_{\max}$ (GeV)	$\gamma_L$
$pp$	14.	0.7	2102	7460
$pO$	9.90	3.0	350	5314
$pAr$	9.40	4.1	256	5045
$pAu$	8.86	7.0	135	4755
$pPb$	8.80	7.1	133	4724

**Tabela 6.2:** Parâmetros para o cálculo da seção de choque pelo mecanismo de fotoprodução, sendo (i) a energia de centro-de-massa  $\sqrt{s_{NN}} = (14 \text{ TeV})\sqrt{Z/A}$ , (ii) raio  $R_A = r_0 A^{1/3}$  do objeto de origem dos fótons, com  $r_0 = 1.2 \text{ fm}$ , (iii) energia do fóton  $\omega_{sup} \approx \gamma_L/R_A$  a partir da qual o fluxo é suprimido, e (iv) o fator de Lorentz  $\gamma_L = \sqrt{s_{NN}}/2m_i$ , com  $m_p = 0.9383 \text{ GeV}$  para prótons livres e  $m_N = 0.9315 \text{ GeV}$  para nucleons.

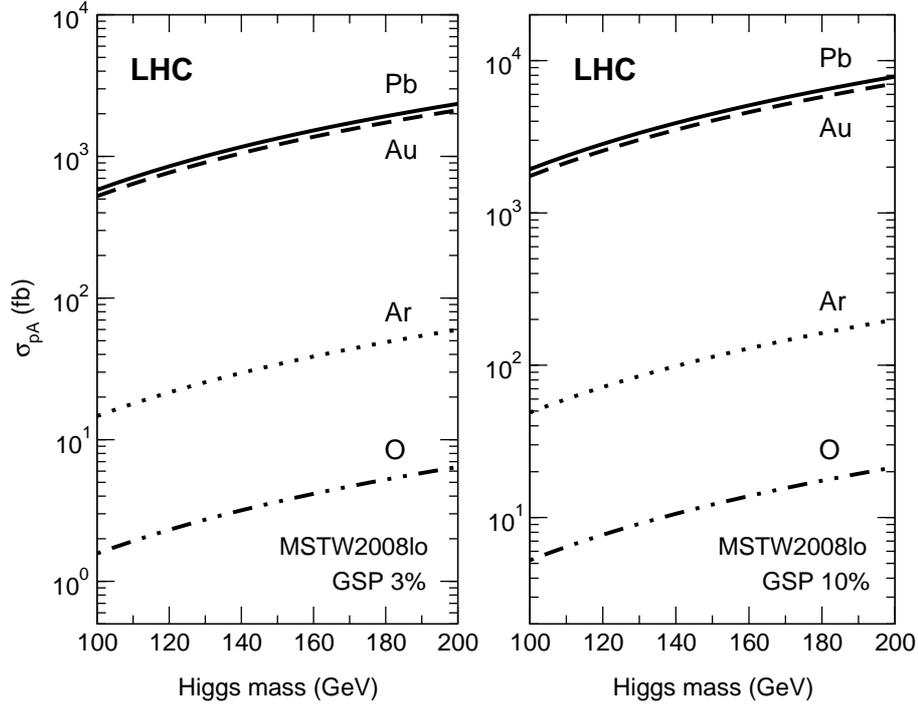
estão programadas a serem experimentadas no LHC, exceto o núcleo de Ouro, o qual é utilizado para comparar as predições com aquelas obtidas na Ref. [165].

Tratando-se do mecanismo de fotoprodução, existem duas possibilidades para a interação entre prótons e núcleos, onde (i) o próton emite o fóton que interagirá difrativamente com o núcleo, ou (ii) o núcleo emite o fóton que experimentará o conteúdo partônico do próton, produzindo o bóson de Higgs em ambos os casos. Contudo, a segunda possibilidade é amplamente favorecida devido a dependência em  $Z^2$  no fluxo de fótons no caso de núcleos, o que incrementa a seção de choque de produção por um fator de 6724 em colisões  $pPb$  frente aos processos onde o próton emite o fóton. Além disso, a primeira possibilidade ainda é desfavorecida em relação a interação difrativa com o conteúdo partônico do núcleo. Visto que o acoplamento Pomeron-próton é representado pela distribuição não-integrada de glúons, os efeitos de sombreamento nuclear acarretariam em uma supressão desta distribuição em relação a núcleos, podendo reduzir a seção de choque em 90% dependendo da região de fração de momentum  $x$  experimentada durante a interação. Sendo assim, o mecanismo de fotoprodução torna promissora a produção do bóson de Higgs em colisões  $pA$ .

Efetuada as predições para colisões  $pA$  com o fluxo de fótons dado pela Eq. (6.3.1), a Fig. 6.8 apresenta as curvas para diferentes espécies de núcleos avaliando os dois cenários para a GSP no LHC. Para núcleos mais pesados, a seção de choque hadrônica é incrementada significativamente, com um crescimento de mais de uma ordem de grandeza para massas mais altas do bóson de Higgs, atingindo a escala de picobarn. No caso do Oxigênio, a seção de choque é muito similar a seção de choque  $pp$ , não apresentando muita vantagem utilizar este mecanismo no caso de núcleos com baixo número de prótons. Como o LHC efetuou uma rodada de dados para colisões AA no mês de Novembro de 2010, alguns dados referentes a colisões PbPb estão sendo disponibilizados pelos experimentos CMS e ATLAS e provavelmente ao longo do ano algumas análises para a detecção do bóson de Higgs deverão ser efetuadas.

## 6.4 Vantagens do mecanismo de fotoprodução

Em vista de examinar os mecanismos de produção do bóson de Higgs e suas vantagens frente a outros mecanismos estudados para processos inclusivos, o mecanismo de fotoprodução apresenta, dentre suas características, a possibilidade de se efetuar a medida experimental da produção associada  $\gamma H$ , onde a assinatura de um fóton de alta energia auxiliará na identificação deste canal de produção, estando presente em um dos extremos da lacuna de rapidez. Além disso, todos os aspectos fenomenológicos introduzidos no mecanismo de DPE também podem ser aplicados ao mecanismo de fotoprodução, principalmente a regra



**Fig. 6.8:** *Predições para o LHC do mecanismo de fotoprodução do bóson de Higgs em colisões  $pA$  com diferentes espécies de núcleos. O fator de sobrevivência é empregado em duas abordagens distintas (3% e 10%) com a parametrização MSTW2008lo para a distribuição de glúons no próton.*

de seleção de spin-paridade  $J^{CP} = 0$ , fundamental para suprimir o ruído proveniente de processos  $gg \rightarrow b\bar{b}$  [151].

Como o mecanismo de fotoprodução visa a produção do bóson de Higgs em UPC, o grande parâmetro de impacto da colisão entre os hádrons favorece a interação eletromagnética, suprimindo interação via Força Forte e reduzindo efeitos de interações macias entre as partículas incidentes. Baseado neste fato, a GSP para esse mecanismo é esperada a ser maior que aquelas aplicadas a DPE, fazendo com que o mecanismo de fotoprodução alcance uma seção de choque de produção da mesma ordem que outros mecanismos.

Além destas possibilidades em colisões  $pp$ , as colisões nucleares oferecem um ambiente favorável a explorar a produção do bóson de Higgs por meio do mecanismo de fotoprodução. Devido as muito pequenas GSP obtidas para o mecanismo de DPE em colisões  $pA$  e AA [165], os mecanismos de fotoprodução e eletromagnético são largamente vantajosos neste regime, especialmente para núcleos pesados como Pb e Au. Em se tratando de UPC em colisões nucleares, os processos  $\gamma p$  e  $\gamma\gamma$  oferecerão um estado final mais limpo que em processos inclusivos ou de Difração Única, auxiliando em uma fácil identificação das lacunas de rapidez e dos produtos envolvidos no processo de produção. Sendo um dos aspectos principais das colisões nucleares, a centralidade da colisão poderá ser utilizada como fator discriminante nestes processos, pois as UPC ocorrem com grandes parâmetros de impacto, que correspondem a centralidades maiores que 70%. Assim, os conjuntos de dados com altas centralidades poderão ser estudados para se encontrar assinaturas destes processos, tanto em colisões  $pA$  como AA. Portanto, a Tab. 6.3 apresenta o número de eventos de produção do bóson de Higgs por meio do mecanismo de fotoprodução esperados a serem observados no LHC através do seu decaimento em pares de quark *bottom*. As luminosidades integradas são obtidas a partir dos valores estimados pelos experimentos do LHC. Como se pode ver,

Processo	$\sigma$ (fb)	BR $\times \sigma$ (fb)	$\mathcal{L}$ (fb $^{-1}$ )	eventos/ano
$pp$	1.77	1.27	1.(30.)	1 (30)
$pp$	5.92	4.26	1.(30.)	6 (180)
$pPb$	617.	444.	0.035	21
$pPb$	2056.	1480.	0.035	72

**Tab. 6.3:** Número esperado de eventos por ano para a detecção do bóson de Higgs com massa  $M_H=120$  GeV no regime do LHC. A razão de ramificação (BR) do decaimento do bóson de Higgs em pares  $b\bar{b}$  é aproximadamente de 72% [201]. A luminosidade do feixe  $\mathcal{L}$  é tomada da Ref. [202] para o feixe de prótons e da Ref. [203] para o feixe de Chumbo.

o número de eventos é relativamente baixo para colisões  $pp$ , contudo mais significativo para colisões nucleares. Certamente uma taxa de eventos mais alta será alcançada no regime de operação em alta luminosidade do LHC, porém isso dificultará a observação de processos difrativos devido ao número de interações simultâneas ocorrendo no feixe (*pile up*).

## 6.5 Produção difrativa em NLO

Como apresentado na Seç. 5.2, as correções de NLO são introduzidas no mecanismo de DPE através de uma constante multiplicativa, a qual é aproximadamente 1.5, mas crescendo até 1.7 para massas mais altas do bóson de Higgs [28]. Este fato revela que parte desta correções está sendo perdida no cálculo das predições para a seção de choque. Mesmo não sendo muito significativas, estas correções podem incrementar a seção de choque, considerando que as estimativas para o LHC já estão na faixa de alguns femtobarns.

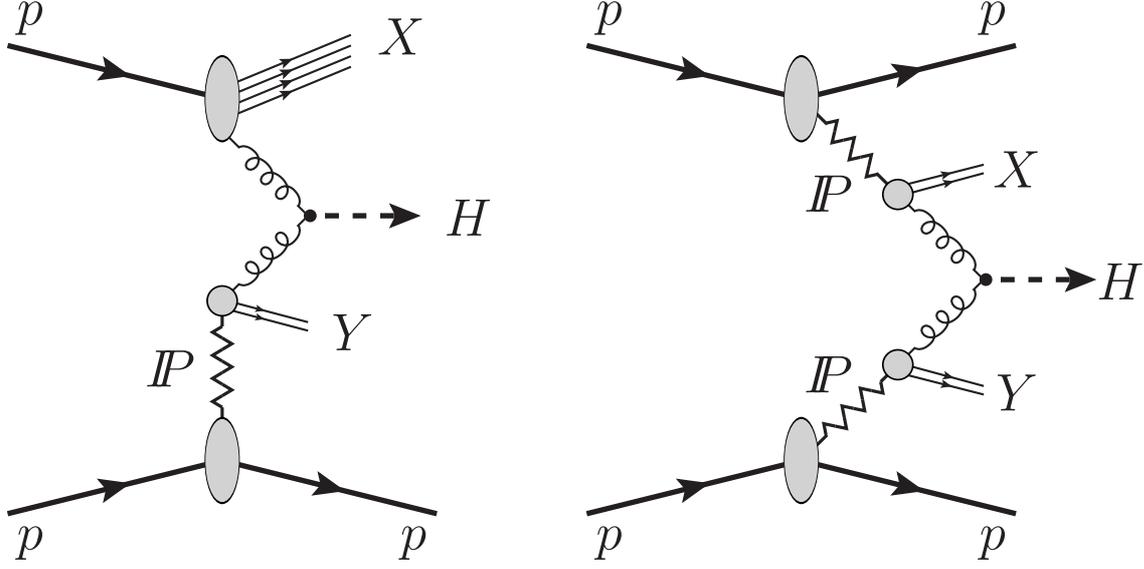
Dessa forma, neste Doutorado se propôs estudar a produção difrativa do bóson de Higgs pelo mecanismo de DPE incluindo as correções radiativas da QCD e eletrofracas de maneira completa com o intuito de verificar o incremento das seções de choque no regime cinemático do LHC. A abordagem utilizada para este cálculo emprega a fatorização difrativa para a colisão hadrônica, introduzindo as correções em NLO na seção de choque partônica do processo. Além disso, a fim de se efetuar predições precisas para a produção do bóson de Higgs e evitar o problema da quebra da fatorização difrativa, a GSP para estes processos deve ser incluída no cálculo, como explicado na Seç. 4.4.2.

Empregando a fatorização difrativa neste caso implica em modificar as distribuições partônicas do próton na seção de choque hadrônica definida na Eq. (4.4.4) pelas funções de estrutura do Pomeron. Como o interesse é calcular a seção de choque do processo difrativo de produção do bóson de Higgs onde o mecanismo de produção seja a fusão de glúons, aplica-se à fatorização difrativa a seção de choque partônica, definida na Eq. (2.2.4),

$$\sigma_{QCD}(pp \rightarrow H + X) = \sigma_0 \left[ 1 + \frac{\mathcal{C}(\tau_Q)}{\pi} \alpha_s(\mu_R^2) \right] \tau_H \frac{d\mathcal{L}^{gg}}{d\tau_H} + \Delta\sigma_{gg} + \Delta\sigma_{gq} + \Delta\sigma_{q\bar{q}}, \quad (6.5.1)$$

com as correções radiativas da QCD sendo aquelas apresentadas na Seç. 2.2. Tratando-se do processo em NLO, a constante de acoplamento forte  $\alpha_s(\mu_R^2)$  é tomada em mesma precisão, a qual é obtida através da solução numérica da equação diferencial [204]

$$\frac{d\alpha_s(\mu_R^2)}{d\ln \mu_R^2} = -\frac{\beta_0}{4\pi} \alpha_s^2(\mu_R^2) - \frac{\beta_1}{16\pi^2} \alpha_s^3(\mu_R^2), \quad (6.5.2)$$



**Fig. 6.9:** Diagramas representando os processos difrativos de Difração Única (esquerda) e Troca Dupla de Pomerons (direita). Os estados  $X$  e  $Y$  são jatos hadrônicos oriundos da quebra dos hádrons e do Pomeron, levando em conta que este possui conteúdo partônico.

onde  $\beta_0 = (11N_c - 2N_F)/3$  e  $\beta_1 = (102N_c - 38N_F)/3$ ,  $N_c=3$ , e  $N_F$  dependendo do sabor do quark durante o cálculo numérico. A luminosidade párton-pártion é dada por

$$\frac{d\mathcal{L}^{ij}}{d\tau} = \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} f_{i/A}(x, \mu_F^2) f_{j/B}(\tau/x, \mu_F^2). \quad (6.5.3)$$

Adicionalmente, as correções eletrofracas são calculadas como um fator de correção a seção de choque total, sendo expresso na forma

$$\sigma_{NLO} = \sigma_{QCD}(1 + \delta_{EW}). \quad (6.5.4)$$

O fator  $\delta_{EW}$  que reúne todas as correções eletrofracas em NLO é computado através de uma rotina numérica que calcula estas correções em um esquema de fatorização completa em relação às correções da QCD [205].

Com isso, a função de estrutura do Pomeron é introduzida de forma a modificar a luminosidade párton-pártion em vista a incluir a contribuição do Pomeron ao processo. Na abordagem do modelo de Ingelman-Schlein, esta luminosidade é reescrita na forma [206]

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{L}_{SD}^{gi}}{d\tau} &= \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} \int_x^{0.05} \frac{dx_{\mathbb{P}}}{x_{\mathbb{P}}} f_{i/\mathbb{P}/p}^D \left( x_{\mathbb{P}}, \frac{x}{x_{\mathbb{P}}}, \mu_F^2 \right) g(\tau/x, \mu_F^2) \\ &+ \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} \int_{\tau/x}^{0.05} \frac{dx_{\mathbb{P}}}{x_{\mathbb{P}}} g(x, \mu_F^2) F_{i/\mathbb{P}/p} \left( x_{\mathbb{P}}, \frac{\tau}{xx_{\mathbb{P}}}, \mu_F^2 \right), \end{aligned} \quad (6.5.5)$$

no caso de SD, onde um glúon duro do próton interage com o conteúdo do Pomeron, e [207]

$$\frac{d\mathcal{L}_{DPE}^{ij}}{d\tau} = \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} \int_x^{0.05} \frac{dx_{\mathbb{P}}^1}{x_{\mathbb{P}}^1} F_{i/\mathbb{P}/p} \left( x_{\mathbb{P}}^1, \frac{x}{x_{\mathbb{P}}^1}, \mu_F^2 \right) \int_{\tau/x}^{0.05} \frac{dx_{\mathbb{P}}^2}{x_{\mathbb{P}}^2} F_{j/\mathbb{P}/p} \left( x_{\mathbb{P}}^2, \frac{\tau}{x_{\mathbb{P}}^2 x}, \mu_F^2 \right), \quad (6.5.6)$$

$\sqrt{s}$ (TeV)	$\langle S^2 \rangle_{SD}$ (%)		$\langle S^2 \rangle_{DPE}$ (%)	
	GLM	KKMR	GLM	KKMR
1.96	12.3	9.7	-	-
7.	9.2	6.9	6.4	2.4
8.	8.9	6.7	-	-
14.	8.1	6.0	4.6	1.5

**Tabela 6.4:** Estimativas para o fator de sobrevivência em diferentes energias de colisão conforme os modelos GLM e KKMR, bem como com a extrapolação efetuada com a Eq. (6.5.8) [206, 207].

no caso de DPE, com os índices 1 e 2 definindo de qual Pomeron os glúons são originados. Ambos os processos difrativos são ilustrados pelos diagramas na Fig. 6.9. As funções de estrutura são definidas conforme a Eq. (4.4.2)

$$f_i^D(x, \mu_F^2, x_{\mathcal{P}}, t) = f_{\mathcal{P}/p}(x_{\mathcal{P}}, t) f_{i/\mathcal{P}}(\beta, \mu_F^2), \quad (6.5.7)$$

sendo o fluxo de Pomerons  $f_{\mathcal{P}/p}(x_{\mathcal{P}}, t)$  e a distribuição de pártons no Pomeron  $f_{i/\mathcal{P}}(\beta, \mu_F^2)$  determinadas pelos dados extraídos pelo experimento H1 de HERA [127]. A parametrização encontrada pela Colaboração H1 para a distribuição de pártons no Pomeron possui os limites de integração aplicados a Eqs. (6.5.5) e (6.5.6).

Efetuada o cálculo da seção de choque difrativa conforme a Eq. (6.5.1), encontram-se as curvas para a seção de choque de produção difrativa em NLO no intervalo de massa entre 100 e 200 GeV, intervalo de interesse para buscar o bóson de Higgs com massas baixas e intermediárias. A Fig. 6.10 mostra os resultados para a seção de choque no intervalo de massa de interesse para energias de colisão de 7 e 14 TeV, as quais são tomadas como as energias planejadas a serem utilizadas na operação do LHC. Junto aos resultados para a produção em SD, também são incluídas as curvas para o processo inclusivo, o qual reproduz os resultados encontrados na Ref. [28]. Além destas previsões, também foram efetuados os cálculos para outras energias de colisão bem como a distribuição em rapidez do bóson de Higgs, o que pode ser encontrado nas Refs. [206, 207].

Sendo estes processos difrativos, a GSP foi incluída conforme as previsões obtidas pelos modelos GLM e KKMR, os quais foram apresentados na Sec. 5.2.3. Contudo, estes modelos calculam as probabilidades somente para algumas energias de colisão, neste caso para as energias de Tevatron e as duas já previstas para a operação do LHC. No caso de se explorar os resultados em outras energias, é necessário extrapolar o valor desta probabilidade conforme os resultados já conhecidos. Dessa forma, utiliza-se a seguinte fórmula para estimar as probabilidades dependendo da energia de colisão de interesse [208]

$$\langle S^2 \rangle (\%) = \frac{a}{b + \ln \sqrt{s}}, \quad (6.5.8)$$

onde os parâmetros empregados nestas previsões são obtidos como  $a = 46.52$  (30.77) e  $b = -3.80$  (-4.41) para o modelo GLM (KKMR). A Tab. 6.4 reúne as probabilidades utilizadas nestes trabalhos, onde esta extrapolação foi utilizada nas previsões para o processo de SD.

Portanto, estes resultados reúnem de forma completa todas as correções em NLO para a produção do bóson de Higgs, tanto radiativas da QCD como eletrofracas. Dessa forma, as previsões para processos SD e DPE são efetuadas sem incluir incertezas no intervalo de massa considerado, o que não pode ser garantido com o uso apenas de uma constante multiplicativa. Como resultado, a seção de choque de produção em NLO no caso de DPE é da mesma ordem daquelas encontradas pelo grupo de Durham utilizando a troca de glúons duros no canal  $t$ ,

o que demonstra o acordo entre as abordagens para o processo difrativo. Assim, estima-se a seção de choque de produção de um bóson de Higgs de massa  $M_H = 120$  GeV igual a 0.29 (1.2) fb para  $\sqrt{s} = 7$  (14) TeV utilizando o modelo KKMR para a GSP e 0.79 (3.68) fb para  $\sqrt{s} = 7$  (14) TeV no modelo GLM. Devido ao caráter decrescente da seção de choque com a massa do bóson de Higgs, existem duas possibilidades para se estudar os canais de decaimento que podem ser utilizados nesta observação. No intervalo  $M_H < 135$  GeV, o decaimento em quarks bottom é mais promissor, pois possui maior probabilidade de decaimento e congrega a região de mais alta seção de choque destes resultados. A seguir, a partir de  $M_H > 135$  GeV, o decaimento  $H \rightarrow W^+W^-$  é favorecido pelo mesmo fato, mas relativamente atenuado devido ao mais forte decréscimo da seção de choque nesta região [207].

De outro lado, as estimativas para o processo de SD sugerem uma possibilidade maior de detecção do bóson de Higgs devido às altas seções de choque encontradas. De fato, com a configuração de detectores para observar as lacunas de rapidez nos experimentos do LHC, este processo parece mais promissor a fim de se buscar um sinal de produção. Contudo, tratando-se de um processo com uma única lacuna de rapidez, a regra de seleção de spin-paridade não pode ser aplicada neste caso, o que não permite uma atenuação significativa do ruído proveniente do processo  $gg \rightarrow b\bar{b}$ , dificultando a análise dos dados do LHC.

Em conclusão, os resultados obtidos por meio da fatorização difrativa e pela DPE estão de acordo, sugerindo de fato uma seção de choque de poucos femtobarns para a produção do bóson de Higgs no regime cinemático do LHC. Além disso, de forma global, as correções radiativas da QCD e eletrofracas estão inclusas em ambas as abordagens, com certa preferência para a fatorização difrativa visto que estas correções estão computadas analiticamente e de forma completa. Devido a similaridade da topologia empregada no cálculo das amplitudes de espalhamento dos processos aqui tratados, os aspectos fenomenológicos aplicados ao mecanismo de DPE podem ser aproveitados, principalmente a regra de seleção de spin-paridade, o que auxiliará na redução dos efeitos dos *backgrounds* sobre o decaimentos do bóson de Higgs no estado final. Como já comentado, o regime de baixa luminosidade no início de operação do LHC será favorável para a medida de processos difrativos, e as lacunas de rapidez poderão ser observadas a fim de discriminar processos onde o bóson de Higgs pode ser produzido pela DPE. Com os dados a serem disponibilizados no corrente ano, as colisões nucleares medidas no LHC poderão se tornar uma alternativa interessante para se estudar a produção do bóson de Higgs, tanto eletromagneticamente quanto através do mecanismo de fotoprodução, para este último, principalmente no conjunto de dados de colisões não-centrais. Atingido com sucesso o objetivo de calcular as estimativas para ambas as abordagens descritas nesta Tese, os resultados para a produção em SD já foram publicados na Ref. [206] e para o caso de DPE já foram submetidos a *Physical Review D* [207].

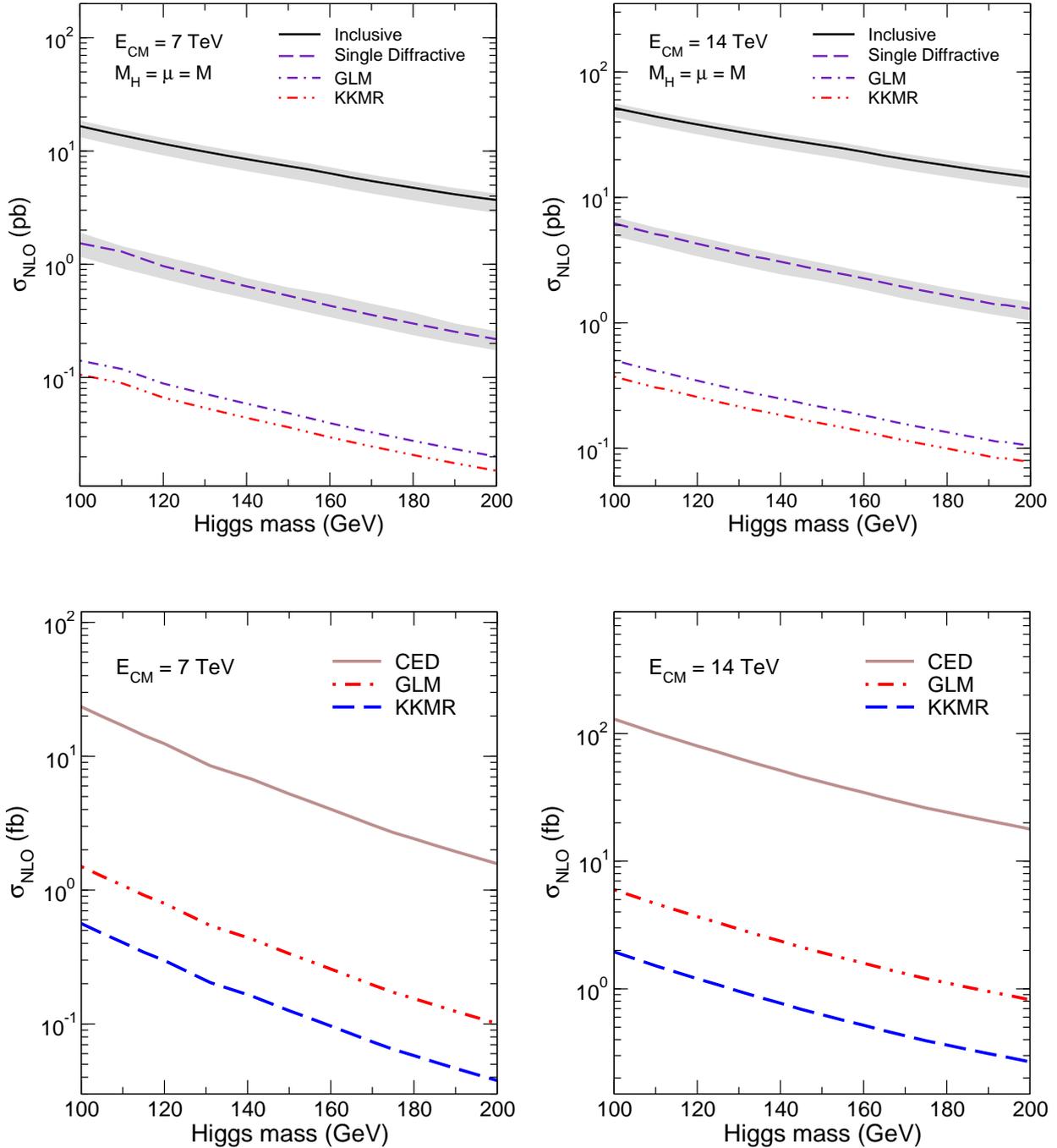
## 6.6 Conclusões

Este capítulo introduziu os estudos desenvolvidos durante este Doutorado, apresentando a proposta inédita do Mecanismo de Fotoprodução para a produção do bóson de Higgs, o que surge como uma nova forma de se estudar esta produção nos regimes cinemáticos disponibilizados com a operação do LHC, sobretudo com a assinatura adicional de se detectar um fóton associado ao bóson de Higgs no estado final. Além disso, esta abordagem permite a análise dos estados finais em laboratório sem perder as vantagens apresentadas para o processos difrativos tanto abordados pela DPE como pela produção eletromagnética, como as lacunas de rapidez em relação ao bóson de Higgs e a regra de seleção de spin-paridade. Ademais, este

mecanismo possui características comuns tanto aos processos diretos em colisões  $pp$  como em UPC, o que pode ser utilizado em favor de uma análise de resultados experimentais mais eficaz.

Adicionalmente, este capítulo também apresentou os estudos efetuados com relação ao cálculo da seção de choque para a produção difrativa do bóson de Higgs por meio da fatorização difrativa. Esta abordagem permitiu estimar as seções de choque de produção em processos de SD e de DPE, incluindo correções radiativas da QCD e eletrofracas. Como resultado, obteve-se estes resultados com todas as correções, obtendo o comportamento completo da seção de choque em todo o intervalo intermediário de massa do bóson de Higgs. Além disso, os resultados se apresentaram de acordo com aqueles obtidos em outros mecanismos, sugerindo que as estimativas para a produção do bóson de Higgs por meio do DPE deve ser da ordem de poucos femtobarns no regime do LHC.





**Fig. 6.10:** Resultados para a produção difrativa do bóson de Higgs por meio da fatorização difrativa para as energias do LHC. As curvas correspondem aos processos inclusivo, com as estimativas para SD em pb (superior), e para DPE em fb (inferior), sendo este último expresso pela sigla CED ("Central Exclusive Diffractive"). Os fatores de sobrevivência aplicados a estes cálculos são obtidos pelos modelos GLM e KKMR. As bandas cinzentas presentes nas curvas para SD mostram a variação com as escalas de renormalização e fatorização no intervalo  $0.5M_H \ll \mu_R = \mu_F \ll 4.0M_H$  [206, 207].

# Conclusão

Como objetivo desta Tese de Doutorado, o mecanismo de fotoprodução foi plenamente estudado para o regime cinemático do LHC. Baseado na proposta inicial deste mecanismo, sendo calculado para uma virtualidade do fóton igual a zero, esta Tese de Doutorado dedicou-se a obter os observáveis deste mecanismo para serem avaliados para energias de aceleradores onde o bóson de Higgs poderia ser observado experimentalmente, considerando que no processo  $\gamma p$  a virtualidade do fóton do estado inicial é não-nula, o que possibilitou estudar em profundidade este mecanismo em altas energias. Assim, os cálculos para a amplitude de espalhamento puderam ser efetuados analiticamente, podendo calcular as predições tanto para a seção de choque quanto para a distribuição de rapidez do bóson de Higgs. Além disso, essa abordagem mais geral permitiu efetuar predições para colisões próton-próton e próton-núcleo ultraperiféricas, sendo este um processo viável de ser analisado com os dados dos atuais aceleradores.

Como foi apresentado na Ref. [195], a amplitude de espalhamento foi considerada com o termo completo do fator de impacto da transição  $\gamma \rightarrow \gamma$  como um dipolo de cor. Com isso, a amplitude de espalhamento obtida possui uma forma mais complexa, onde a virtualidade do fóton foi restrita pela condição de coerência das Colisões Ultraperiféricas. Sendo assim, aspectos físicos importantes foram agregados ao mecanismo de fotoprodução, como uma descrição mais precisa das contribuições do dipolo de cor, o que permitiu abordar a produção em Colisões Ultraperiféricas no LHC. Avaliando as parametrizações empregadas para o conteúdo partônico do próton e as escalas de momentum transversal utilizadas nesta abordagem, o que levou a analisar a extensão das parametrizações para as distribuições de glúons para uma escala abaixo da escala inicial de evolução considerada na modelagem destas parametrizações. No início desta Tese, este estudo se detinha em contabilizar somente as contribuições acima da escala inicial de evolução, deixando de lado contribuições significativas para a seção de choque. No estágio atual, estas contribuições foram incluídas, sendo possível incrementar as predições da seção de choque de produção.

Um segundo avanço alcançado foi efetuar predições para a seção de choque de produção e para a taxa de eventos efetivamente aplicadas a Colisões Ultraperiféricas. Tendo calculado exatamente a amplitude do subprocesso  $\gamma p$ , foi primordial aplicar este resultado à seção de choque hadrônica a fim de se obter predições para o Tevatron e para o LHC. Como já discutido, uma seção de choque de produção de 0.1 fb no processo  $\gamma p$  está dentro das expectativas para este mecanismo, visto que é similar aos resultados obtidos em outras abordagens. Esta aplicação a Colisões Ultraperiféricas irá permitir o estudo deste mecanismo em colisões nucleares, o que poderá incrementar ainda mais a seção de choque de produção devido a maior contribuição do fluxo de fótons a partir deste sistema. Como apresentado no desenvolvimento desta Tese, colisões envolvendo núcleos Pb e Au poderão ser exploradas para prever observáveis para o LHC. Ademais, um aspecto experimental relevante para este mecanismo é a análise dos dados referentes a Colisões Ultraperiféricas relacionado com a centralidade das colisões. Com um mapeamento do estado final nos detectores, a centralidade da colisão

pode ser inferida, gerando um conjunto de dados a ser analisado para diferentes cenários. No caso de colisões com grande centralidade, efetua-se uma análise deste conjunto com o mecanismo de fotoprodução, o que se torna uma vantagem frente aos outros mecanismos por não competir com as demais previsões. Assim, como apresentado na Ref. [200], estimou-se a seção de choque de produção da ordem de 2–6 fb dependendo da abordagem para o fator de sobrevivência. Estas previsões mostram que o cenário para a produção difrativa do bóson de Higgs é competitiva no regime cinemático do LHC.

Dentre os observáveis físicos a serem detectados em associação ao bóson de Higgs, o bóson vetorial  $Z^0$  é um importante meio de estudar a produção do bóson de Higgs, pois oferece o canal de decaimento em pares de léptons, o que é largamente estudado em aceleradores. Dessa forma, e como foi apresentado no Cap. 2 acerca da exclusão da faixa de massa no espectro do bóson de Higgs, o estudo do mecanismo de produção associada  $ZH$  é um importante objetivo a ser alcançado com a fotoprodução difrativa. Efetuando a mesma abordagem, calcula-se a amplitude de espalhamento de um dipolo de cor produzindo um bóson  $Z^0$  em seu estado final. Logo, esta é uma perspectiva substancial para demonstrar a robustez desta proposta, além de viabilizar uma melhor análise futura nos dados a serem obtidos no LHC.

Estendendo o estudo da produção difrativa em aceleradores, a abordagem por meio da fatorização difrativa permite estudar a Troca Dupla de Pomerons similarmente à proposta do grupo de Durham incluindo analiticamente as correções radiativas da QCD e eletrofracas. Com isso, o modelo de Ingelman-Schlein foi aplicado para a produção por Difração Simples e para a Troca Dupla de Pomerons, permitindo prever as seções de choque de produção além da distribuição em rapidez do bóson de Higgs, tanto para as energias do Tevatron quanto do LHC. Esse resultado demonstrou dois aspectos importantes, em que (i) a aplicação do fator de sobrevivência pode corrigir as previsões obtidas, levando-as a mesma ordem daquelas obtidas em trabalhos prévios, e (ii) a concordância das estimativas com aquelas sugeridas pelo grupo de Durham para a produção central exclusiva difrativa do bóson de Higgs. Logo, o objetivo desta parte do trabalho foi alcançada, sugerindo que a quebra de fatorização pode ser contornada pelo uso da Probabilidade de Sobrevivência da Lacuna de Rapidez, como sugerido pelas análises experimentais com os dados do Tevatron. Logo, como apresentado nas Refs. [206, 207], esse estudo estimou a seção de choque com o comportamento completo das correções em NLO para a produção do bóson de Higgs através do mecanismo de fusão de glúons, o que era efetuado em outras propostas somente pela inclusão de um fator multiplicativo, agregando incertezas às previsões.

Portanto, os objetivos alcançados nesta Tese de Doutorado possibilitaram explorar uma região cinemática mais ampla que aquela analisada no início deste estudo, sobretudo nas possibilidades a serem analisadas para a produção do bóson de Higgs. A principal delas, o estudo deste mecanismo de fotoprodução em Colisões Ultraperiféricas entre núcleos, apresenta-se como uma abordagem promissora para estimar a seção de choque de produção e a taxa de eventos para o regime do LHC. Desta forma, as previsões para colisões próton-próton e próton-núcleo foram efetuadas com sucesso, demonstrando as vantagens frente a outros processos e a viabilidade para a produção em colisões próton-núcleo, especialmente para núcleos com grande  $Z$ . Assim, o objetivo final desta Tese de Doutorado foi efetuar previsões para a seção de choque de produção associada  $H\gamma$  em colisões hadrônicas  $pp$  e  $pA$  através do mecanismo de fotoprodução, alcançando plenamente os objetivos iniciais deste estudo, sendo o principal deles demonstrar a viabilidade de produção do bóson de Higgs no LHC por meio da proposta inédita do mecanismo de fotoprodução.

## Apêndice A

# Cromodinâmica Quântica

A evidência do efeito de escalamento nas funções de estrutura observadas por Bjorken e também observadas experimentalmente, sugeriu a existência de uma estrutura mais complexa no interior do hádrons. Com os avanços da Teoria de Campos, esta estrutura desconhecida, governada pela Interação Forte, pode ser construída teoricamente fornecendo a chamada Cromodinâmica Quântica. Nesta teoria, a estrutura das partículas foi entendida como sendo formada por partículas elementares, chamadas quarks, os quais interagem uma com a outra através de um campo de interação, semelhante ao caso da QED para com o fóton, sendo esta interação mediada por partículas chamadas glúons. As Teorias de Gauge, como a QCD, são descritas através da invariância sob propriedades de simetrias, as quais são relacionadas por grupos de simetrias. No caso da QCD, o grupo em questão é o grupo  $SU(3)$ , introduzindo um novo número quântico chamado cor, sendo neste grupo três cores: vermelho, verde e azul. Logo, quarks e glúons possuem carga de cor, grandeza esta responsável por sua interação mútua e excluindo as demais partículas as quais não a possuem, como os léptons. Fisicamente, as partículas observáveis, como próton e o nêutron, os quais são constituídos de quarks e glúons, não possuem carga de cor. Entretanto, neste caso as cores formam um conjunto pelo qual se “compensam”, formando uma partícula sem carga de cor, pelo qual se faz observável fisicamente. Este fenômeno que introduz a idéia de confinamento de quarks e glúons no interior das partículas, pois nenhuma partícula que carregue carga de cor pode ser observada livremente.

## Lagrangiana da QCD

Matematicamente, como os quarks são férmions, sua dinâmica deve ser descrita pela Equação de Dirac, sendo caracterizados através de espinores  $q_a$ , onde o índice  $a$  identifica a cor da partícula em questão. Os glúons são campos vetoriais, identificados como mediadores da interação forte, sendo estes representados pelas matrizes  $t^A$  geradoras do grupo de simetrias sob o qual a QCD está baseada. Sendo o grupo  $SU(3)$  utilizado nesta descrição, surgem 8 matrizes geradoras, identificadas pelo índice  $A$ .

A Lagrangiana que descreve a Cromodinâmica Quântica é dada por

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \mathcal{L}_{\text{clássico}} + \mathcal{L}_{\text{fix}} + \mathcal{L}_{\text{ghost}}, \quad (\text{A.0.1})$$

É interessante analisar a Lagrangiana da QCD observando individualmente cada Lagrangiana que a compõe. A Lagrangiana clássica corresponde à dinâmica dos quarks e sua interação através do campo vetorial

$$\mathcal{L}_{\text{clássico}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^A F_A^{\mu\nu} + \sum_{\text{sabores}} \bar{q}_a (\not{v}\gamma^\mu D_\mu - m)_{ab} q_b, \quad (\text{A.0.2})$$

onde  $(D_\mu)_{ab}$  é a chamada derivada covariante, sendo definida por

$$(D_\mu)_{ab} = \partial_\mu \delta_{ab} + ig_s(t^A A_\mu^A)_{ab}, \quad (\text{A.0.3})$$

A quantidade  $F_{\alpha\beta}^A$  é o tensor de campo que descreve o campo de glúons

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu A_\nu^A - \partial_\nu A_\mu^A - g_s f^{ABC} A_\mu^B A_\nu^C. \quad (\text{A.0.4})$$

As grandezas  $f^{ABC}$  são chamadas de constantes de estrutura da QCD, e definidas por

$$[t^A, t^B] = if^{ABC} t^C, \quad (\text{A.0.5})$$

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  $F_{\mu\nu}^A F_A^{\mu\nu}$  da Lagrangiana que são gerados os vértices de três e quatro glúons, expressos a seguir. Algumas propriedades das matrizes geradoras, ou matrizes de cor, são importantes

$$\text{Tr}[t^A t^B] = \frac{\delta^{AB}}{2}, \quad (\text{A.0.6})$$

$$\sum_A t_{ab}^A t_{bc}^A = \left( \frac{N_c^2 - 1}{2N_c} \right) \delta_{ab}. \quad (\text{A.0.7})$$

Além das matrizes de cor, devem ser introduzidas as matrizes da representação conjugada do grupo SU(3),  $T^A$ , descritas por

$$(T^A)_{BC} = -if^{ABC}, \quad (\text{A.0.8})$$

$$[T^A, T^B] = if^{ABC} T^C, \quad (\text{A.0.9})$$

$$\text{Tr}[T^A T^B] = \sum_{C,D} f^{ACD} f^{BCD} = N_c \delta^{AB}. \quad (\text{A.0.10})$$

A QCD é uma teoria de gauge local, ou seja, é invariante sob transformações de simetria

$$q_a(x) \rightarrow q'_a(x) = [e^{it^A \theta^A(x)}]_{ab} q_b(x) = U(x) q_b(x), \quad (\text{A.0.11})$$

onde a quantidade  $\theta^A(x)$  corresponde ao parâmetro do grupo de simetria SU(3) e sua dependência em relação a  $x$  revela a natureza da invariância de gauge local. Simultaneamente, o campo vetorial deve também satisfazer esta transformação

$$D'_\mu q'(x) = (\partial_\mu + ig_s t^A A'_\mu^A) U(x) q(x) = U(x) D_\mu q(x), \quad (\text{A.0.12})$$

tal que o produto  $t^A A'_\mu^A$  deve satisfazer a relação

$$t^A A'_\mu^A = U(x) t^A A_\mu^A U^{-1}(x) + \frac{i}{g_s} [\partial_\mu U(x)] U^{-1}(x). \quad (\text{A.0.13})$$

Logo, o tensor de campo obedece a lei de transformação

$$t^A F'_{\mu\nu}{}^A = U(x) t^A F_{\mu\nu}^A U^{-1}(x). \quad (\text{A.0.14})$$

A existência do termo  $g_s f^{ABC} A_\mu^B A_\nu^C$  define a interação mútua entre os glúons, inexistente na QED, e possui um papel importante para manter a invariância de gauge do produto

$$\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^A F_A^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \text{Tr}[(t^A F_{\mu\nu}^A)(t^A F_A^{\mu\nu})]. \quad (\text{A.0.15})$$

A importância da propriedade de invariância de gauge é a possibilidade de utilizar o gauge que desejar, pois a amplitude para os processos deve ser independente da escolha do gauge.

O segundo termo da Lagrangiana da QCD corresponde à fixação do gauge que se deseja utilizar. Sem este termo, seria impossível obter o propagador da interação por glúons devido a arbitrariedade do campo de glúons  $A_\mu$ . Com isso, uma maneira de fixar um gauge covariante é considerar a Lagrangiana de fixação no gauge de Lorentz  $\partial_\mu A^\mu = 0$

$$\mathcal{L}_{\text{fix}} = -\frac{1}{2\lambda}(\partial_\mu A^\mu)^2, \quad (\text{A.0.16})$$

onde  $\lambda$  é o parâmetro de gauge. Com este termo, se torna possível a obtenção do propagador dos glúons, tendo a forma

$$iD^{\mu\nu} = -\frac{i}{k^2} \left[ g^{\mu\nu} + (\lambda - 1) \frac{k^\mu k^\nu}{k^2} \right], \quad (\text{A.0.17})$$

sendo  $k^\mu$  o quadrimomentum da partícula. Quando  $\lambda = 1$  o gauge é chamado de gauge de Feynman. Outra possibilidade de fixação de gauge é utilizar os gauges axiais. Neste caso, a Lagrangiana de fixação de gauge é expressa por

$$\mathcal{L}_{\text{fix}} = -\frac{1}{2\lambda}(n^\mu A_\mu)^2, \quad (\text{A.0.18})$$

o qual depende do quadrivetor  $n^\mu$ , de forma que o gauge é não-covariante. Neste gauge, o propagador é dada por

$$iD_{AB,\mu\nu}(p) = \frac{i\delta_{AB}}{p^2} \left[ -g_{\mu\nu} + \frac{n_\mu p_\nu + n_\nu p_\mu}{n \cdot p} - \frac{(n^2 + \lambda p^2)p_\mu p_\nu}{(n \cdot p)^2} \right], \quad (\text{A.0.19})$$

Como se vê, a forma deste propagador é severamente mais complicada que a forma obtida através de gauges covariantes. Entretanto, a vantagem do gauge axial é que neste gauge os campos fantasmas não estão presentes. Assumindo  $n^2 = 0$  e  $\lambda = 0$ , denotado como gauge no cone de luz, o propagador simplifica-se na forma

$$iD_{AB,\mu\nu}(p) = \frac{i\delta_{AB}}{p^2} d_{\mu\nu}(p, n), \quad (\text{A.0.20})$$

onde

$$d_{\mu\nu}(p, n) = -g_{\mu\nu} + \frac{n_\mu p_\nu + n_\nu p_\mu}{n \cdot p}. \quad (\text{A.0.21})$$

A QCD é uma teoria de gauge não-Abeliana, ou seja, os geradores do grupo não comutam entre si, como expressa a Eq.(A.0.5). Para teorias com esta propriedade surgem problemas matemáticos, sendo necessário a introdução de campos fantasmas, ou campos de Fadeev-Popov, obtidos com o uso do formalismo de integrais de caminho. No caso de gauges covariantes, este campo é expresso por

$$\mathcal{L}_{\text{ghost}} = \partial_\mu \eta^{A\dagger} (D_{AB}^\mu \eta^B), \quad (\text{A.0.22})$$

onde

$$(D_\mu)_{AB} = \partial_\mu \delta_{AB} + ig_s (t^C A_\mu^C)_{AB}. \quad (\text{A.0.23})$$

O campo  $\eta^A$  é um campo escalar complexo, não correspondendo a uma partícula real, estando presente somente nas linhas internas dos diagramas. Esta adição não é necessária na QED pois suas constantes de estrutura são efetivamente nulas, de forma que os campos fantasmas não acoplam com partículas reais. Fisicamente, a adição dos campos fantasmas corresponde a cancelar graus de liberdade não-físicos que estariam presentes nos gauges covariantes.

## Regras de Feynman

Através da formulação matemática da QCD e da QED, é possível obter as chamadas Regras de Feynman, um conjunto de expressões obtidas através da Teoria de Campos a fim de simplificar o cálculo de diagramas que representam a amplitude de espalhamento de processos físicos. Este conjunto de regras pode ser enumerado da seguinte maneira:

- Cada vértice introduz um fator o qual depende das partículas envolvidas, como mostra a figure abaixo, sendo obedecida a conservação de energia e momentum

$$\begin{aligned}
 & \text{Diagram 1: } q \rightarrow \text{ vertex } = -i \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \\
 & \text{Diagram 2: } A, \mu \text{ vertex } = -i g_s t^A \gamma^\mu
 \end{aligned}$$

- Os vértices envolvendo glúons são expressos por

$$\begin{aligned}
 & \text{Diagram 1: } A, \mu, B, \nu, C, \lambda \text{ vertex } = -g_s f^{ABC} [g_{\mu\nu}(k_1 - k_2)_\lambda + g_{\nu\lambda}(k_2 - k_3)_\mu] \\
 & \text{Diagram 2: } B, \nu, C, \lambda, A, \mu, D, \rho \text{ vertex } = -i g_s^2 [f^{ABG} f^{CDG} (g_{\mu\lambda} g_{\nu\rho} - g_{\mu\rho} g_{\nu\lambda}) \\
 & \quad + f^{ADG} f^{BDG} (g_{\mu\nu} g_{\lambda\rho} - g_{\mu\lambda} g_{\nu\rho}) \\
 & \quad + f^{ACG} f^{DBG} (g_{\mu\rho} g_{\nu\lambda} - g_{\mu\nu} g_{\lambda\rho})] \\
 & \text{Diagram 3: } A, \mu, B, \nu \text{ vertex } = \delta^{AB} \left( g_{\mu\nu} - \frac{k_{2\mu} k_{1\nu}}{k_1 \cdot k_2} \right) \frac{m_H^2 \alpha_s}{4\pi v} F \left( \frac{m_H^2}{m_t^2} \right)
 \end{aligned}$$

- Em cada diagrama, devem ser incluídos à amplitude termos relacionados às partículas nos estados inicial e final:

$$\text{Inicial} \left\{ \begin{array}{ll} \text{Quark:} & u^a(p) \\ \text{Antiquark:} & \bar{v}^a(p) \\ \text{Glúon:} & \epsilon_\mu(p) a^\alpha \\ \text{Fóton:} & \epsilon_\mu(k) \end{array} \right. \quad (\text{A.0.24})$$

$$\text{Final} \left\{ \begin{array}{ll} \text{Quark:} & \bar{u}^a(p) \\ \text{Antiquark:} & v^a(p) \\ \text{Glúon:} & \epsilon_\mu^*(p) a^{\alpha*} \\ \text{Fóton:} & \epsilon_\mu^*(k) \end{array} \right. \quad (\text{A.0.25})$$

- Para as linhas internas, inclui-se o propagador da partícula em questão

$$A, \mu \begin{array}{c} \xrightarrow{q} \\ \text{---} \end{array} B, \nu = -i \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \delta^{AB}$$

$$\begin{array}{c} \xrightarrow{q} \\ \text{---} \end{array} = i \frac{(\not{q} + m)}{q^2 - m^2}$$





# Lista de Figuras

1.1	Potencial tridimensional gerado pelos campos de Higgs. Os estados de vácuo possíveis se encontram na circunferência que determina os pontos mínimos do gráfico. . . . .	13
1.2	Diagrama de Feynman para as possibilidades do processo envolvendo troca de bósons vetoriais. . . . .	24
1.3	Seção de choque total para produção dos bósons vetoriais $W^\pm$ e $Z^0$ obtidas em diferentes energia de centro-de-massa. As curvas representam as previsões teóricas [15]. . . . .	25
2.1	Intervalo do espectro de massa do bóson de Higgs excluído pela análise dos dados obtidos no acelerador Tevatron, sendo os dados avaliados com luminosidade de até $8.2 \text{ fb}^{-1}$ [21]. . . . .	28
2.2	Diagramas de Feynman que representam os diferentes mecanismos de produção para o bóson de Higgs. Nos diagramas (b) e (c) $V$ é utilizado para os bósons vetoriais $W^\pm$ e $Z$ . . . . .	29
2.3	Seções de choque partônicas para a produção do bóson de Higgs no Tevatron (esquerda) e no LHC (direita) através dos principais mecanismos de produção [26]. . . . .	30
2.4	Fator total $K = \sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$ para o mecanismo de produção do bóson de Higgs por meio da fusão de glúons e as componentes individuais que contribuem para a seção de choque produção no LHC (esquerda) e no Tevatron (direita) em função de $M_H$ [31]. . . . .	32
2.5	Comparação das seções de choque de produção do bóson de Higgs por meio do mecanismo de fusão de glúons no LHC (14 TeV) em diferentes ordens em teoria da perturbação. As curvas superiores de cada cálculo correspondem a tomar as escalas $\mu_R = \mu_F = \frac{1}{2}M_H$ e as inferiores para a escolha $\mu_R = \mu_F = 2M_H$ [36]. . . . .	33
2.6	Previsões para a seção de choque de produção do bóson de Higgs por meio da fusão de bósons vetoriais no LHC em LO (esquerda) [31] e em NLO (direita) [37]. Para o resultado em LO, apresenta-se a contribuição total e as contribuições individuais. No caso em NLO, as predições são efetuadas para diferentes parametrizações da função de distribuição de quark no próton e apresenta no gráfico interno as bandas de incerteza de cada caso. . . . .	34
2.7	Comparação entre as predições em LO, NLO e NNLO para a seção de choque para o mecanismo de produção do bóson de Higgs por meio da fusão de bósons vetoriais, bem como as bandas de incerteza de cada caso. No caso NNLO, os cálculos são aproximados, não tomando todos os diagramas que contribuem para a seção de choque [40]. . . . .	35

2.8	Predições em NLO para a seção de choque de produção $WH$ e $ZH$ no LHC (esquerda) [31] e fatores $K$ em relação a diferentes precisões para a produção $WH$ (direita) [46]. As bandas representam a variação da escala de renormalização no intervalo $\frac{1}{3}M_{VH} \leq \mu_R = \mu_F \leq 3M_{VH}$ . As linhas sólidas representam as predições para $\mu_R = \mu_F = M_{VH}$ . . . . .	37
2.9	Seção de choque de produção em NLO no mecanismo $pp \rightarrow Ht\bar{t} + X$ para energias de 7 e 14 TeV no LHC. As bandas representam as incertezas do cálculo analítico e das parametrizações das distribuições partônicas [35]. . . .	39
2.10	Frações de decaimento do bóson de Higgs em função de $M_H$ [35]. . . . .	41
2.11	Significância do sinal com uma luminosidade integrada de $30 \text{ fb}^{-1}$ para detecção do bóson de Higgs nos experimentos ATLAS [70] e CMS [71] do LHC para diversos canais de decaimento em diferentes mecanismos de produção. . . . .	42
3.1	Diagrama de Feynman representando o Espalhamento Profundamente Inelástico (DIS) em ordem mais baixa (LO) em teoria de perturbação. . . . .	46
3.2	Função de estrutura do próton $F_2^p$ obtida em diferentes experimentos como função de $Q^2$ [76]. . . . .	49
3.3	Diagrama que ilustra o espalhamento entre o fóton virtual ( $q^\mu$ ) e um parton ( $xP^\mu$ ) contido no interior do hádron. O vértice considerado é o $\gamma q$ resultando num quark ( $q^\mu + xP^\mu$ ) no estado final. . . . .	50
3.4	Medida da função de estrutura $F_2$ pelas colaborações H1 e NMC em função de $x$ . Cada quadro representa uma virtualidade distinta. As linhas representam a predição da Equação DGLAP para esta função de estrutura em uma análise em NLO [82]. . . . .	53
3.5	Diagrama de Feynman que ilustra o processo Drell-Yan, onde $X$ e $Y$ representam estados hadrônicos. . . . .	55
3.6	Descrição dos dados selecionados de corrente neutra para a seção de choque reduzida provenientes de HERA (H1 e ZEUS) e de $F_2$ provenientes de experimentos de alvo fixo (SLAC, NMC e BCDMS) utilizando a parametrização MSTW2008. . . . .	57
3.7	Medidas da distribuição de glúon no próton a partir de diferentes processos em distintos aceleradores. . . . .	58
3.8	Sistema de coordenadas dos referenciais $K$ e $K'$ para a partícula de carga $q$ e com velocidade $\vec{v}$ . O vetor unitário $\vec{n}$ aponta na direção da linha de distância $r$ que liga a origem do referencial $K'$ com o ponto onde o observador se localiza no referencial $K$ . O ângulo entre o vetor unitário $\hat{n}$ e o vetor velocidade instantânea $\vec{v}$ é dado por $\theta$ , e a origem do referencial $K'$ se localiza no ponto $vt$ em relação a $x_1$ em $K$ . . . . .	59
3.9	Linhas de força do campo elétrico para (a) $\gamma = 1$ , descrito para uma partícula em repouso, e (b) $\gamma = 3$ para uma partícula com velocidade com vetor velocidade instantânea na direção $x_1$ . . . . .	61
3.10	Processos envolvendo a interação por meio da troca de fótons (a) virtuais no DIS, e (b) reais, que ocorrem em UPC levando em conta a fluxo de fótons da partícula incidente. . . . .	62
3.11	Representação de uma UPC pela ação dos campos eletromagnéticos das partículas em colisão. No caso de colisão entre núcleos o campo de fótons é incrementado pelo número de prótons $Z$ . A assimetria do processo favorece a produção em rapidez não-centrais. . . . .	65

- 3.12 Diagramas representando as possíveis interações em Colisões Periféricas nucleares. Dependendo da troca de fótons, o processo pode ser (a) a produção central pelo vértice direto ou indireto de fusão de fótons, ou (b) reação fotonuclear pela interação por fóton, ou (c) desmembramento do núcleo pela troca de um fóton. . . . . 66
- 3.13 Luminosidades efetivas para a interação fóton-fóton para diversas espécies de núcleos. A estimativa para a colisão  $pPb$  é feita também para a futura atualização que o aparato experimental no LHC irá sofrer nos próximos anos. As curvas são comparadas com os resultados para a luminosidade do Acelerador Internacional Linear (*International Linear Collider* - ILC)  $e^+e^-$  em diferentes energias. [95] . . . . . 67
- 4.1 Diagrama de Feynman representando o processo hadrônico segundo a Teoria de Regge no (a) canal  $s$  e no (b) canal  $t$ , onde  $\mathbb{R}$  denota a troca de um Reggeon. 70
- 4.2 Gráfico de Chew-Frautschi representando as trajetórias mesônicas dominantes [106]. Neste caso, a variável  $J$  representa o spin da partícula. . . . . 72
- 4.3 Diagrama de Feynman ilustrando a troca de um Reggeon. . . . . 73
- 4.4 Diagramas de Feynman ilustrando a troca de dois glúons que contribuem para a amplitude do Pomeron: (a) amplitude em ordem mais baixa, (b) correções radiativas reais, e (c) correções radiativas virtuais. . . . . 75
- 4.5 Diagrama de Feynman que representa a escada de glúons com  $n$  vértices de Lipatov com momentum transferido  $t = q^2 = -\mathbf{q}^2$ . Os propagadores com asteriscos designam os propagadores dos glúons reggeizados. . . . . 76
- 4.6 Distribuição de rapidez do estado final. A esquerda situa-se o estado hadrônico e o ponto à direita a partícula 3. A escala superior representa a lacuna de rapidez entre estado hadrônico e a partícula 3. . . . . 79
- 4.7 Cobertura aproximada em pseudorapidez  $\eta$  para os diferentes experimentos do LHC, considerando a energia de colisão de 14 TeV e  $p_T$  central máximo de  $\sqrt{s}/2$  [90]. . . . . 80
- 4.8 Diagrama de Feynman para o Espalhamento Profundamente Inelástico Difractivo. A linha em zigue-zague representa a troca de um Pomeron carregando uma fração  $x_P$  de momentum do próton. Durante a interação, o próton transfere uma quantidade  $t$  de seu momentum para o subprocesso. . . . . 81
- 4.9 Relação entre difração hadrônica (esquerda) e DDIS (direita). . . . . 82
- 4.10 Descrição dos dados do experimento H1 para diferentes valores de  $x$  e  $\beta$  para a seção de choque reduzida difrativa normalizada em relação a seção de choque reduzida do DIS inclusivo em função da virtualidade do fóton  $Q^2$ , correspondendo a fração de momentum do próton carregada pelo Pomeron  $x_P = 0.03$ . O fator  $3^i$  é introduzido para facilitar a visualização dos dados. . . . . 83
- 4.11 Diagrama de Feynman dos processos difrativos e seus respectivos gráficos em Lego: (a) Difração Dupla, (b) Difração Simples e (c) Troca Dupla de Pomerons, descritos pelo ângulo azimutal  $\phi$  e a pseudorapidez  $\eta$ . . . . . 84
- 4.12 Esquerda: Razão em relação a produção em Difração Simples e inclusiva em relação às predições teóricas e os dados. A discrepância em relação aos dados de CDF e as curvas teóricas sugerem a quebra da fatorização difrativa [124]. Direita: Razões entre DPE/SD e SD/INC para os dados de Tevatron. A discrepância entre os dados obtidos sugere a quebra de fatorização difrativa para a produção de dijetos por DPE [120]. . . . . 85

5.1	Diagrama de Feynman que ilustra a Troca Dupla de Pomerons representada pela troca de glúons no canal $t$ [142]. As linhas tracejadas representam o acoplamento dos glúons ao próton por meio da troca de uma escada de glúons, e a partícula de momentum $p_{\perp}$ é um glúon emitido do vértice de produção [145].	92
5.2	O processo em nível partônico, onde a linha tracejada vertical ilustra o corte central para o uso das regras de Cutkosky para o cálculo da amplitude de espalhamento [145]. . . . .	94
5.3	Diagramas representando as correções macias em aproximação eikonal e correções incrementadas pelo acoplamento triplo entre Pomerons [154]. . . . .	97
5.4	Resultados para a taxa de eventos prevista para LHC. Do lado esquerdo, as curvas apresentam os resultados com diferentes comportamentos para a derivada na distribuição de glúons. Do lado direito, os resultados são avaliados com diferentes parametrizações para a distribuição de glúons [145]. . . . .	99
5.5	Diagrama de Feynman ilustrando a produção central do bóson de Higgs por meio do vértice de fusão de fótons tanto em colisões $pp$ quanto $AA$ . . . . .	102
5.6	Diagramas que representam as contribuições eletrofracas para a produção eletromagnética do bóson de Higgs [184]. . . . .	103
6.1	Diagrama de Feynman representando o mecanismo de fotoprodução no processo $\gamma p$ . Os vértice superior representam os vértices efetivos para a interação $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$ e a função $f_g$ é a distribuição não-integrada de glúons no próton, descrito na Ref. [195]. . . . .	108
6.2	Diagramas de Feynman que representam o processo de fotoprodução em nível partônico. A linha central representa o corte das regras de Cutkosky para o cálculo da amplitude de espalhamento. . . . .	109
6.3	Diagramas de Feynman que representam os possíveis acoplamentos do glúon ao fóton. . . . .	110
6.4	Predições para a distribuição em rapidez do bóson de Higgs em função da energia de centro-de-massa do subprocesso $\gamma p$ para (i) diferentes parametrizações para a distribuição de glúons no próton para $M_H = 120$ GeV, e para (ii) diferentes massas do bóson de Higgs utilizando a parametrização MRST2001lo [198]. . . . .	116
6.5	Extensão das distribuições para a região abaixo de $1.25$ GeV <sup>2</sup> . A linha denominada $CUT$ expressa o ponto a partir do qual as parametrizações utilizadas no cálculo da taxa de eventos evoluem a distribuição de glúons $G(x, \mathbf{k}^2) \equiv xg(x, \mathbf{k}^2)$ . . . . .	117
6.6	Predições da taxa de eventos (à esquerda) e seção de choque de produção para diferentes parametrizações (à direita). A taxa de eventos é comparada com predições do grupo de Durham [145]. . . . .	119
6.7	Sensibilidade das predições da taxa de eventos em relação ao corte na integral aplicado ao mecanismo de fotoprodução. . . . .	120
6.8	Predições para o LHC do mecanismo de fotoprodução do bóson de Higgs em colisões $pA$ com diferentes espécies de núcleos. O fator de sobrevivência é empregado em duas abordagens distintas (3% e 10%) com a parametrização MSTW2008lo para a distribuição de glúons no próton. . . . .	122
6.9	Diagramas representando os processos difrativos de Difração Única (esquerda) e Troca Dupla de Pomerons (direita). Os estados $X$ e $Y$ são jatos hadrônicos oriundos da quebra dos hádrons e do Pomeron, levando em conta que este possui conteúdo partônico. . . . .	124

- 6.10 Resultados para a produção difrativa do bóson de Higgs por meio da fatorização difrativa para as energias do LHC. As curvas correspondem aos processos inclusivo, com as estimativas para SD em pb (superior), e para DPE em fb (inferior), sendo este último expresso pela sigla CED (*Central Exclusive Diffractive*). Os fatores de sobrevivência aplicados a estes cálculos são obtidos pelos modelos GLM e KKMR. As bandas cinzentas presentes nas curvas para SD mostram a variação com as escalas de renormalização e fatorização no intervalo  $0.5M_H \ll \mu_R = \mu_F \ll 4.0M_H$  [206, 207]. . . . . 128



# Lista de Tabelas

5.1	Seção de choque para a produção do bóson de Higgs aplicada a diferentes tratamentos para a Probabilidade de Sobrevivência da Lacuna de Rapidez (GSP). Os resultados apresentam as seções de choque para colisões $pp$ , $pAu$ e $AuAu$ , com a respectivas probabilidades segundo as abordagens dos grupos de Durham (KMR) e de Israel (GLM). . . . .	98
5.2	Grandezas relevantes para a cinemática de LHC em UPC $pp$ , $pPb$ e $PbPb$ , apresentando (i) a energia de centro-de-massa (CM) do processo ( $\sqrt{s_{NN}}$ ), (ii) a energia máxima de CM $\sqrt{s_{\gamma N}^{\max}}$ alcançada no subprocesso $\gamma N$ , e (iii) a energia máxima de CM $\sqrt{s_{\gamma\gamma}^{\max}}$ no subprocesso $\gamma\gamma$ . Por fim, também são comparadas as luminosidades $\mathcal{L}$ alcançadas nas diferentes colisões e a energia máxima $\omega_{\max}$ dos fótons [95]. . . . .	104
5.3	Seção de choque de produção para o bóson de Higgs com massa $M_H = 120$ GeV (total e para o decaimento $H \rightarrow b\bar{b}$ ) em UPC elástica e inelástica para o LHC conforme os sistemas definidos na Tab. 5.1. As colisões inelásticas correspondem aos processos $pp$ e $pA$ onde o próton se quebra com a interação, incrementando a seção de choque [95]. . . . .	105
6.1	Estimativas para a GSP no LHC para diferentes mecanismos de produção do bóson de Higgs. O subprocesso $IP$ refere-se ao processo de DPE do grupo de Durham [145], o $\gamma\gamma$ à produção eletromagnética [165] e $\gamma p$ ao mecanismo de fotoprodução [195]. . . . .	119
6.2	Parâmetros para o cálculo da seção de choque pelo mecanismo de fotoprodução, sendo (i) a energia de centro-de-massa $\sqrt{s_{NN}} = (14 \text{ TeV})\sqrt{Z/A}$ , (ii) raio $R_A = r_0 A^{1/3}$ do objeto de origem dos fótons, com $r_0 = 1.2$ fm, (iii) energia do fóton $\omega_{sup} \approx \gamma_L/R_A$ a partir da qual o fluxo é suprimido, e (iv) o fator de Lorentz $\gamma_L = \sqrt{s_{NN}}/2m_i$ , com $m_p = 0.9383$ GeV para prótons livres e $m_N = 0.9315$ GeV para nucleons. . . . .	121
6.3	Número esperado de eventos por ano para a detecção do bóson de Higgs com massa $M_H=120$ GeV no regime do LHC. A razão de ramificação (BR) do decaimento do bóson de Higgs em pares $b\bar{b}$ é aproximadamente de 72% [201]. A luminosidade do feixe $\mathcal{L}$ é tomada da Ref. [202] para o feixe de prótons e da Ref. [203] para o feixe de Chumbo. . . . .	123
6.4	Estimativas para o fator de sobrevivência em diferentes energias de colisão conforme os modelos GLM e KKMR, bem como com a extrapolação efetuada com a Eq. (6.5.8) [206, 207]. . . . .	125



# Referências Bibliográficas

- [1] W. Pauli, Phys.Today **31N9**, 27 (1978).
- [2] E. Fermi, Z. Phys. **88**, 161 (1934).
- [3] V. Barone and E. Predazzi, *High-energy particle diffraction* (Springer, Berlin, Alemanha, 2002).
- [4] G. Danby et al., Phys. Rev. Lett. **9**, 36 (1962); K. Kodama et al. (DONUT), Phys. Lett. **B504**, 218 (2001), hep-ex/0012035.
- [5] J. S. Schwinger, Annals Phys. **2**, 407 (1957); N. K., Nuovo Cimento, 5 (5): 1349-1354 (1957).
- [6] J. Leite Lopes, *Weak interaction physics: From its origin to the electroweak model*. (1996).
- [7] H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. **17**, 48 (1935).
- [8] W. Greiner and B. Muller, *Gauge theory of weak interactions* (Springer, Berlin, Germany, 1993).
- [9] P. W. Higgs, Phys. Lett. **12**, 132 (1964); P. W. Higgs, Phys. Rev. **145**, 1156 (1966); G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1964); T. W. B. Kibble, Phys. Rev. **155**, 1554 (1967); F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964).
- [10] J. Goldstone, Nuovo Cim. **19**, 154 (1961).
- [11] H. Georgi and S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **28**, 1494 (1972).
- [12] P. Musset and J. P. Vialle, Phys. Rept. **39**, 1 (1978).
- [13] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967); A. Salam and J. C. Ward, Phys. Lett. **13**, 168 (1964).
- [14] J. Leite Lopes, *Gauge field theories. An introduction* (Pergamon, Oxford, UK, 1981).
- [15] C. Rubbia, Rev. Mod. Phys. **57**, 699 (1985).
- [16] G. Arnison et al. (UA1 Collaboration), Phys. Lett. **B122**, 103 (1983).
- [17] M. Banner et al. (UA2 Collaboration), Phys.Lett. **B122**, 476 (1983).
- [18] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), J.Phys. **G37**, 075021 (2010).

- [19] R. Barate et al. (LEP Working Group for Higgs boson searches), *Phys. Lett.* **B565**, 61 (2003), [hep-ex/0306033](#).
- [20] CDF Collaboration & DØ Collaboration (2009), [arXiv:0911.3930\[hep-ex\]](#); CDF Collaboration & DØ Collaboration (2009), [arXiv:0903.4001\[hep-ex\]](#); CDF Collaboration & DØ Collaboration (2010), [arXiv:1007.4587\[hep-ex\]](#).
- [21] T. Aaltonen et al. (CDF and DØ Collaboration) (2011), [arXiv:1103.3233\[hep-ex\]](#).
- [22] B. W. Lee, C. Quigg, and H. B. Thacker, *Phys. Rev.* **D16**, 1519 (1977).
- [23] M. S. Chanowitz and M. K. Gaillard, *Phys. Lett.* **B142**, 85 (1984).
- [24] W. J. Marciano and S. S. D. Willenbrock, *Phys. Rev.* **D37**, 2509 (1988); S. Dawson and S. Willenbrock, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1232 (1989).
- [25] I. Tsukerman (The ATLAS Collaboration) (2010), [arXiv:1012.0694\[hep-ex\]](#).
- [26] A. Djouadi, *Czech. J. Phys.* **55**, B23 (2005), [hep-ph/0412238](#).
- [27] H. M. Georgi, S. Glashow, M. Machacek, and D. Nanopoulos, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 692 (1978).
- [28] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz, and P. M. Zerwas, *Nucl. Phys.* **B453**, 17 (1995), [hep-ph/9504378](#).
- [29] S. Dawson, *Nucl. Phys.* **B359**, 283 (1991); A. Djouadi, M. Spira, and P. M. Zerwas, *Phys. Lett.* **B264**, 440 (1991).
- [30] G. Altarelli and G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B126**, 298 (1977).
- [31] A. Djouadi, *Phys. Rept.* **457**, 1 (2008), [hep-ph/0503172](#).
- [32] M. G. Ryskin, A. D. Martin, and V. A. Khoze, *Eur. Phys. J.* **C60**, 265 (2009), [arXiv:0812.2413\[hep-ph\]](#).
- [33] R. V. Harlander and W. B. Kilgore, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 201801 (2002); C. Anastasiou and K. Melnikov, *Nucl. Phys.* **B646**, 220 (2002), [hep-ph/0207004](#); V. Ravindran, J. Smith, and W. L. van Neerven, *Nucl. Phys.* **B665**, 325 (2003).
- [34] S. Catani, D. de Florian, M. Grazzini, and P. Nason, *JHEP* **07**, 028 (2003), [hep-ph/0306211](#).
- [35] S. Dittmaier et al. (LHC Higgs Cross Section Working Group) (2011), [arXiv:1101.0593\[hep-ph\]](#).
- [36] R. Harlander and W. Kilgore (2002), [hep-ph/0211380](#).
- [37] A. Djouadi and S. Ferrag, *Phys. Lett.* **B586**, 345 (2004), [hep-ph/0310209](#).
- [38] R. N. Cahn and S. Dawson, *Phys. Lett.* **B136**, 196 (1984); *Physics Letters B* **138**, 464 (1984), ISSN 0370-2693.
- [39] G. Altarelli, B. Mele, and F. Pitolli, *Nucl. Phys.* **B287**, 205 (1987); W. Kilian, M. Kramer, and P. M. Zerwas, *Phys. Lett.* **B373**, 135 (1996), [hep-ph/9512355](#).

- [40] P. Bolzoni, F. Maltoni, S.-O. Moch, and M. Zaro, Phys. Rev. Lett. **105**, 011801 (2010), arXiv:1003.4451 [hep-ph].
- [41] M. Spira, Fortsch. Phys. **46**, 203 (1998), hep-ph/9705337; A. Djouadi et al. (2000), hep-ph/0002258; T. Han, G. Valencia, and S. Willenbrock, Phys. Rev. Lett. **69**, 3274 (1992), hep-ph/9206246; T. Figy, C. Oleari, and D. Zeppenfeld, Phys. Rev. **D68**, 073005 (2003), hep-ph/0306109; T. Figy and D. Zeppenfeld, Phys. Lett. **B591**, 297 (2004), hep-ph/0403297; E. L. Berger and J. M. Campbell, Phys. Rev. **D70**, 073011 (2004), hep-ph/0403194.
- [42] S. L. Glashow, D. V. Nanopoulos, and A. Yildiz, Phys. Rev. **D18**, 1724 (1978); J. Finjord, G. Girardi, and P. Sorba, Phys. Lett. **B89**, 99 (1979).
- [43] T. Han and S. Willenbrock, Phys. Lett. **B273**, 167 (1991); H. Baer, B. Bailey, and J. F. Owens, Phys. Rev. **D47**, 2730 (1993); J. Ohnemus and W. J. Stirling, Phys. Rev. **D47**, 2722 (1993); S. Mrenna and C. P. Yuan, Phys. Lett. **B416**, 200 (1998), hep-ph/9703224; A. Djouadi and M. Spira, Phys. Rev. **D62**, 014004 (2000), hep-ph/9912476.
- [44] S. D. Drell and T.-M. Yan, Phys. Rev. Lett. **25**, 316 (1970).
- [45] R. Hamberg, W. L. van Neerven, and T. Matsuura, Nucl. Phys. **B359**, 343 (1991).
- [46] O. Brein, A. Djouadi, and R. Harlander, Phys. Lett. **B579**, 149 (2004), hep-ph/0307206.
- [47] M. L. Ciccolini, S. Dittmaier, and M. Kramer, Phys. Rev. **D68**, 073003 (2003), hep-ph/0306234.
- [48] R. Raitio and W. W. Wada, Phys. Rev. **D19**, 941 (1979); J. N. Ng and P. Zakarauskas, Phys. Rev. **D29**, 876 (1984); Z. Kunszt, Nucl. Phys. **B247**, 339 (1984); J. F. Gunion, Phys. Lett. **B261**, 510 (1991); W. J. Marciano and F. E. Paige, Phys. Rev. Lett. **66**, 2433 (1991).
- [49] W. Beenakker et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 201805 (2001), hep-ph/0107081; S. Dawson, L. H. Orr, L. Reina, and D. Wackerroth, Phys. Rev. **D67**, 071503 (2003), hep-ph/0211438; S. Dawson, C. Jackson, L. H. Orr, L. Reina, and D. Wackerroth, Phys. Rev. **D68**, 034022 (2003), hep-ph/0305087.
- [50] S. Catani, S. Dittmaier, M. H. Seymour, and Z. Trocsanyi, Nucl. Phys. **B627**, 189 (2002), hep-ph/0201036.
- [51] J. R. Ellis, M. K. Gaillard, and D. V. Nanopoulos, Nucl. Phys. **B106**, 292 (1976); M. A. Shifman, A. Vainshtein, M. Voloshin, and V. I. Zakharov, Sov. J. Nucl. Phys. **30**, 711 (1979).
- [52] H.-Q. Zheng and D.-D. Wu, Phys. Rev. **D42**, 3760 (1990); A. Djouadi, M. Spira, J. van der Bij, and P. Zerwas, Phys. Lett. **B257**, 187 (1991); S. Dawson and R. Kauffman, Phys. Rev. **D47**, 1264 (1993).
- [53] G. Aad et al. (The ATLAS Collaboration) (2009), arXiv:0901.0512 [hep-ex]; G. Bayatian et al. (CMS Collaboration), J. Phys. G **G34**, 995 (2007).

- [54] M. Wielers (2002), ATL-PHYS-2002-004.
- [55] Y. Fang, L. R. Flores Castillo, H. Wang, and S. L. Wu (2010), ATL-COM-PHYS-2010-93.
- [56] U. Aglietti, R. Bonciani, G. Degrassi, and A. Vicini, Phys. Lett. **B600**, 57 (2004), hep-ph/0407162.
- [57] D. Bardin, B. Vilensky, and P. Khristova, Sov.J.Nucl.Phys. **53**, 152 (1991); A. Dabelstein and W. Hollik, Z.Phys. **C53**, 507 (1992).
- [58] E. Braaten and J. Leveille, Phys.Rev. **D22**, 715 (1980); N. Sakai, Phys.Rev. **D22**, 2220 (1980); T. Inami and T. Kubota, Nucl.Phys. **B179**, 171 (1981); M. Drees and K.-i. Hikasa, Phys.Lett. **B240**, 455 (1990).
- [59] S. G. Gorishnii, A. L. Kataev, S. A. Larin, and L. R. Surguladze, Mod. Phys. Lett. **A5**, 2703 (1990); S. G. Gorishnii, A. L. Kataev, S. A. Larin, and L. R. Surguladze, Phys. Rev. **D43**, 1633 (1991).
- [60] J. Fleischer and F. Jegerlehner, Phys.Rev. **D23**, 2001 (1981).
- [61] T. Aaltonen et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. (2011), arXiv:1104.0699[hep-ex].
- [62] H. B. Nielsen (2011), arXiv:1104.4642[hep-ph].
- [63] B. A. Kniehl, Nucl. Phys. **B352**, 1 (1991).
- [64] A. Ghinculov, Nucl. Phys. **B455**, 21 (1995), hep-ph/9507240; A. Frink, B. A. Kniehl, D. Kreimer, and K. Riesselmann, Phys. Rev. **D54**, 4548 (1996), hep-ph/9606310.
- [65] B. A. Kniehl and M. Spira, Nucl.Phys. **B443**, 37 (1995), hep-ph/9501392; B. A. Kniehl and M. Spira, Z.Phys. **C69**, 77 (1995), hep-ph/9505225; B. A. Kniehl and M. Steinhauser, Phys.Lett. **B365**, 297 (1996), hep-ph/9507382.
- [66] B. A. Kniehl and M. Steinhauser, Nucl.Phys. **B454**, 485 (1995), hep-ph/9508241.
- [67] S. Dawson and S. Willenbrock, Phys. Lett. **B211**, 200 (1988); Z. Hioki, Phys. Lett. **B224**, 417 (1989).
- [68] B. A. Kniehl, Nucl.Phys. **B357**, 439 (1991).
- [69] B. A. Kniehl, Phys. Rev. **D53**, 6477 (1996), hep-ph/9602304.
- [70] S. Asai, G. Azuelos, C. Buttar, V. Cavasinni, D. Costanzo, et al., Eur.Phys.J. **C32S2**, 19 (2004), hep-ph/0402254.
- [71] S. Abdullin, S. Banerjee, L. Bellucci, C. Charlot, D. Denegri, et al., Eur.Phys.J. **C39S2**, 41 (2005).
- [72] M. Sani, Czech.J.Phys. **55**, B101 (2005).
- [73] N. Kauer and D. Zeppenfeld, Phys.Rev. **D65**, 014021 (2002), hep-ph/0107181.
- [74] S. Mandelstam, Phys.Rev. **112**, 1344 (1958).

- [75] J. Bjorken, Phys.Rev. **179**, 1547 (1969).
- [76] C. Adloff et al. (H1 Collaboration), Eur.Phys.J. **C30**, 1 (2003), hep-ex/0304003.
- [77] G. Miller, E. D. Bloom, G. Buschhorn, D. Coward, H. DeStaebler, et al., Phys.Rev. **D5**, 528 (1972).
- [78] J. Callan, Curtis G. and D. J. Gross, Phys.Rev.Lett. **22**, 156 (1969).
- [79] M. Gell-Mann, Phys.Lett. **8**, 214 (1964).
- [80] H. W. Kendall, Rev.Mod.Phys. **63**, 597 (1991).
- [81] M. Malek (CMS Collaboration), Nucl.Phys. **A854**, 222 (2011); T. K. Nayak and f. t. A. Collaboration, Nucl.Phys. **A854**, 230 (2011), 1009.2220.
- [82] S. Aid et al. (H1 Collaboration), Nucl.Phys. **B470**, 3 (1996), hep-ex/9603004.
- [83] P. Skands (2011), arXiv:1104.2863[hep-ph].
- [84] S. Drell and T.-M. Yan, Annals Phys. **66**, 578 (1971).
- [85] A. Arbuzov et al., Eur. Phys. J. **C46**, 407 (2006), hep-ph/0506110; U. Baur, O. Brein, W. Hollik, C. Schappacher, and D. Wackerroth, Phys. Rev. **D65**, 033007 (2002), hep-ph/0108274; C. M. Carloni Calame, G. Montagna, O. Nicrosini, and A. Vicini, JHEP **12**, 016 (2006), hep-ph/0609170; V. A. Zykunov, Phys. Atom. Nucl. **69**, 1522 (2006).
- [86] Y. L. Dokshitzer, Sov.Phys.JETP **46**, 641 (1977).
- [87] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 438 (1972).
- [88] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, and G. Watt, Eur.Phys.J. **C63**, 189 (2009), arXiv:0901.0002[hep-ph]; A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, and G. Watt, Eur.Phys.J. **C64**, 653 (2009), arXiv:0905.3531[hep-ph].
- [89] A. D. Martin, W. Stirling, and R. Roberts, Phys.Rev. **D50**, 6734 (1994), hep-ph/9406315.
- [90] D. G. d'Enterria, pp. 1141–1152 (2007), arXiv:0708.0551[hep-ex].
- [91] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (John Wiley & Sons Inc., 2a. Ed., Indianapolis, EUA, 1975).
- [92] W. Greiner and J. Reinhardt, *Quantum Electrodynamics* (Springer, 3a. Ed., Berlim, Alemanha, 2002).
- [93] C. F. von Weizsäcker, Z. Phys. **88**, 612 (1934); E. J. Williams, Phys. Rev. **45**, 729 (1934).
- [94] E. Fermi, Z. Phys. **29**, 315 (1924).
- [95] D. d'Enterria and J.-P. Lansberg, Phys. Rev. **D81**, 014004 (2010), arXiv:0909.3047[hep-ph].

- [96] K. Hencken et al., Phys. Rept. **458**, 1 (2008), arXiv:0706.3356[nucl-ex].
- [97] L. Motyka and G. Watt, Phys. Rev. **D78**, 014023 (2008), arXiv:0805.2113[hep-ph].
- [98] A. H. Mueller, Nucl. Phys. **B415**, 373 (1994); A. H. Mueller and B. Patel, Nucl.Phys. **B425**, 471 (1994), hep-ph/9403256.
- [99] R. Fiore and V. R. Zoller, JETP Lett. **82**, 385 (2005), hep-ph/0508187.
- [100] R. Fiore and V. R. Zoller, Phys. Lett. **B632**, 87 (2006), hep-ph/0509097.
- [101] H. Kowalski and D. Teaney, Phys. Rev. **D68**, 114005 (2003), hep-ph/0304189.
- [102] H. Kowalski, L. Motyka, and G. Watt, Phys. Rev. **D74**, 074016 (2006), hep-ph/0606272.
- [103] T. Regge, Nuovo Cim. **14**, 951 (1959); T. Regge, Nuovo Cim. **18**, 947 (1960).
- [104] A. Donnachie and P. Landshoff, Phys.Lett. **B296**, 227 (1992), hep-ph/9209205.
- [105] G. Chew and S. C. Frautschi, Phys.Rev.Lett. **7**, 394 (1961); G. Chew and S. C. Frautschi, Phys.Rev.Lett. **8**, 41 (1962).
- [106] P. Desgrolard, M. Giffon, E. Martynov, and E. Predazzi, Eur.Phys.J. **C18**, 555 (2001), hep-ph/0006244.
- [107] R. Covolan, J. Montanha, and K. A. Goulianos, Phys.Lett. **B389**, 176 (1996).
- [108] J. R. Cudell, K. Kang, and S. K. Kim, Phys.Lett. **B395**, 311 (1997), hep-ph/9601336.
- [109] M. Froissart, Phys.Rev. **123**, 1053 (1961); A. Martin, Phys.Rev. **129**, 1432 (1963).
- [110] B. Kopeliovich, B. Povh, and E. Predazzi, Phys.Lett. **B405**, 361 (1997), hep-ph/9704372.
- [111] L. L. Foldy and R. F. Peierls, Phys. Rev. **130**, 1585 (1963).
- [112] P. Landshoff and J. Polkinghorne, Nucl.Phys. **B32**, 541 (1971); G. A. Jaroszkiewicz and P. Landshoff, Phys.Rev. **D10**, 170 (1974).
- [113] F. Low, Phys.Rev. **D12**, 163 (1975); S. Nussinov, Phys.Rev.Lett. **34**, 1286 (1975); S. Nussinov, Phys.Rev. **D14**, 246 (1976).
- [114] V. Sudakov, Sov.Phys.JETP **3**, 65 (1956).
- [115] V. Gribov, JETP Lett. **41**, 667 (1961).
- [116] I. I. Balitsky and L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **28**, 822 (1978); E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and V. S. Fadin, Sov. Phys. JETP **44**, 443 (1976); E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and V. S. Fadin, Sov. Phys. JETP **45**, 199 (1977); L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **23**, 338 (1976).
- [117] V. Khoze, F. Krauss, A. Martin, M. Ryskin, and K. Zapp, Eur.Phys.J. **C69**, 85 (2010), 1005.4839.

- [118] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **D47**, 101 (1993).
- [119] S. Abachi et al. (D0 Collaboration), Phys.Rev.Lett. **72**, 2332 (1994); F. Abe et al. (CDF Collaboration), Phys.Rev.Lett. **74**, 855 (1995).
- [120] A. A. Affolder et al. (CDF), Phys. Rev. Lett. **84**, 5043 (2000).
- [121] J. Breitweg et al. (ZEUS Collaboration), Eur.Phys.J. **C1**, 81 (1998), [hep-ex/9709021](#).
- [122] A. A. Affolder et al. (CDF Collaboration), Phys.Rev.Lett. **85**, 4215 (2000).
- [123] M. Albrow et al. (FP420 R and D Collaboration), JINST **4**, T10001 (2009), [arXiv:0806.0302\[hep-ex\]](#); L. Bonnet, T. Pierzchala, K. Piotrkowski, and P. Rodeghiero, Acta Phys.Polon. **B38**, 477 (2007), [hep-ph/0703320](#); B. Roland (2010), [arXiv:1008.0592\[hep-ex\]](#); M. Albrow et al. (USCMS Collaboration), JINST **4**, P10001 (2009), [arXiv:0811.0120\[hep-ex\]](#); J. W. Lamsa and R. Orava, JINST **4**, P11019 (2009), [arXiv:0907.3847\[hep-ex\]](#).
- [124] M. Klasen, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **207-208**, 25 (2010), [1007.1121](#).
- [125] M. B. Gay Ducati, M. M. Machado, and M. V. T. Machado, Phys. Rev. **D81**, 054034 (2010), [arXiv:1002.4043\[hep-ph\]](#); M. B. Gay Ducati, M. M. Machado, and M. V. T. Machado, Phys. Lett. **B683**, 150 (2010), [arXiv:0908.0507\[hep-ph\]](#).
- [126] G. Ingelman and P. Schlein, Phys.Lett. **B152**, 256 (1985).
- [127] A. Aktas et al. (H1 Collaboration), Eur.Phys.J. **C48**, 749 (2006), [hep-ex/0606003](#); A. Aktas et al. (H1 Collaboration), Eur.Phys.J. **C48**, 715 (2006), [hep-ex/0606004](#).
- [128] E. Levin, pp. 261–336 (1998), [hep-ph/9808486](#).
- [129] M. Klasen and G. Kramer, Phys.Rev.Lett. **93**, 232002 (2004), [hep-ph/0410105](#).
- [130] M. Klasen and G. Kramer, Eur. Phys. J. **C38**, 93 (2004), [hep-ph/0408203](#).
- [131] A. Kaidalov, V. Khoze, A. Martin, and M. Ryskin, Eur.Phys.J. **C66**, 373 (2010), [arXiv:0911.3716\[hep-ph\]](#).
- [132] A. Kaidalov, V. Khoze, A. Martin, and M. Ryskin, Phys.Lett. **B559**, 235 (2003), [hep-ph/0302091](#).
- [133] D. E. Acosta et al. (CDF Collaboration), Phys.Rev.Lett. **93**, 141601 (2004), [hep-ex/0311023](#).
- [134] M. Klasen and G. Kramer, Mod. Phys. Lett. **A23**, 1885 (2008), [arXiv:0806.2269\[hep-ph\]](#).
- [135] E. Gotsman, E. Levin, and U. Maor, Phys.Lett. **B309**, 199 (1993), [hep-ph/9302248](#).
- [136] V. A. Khoze, A. D. Martin, and M. G. Ryskin, Eur. Phys. J. **C18**, 167 (2000), [hep-ph/0007359](#).
- [137] B. Cox, J. R. Forshaw, and L. Lonnblad, JHEP **10**, 023 (1999), [hep-ph/9908464](#).
- [138] A. Bialas and P. V. Landshoff, Phys. Lett. **B256**, 540 (1991).

- [139] Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, and T. Sjostrand, Phys.Lett. **B274**, 116 (1992); R. Fletcher and T. Stelzer, Phys.Rev. **D48**, 5162 (1993), [hep-ph/9306253](#); T. L. Lungov and C. O. Escobar, Phys.Rev. **D53**, 4857 (1996), [hep-ph/9510209](#).
- [140] D. Kharzeev and E. Levin, Phys.Rev. **D63**, 073004 (2001), [hep-ph/0005311](#).
- [141] V. Petrov and R. Ryutin, Eur.Phys.J. **C36**, 509 (2004), [hep-ph/0311024](#).
- [142] V. A. Khoze, A. D. Martin, and M. G. Ryskin, Phys. Lett. **B401**, 330 (1997), [hep-ph/9701419](#).
- [143] V. A. Khoze, A. D. Martin, and M. G. Ryskin, Eur. Phys. J. **C14**, 525 (2000), [hep-ph/0002072](#).
- [144] V. A. Khoze, A. D. Martin, and M. G. Ryskin, JHEP **05**, 036 (2006), [hep-ph/0602247](#).
- [145] J. R. Forshaw (2005), [hep-ph/0508274](#).
- [146] R. E. Cutkosky, J. Math. Phys. **1**, 429 (1960).
- [147] T. Plehn (2009), [arXiv:0910.4182 \[hep-ph\]](#), 2009, [arXiv:0910.4182 \[hep-ph\]](#).
- [148] M. Ryskin, Z.Phys. **C57**, 89 (1993); A. D. Martin, R. Roberts, and W. Stirling, Phys.Lett. **B387**, 419 (1996), [hep-ph/9606345](#).
- [149] A. G. Shuvaev, K. J. Golec-Biernat, A. D. Martin, and M. G. Ryskin, Phys. Rev. **D60**, 014015 (1999), [hep-ph/9902410](#).
- [150] M. Gluck, E. Reya, and A. Vogt, Z. Phys. **C53**, 127 (1992).
- [151] L. A. Harland-Lang, V. A. Khoze, M. G. Ryskin, and W. J. Stirling, Eur. Phys. J. **C69**, 179 (2010), [arXiv:1005.0695 \[hep-ph\]](#).
- [152] T. D. Coughlin and J. R. Forshaw, JHEP **01**, 121 (2010), [arXiv:0912.3280 \[hep-ph\]](#).
- [153] Y. L. Dokshitzer, D. Diakonov, and S. I. Troian, Phys. Rept. **58**, 269 (1980).
- [154] L. Harland-Lang, V. Khoze, M. Ryskin, and W. Stirling, Eur.Phys.J. **C65**, 433 (2010), [arXiv:0909.4748 \[hep-ph\]](#).
- [155] J. D. Bjorken, Int. J. Mod. Phys. **A7**, 4189 (1992).
- [156] H. Chehime et al., Phys. Lett. **B286**, 397 (1992).
- [157] M. G. Ryskin, A. D. Martin, and V. A. Khoze, Eur. Phys. J. **C54**, 199 (2008), [arXiv:0710.2494 \[hep-ph\]](#).
- [158] J. S. Miller, Eur. Phys. J. **C56**, 39 (2008), [hep-ph/0610427](#).
- [159] E. de Oliveira, A. Martin, and M. Ryskin, Phys.Lett. **B695**, 162 (2011), [arXiv:1010.1366 \[hep-ph\]](#); J. Bartels, M. Ryskin, and G. Vacca, Eur.Phys.J. **C27**, 101 (2003), [hep-ph/0207173](#); J. Bartels, S. Bondarenko, K. Kutak, and L. Motyka, Phys.Rev. **D73**, 093004 (2006), [hep-ph/0601128](#).
- [160] S. Alekhin et al. (2006), [arXiv:0910.4182 \[hep-ph\]](#), [hep-ph/0601012](#).

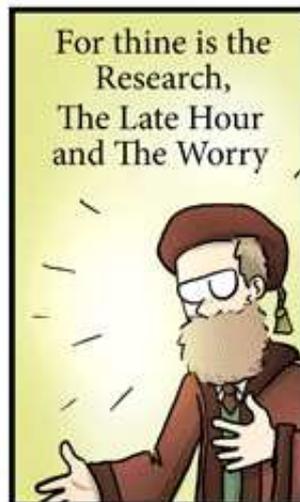
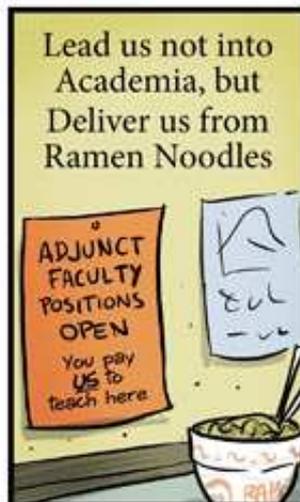
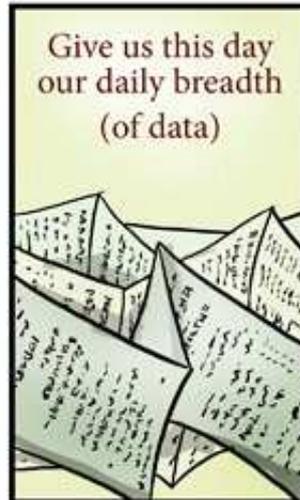
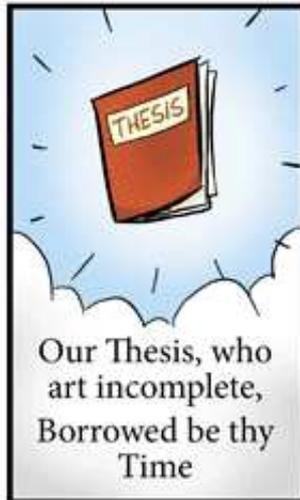
- [161] E. Gotsman, E. Levin, and U. Maor, Phys. Lett. **B452**, 387 (1999), hep-ph/9901416.
- [162] E. Gotsman, E. Levin, and U. Maor, Phys. Rev. **D60**, 094011 (1999), hep-ph/9902294.
- [163] E. Gotsman, E. Levin, and U. Maor (2007), arXiv:0708.1506[hep-ph].
- [164] E. Gotsman, E. Levin, U. Maor, and J. S. Miller, Eur. Phys. J. **C57**, 689 (2008), arXiv:0805.2799[hep-ph].
- [165] E. Levin and J. Miller (2008), arXiv:0801.3593[hep-ph].
- [166] E. Gotsman, E. Levin, and U. Maor (2011), arXiv:1101.5816[hep-ph].
- [167] A. Kaidalov, V. Khoze, A. Martin, and M. Ryskin, Eur.Phys.J. **C31**, 387 (2003), hep-ph/0307064.
- [168] A. G. Shuvaev, V. A. Khoze, A. D. Martin, and M. G. Ryskin, Eur.Phys.J. **C56**, 467 (2008), arXiv:0806.1447[hep-ph].
- [169] V. A. Khoze, M. G. Ryskin, and A. D. Martin, Eur. Phys. J. **C64**, 361 (2009), arXiv:0907.0966[hep-ph].
- [170] V. Khoze, A. Martin, and M. Ryskin, Eur.Phys.J. **C55**, 363 (2008), arXiv:0802.0177[hep-ph].
- [171] V. A. Khoze, A. D. Martin, and M. G. Ryskin, Eur.Phys.J. **C19**, 477 (2001), hep-ph/0011393.
- [172] V. A. Khoze, A. D. Martin, M. G. Ryskin, and W. J. Stirling, Eur.Phys.J. **C35**, 211 (2004), hep-ph/0403218.
- [173] A. D. Martin, M. G. Ryskin, and V. A. Khoze, Phys.Rev. **D56**, 5867 (1997), hep-ph/9705258.
- [174] V. A. Khoze, M. G. Ryskin, W. J. Stirling, and P. H. Williams, Eur.Phys.J. **C26**, 429 (2003), hep-ph/0207365.
- [175] V. A. Khoze, A. D. Martin, and M. G. Ryskin, Eur.Phys.J. **C24**, 459 (2002), hep-ph/0201301.
- [176] V. A. Khoze, A. D. Martin, R. Orava, and M. Ryskin, Eur.Phys.J. **C19**, 313 (2001), hep-ph/0010163.
- [177] V. A. Khoze, A. D. Martin, M. G. Ryskin, and W. J. Stirling, Eur.Phys.J. **C38**, 475 (2005), hep-ph/0409037.
- [178] J.-R. Cudell and O. F. Hernandez, Nucl. Phys. **B471**, 471 (1996), hep-ph/9511252; V. D. Barger, R. J. N. Phillips, and D. Zeppenfeld, Phys. Lett. **B346**, 106 (1995), hep-ph/9412276.
- [179] B. Muller and A. J. Schramm, Nucl. Phys. **A523**, 677 (1991).
- [180] M. Melles, W. J. Stirling, and V. A. Khoze, Phys. Rev. **D61**, 054015 (2000), hep-ph/9907238.

- [181] W. Schafer and A. Szczurek, Phys. Rev. **D76**, 094014 (2007), [arXiv:0705.2887 \[hep-ph\]](#).
- [182] R. N. Cahn and J. D. Jackson, Phys. Rev. **D42**, 3690 (1990).
- [183] B. Muller and A. J. Schramm, Phys. Rev. **D42**, 3699 (1990).
- [184] J. S. Miller (2007), [arXiv:0704.1985 \[hep-ph\]](#).
- [185] V. Budnev, I. Ginzburg, G. Meledin, and V. Serbo, Phys.Rept. **15**, 181 (1975).
- [186] S. Klein and J. Nystrand, Phys.Rev. **C60**, 014903 (1999), [hep-ph/9902259](#).
- [187] B. E. Cox, A. De Roeck, V. A. Khoze, T. Pierzchala, M. G. Ryskin, et al., Eur.Phys.J. **C45**, 401 (2006), [hep-ph/0505240](#).
- [188] V. A. Khoze, M. G. Ryskin, and W. J. Stirling, Eur.Phys.J. **C44**, 227 (2005), [hep-ph/0504131](#).
- [189] V. A. Khoze, A. D. Martin, and M. G. Ryskin, Eur.Phys.J. **C21**, 99 (2001), [hep-ph/0104230](#).
- [190] V. S. Fadin, V. A. Khoze, and A. D. Martin, Phys.Rev. **D56**, 484 (1997), [hep-ph/9703402](#).
- [191] N. N. Nikolaev and B. Zakharov, Z.Phys. **C49**, 607 (1991); N. Nikolaev and B. G. Zakharov, Z.Phys. **C53**, 331 (1992).
- [192] X.-D. Ji, Phys.Rev. **D55**, 7114 (1997), [hep-ph/9609381](#).
- [193] J. C. Collins, L. Frankfurt, and M. Strikman, Phys.Rev. **D56**, 2982 (1997), [hep-ph/9611433](#).
- [194] S. Munier, A. Stasto, and A. H. Mueller, Nucl.Phys. **B603**, 427 (2001), [hep-ph/0102291](#).
- [195] M. B. Gay Ducati and G. G. Silveira, Phys. Rev. **D78**, 113005 (2008), [arXiv:0809.0425 \[hep-ph\]](#).
- [196] I. Balitsky and E. Kuchina, Phys.Rev. **D62**, 074004 (2000), [hep-ph/0002195](#).
- [197] J. A. M. Vermaseren (2000), [arXiv:math-ph/0010025](#), 2000, [math-ph/0010025](#).
- [198] M. B. Gay Ducati and G. G. Silveira (2009), [arXiv:0910.2595 \[hep-ph\]](#).
- [199] A. Kaidalov, V. Khoze, A. Martin, and M. Ryskin, Phys.Lett. **B567**, 61 (2003), [hep-ph/0306134](#).
- [200] M. B. Gay Ducati and G. G. Silveira, Phys.Rev. **D82**, 073004 (2010), [arXiv:1007.1182 \[hep-ph\]](#).
- [201] V. Ahrens, T. Becher, M. Neubert, and L. L. Yang, Phys.Lett. **B698**, 271 (2011), [arXiv:1008.3162 \[hep-ph\]](#).
- [202] E. d’Enterria, D. G. et al. (CMS Collaboration), J.Phys. **G34**, 2307 (2007).

- 
- [203] F. E. Carminati et al. (ALICE Collaboration), *J.Phys.G* **G30**, 1517 (2004).
- [204] M. Gluck, E. Reya, and A. Vogt, *Eur.Phys.J.* **C5**, 461 (1998), [hep-ph/9806404](#).
- [205] S. Actis, G. Passarino, C. Sturm, and S. Uccirati, *Nucl.Phys.* **B811**, 182 (2009), [arXiv:0809.3667\[hep-ph\]](#); S. Actis, G. Passarino, C. Sturm, and S. Uccirati, *Phys.Lett.* **B670**, 12 (2008), [arXiv:0809.1301\[hep-ph\]](#); S. Actis, G. Passarino, C. Sturm, and S. Uccirati, *Phys.Lett.* **B669**, 62 (2008), [arXiv:0809.1302\[hep-ph\]](#).
- [206] M. B. Gay Ducati, M. M. Machado, and G. G. Silveira, *Phys.Rev.* **D83**, 074005 (2011), [arXiv:1101.5602\[hep-ph\]](#).
- [207] M. B. Gay Ducati and G. G. Silveira (2011), [arXiv:1104.3458\[hep-ph\]](#).
- [208] M. V. T. Machado, *Phys.Rev.* **D76**, 054006 (2007), [arXiv:0705.1005\[hep-ph\]](#).



# A PRAYER FOR GRAD STUDENTS



JORGE CHAM © 2011