

Rafael Palota da Silva

Investigando a ocorrência de Duplo
Espalhamento Partônico no LHC

Rio Grande
2016

Rafael Palota da Silva

Investigando a ocorrência de Duplo Espalhamento Partônico no LHC

Dissertação apresentada ao Instituto de Matemática, Estatística e Física da Universidade Federal de Rio Grande, como requisito parcial para a obtenção do Título de Mestre em Física, na Área de Física de Partículas Elementares e Campos.

Orientador: Cristiano Brenner Mariotto

Rio Grande
2016

Palota da Silva, Rafael.

Investigando a ocorrência de Duplo Espalhamento Partônico no LHC

95 páginas

Dissertação (Mestrado) - Instituto de Matemática, Estatística e Física da Universidade Federal de Rio Grande.

1. QCD
2. Pártons
3. Espalhamento

I. Universidade Federal de Rio Grande. Instituto de Matemática, Estatística e Física.

Comissão Julgadora:

Prof. Dr.
Magno Valério Trindade Machado

Prof. Dr.
João Thiago de Santana Amaral

Prof. Dr.
Cristiano Brenner Mariotto

Esse trabalho é dedicado à minha esposa Geruza.

"A tarefa não é tanto ver aquilo que ninguém viu,
mas pensar o que ninguém ainda pensou
sobre aquilo que todo mundo vê."

Arthur Schopenhauer

Agradecimentos

Agradeço primeiramente a minha esposa e familiares pelo incentivo contínuo a mim dedicado. Agradeço também a meus professores pelo conhecimento transmitido, sem o qual essa obra não seria possível. Também agradeço ao colega Vinicius Becker e ao professor Dr. João Thiago Amaral pelas discussões e trocas de conhecimento proporcionadas nas reuniões semanais de estudo sobre QCD, e também ao professor Dr. Victor Gonçalves, pela contribuição nos resultados do capítulo 3. Um agradecimento especial é dado aqui ao meu orientador Cristiano Mariotto, por acreditar na minha capacidade e, principalmente, pelo exemplar trabalho de orientação realizado. Não poderia deixar de agradecer também aos colegas da sala P07, a coordenação do PPGFis e a CAPES. A todos esses, muito obrigado.

Resumo

Neste trabalho foi feito um estudo detalhado dos processos de duplo espalhamento partônico (DPS), seguido de uma investigação acerca da ocorrência de tais processos nas colisões próton-próton no LHC. A investigação deu-se pela análise da produção múltipla de fótons, de estados finais com quatro jatos e também da produção dupla de pares quark-antiquark pesados. Todos os processos foram calculados em ordem dominante (LO), considerando que cada espalhamento duro consista de um processo partônico $2 \rightarrow 2$.

Para a produção múltipla de fótons foi verificado que a contribuição maior em DPS é a dos processos onde são produzidos dois fótons. No entanto, essa contribuição é suprimida pelos processos de espalhamento partônico simples (SPS) em regiões cinemáticas com momento transversal (p_T) superior à 20 GeV. Para a produção de jatos, os resultados sugerem que a medida em que a energia do centro de massa aumenta, a contribuição DPS se torna cada vez mais significativa. Apesar dos dados experimentais indicarem que a produção de quatro jatos em colisões pp é dominada por processos SPS, foi observado que para valores mais baixos de p_T a ocorrência de DPS possa ser factível.

O canal mais promissor dentre os analisados é a produção dupla de pares quark-antiquark pesados. Além do estado final $c\bar{c}c\bar{c}$, que já é sabido ser de grande relevância, os estados $b\bar{b}b\bar{b}$ e $c\bar{c}b\bar{b}$ também se mostraram favoráveis à observação de processos DPS.

Palavras-chave: QCD, pártons, espalhamento

Abstract

In this work it was made a detailed study of double parton scattering processes (DPS) followed by an investigation on the occurrancy of these processes in proton-proton collisions at the LHC. The investigation was performed by the analysis of multiple photon production, final states containing four jets as well as the double production of heavy quark-antiquark pairs. All the processes were calculated in leading-order (LO), considering that each hard scattering consists of a $2 \rightarrow 2$ partonic process.

For multiple photon production it was verified that the largest DPS contribution comes from processes producing two photons. However, this contribution is suppressed by single parton scattering (SPS) processes in kinematic regions with transverse momentum (p_T) higher than 20 GeV. For jet production, the results suggest that, as the center of mass energy becomes larger, the DPS contribution becomes more significant. Although experimental data indicate that four jet production in pp collisions is dominated by SPS processes, it was observed that for lower values of p_T the DPS contribution may be feasible to be observed.

The most promising channel among those analysed is the heavy-quark production. Besides the $c\bar{c}c\bar{c}$ final state, which is known to be of great importance, the $b\bar{b}b\bar{b}$ and $c\bar{c}b\bar{b}$ states are also shown to be favorable to DPS observation.

Keywords: QCD, partons, scattering

Lista de Figuras

1.1	Octeto de mésons e bárions	4
1.2	Decupleto de bárions	4
1.3	Medidas experimentais de R_μ em função de \sqrt{s}	5
1.4	Interação quark-quark-glúon	8
1.5	Fluxo de cor	9
1.6	Interação glúon-glúon	10
1.7	Espalhamento quark-quark	12
1.8	Regras de Feynman (linhas externas)	13
1.9	Regras de Feynman (propagadores)	13
1.10	Regras de Feynman (vértices)	14
1.11	Blindagem da carga de cor.	15
1.12	Evolução da constante de acoplamento.	16
1.13	Diagrama de um espalhamento profundamente inelástico entre um lépton l e um nucleon N	17
1.14	Escalamento de Bjorken e relação de Callan-Gross.	21
1.15	Diagrama do modelo de pártons.	22
1.16	Medidas da função $F_2(x, Q^2)$ realizadas no Desy-HERA.	25
1.17	Função de distribuição partônica.	26
1.18	Representação diagramática da equação de evolução para os quarks.	26

1.19	Representação diagramática da equação de evolução para os glúons.	27
1.20	Esquema de fatorização.	28
2.1	Representação esquemática para um processo em SPS.	32
2.2	Diagrama de Feynman para um processo SPS geral.	32
2.3	Representação esquemática para um processo DPS indicando a separação transversa z_{\perp} entre os espalhamentos partônicos.	33
2.4	Diagrama de um DPS geral	34
2.5	Gráfico da parametrização GS09 da dupla distribuição partônica.	35
2.6	Comparação entre as seções de choque em DPS e SPS.	37
2.7	Efeito da saturação de glúons na seção de choque	38
2.8	Distribuição em p_T e $M_{D^0 D^0}$ comparadas com dados experimentais.	39
2.9	Valores experimentais de σ_{eff}	40
2.10	Distribuição em momentum transverso da produção de mésons D^0 no LHC.	41
2.11	Representação da equação dDGLAP para $F_{q\bar{q}}$	44
2.12	Representação da equação dDGLAP para F_{gg}	46
2.13	Mistura entre PDF e dPDF	47
2.14	Distribuição da massa invariante do par $c\bar{c}$	47
3.1	Diagrama de Feynman para um processo genérico de múltipla produção de fótons via DPS.	50
3.2	Diagramas para a produção de um fóton	51
3.3	Seção de choque total para a produção de um fóton.	54
3.4	Representação do duplo espalhamento Compton.	55
3.5	Diagramas de Feynman em LO que contribuem para a produção de dois fótons.	55
3.6	Seção de choque total para a produção de dois fótons via SPS.	56

3.7	Produção de três fótons via DPS.	56
3.8	Produção de quatro fótons via DPS.	57
3.9	Distribuição em rapidez para múltipla produção de fótons <i>Run 1</i>	58
3.10	Distribuição em rapidez para múltipla produção de fótons <i>Run 2</i>	59
3.11	Distribuição em p_T para múltipla produção de fótons <i>Run 1</i>	60
3.12	Distribuição em p_T para múltipla produção de fótons <i>Run 2</i>	60
4.1	Formação dos jatos	64
4.2	Representação da detecção de jatos.	65
4.3	Jatos obtidos por algoritmo de cone.	67
4.4	Jatos obtidos por diferentes algoritmos.	69
4.5	Diagramas para produção de jatos.	72
4.6	Jatos via DPS.	72
4.7	Produção de quatro jatos via DPS.	73
4.8	Jatos em DPS a $\sqrt{s} = 100$ TeV.	74
4.9	Dados do ATLAS para quatro jatos separados.	75
4.10	Dados do CMS para quatro jatos separados.	76
5.1	Produção de pares quark-antiquark	78
5.2	$Q\bar{Q}$ via DPS.	79
5.3	Distribuição em y da produção $b\bar{b}b\bar{b}$	82
5.4	Distribuição em p_T da produção $b\bar{b}b\bar{b}$	83
5.5	Distribuição em rapidez dos estados $c\bar{c}c\bar{c}$ e $c\bar{c}b\bar{b}$	85
5.6	Distribuição em p_T dos estados $c\bar{c}c\bar{c}$ e $c\bar{c}b\bar{b}$	85

Lista de Tabelas

1.1	Propriedades dos quarks	2
1.2	Valores para R_μ em função de \sqrt{s}	6
3.1	Múltipla produção de fótons SPS×DPS	61
3.2	Múltipla produção de fótons em DPS para p_T mais alto	61
4.1	Elementos da matriz de espalhamento para a produção de jatos.	71
4.2	Seção de choque total para a produção de jatos via DPS.	76
5.1	Elementos da matriz de espalhamento para a produção de quarks pesados.	79
5.2	Seção de choque total para a produção $b\bar{b}b\bar{b}$	84
5.3	Seção de choque total para os estados $c\bar{c}c\bar{c}$ e $c\bar{c}b\bar{b}$	86

Sumário

1 Cromodinâmica Quântica (QCD)	1
1.1 A carga de cor	1
1.2 Lagrangeana da QCD	6
1.2.1 Regras de Feynman da QCD	11
1.2.2 Confinamento e Liberdade assintótica	13
1.3 Espalhamento profundamente inelástico (DIS)	15
1.3.1 Seção de choque do DIS	19
1.3.2 Funções de estrutura e o modelo de pártons	21
1.4 Equação DGLAP	24
1.5 Fatorização colinear	27
1.6 Conclusão	28
2 Duplo espalhamento partônico (DPS)	31
2.1 Introdução	31
2.2 Seção de choque do DPS	34
2.2.1 Seção de choque efetiva (σ_{eff})	37
2.2.2 Seção de choque diferencial	39
2.3 Evidências experimentais de DPS	41
2.4 Evolução das dPDF's e mistura com as PDF's	43
2.5 Conclusão	46

3	Múltipla produção de fótons via DPS	49
3.1	Introdução	49
3.2	Produção de fótons via DPS	50
3.2.1	Produção de dois fótons	51
3.2.2	Produção de três fótons	54
3.2.3	Produção de quatro fótons	57
3.3	Resultados	57
3.4	Conclusão	62
4	Produção de jatos	63
4.1	Introdução	63
4.2	Algoritmos de jatos	65
4.2.1	Algoritmo iterativo de cone	66
4.2.2	Algoritmo k_t	66
4.2.3	Algoritmo anti- k_t	68
4.3	Jatos em DPS	69
4.4	Conclusão	75
5	Produção de quarks pesados	77
5.1	Introdução	77
5.2	Produção de pares $b\bar{b}$	78
5.3	Produção de $c\bar{c}c\bar{c}$ e $c\bar{c}b\bar{b}$	84
5.4	Conclusão	86
6	Conclusão e Perspectivas	87
	Referências Bibliográficas	89

Introdução

Sabemos que o próton não é uma partícula elementar, e sim, constituído por quarks e glúons que são, coletivamente, chamados de pártons. Nas colisões próton-próton (pp) em altas energias ocorrem interações duras entre os pártons individualmente, o que é chamado de interação partônica. Essas interações duras podem ser calculadas por métodos perturbativos da Cromodinâmica Quântica (pQCD). Os primeiros estudos nessa área mostraram que a seção de choque da interação próton-próton é dominada por espalhamentos partônicos simples (SPS), onde apenas um párton de cada próton participa da interação (Landshof e Polkinghorn, 1978; Takagi, 1979; Goebel et al., 1980; Politzer, 1980). No entanto, devido à alta densidade de glúons no estado final das colisões hadrônicas no *Large Hadron Collider* (LHC), onde a energia no centro de massa da colisão é de até 14 TeV, espera-se que a probabilidade de múltiplas interações partônicas aumente. Estudos recentes mostram que em alguns processos a contribuição de duplo espalhamento partônico (DPS) não é fortemente suprimida pela contribuição em SPS. Nesse cenário, cálculos para a seção de choque de subprocessos via DPS vem ganhando importância (Luszczak et al., 2012; Cazaroto et al., 2013; van Hameren et al., 2014; Maciula e Szczurek, 2014; Luszczak et al., 2015).

Neste trabalho iremos investigar quais são os cenários mais promissores para estudar a ocorrência de duplo espalhamento partônico. Para tanto, analisaremos processos com diferentes estados finais e calcularemos a seção de choque em DPS de cada um destes. Desse modo, estabelecemos como objetivo geral desse trabalho analisar a contribuição

de duplo espalhamento partônico em estados finais de colisões próton-próton no LHC.

No primeiro capítulo desse trabalho faremos um estudo da Cromodinâmica Quântica (QCD), falando das motivações que levaram ao desenvolvimento da teoria, abordando os aspectos mais relevantes para o estudo das colisões pp . As funções de distribuição partônicas (PDF's) serão definidas a partir do modelo de pártons, e sua evolução será tratada pela equação DGLAP.

No segundo capítulo, desenvolveremos nosso estudo sobre o DPS. Será apresentada a fatorização da seção de choque em função das funções de distribuição partônicas duplas (dPDF's), bem como a simplificação atualmente adotada na literatura. Também trataremos do esquema de evolução das dPDF's.

No terceiro capítulo iniciaremos efetivamente nossa investigação a respeito da ocorrência de DPS no LHC. Nesse capítulo analisaremos processos partônicos com produção múltipla de fótons. Em especial, trataremos de estados finais com dois, três e quatro fótons.

No quarto capítulo avançaremos um pouco mais em nossa investigação, observando a produção de quatro jatos em colisões próton-próton. O objetivo central aqui é calcular a produção de quatro jatos via DPS e comparar essa predição com dados experimentais. Nesse capítulo falaremos também sobre algoritmos de jatos.

No quinto capítulo encerraremos nossa investigação com a produção de quarks pesados. Ao final desse capítulo já teremos uma visão mais ampla a respeito dos processos DPS, o que facilitará o tratamento do assunto em pesquisas futuras.

No último capítulo apresentaremos nossas conclusões e falaremos de algumas perspectivas para trabalhos futuros.

Capítulo 1

Cromodinâmica Quântica (QCD)

1.1 A carga de cor

No final dos anos 1950 existia um grande número de partículas conhecidas, divididas em léptons (partículas leves), mésons (partículas de massa intermediária) e bárions (partículas pesadas). Os bárions e os mésons coletivamente são designados por hádrons. Com o intuito de identificar quais dessas partículas poderiam ser consideradas elementares Gell-Mann, Ne'emann e Zweig ([Gell-Mann, 2015](#); [Ne'emann, 1961](#); [Zweig, 1964](#)) sugerem que os estados fundamentais dos hádrons seriam descritos pela representação irredutível do grupo não Abelianano $SU(3)$. De acordo com esse modelo, os hádrons estariam associados a três férmions de spin $1/2$ denominados quarks de sabor up (u), down (d) e strange (s). Atualmente são conhecidos outros três sabores de quarks: charm (c), bottom (b) e top (t), mas a simetria $SU(3)$ continua sendo válida. As propriedades dos seis quarks são mostradas na tabela [1.1](#).

A representação fundamental do grupo $SU(3)$ é dada pela expressão

$$U = e^{i\alpha_k \frac{\lambda_k}{2}} \tag{1.1}$$

Tabela 1.1: Tabela com as propriedades dos seis quarks conhecidos. Adaptada de [Ellis et al. \(2003\)](#).

Quark	Carga elétrica	Massa	Número bariônico	Isospin
u	$+\frac{2}{3}$	$\sim 4 \text{ MeV}$	$\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{2}$
d	$-\frac{1}{3}$	$\sim 7 \text{ MeV}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$
c	$+\frac{2}{3}$	$\sim 1,5 \text{ GeV}$	$\frac{1}{3}$	0
s	$-\frac{1}{3}$	$\sim 135 \text{ MeV}$	$\frac{1}{3}$	0
t	$+\frac{2}{3}$	$\sim 175 \text{ GeV}$	$\frac{1}{3}$	0
b	$-\frac{1}{3}$	$\sim 5 \text{ GeV}$	$\frac{1}{3}$	0

onde α_k são constantes relativas à estrutura do grupo e λ_k , com $k = 1, 2, \dots, 8$, são os geradores do grupo representados pelas matrizes de Gell-Mann

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix},$$

que satisfazem as relações

$$\text{tr} \lambda_k \lambda_j = 2\delta_{kj} \text{ e } [\lambda_i, \lambda_j] = 2if_{ijk}\lambda_k.$$

As constantes de estrutura do grupo (f_{ijk}) apresentam os seguintes valores não nulos:

$$\begin{aligned} f_{123} &= -1 & f_{147} &= \frac{1}{2} & f_{156} &= -\frac{1}{2} \\ f_{246} &= \frac{1}{2} & f_{257} &= \frac{1}{2} & f_{345} &= \frac{1}{2} \\ f_{367} &= -\frac{1}{2} & f_{458} &= \frac{\sqrt{3}}{2} & f_{678} &= \frac{\sqrt{3}}{2}. \end{aligned}$$

O grupo $SU(3)$ pode apresentar as decomposições $3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$ e $3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$, onde 3 representa o tripleto de quarks (u, d, s) e $\bar{3}$, o conjugado de 3 , representa o tripleto de antiquarks ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$). Segundo Gell-Mann, essas decomposições indicam a existência de um octeto mais um singleto de mésons formados da combinação de um quark com um antiquark, bem como a existência de um decuplo mais um octeto de bárions, formados pela combinação de três quarks. Na figura 1.1 são mostrados os octetos dos mésons e dos bárions. Nessa representação a disposição é feita de modo que partículas de mesma estranheza¹ fiquem alinhadas horizontalmente, e partículas de mesma carga elétrica, alinhadas nas diagonais. No centro de cada diagrama encontram-se duas partículas eletricamente neutras e de estranheza zero, para o caso dos mésons, e estranheza -1, no caso dos bárions. O singleto dos mésons é uma partícula neutra com estranheza $S = 0$ denotada por η' . Na figura 1.2 é mostrado o decuplo dos bárions. A organização conforme carga elétrica e estranheza segue o mesmo esquema dos octetos.

O decuplo dos bárions é composto por algumas partículas, como a Δ^{++} por exemplo, que são formadas por três quarks de mesmo sabor (três quarks u , no caso da Δ^{++}). Outra partícula interessante é a Ω , que além de possuir três quarks de mesmo sabor (três quarks s), todos possuem o mesmo spin, violando o princípio da exclusão de Pauli, já que os três quarks estariam ocupando o mesmo estado quântico. Para contornar o problema, Greenberg, Han e Nambu (Greenberg, 1964; Han e Nambu, 1965) sugerem a existência de um outro número quântico, associado a um novo grau de liberdade dos

¹A estranheza é um número quântico carregado pelo quark s . O quark s apresenta estranheza $S = -1$ e o antiquark \bar{s} apresenta estranheza $S = 1$.

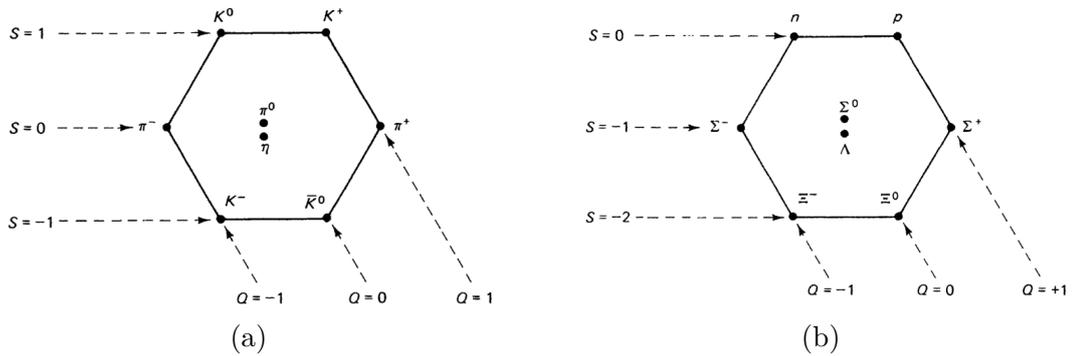


Figura 1.1: Representação gráfica da organização dos octetos mesônico (a) e bariônico (b). Extraída de Griffiths (2008).

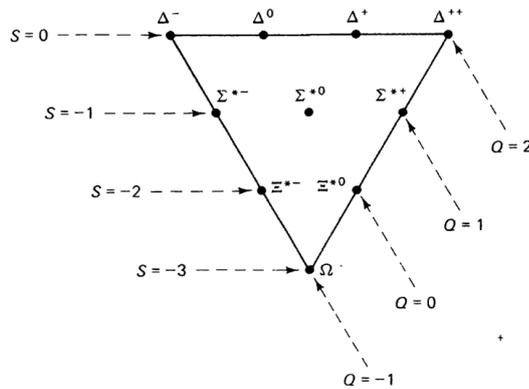


Figura 1.2: Representação gráfica da organização do decuplo bariônico. Extraída de Griffiths (2008).

quarks, chamado de cor e, para que o princípio da exclusão de Pauli continue válido, é necessário que existam três cores. Sendo assim, um quark carrega uma carga de cor que pode ser do tipo vermelha (r), verde (g) ou azul (b). Os antiquarks, por sua vez, carregam as cores antivermelha (\bar{r}), antiverde (\bar{g}) e antiazul (\bar{b}).

Um importante experimento que contribuiu para confirmar a hipótese da carga de cor foi a produção de hádrons a partir de colisões e^-e^+ . Nesse experimento um elétron e um pósitron colidem gerando um quark e um antiquark que em seguida se fragmentam e recombina-se em estados hadrônicos. Como pode ser verificado na literatura, e.g.,

(Thomson, 2013), a seção de choque para o processo $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$ é dada por

$$\sigma(e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \quad (1.2)$$

onde α é a constante de acoplamento da QED² (ver seção 1.3.1) e s é o quadrado da energia no centro de massa do sistema (ver seção 1.3). A seção de choque do processo $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}$ tem a mesma forma da equação (1.2) a menos de um fator e_i^2 que é o quadrado da carga elétrica do quark do tipo i . Logo,

$$\sigma(e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} e_i^2. \quad (1.3)$$

Tomando a razão entre as equações (1.3) e (1.2) e somando sobre todos os sabores de quarks e todos os tipos de cores tem-se

$$R_\mu = \frac{\sigma(e^-e^+ \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+)} = \sum_{\text{cores}} \sum_i e_i^2. \quad (1.4)$$

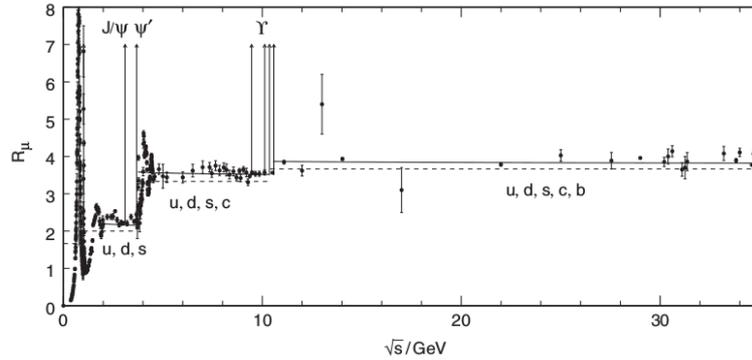


Figura 1.3: Medidas experimentais de R_μ em função de \sqrt{s} . Adaptada de Beringer et al. (2012).

O gráfico da figura 1.3 mostra um comportamento em degrau da razão R_μ à medida que \sqrt{s} aumenta. Os valores dessa relação, representados pela linha tracejada do gráfico,

²Eletrodinâmica Quântica

Tabela 1.2: Valores para R_μ em função de \sqrt{s} . Adaptada de [Anselmino et al. \(2013\)](#).

\sqrt{s}	R_μ
$\sim 1 \text{ GeV}$	2
$\sim 4 \text{ GeV}$	$\frac{10}{3}$
$\sim 10 \text{ GeV}$	$\frac{11}{3}$

podem ser vistos na tabela 1.2. Observa-se também no gráfico as ressonâncias que implicam na necessidade da existência de novos quarks além de u , d e s . As ressonâncias J/Ψ e Ψ' , entre 3 GeV e 4 GeV, exigem a inclusão do quark charm e a ressonância Υ , próxima de 10 GeV, exige a inclusão do quark bottom. Entretanto, o que nos interessa observar no momento, é que os valores da tabela 1.2 só são possíveis se o número total de cores dos quarks for igual a três, isto é,

$$R_\mu = 3 \sum_i e_i^2. \quad (1.5)$$

Em função desses novos resultados, a existência de mais do que três quarks e da carga de cor, a simetria fundamental para a classificação dos hádrons deixa de ser SU(3) de sabor e passa a ser SU(3) de cor. Desse modo, as interações fortes ocorrem devido à cor e é cunhado, por Gell-Mann, o termo Cromodinâmica Quântica (QCD).

1.2 Lagrangeana da QCD

Os quarks são férmions e, como todo férmion, são descritos pela equação de Dirac, que resulta da densidade lagrangeana

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (1.6)$$

onde os campos ψ e $\bar{\psi}$ são representados por

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_r \\ \psi_g \\ \psi_b \end{pmatrix} \text{ e } \bar{\psi} = \left(\bar{\psi}_r \quad \bar{\psi}_g \quad \bar{\psi}_b \right)$$

Como foi visto na seção 1.1, a interação forte obedece a simetria SU(3) de cor. Sendo assim, pelo princípio de gauge, a lagrangeana da equação (1.6) deve ser localmente invariante sob a transformação

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{ig_s \alpha_a \frac{\lambda_a}{2}} \psi, \quad (1.7)$$

onde o termo g_s é a constante de acoplamento da interação forte. No entanto, como α_a depende das coordenadas, a derivada $\partial_\mu \psi$ não possibilita a invariância da lagrangeana. Para validar o princípio de gauge é necessária a inclusão de um campo de calibre A_μ^a cuja regra de transformação é dada por

$$A_\mu^a \rightarrow A_\mu'^a = A_\mu^a - \partial_\mu (\delta\alpha^a) - g_s f^{abc} (\delta\alpha^b) A_\mu^c \quad (1.8)$$

onde os índices $a, b, c = 1, \dots, 8$ são chamados índices de cor e o termo f^{abc} são as constantes de estrutura do grupo SU(3) de cor (ver seção 1.1).

A inclusão do campo de calibre na densidade lagrangeana de Dirac é conseguida substituindo a derivada ∂_μ pela derivada covariante

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig_s \frac{\lambda_a}{2} A_\mu^a. \quad (1.9)$$

Desse modo, obtém-se

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi - \left(g_s \bar{\psi}\gamma^\mu \frac{\lambda_a}{2} \psi \right) A_\mu^a \quad (1.10)$$

que é localmente invariante sob transformação do grupo $SU(3)$. O último termo da equação (1.10) revela a interação entre dois campos fermiônicos com um campo de calibre representada pelo diagrama da figura 1.4. Os campos A_μ^a são identificados como sendo os glúons, ψ é o campo de quarks no estado inicial e $\bar{\psi}$ são os quarks no estado final. A intensidade da interação é dada pela constante g_s .

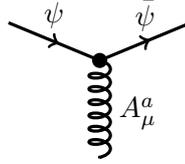


Figura 1.4: Interação quark-quark-glúon

Numa interação como a da figura 1.4 o quark pode ou não mudar de cor. Na figura 1.5 mostramos o fluxo de cor para um caso onde o quark tem a cor vermelha (r) no estado inicial e muda para a cor azul (b). Para que a carga de cor seja conservada o glúon deve carregar a cor do estado inicial e a anticor do estado final ($r\bar{b}$). Desse modo, como a teoria admite três cores, são permitidas nove formas de acoplamento quark-quark-glúon. Dessas nove possibilidades oito formam o octeto de cor do $SU(3)$,

$$\begin{aligned} g_1 &= r\bar{g} & g_2 &= r\bar{b} & g_3 &= g\bar{r} \\ g_4 &= g\bar{b} & g_5 &= b\bar{r} & g_6 &= g\bar{g} \\ g_7 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{r} - g\bar{g}) & g_8 &= \frac{1}{\sqrt{6}}(r\bar{r} + g\bar{g} - 2b\bar{b}), \end{aligned}$$

e a outra forma o singleto simétrico e não interagente

$$g_9 = \frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b}).$$

Nessa notação os termos g_i com $i = 1, \dots, 9$ são os nove estados dos glúons. Todo hádron encontra-se num estado singleto de cor (sem cor ou cor branca). Partículas coloridas não podem ser observadas diretamente. A esse fenômeno dá-se o nome de

confinamento.

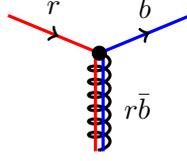


Figura 1.5: Interação quark-quark-glúon onde há a troca de cor do quark. Nessa situação o glúon carrega a cor do estado inicial e a anticor do estado final.

A densidade lagrangeana da equação (1.10) é localmente invariante sob transformação do grupo SU(3) às custas do acréscimo de um termo envolvendo mais um campo, o campo de glúons. Agora, para que a equação fique completa, é preciso incluir um termo para os glúons livres. A conservação do momento angular no vértice de interação das figuras 1.4 e 1.5 sugere que o glúon seja um bóson (spin igual a 1). A densidade lagrangeana para os glúons livres é dada por

$$\mathcal{L}_{\text{glúons}} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (1.11)$$

onde $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu - g_s f_{abc} A^\mu A^\nu$. A equação (1.10) pode ser separada ainda numa densidade lagrangeana de quarks, com um termo cinético e outro de massa

$$\mathcal{L}_{\text{quarks}} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi, \quad (1.12)$$

e uma densidade lagrangeana de interação

$$\mathcal{L}_{\text{interação}} = -\left(g_s\bar{\psi}\gamma^\mu\frac{\lambda_a}{2}\psi\right)A_\mu^a. \quad (1.13)$$

Desse modo, a densidade lagrangeana clássica da QCD é dada por (Anselmino et al., 2013)

$$\mathcal{L}_{\text{clássica}} = \mathcal{L}_{\text{quarks}} + \mathcal{L}_{\text{glúons}} + \mathcal{L}_{\text{interação}}. \quad (1.14)$$

Expandindo a expressão para $\mathcal{L}_{\text{glúons}}$ é possível obter

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{glúons}} &= -\frac{1}{4} (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a) (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a) + \frac{g_s}{2} f^{abc} (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a) A_\mu^b A_\nu^c \\ &\quad - \frac{g_s}{4} f^{abc} f^{ade} A_\mu^b A_\nu^c A_\mu^d A_\nu^e, \end{aligned} \quad (1.15)$$

onde o primeiro termo é o termo cinético para os glúons, o segundo, é o termo de interação entre três glúons e o terceiro, o termo de interação entre quatro glúons. Os diagramas de Feynman³ dessas interações são mostrados na figura 1.6.

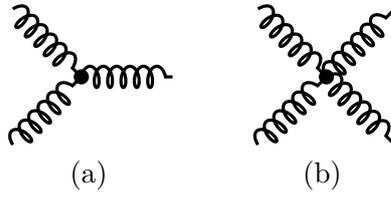


Figura 1.6: Diagramas representando o termo de interação entre três glúons (a) e entre quatro glúons (b).

A quantização dos campos da equação (1.14) não permite definir uma expressão para o propagador do glúon uma vez que para isso se faz necessário fixar um calibre (gauge). O termo de gauge-fixado é dado por

$$\mathcal{L}_{\text{gauge-fixado}} = -\frac{1}{2\zeta} (\partial^\mu A_\mu^a)^2, \quad (1.16)$$

onde o parâmetro ζ fixa a classe do calibre covariante. Entretanto, como a QCD é uma teoria não abeliana, o termo covariante de gauge-fixado deve ser suplementado por um termo fantasma dado por

$$\mathcal{L}_{\text{fantasma}} = \partial_\mu \eta^{a\dagger} (\mathcal{D}_{ab}^\mu \eta^b), \quad (1.17)$$

onde η é um campo escalar complexo que obedece a estatística de Fermi-Dirac. Na

³As regras de Feynman serão apresentadas na seção 1.2.1.

quantização os campos fantasmas cancelam os graus de liberdade não físicos que, de outro modo, se propagariam no gauge covariante. Com essas considerações, a densidade lagrangeana da QCD é dada por (Ellis et al., 2003)

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \mathcal{L}_{\text{clássica}} + \mathcal{L}_{\text{gauge-fixado}} + \mathcal{L}_{\text{fantasma}} \quad (1.18)$$

Essa forma final da densidade lagrangeana da QCD permite a obtenção das regras de Feynman, o que possibilita cálculos perturbativos na teoria. As regras de Feynman em ordem dominante serão apresentadas na próxima seção.

1.2.1 Regras de Feynman da QCD

As regras de Feynman da QCD são obtidas a partir da quantização dos campos existentes na densidade lagrangeana. Nesse trabalho não demonstraremos a quantização da QCD, mas tal procedimento pode ser encontrado na literatura, e.g., (Muta, 2010). A ideia principal é que todo processo de interação entre partículas pode ser representado por um diagrama de Feynman como o da figura 1.7, onde ocorre a interação entre dois quarks mediante a troca de um glúon. Os quarks (férmions) são representados por linhas contínuas com uma seta. A seta indica o sentido do tempo que, nessa representação, é medido da esquerda para a direita. Quando a seta do férmion aponta no sentido contrário do tempo, está sendo representada uma antipartícula. Os glúons são representados por linhas espiraladas e os fantasmas por linhas segmentadas. As linhas externas do diagrama referem-se a partículas reais, enquanto as linhas internas representam os propagadores, que são partículas virtuais. Para cada linha ou vértice existe uma expressão matemática que é utilizada para determinar a amplitude de espalhamento. A associação dos diagramas com essas expressões matemáticas são chamadas de regras de Feynman.

Na figura 1.8 mostramos as regras de Feynman para os quarks, antiquarks e glúons

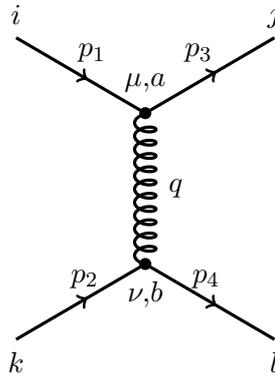


Figura 1.7: Exemplo de diagrama de Feynman para uma interação entre dois quarks.

enquanto linhas externas. Os termos $u(k)$ e $v(k)$ são os espinores do quark e antiquark, respectivamente. Juntamente a cada espinor vem um termo de cor dado por c_i . Os glúons são representados pelos vetores de polarização ϵ , que também carregam um termo de cor dado por a^a . Na figura 1.9 mostramos as regras de Feynman para os propagadores. Vale notar que as expressões para os propagadores dependem da escolha do calibre. No gauge de Feynman ($\zeta = 1$) o propagador do glúon pode ser escrito como

$$-i \frac{g^{\alpha\beta}}{q^2}. \quad (1.19)$$

Além disso, é conveniente também escrever o propagador dos quarks como

$$i \frac{\not{q} + m}{q^2 - m^2}. \quad (1.20)$$

Finalizamos a apresentação das regras de Feynman na figura 1.10 com os vértices das interações entre glúons, glúon com fantasmas e glúons com quarks.

A aplicação dessas regras em cálculos perturbativos da QCD será realizada nos próximos capítulos, onde determinaremos as seções de choque dos subprocessos de nosso interesse.

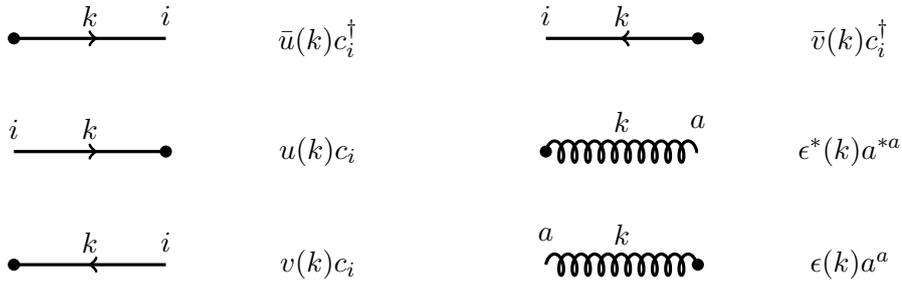


Figura 1.8: Regras de Feynman associadas às linhas externas dos diagramas. Adaptada de Ellis et al. (2003).

Figura 1.9: Regras de Feynman para os propagadores do glúon, fantasma e quark. Adaptada de Ellis et al. (2003).

1.2.2 Confinamento e Liberdade assintótica

No esquema de renormalização⁴ da QCD, um quark fica envolto por uma névem de pares quark-antiquark advinda da flutuação de glúons. Entretanto, devido à auto-interação entre os glúons, que também são coloridos, a configuração da blindagem de carga de cor é diferente da configuração de blindagem eletrônica encontrada na QED. Supondo que um quark possua carga de cor vermelha, este será, preferencialmente, circundado pela cor vermelha. Desse modo, um glúon com alta energia, que venha a ser utilizado como sonda, penetraria mais profundamente na blindagem e mediria uma carga de cor vermelha mais próxima da carga do quark nu. Por outro lado, um glúon sonda com energia mais baixa, mediria uma carga de cor vermelha mais alta que aquela verificada

⁴A renormalização surge da necessidade de tratar divergências que aparecem nos cálculos de mais alta ordem.

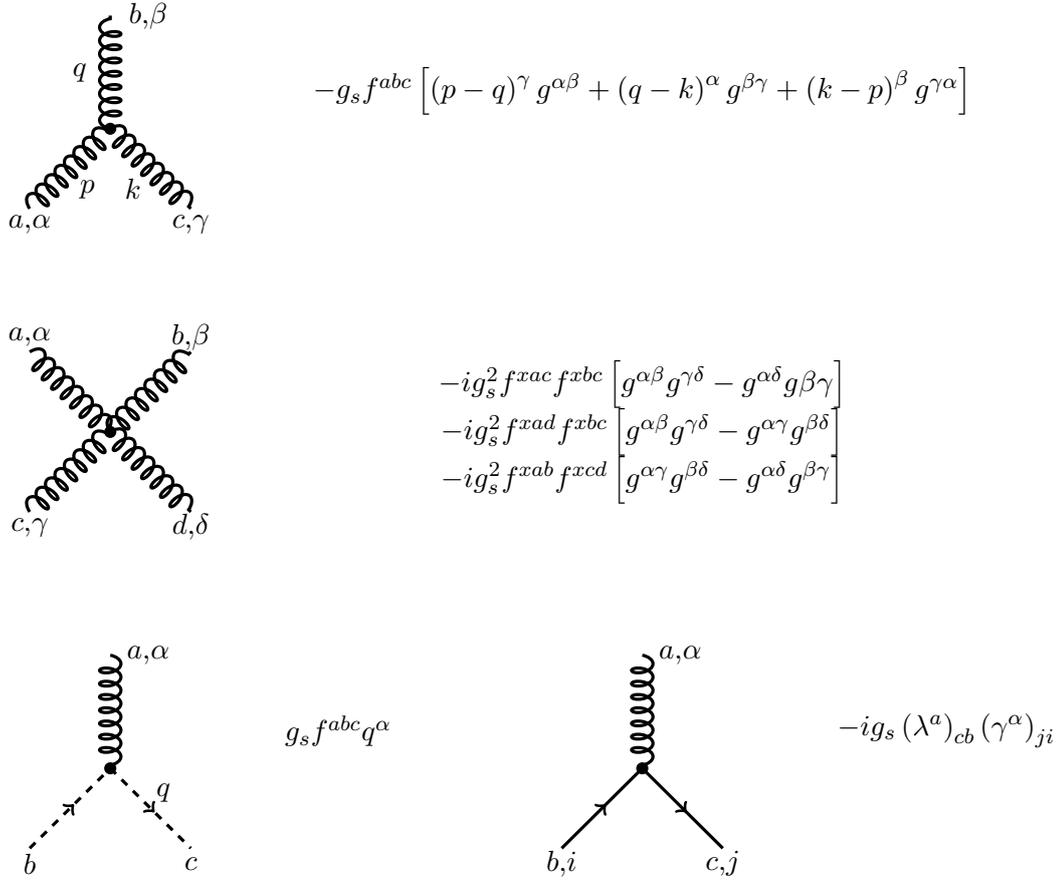


Figura 1.10: Regras de Feynman para os vértices de três glúons, quatro glúons, glúon-fantasma e glúon-quarks, respectivamente. Adaptada de Ellis et al. (2003).

pela sonda mais energética. Na figura 1.11 mostramos o esquema de blindagem de cor devida à flutuação de glúons. Observa-se que os *loops* de quarks e de glúons apresentam contribuições de sinais opostos, balanceando o número de cores com o número de sabores. Porém, como a contribuição de antibrindagem de cor é dominante, a constante de acoplamento da QCD decresce a medida em que Q^2 aumenta. Esse comportamento é oposto ao da QED. Vale salientar que os diagramas mostrados na figura 1.11 são apenas duas dentre todas as possibilidades de correções de mais alta ordem.

A constante de acoplamento da QCD, que é avaliada em termos da escala de energia

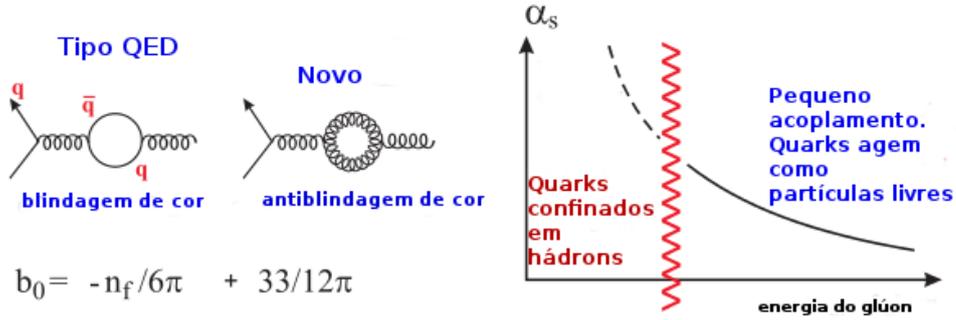


Figura 1.11: Representação do esquema de blindagem de carga de cor. Adaptada de [Martin \(2008\)](#).

Q^2 , é dada por

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b \ln \left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right)}, \quad (1.21)$$

onde $b = \frac{33-2n_f}{12\pi}$, sendo n_f o número de sabores ativos no processo. O fator Λ_{QCD} é um parâmetro da QCD cujo valor fica em torno de 200 MeV. Na figura 1.12 mostramos a evolução de α_s comparada com diversos resultados experimentais. Podemos notar que, à medida que a energia aumenta, o valor de α_s decresce proporcional a $\ln Q^2$, indicando que no regime de altas energias (curta distância) os quarks comportam-se como partículas livres. Esse comportamento é conhecido como liberdade assintótica. Já para energias mais baixas (grande distância) os quarks apresentam-se confinados em estados hadrônicos.

1.3 Espalhamento profundamente inelástico (DIS)

Um processo de espalhamento consiste em incidir uma partícula com certa quantidade de energia sobre um alvo, que pode ser outra partícula fixa ou em movimento. A interação se dá mediante a troca de um bóson que desempenha o papel de sonda, pois permite investigar características físicas do alvo. Medindo a energia e ângulo de espalhamento de uma partícula incidente, cujos valores iniciais de energia e momentum sejam conhecidos,

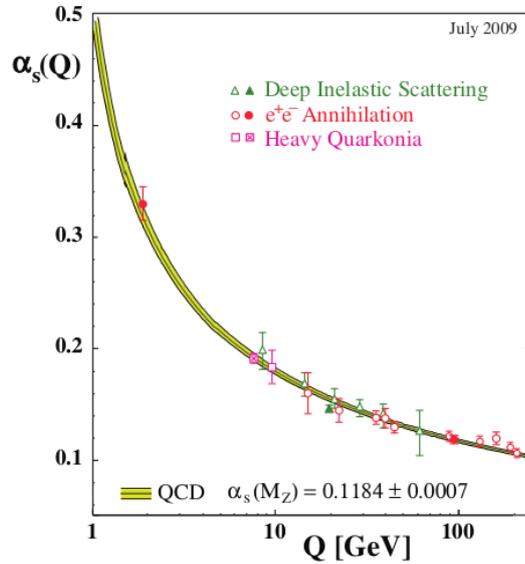


Figura 1.12: Evolução da constante de acoplamento da QCD comparada com dados experimentais. Extraída de [Bethke \(2009\)](#).

é possível estudar o aspecto da interação que provocou o espalhamento, bem como a distribuição de cargas do objeto espalhador, i.e., a partícula alvo. Caso a natureza da interação já seja conhecida, é possível concentrar-se no estudo da estrutura dos objetos envolvidos na colisão ([Devenish e Cooper-Sarkar, 2004](#)).

Colisões elétron-próton em altas energias são dominadas por processos inelásticos onde o próton é quebrado dando origem a um estado hadrônico diferente do hádron inicial. Esse estado hadrônico final é constituído de muitas partículas e possui massa superior à do próton. Num processo elástico, pode-se utilizar apenas uma variável cinemática para analisar a colisão. Essa variável, em geral, é o ângulo de espalhamento do elétron. No caso do processo inelástico, a diferença de massa entre os estados inicial e final impõe mais um grau de liberdade ao sistema, o que leva a necessidade do uso de mais uma variável cinemática.

Um espalhamento profundamente inelástico (DIS) segue o diagrama mostrado na figura [1.13](#) onde um lépton l com momentum k interage com um núcleon N , cujo

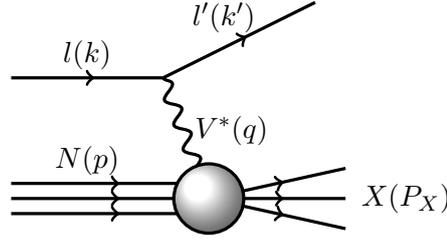


Figura 1.13: Diagrama de um espalhamento profundamente inelástico entre um lépton l e um nucleon N .

momentum é dado por p , mediante a troca de um bóson virtual V^* com momentum q . O estado hadrônico final, com momentum P_X é representado por $X(P_X)$ e o estado final do lépton, por $l'(k')$. Devido a conservação do quadri vetor energia-momentum, ve-se que $q = k' - k$ e $P_X = q + p$. Definindo $Q^2 \equiv -q^2$ como sendo a virtualidade do bóson mediador obtém-se

$$Q^2 = 2p \cdot q + m_N^2 - M_X^2 \quad (1.22)$$

onde m_N é a massa do núcleon e M_X é a massa do estado hadrônico final. A massa do lépton pode ser desprezada em espalhamentos altamente relativísticos. Ainda é possível escrever a equação (1.22) em termos do ângulo de espalhamento θ e das energias inicial E e final E' do lépton. Desse modo, escreve-se

$$Q^2 = 4EE' \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right). \quad (1.23)$$

A variável Q^2 é uma das possibilidades de se representar os graus de liberdade do espalhamento profundamente inelástico. O segundo grau de liberdade é, usualmente, representado pela variável de Bjorken, que é definida como

$$x \equiv \frac{Q^2}{2p \cdot q} \quad (1.24)$$

e cujos valores encontram-se no intervalo $0 \leq x \leq 1$ (Thomson, 2013).

Além das variáveis Q^2 e x , definem-se também a massa invariante do estado hadrônico final como

$$W^2 \equiv P_X^2 = (q + p)^2, \quad (1.25)$$

a fração de energia perdida pelo lépton como

$$y \equiv \frac{p \cdot q}{p \cdot k}, \quad (1.26)$$

onde seus possíveis valores estão compreendidos no intervalo $0 \leq y \leq 1$, a variável

$$\nu \equiv \frac{p \cdot q}{m_N} \quad (1.27)$$

e o quadrado da energia no centro de massa do sistema e^-p como

$$s \equiv (k + p)^2. \quad (1.28)$$

Com as definições das variáveis cinemáticas acima relacionadas pode-se ter ainda outra expressão para a virtualidade Q^2 em termos de x , y e s como

$$Q^2 = sxy. \quad (1.29)$$

Nas seções que seguem, as variáveis cinemáticas acima relacionadas serão utilizadas nos cálculos que possibilitarão determinar a seção de choque do espalhamento profundamente inelástico e^-p .

1.3.1 Seção de choque do DIS

A seção de choque para um espalhamento elétron-próton (e^-p) profundamente inelástico pode ser obtida a partir da expressão geral (Devenish e Cooper-Sarkar, 2004)

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{q^4} \frac{E'}{mE} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} \quad (1.30)$$

sendo m a massa do próton e $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ a constante de acoplamento da eletrodinâmica quântica (QED). O tensor $L^{\mu\nu}$, chamado tensor leptônico, carrega a informação do vértice do elétron e é dado por

$$L^{\mu\nu} = 2 [k^\mu k'^\nu + k'^\mu k^\nu - (k' \cdot k) g^{\mu\nu}]. \quad (1.31)$$

O tensor $W^{\mu\nu}$ é chamado de tensor hadrônico e carrega a informação do vértice do próton. Como não é sabido exatamente como ocorre a interação entre o próton e o bóson mediador, e.g., o fóton, utiliza-se a forma geral parametrizada

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu} = & -W_1 g^{\mu\nu} + \frac{W_2}{m^2} p^\mu p^\nu - i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\alpha q_\beta \frac{W_3}{2m^2} + q^\nu q^\mu \frac{W_4}{m^2} \\ & + (p^\mu q^\nu + q^\mu p^\nu) \frac{W_5}{m^2} + i(p^\mu q^\nu - p^\nu q^\mu) \frac{W_6}{2m^2} \end{aligned} \quad (1.32)$$

onde os termos W_i são funções de estrutura a serem determinadas (Devenish e Cooper-Sarkar, 2004; Griffiths, 2008).

A equação (1.32) pode ser simplificada uma vez que o termo $i(p^\mu q^\nu - p^\nu q^\mu)$ é antissimétrico. Como o tensor leptônico é simétrico, a função de estrutura W_6 não contribuirá para a seção de choque. Assumindo que o bóson virtual trocado na interação é apenas o fóton, o termo $i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\alpha q_\beta \frac{W_3}{2m^2}$ também não contribuirá uma vez que este está relacionado com a possibilidade do bóson ser W^\pm ou Z^0 . Pela conservação da corrente

no vértice hadrônico é possível escrever

$$W_5 = -\frac{p \cdot q}{q^2} W_2 \quad (1.33)$$

e também

$$W_4 = \frac{m^2}{q^2} W_1 + \left(\frac{p \cdot q}{q^2} \right)^2 W_2. \quad (1.34)$$

Com isso, o tensor hadrônico da equação (1.32) assume a forma mais simplificada

$$W_{\mu\nu} = W_1 \left(-q_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + \frac{W_2}{m^2} \left(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right). \quad (1.35)$$

Fazendo a contração dos tensores das equações (1.31) e (1.35) e substituindo o resultado na equação (1.30) obtém-se

$$\frac{d^2 \sigma}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha^2}{q^2} \frac{E'}{mE} \left\{ 4 (k \cdot k') W_1 + 2 \left[2 (p \cdot k) (p \cdot k') - (k \cdot k') m^2 \right] \frac{W_2}{m^2} \right\}. \quad (1.36)$$

Tomando o referencial de repouso do próton e mudando a dependência da derivada para que a seção de choque seja escrita em termos das variáveis cinemáticas Q^2 , x e y a equação (1.36) fica

$$\frac{d^2 \sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[xy^2 F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) \right]. \quad (1.37)$$

Para essa última forma as funções de estrutura foram definidas como $W_1 \equiv F_1(x, y)$ e $W_2 \equiv \frac{m}{\nu} F_2(x, y)$ (Close, 1979; Greiner e Schafer, 1994; Devenish e Cooper-Sarkar, 2004) e, em seguida, foi utilizada a equação (1.29). Definindo ainda uma função de estrutura longitudinal $F_L \equiv F_2 - 2xF_1$ a equação (1.37) assume a forma

$$\frac{d^2 \sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left\{ \left[1 + (1-y)^2 \right] F_2(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2) \right\}. \quad (1.38)$$

A equação (1.38) mostra que a seção de choque do espalhamento e^-p profundamente inelástico pode ser obtida a partir das funções de estrutura F_2 e F_L .

1.3.2 Funções de estrutura e o modelo de pártons

Os primeiros estudos a respeito das funções de estrutura do próton foram realizados no *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC) na Califórnia (Friedman e Kendall, 1972; Bodek et al., 1979). Os resultados experimentais mostrados na figura 1.14 indicam que as funções de estrutura F_1 e F_2 quase não dependem de Q^2 (gráfico da esquerda). Esse resultado é conhecido como escalamento de Bjorken. No gráfico da direita na figura 1.14 verifica-se que para valores acima de $Q^2 > 4,5 \text{ GeV}^2$ as funções de estrutura respeitam a relação $F_2 = 2xF_1$, conhecida como relação de Callan-Gross, fazendo com que $F_L = 0$ e, portanto,

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [1 + (1-y)^2] F_2(x). \quad (1.39)$$

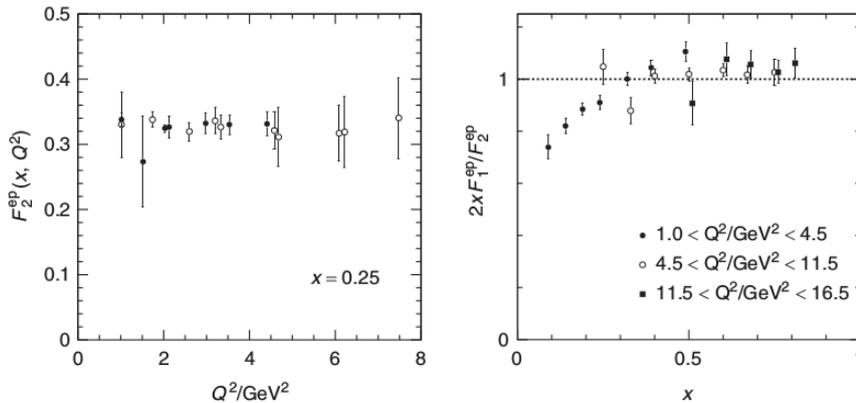


Figura 1.14: Resultados experimentais a cerca dos primeiros estudos das funções de estrutura, mostrando o escalamento de Bjorken (a esquerda) e a relação de Callan-Gross (a direita). Adaptado de Friedman e Kendall (1972); Bodek et al. (1979).

Uma vez que as funções de estrutura estão relacionadas aos fatores de forma, tanto a relação de Callan-Gross quanto o escalamento de Bjorken sugerem que, no regime do

DIS, o elétron esteja interagindo com uma partícula puntiforme de spin 1/2 denominada párton, por Feynman. Sendo assim, um espalhamento e^-p profundamente inelástico consiste na soma incoerente de espalhamentos elásticos elétron-párton. Cada párton carrega uma fração de momentum ξp do próton, conforme pode ser visto na figura 1.15. O quadrimomentum do párton espalhado é dado por $\xi p + q$, de modo que podemos determinar sua massa invariante por

$$m_q^2 = (\xi p + q)^2 = \xi^2 p^2 + 2\xi p \cdot q + q^2. \quad (1.40)$$

Como ξp é o quadrimomentum do párton antes da interação, $\xi^2 p^2 = m_q^2$. Isso implica que $q^2 + 2\xi p \cdot q = 0$, o que leva a

$$\xi = \frac{-q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \equiv x \quad (1.41)$$

que é reconhecido como a variável de Bjorken. Portanto, no modelo de pártons, a variável de Bjorken é interpretada como a fração de momentum do próton carregada pelo párton.

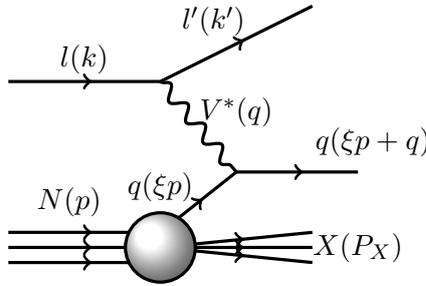


Figura 1.15: Diagrama do modelo de pártons.

Sendo o párton um férmion, é possível obter a seção de choque da interação elétron-párton como

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} [1 + (1-y)^2] e_i^2 \quad (1.42)$$

onde e_i é a carga elétrica do párton. Para determinar a seção de choque do DIS a partir da equação (1.42) é necessário definir uma função de distribuição partônica $q_i(x)$, que dá a probabilidade de que um párton i carregue uma fração de momentum x do próton, e somar sobre todos os pártions. Assim tem-se

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^2} [1 + (1-y)^2] \sum_i e_i^2 q_i(x). \quad (1.43)$$

Comparando as equações (1.39) e (1.43) observa-se que a função de estrutura $F_2(x)$ é proporcional à função de distribuição partônica (PDF) $q_i(x)$,

$$F_2(x) = x \sum_i e_i^2 q_i(x). \quad (1.44)$$

No entanto, dados experimentais mostram que

$$\sum_i \int_0^1 x_i q_i(x) dx_i \sim 0,5, \quad (1.45)$$

indicando que deve haver outro tipo de párton, diferente dos férmions inicialmente propostos, carregando cerca de 50% do momentum do próton (Whitlow et al., 1992). Atualmente, os pártions de spin 1/2 são chamados de quarks, enquanto os outros são denominados glúons. Por não interagirem com o elétron os glúons não podem possuir carga elétrica, mas devem ter uma carga em comum com os quarks. Essa carga é chamada carga de cor (seção 1.1).

Outra importante evidência da existência dos glúons aparece nos resultados da figura 1.16. Aqui pode-se notar que para $0,021 < x < 0,4$ o escalamento de Bjorken é obedecido, porém, para $x < 0,02$, o escalamento é violado e a função de estrutura $F_2(x, Q^2)$ aumenta a medida em que Q^2 também aumenta.

Em altas energias os quarks emitem glúons. Esses glúons, por sua vez, se desdobram em outros glúons e também em pares quark-antiquark ($q\bar{q}$), que são classificados como

quarks de mar (Halzen e Martin, 1984). Desse modo pode-se concluir que, para valores altos de Q^2 , o próton é dominado por pártons com pequeno x , i.e., glúons e quarks de mar. Essa observação fica mais evidente quando olhamos para a distribuição de quarks e glúons em função da fração de momentum x na figura 1.17. Observa-se também que a densidade de glúons é bem mais significativa que a de quarks nas regiões de pequeno x .

No entanto, observa-se também, que a função de distribuição partônica tende ao infinito na região de pequeno x , i.e., quanto maior for a energia da interação, maior será a densidade do próton, chegando ao infinito em altíssimas energias. Para contornar esse problema, são propostos modelos de saturação partônica (Gelis et al., 2010), como o modelo GBW (Golec-Biernat e Wusthoff, 1999), por exemplo. De acordo com esses modelos, as funções de distribuição partônicas não podem crescer indefinidamente.

1.4 Equação DGLAP

As funções de distribuição partônicas são obtidas a partir de uma parametrização inicial dependente de x para um valor fixo de $Q^2 = Q_0^2$. A ideia por trás desse método é fazer $\alpha_s(Q_0^2)$, a constante de acoplamento da QCD, pequena o suficiente para que possam ser aplicados métodos perturbativos. Feito isso, calculam-se distribuições partônicas para diferentes valores de Q^2 por meio da equação de evolução DGLAP (Dokshitzer, 1977; Gribov e Lipatov, 1978; Altarelli e Parisi, 1977), um conjunto de equações integro-diferenciais acopladas. A evolução em Q^2 para os quarks é dada pela equação

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[q_i(y, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) \right]. \quad (1.46)$$

O primeiro termo da soma dentro da integral na equação (1.46) representa a possibilidade de um quark com fração de momentum x vir de um quark pai, com fração de momentum y , sendo $y > x$. O quark pai emite um glúon no processo. O segundo

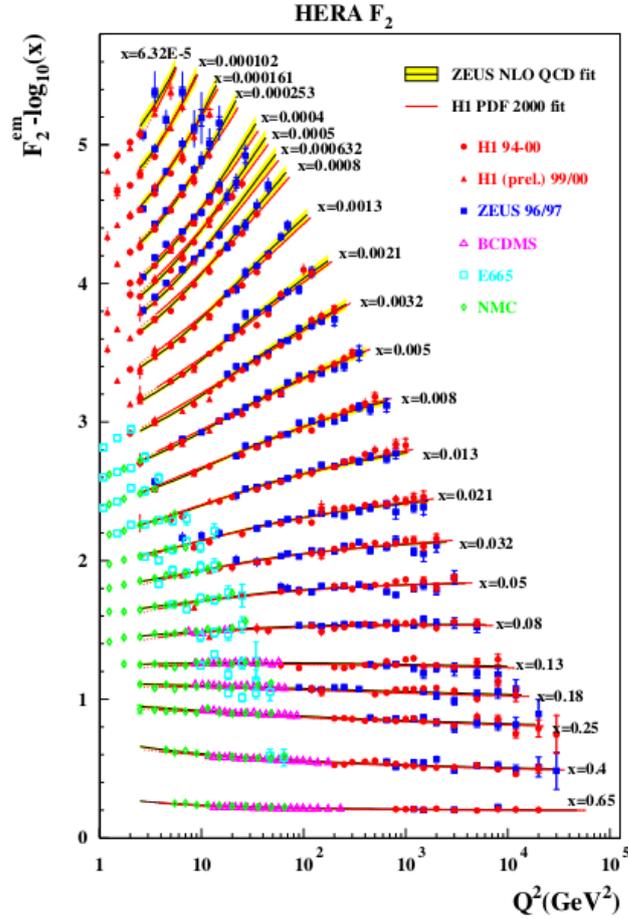


Figura 1.16: Medidas da função $F_2(x, Q^2)$ realizadas no experimento DESY-HERA. Extraído de [Beringer et al. \(2012\)](#).

termo na soma dentro da integral representa a possibilidade de um quark com fração de momentum x ser originado de um glúon, com fração de momentum y , que emitiu um par $q\bar{q}$. As funções P são chamadas funções de desdobramento e o termo α_s é a constante de acoplamento da Cromodinâmica Quântica. A representação diagramática da equação de evolução para quarks é mostrada na figura 1.18.

A equação DGLAP não só sugere que quarks altamente energéticos emitam glúons como também propõe que glúons se desdobrem em outros glúons. Desse modo temos também uma equação de evolução em Q^2 para os glúons. Os glúons são emitidos pelos

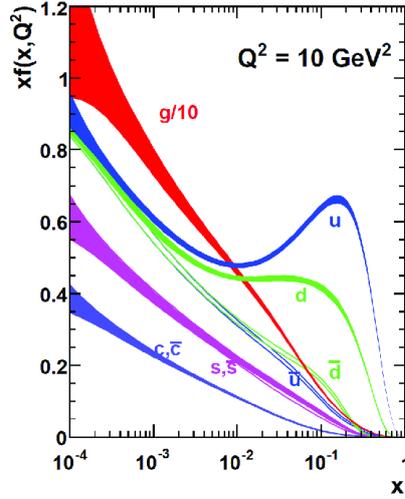


Figura 1.17: Função de distribuição partônica como função da fração de momentum x . Extraído de [Armstrong et al. \(2012\)](#).

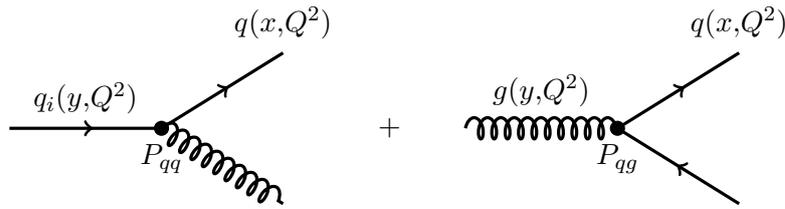


Figura 1.18: Representação diagramática da equação de evolução para os quarks.

quarks, mas também podem ser criados a partir do desdobramento de um glúon pai. Devemos ter, então, duas funções de desdobramento; uma para a produção de glúons a partir dos quarks (P_{gq}), e outra para a produção de glúons a partir de outros glúons (P_{gg}). Sendo assim, a equação DGLAP para os glúons possui a forma

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[q_i(y, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) \right]. \quad (1.47)$$

A representação diagramática para a equação (1.47) é mostrada na figura 1.19. O diagrama contendo um vértice de três glúons é resultado direto da densidade lagrangeana da QCD.

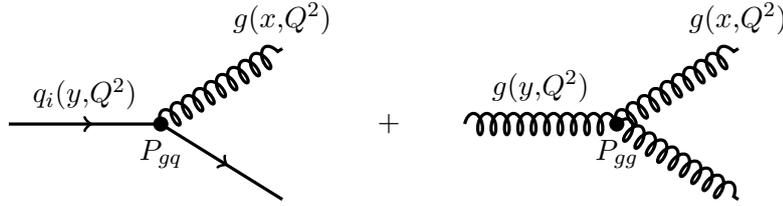


Figura 1.19: Representação diagramática da equação de evolução para os glúons.

1.5 Fatorização colinear

Um processo de espalhamento hadrônico em altas energias pode ser classificado em dois regimes distintos de acordo com a escala de distância. Na escala de curta distância os quarks estão assintoticamente livres, o que permite o tratamento por meio de técnicas perturbativas. Processos dessa classe são chamados de duros ou perturbativos. Já na escala de longa distância os quarks encontram-se confinados em estruturas hadrônicas. Essa classe de processos é dita macia ou não perturbativa.

O procedimento que nos permite separar o regime perturbativo do não perturbativo é chamado de fatorização. Esse procedimento também permite escrever a seção de choque de uma interação hadrônica como a convolução entre as distribuições partônicas e a interação do subprocesso partônico. Na figura 1.20 é representada a separação entre os regimes perturbativo e não perturbativo numa colisão hadrônica. Na região mais a direita está representada a hadronização dos jatos⁵ produzidos na interação partônica.

Nesse trabalho usaremos o esquema de fatorização colinear, onde é assumido que os pártons são colineares ao núcleon ao qual pertencem, i.e., sem momento transversal⁶. A expressão que permite calcular a seção de choque na fatorização colinear é dada por (Collins et al., 1989)

$$\sigma(h_1, h_2) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_{i/h_1}(x_1, Q^2) f_{j/h_2}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{i,j}(p_1, p_2, \alpha_s(Q^2), Q^2), \quad (1.48)$$

⁵Jatos é o nome dado aos *sprays* de partículas no estado final de colisões em altas energias.

⁶Momento transversal é a componente do momentum transversal ao eixo da colisão.

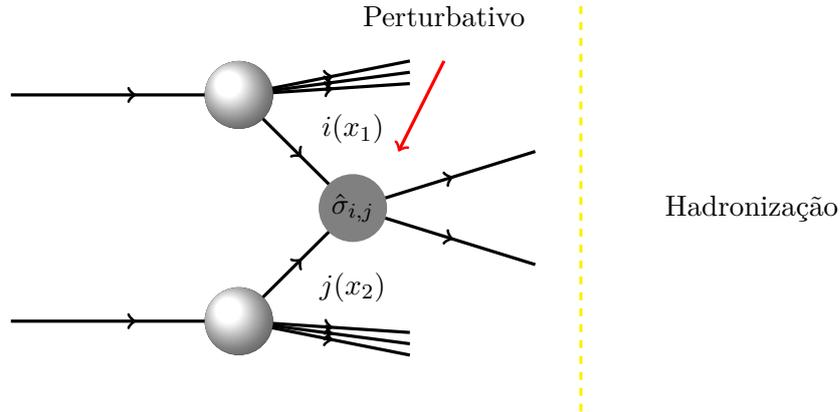


Figura 1.20: Esquema de fatorização mostrando a separação entre a escala dura (curta distância) e macia (longa distância).

onde h_1 e h_2 dizem respeito aos hádrons 1 e 2. A função $f_{i/h_1}(x_1, Q^2)$ é a função de distribuição partônica para o parton i , vindo do hádron 1, com fração de momentum x_1 . A função $f_{i/h_1}(x_2, Q^2)$ possui significado análogo. O termo $\hat{\sigma}_{i,j}$ indica a seção de choque da interação partônica, onde p_1 e p_2 são os momenta dos pártons. Para toda a expressão é associada uma escala Q^2 característica da interação. Se Q^2 for grande o suficiente para que a constante de acoplamento $\alpha_s(Q^2)$ seja pequena, a seção de choque pode ser expandida em série de potências.

1.6 Conclusão

Nesse capítulo exploramos diversos aspectos relacionados à interação forte. Começamos nosso estudo por uma introdução histórica dos problemas que motivaram a adoção da carga de cor. A partir da análise do espalhamento profundamente inelástico e^-p , verificamos a necessidade da inclusão dos glúons no modelo de pártons. Tal modelo leva à definição das funções de distribuição partônica, cuja evolução em função de Q^2 é dada pela equação DGLAP. Observamos também o esquema de fatorização, que permite separar os processos tratáveis perturbativamente daqueles de natureza não perturbativa. Desse modo, é possível estabelecer uma expressão para determinar a seção de choque

de um subprocesso partônico em uma colisão hadrônica. No próximo capítulo, essa mesma abordagem servirá como base para a determinação da seção de choque para o duplo espalhamento partônico em colisões próton-próton e, nos capítulos seguintes, para analisar processos específicos.

Capítulo 2

Duplo espalhamento partônico (DPS)

2.1 Introdução

Nas colisões próton-próton em altas energias ocorrem interações duras entre os partons. Essas interações duras, que podem ser calculadas por métodos perturbativos da QCD (pQCD¹) são chamadas de interações partônicas ou espalhamento partônico. No final dos anos 1970 e início dos anos 1980 foram apresentados estudos a respeito das interações partônicas ([Landshof e Polkinghorn, 1978](#); [Takagi, 1979](#); [Goebel et al., 1980](#); [Politzer, 1980](#)) onde foram calculados tanto espalhamentos simples, quando apenas um parton de cada próton participa da interação, quanto espalhamentos múltiplos. No entanto, com as energias disponíveis nos aceleradores de partículas da época, verificou-se que espalhamentos partônicos duplos (DPS) eram suprimidos em relação aos espalhamentos partônicos simples (SPS) por um fator Λ_{QCD}^2/Q^4 . Em razão disso, na maioria dos cálculos para colisões hadrônicas apenas interações simples são levadas em conta. Recentemente, estudos envolvendo as energias do LHC, sugerem que, para alguns pro-

¹QCD perturbativa.

cessos, as contribuições dos SPS e DPS são da mesma ordem de magnitude para regiões cinemáticas específicas (Luszczak et al., 2012; Cazaroto et al., 2013; van Hameren et al., 2014; Maciula e Szczurek, 2014; Luszczak et al., 2015), o que tem motivado cálculos para seções de choque de diversos subprocessos em DPS, contribuindo para um rápido desenvolvimento da teoria.

Na figura 2.1 mostramos uma representação esquemática para um processo SPS. Nessa representação os prótons interagentes são representados pelas esferas maiores e as esferas menores e coloridas referem-se aos quarks, embora a interação partônica também se dê entre glúons e, como pode ser observado na figura 1.17 na seção 1.3.2, a função de estrutura do próton em pequeno x é dominada por glúons, o que indica que uma interação partônica em altas energias se dê, principalmente, entre glúons. Na figura 2.2 é mostrado o diagrama de uma interação partônica genérica.

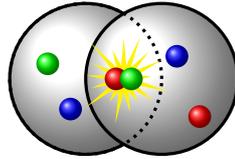


Figura 2.1: Representação esquemática para um processo em SPS. Cada esfera grande representa um próton e cada esfera colorida representa um quark.

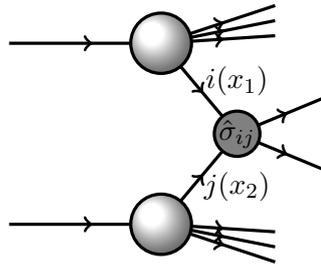


Figura 2.2: Diagrama de Feynman para um processo SPS geral.

Usando a fatorização colinear, podemos determinar a seção de choque para um

processo SPS pela expressão

$$\sigma = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1, \mu) f_j(x_2, \mu) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, \mu), \quad (2.1)$$

onde x_1 e x_2 são as frações de momentum carregadas pelos pártons i e j respectivamente, $\hat{s} = x_1 x_2 \sqrt{s}$ é o quadrado da energia no centro de massa do sistema pártion-pártion, sendo \sqrt{s} a energia no centro de massa da colisão próton-próton. O termo $\hat{\sigma}_{ij}$ é a seção de choque do subprocesso duro específico entre os pártons i e j . A seção de choque do subprocesso é calculada pela pQCD. Nota-se também a presença das funções de distribuição partônicas $f_i(x_1, \mu)$ e $f_j(x_2, \mu)$ em termos das frações de momentum e da escala de fatorização (μ).

A seção de choque para um processo de duplo espalhamento partônico em primeira ordem pode ser inferida a partir do SPS. Assumindo que cada um dos dois espalhamentos sejam independentes, conforme feito, por exemplo, em [Kom et al. \(2011\)](#) e [Luszczak et al. \(2012\)](#), podemos fazer uma representação esquemática como a da figura 2.3. É importante notar nessa figura a separação transversa z_{\perp} entre os dois espalhamentos partônicos. A representação diagramática do processo é mostrada na figura 2.4, onde i e j são os pártons advindos de um dos prótons bem como k e l são os pártons advindos do outro próton. A interação entre os pártons i e k é dada por $\hat{\sigma}_{ik}$. Do mesmo modo, $\hat{\sigma}_{jl}$ define a interação entre os pártons j e l . Podemos notar que, nessa aproximação, o DPS consiste de dois SPS independentes ocorrendo numa única interação hadrônica.

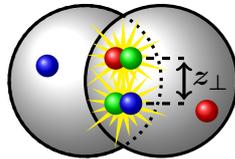


Figura 2.3: Representação esquemática para um processo DPS indicando a separação transversa z_{\perp} entre os espalhamentos partônicos.

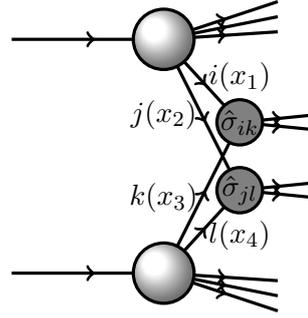


Figura 2.4: Diagrama de Feynman para um processo DPS geral.

2.2 Seção de choque do DPS

Para obter uma expressão matemática para o cálculo da seção de choque do DPS é necessário levar em conta a probabilidade de se encontrar dois pártons vindos do mesmo próton. Isso é conseguido fazendo uso de uma função de distribuição partônica dupla (dPDF), que possui significado físico análogo às PDF's. Na figura 2.5 é mostrado um gráfico da dupla distribuição partônica em x_1 e x_2 segundo a parametrização GS09 (Gaunt e Stirling, 2010). Estudos mais detalhado das dPDF's podem ser encontrados em, e.g, Golec-Biernat e Lewandowska (2014) e Ceccopieri (2014). A fim de se evitar contagem repetida de estados finais, deve-se levar em conta um fator de simetrização que define se os estados finais são distinguíveis ou indistinguíveis. Depois, basta convoluir as duas seções de choque de cada espalhamento duro e integrar sobre a separação transversa, uma vez que essa grandeza não pode ser medida experimentalmente. A partir dessas considerações, a expressão para a seção de choque do DPS tem a forma (Manohar e Waalewijn, 2012a)

$$d\sigma = \frac{1}{S} \sum_{ijkl} \int d^2 z_{\perp} F_{ij}(x_1, x_2, z_{\perp}, \mu) F_{kl}(x_3, x_4, z_{\perp}, \mu) \hat{\sigma}_{ik}(\hat{s}_{13}, \mu) \hat{\sigma}_{jl}(\hat{s}_{24}, \mu), \quad (2.2)$$

onde S é o fator de simetrização cujos valores são $S = 1$, caso os estados finais sejam distinguíveis, e $S = 2$ caso os estados finais sejam indistinguíveis. As funções F são as

dPDF's.

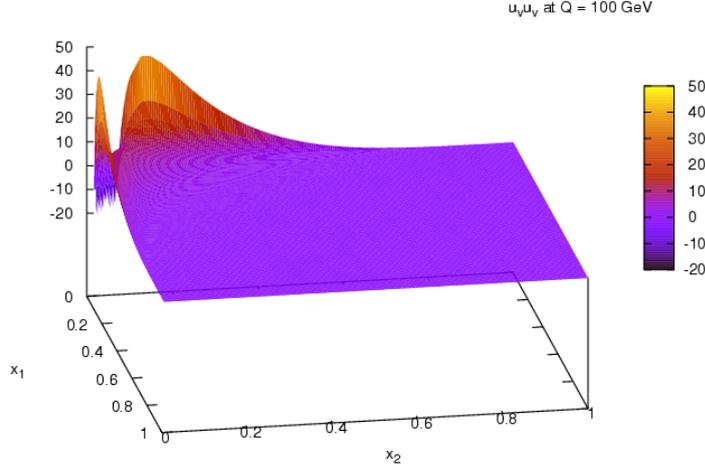


Figura 2.5: Gráfico da parametrização GS09 da dupla distribuição partônica em x_1 e x_2 com $Q = 100$ GeV (Gaunt e Stirling, 2010). Figura extraída de gsdpdf.hepforge.org

Para uma abordagem mais simples é possível assumir que a separação transversa não é correlacionada com a fração de momentum longitudinal. Essa suposição permite escrever a dPDF como o produto de duas funções; uma que depende apenas da separação transversa e outra que depende da fração de momentum longitudinal. Desse modo,

$$F_{ij}(x_1, x_2, \mathbf{z}_\perp, \mu) = D_{ij}(x_1, x_2, \mu) G(\mathbf{z}_\perp, \mu) \quad (2.3)$$

e, juntamente com o *Ansatz* $D_{ij} = f_i(x_1, \mu) f_j(x_2, \mu) \theta(1 - x_1 - x_2)(1 - x_1 - x_2)$, onde a função $\theta(1 - x_1 - x_2)$ garante que a soma das frações de momentum não seja maior que 1, é possível ver que, para pequeno x , a dPDF pode ser escrita como um produto de duas PDF's. Vale notar que se alguma ou a soma das frações de momentum x_1 e x_2 for próximo a 1, devido ao último termo no *Ansatz*, a dPDF assume um valor muito pequeno, fazendo com que a contribuição do DPS seja suprimida pela contribuição em SPS, conforme verificado pelos estudos anteriores já mencionados. Para pequeno x

fica-se com

$$D_{ij}(x_1, x_2, \mu) = f_i(x_1, \mu) f_j(x_2, \mu). \quad (2.4)$$

Levando a equação (2.4) na equação (2.2), a seção de choque total para o DPS é

$$\sigma^{DPS} = \sum_{ijkl} \frac{\sigma_{ik} \sigma_{jl}}{S \sigma_{eff}}, \quad (2.5)$$

onde σ_{eff} é a seção de choque efetiva, que é uma medida da área de contato entre os dois prótons e deve ser determinada experimentalmente (Abe et al., 1997). Na equação (2.5) σ_{eff} é definido como

$$\sigma_{eff} = \left[\int d^2 z_{\perp} G^2(z_{\perp}, \mu) \right]^{-1}, \quad (2.6)$$

onde $G^2(z_{\perp}, \mu)$ carrega toda informação relativa à separação transversa entre os espalhamentos partônicos. O valor típico de σ_{eff} , conforme adotado por [Luszczak et al. \(2012\)](#), [Maciula e Szczurek \(2014\)](#), por exemplo, é de 15 mb. Sendo assim, analisando a equação (2.5), pode-se notar que se, por exemplo, σ_{jl} for da ordem de 10^{-3} barns então σ^{DPS} será da mesma ordem de grandeza que σ_{ik} , isto é, teremos as contribuições DPS e SPS com a mesma ordem de grandeza. Desse modo, podemos interpretar a razão σ_{jl}/σ_{eff} como a probabilidade de que σ_{ik} ocorra uma vez que σ_{jl} já tenha ocorrido. Esse fato é verificado, especialmente, na figura 2.6 onde foram comparadas as seções de choque totais para a produção, em SPS, do par $c\bar{c}$ e, em DPS, dos pares $c\bar{c}c\bar{c}$. Podemos observar que para energias acima de 1 TeV a contribuição DPS passa a ser cada vez mais significativa, chegando a superar a contribuição SPS na região acima de 10 TeV. No painel esquerdo da figura 2.6 foram plotadas as incertezas teóricas devidas a escolha da parametrização das PDF's, enquanto no painel direito, as incertezas se devem a escolha da escala de fatorização. Para fins de comparação, foi colocada a curva da seção de choque total da colisão próton-próton. A quase intersecção dessa curva com a seção de

choque do processo $pp \rightarrow c\bar{c}c\bar{c}X$ em DPS sugere, de acordo com [Luszczak et al. \(2012\)](#), a necessidade de se considerar efeitos de saturação de pártons na região de pequeno x . Estes efeitos atenuariam a seção de choque para altas energias. Isto é justificável, uma vez que a seção de choque de um subprocesso não pode ser igual ou superior a seção de choque total da interação hadrônica. Essa hipótese é reforçada por [Cazaroto et al. \(2013\)](#) que calcularam a seção de choque do DPS para diferentes processos levando em conta tais efeitos. O resultado é mostrado na figura 2.7. Nesse gráfico é tomada a razão entre a seção de choque total obtida pelo modelo GBW e a seção de choque total obtida pelo modelo GBW linear. As curvas representam os estados finais $b\bar{b}b\bar{b}$ em SPS e DPS (SPS b e DPS b, respectivamente), $c\bar{c}c\bar{c}$, também em SPS e DPS (SPS c e DPS c, respectivamente) e $b\bar{b}c\bar{c}$ (DPS bc). Podemos observar o quanto a seção de choque é atenuada com o aumento da energia devido à saturação de glúons.

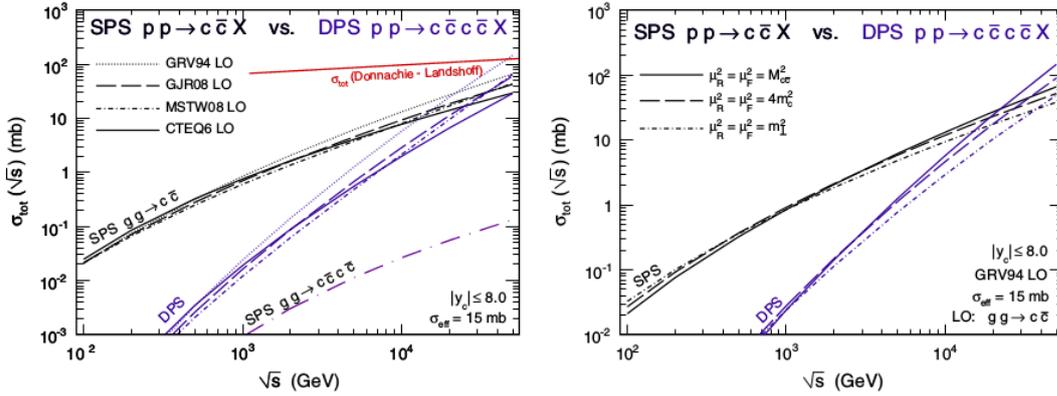


Figura 2.6: Comparação entre as seções de choque total para a produção de um par $c\bar{c}$ em SPS e dois pares $c\bar{c}c\bar{c}$ via DPS. Extraído de [Luszczak et al. \(2012\)](#).

2.2.1 Seção de choque efetiva (σ_{eff})

Na equação (2.5) existe uma dependência no termo σ_{eff} , que é a seção de choque inelástica total, cujo significado físico reside em uma estimativa do tamanho do próton e contém informação sobre a distribuição espacial dos pártons ([Sjostrand e Van Zijl,](#)

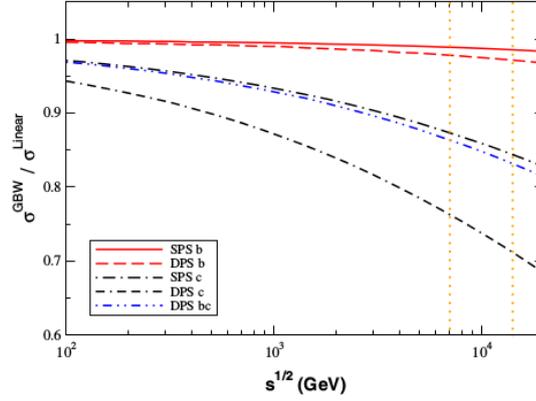


Figura 2.7: Razão entre a seção de choque total considerando o modelo de saturação GBW e considerando o modelo GBW linear (Golec-Biernat e Wusthoff, 1999). Extraído de Cazaroto et al. (2013).

1987).

A seção de choque efetiva pode ser definida como $\sigma_{eff} \approx 2\pi r_p^2$, onde r_p é o raio do próton. O fator 2 se deve aos dois processos partônicos que ocorrem no DPS. Se for utilizado o valor medido por Abe et al. (1997), $\sigma_{eff} = (14,5 \pm 1,7_{-2,3}^{+1,7})$, pode-se estimar o raio do próton como $r_p \approx 0,5$ fm. Esse valor relativamente pequeno, segundo Snigirev (2003), sugere evidências de efeitos de correlação no espaço transversal. Correlações no momentum longitudinal também devem existir, mas isso ainda é objeto de estudo.

O valor de σ_{eff} deve ser obtido por verificação experimental. O procedimento é descrito em Abe et al. (1997), onde é apresentado o valor atualmente utilizado, embora existam estudos recentes onde se propõem valores diferentes, como em Maciula et al. (2016). Neste último foi verificado que para $\sigma_{eff} = 30$ mb as curvas teóricas apresentam o mesmo comportamento dos dados experimentais do LHCb, como pode ser visto na figura 2.8. No entanto, a soma das contribuições SPS e DPS apresentam valores de seção de choque superiores aos observados. A utilização de $\sigma_{eff} = 30$ mb está de acordo com dados da colaboração CMS (Chatrchyan et al., 2014b), onde o valor de σ_{eff} é esperado ficar entre 20 mb e 30 mb, com dependência na energia do centro de massa da colisão. No entanto, como pode ser observado na figura 2.9, devido às incertezas nas

medidas, é difícil afirmar se existe ou não uma dependência explícita em \sqrt{s} .

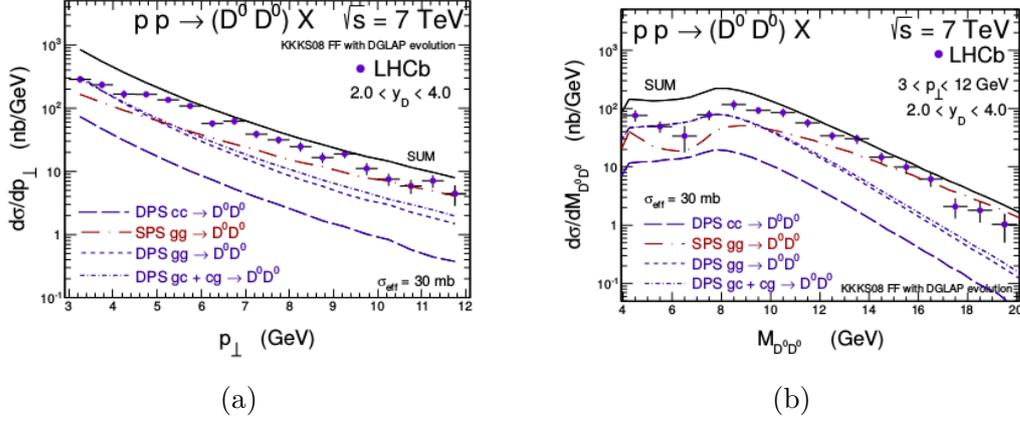


Figura 2.8: Distribuição sobre o momento transversal (p_T) do méson D^0 (a) e massa invariante ($M_{D^0 D^0}$) do par de mésons D^0 (b) comparadas com dados experimentais, considerando $\sigma_{eff} = 30$ mb. Extraída de [Maciula et al. \(2016\)](#).

2.2.2 Seção de choque diferencial

A seção de choque total possui importante significado físico para o entendimento da teoria, porém, para uma análise fenomenológica mais completa é necessário determinar a seção de choque diferencial. Para se obter a seção de choque diferencial do DPS deve-se tomar a diferenciação da equação (2.5) em termos da rapidez (y) das quatro partículas do estado final, e também o momento transversal (p_T ou p_\perp) de uma partícula de cada espalhamento partônico. Desse modo a equação assume a forma

$$\frac{d\sigma^{DPS}}{dy_1 dy_2 dp_{T1}^2 dy_3 dy_4 dp_{T2}^2} = \frac{1}{S\sigma_{eff}} \sum_{ijkl} \frac{d\sigma_{ik}}{dy_1 dy_2 dp_{T1}^2} \frac{d\sigma_{jl}}{dy_3 dy_4 dp_{T2}^2} \quad (2.7)$$

onde y_i é a rapidez da i -ésima partícula e é definida como

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right), \quad (2.8)$$

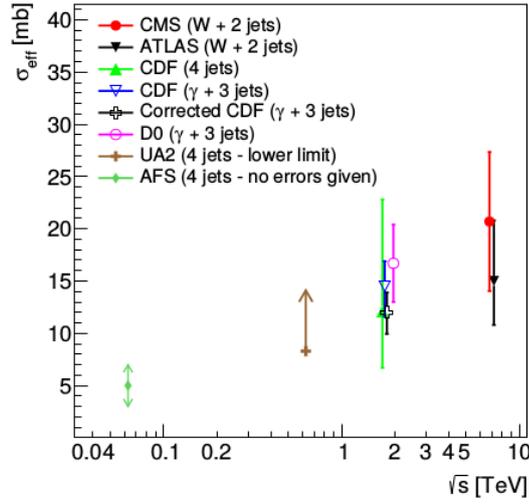


Figura 2.9: Valores experimentais de σ_{eff} por diferentes métodos distribuídos em \sqrt{s} . Extraído de [Chatrchyan et al. \(2014b\)](#).

sendo E e p_z , respectivamente, a energia da partícula e a componente de seu momentum ao longo do eixo z , e p_T é a componente do momentum da partícula projetada num plano transversal ao eixo de colisão. O momentum transversal é dado por

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (2.9)$$

Nos casos em que a massa dos estados finais é muito pequena vale a aproximação $p_z \approx E \cos \theta$, sendo θ o ângulo de espalhamento com relação ao eixo de colisão, e a rapidez é dada por

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\cot^2 \frac{\theta}{2} \right). \quad (2.10)$$

Para esses casos, é conveniente usar também a definição de pseudo-rapidez, dada por

$$\eta \equiv - \ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right), \quad (2.11)$$

já que a rapidez e a pseudo-rapidez podem ser interpretadas como possuindo o mesmo significado físico.

Em alguns casos é bastante útil representar a seção de choque diferencial em termos da massa invariante do estado final $M_{ij}^2 = sx_2x_1$, onde i e j são dois estados finais de uma colisão com fração de momentum x_1 e x_2 , respectivamente. Na figura 2.10 são apresentados dados experimentais da distribuição da seção de choque sobre a massa invariante de um par de mésons D^0 . Esses dados são comparados com três curvas teóricas. A curva segmentada estima que os quarks (antiquarks) c (\bar{c}) sejam produzidos apenas por espalhamento partônico simples. A curva pontilhada é gerada considerando que a produção se dê unicamente por duplo espalhamento partônico. A curva contínua é obtida da soma das duas contribuições (SPS + DPS). É importante notar que a curva teórica que leva em conta as contribuições em SPS e DPS simultaneamente é a que melhor se ajusta ao dados experimentais, tornando evidente a necessidade de considerar as contribuições DPS nos processos do LHC.

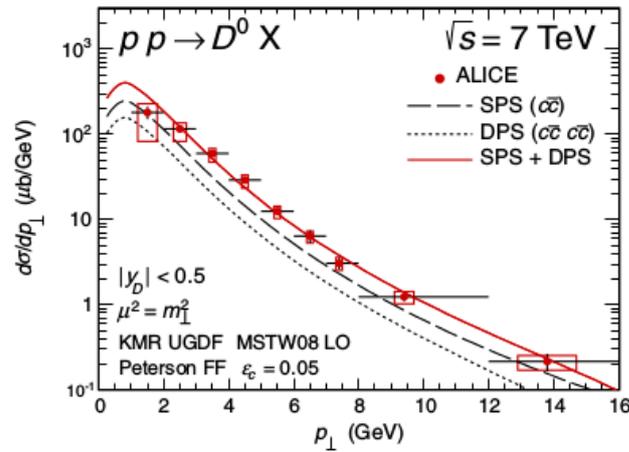


Figura 2.10: Distribuição em momentum transverso da produção de mésons D^0 no LHC. Extraído de [Maciula e Szczurek \(2013\)](#).

2.3 Evidências experimentais de DPS

Ao longo das ultimas décadas os processos de múltipla interação partônica têm sido analisados por diferentes colaborações experimentais. [Akesson et al. \(1987\)](#) observaram

eventos com quatro jatos no estado final em colisões pp com energia do centro de massa $\sqrt{s} = 63$ GeV e $p_T > 29$ GeV. Das observações foi possível realizar estimativas para o valor de σ_{eff} . [Alitti et al. \(1991\)](#) também estudaram estados finais com, pelo menos, quatro jatos no detector UA2 do CERN com $\sqrt{s} = 63$ GeV obtendo valores de $\sigma_{DPS} < 0,82$ nb com 95% de confiança. Ainda analisando quatro jatos, mas para colisões $p\bar{p}$ com $\sqrt{s} = 1,8$ TeV, [Abe et al. \(1993\)](#) mediram seção de choque $\sigma_{DPS} = 63^{+32}_{-28}$ nb com $p_T > 25$ GeV. Mais tarde [Abe et al. \(1997\)](#) verificaram forte sinal de DPS nos processos $p\bar{p} \rightarrow \gamma/\pi^0 + 3$ jatos + X . Nessa análise foi verificado que 53% dos eventos observados eram originados por DPS. Isso possibilitou estimar $\sigma_{eff} = 14,5 \pm 1,7^{+1,7}_{-2,3}$ mb. A colaboração D0 estimou $\sigma_{eff} = 16,4 \pm 0,3(\text{stat.}) \pm 23(\text{sist.})$ mb, nos processos $p\bar{p} \rightarrow \gamma + 3$ jatos com $\sqrt{s} = 1,96$ TeV ([Abazov et al., 2010](#)). Já no LHC, [Aij et al. \(2012\)](#), da colaboração LHCb, examinaram a produção de J/ψ juntamente com um méson D^0 , D^+ , D_s^+ ou Λ_c^+ em colisões pp com $\sqrt{s} = 7$ TeV e verificaram uma boa concordância entre os valores medidos e as predições de modelos teóricos para o DPS. [Aad et al. \(2013\)](#), no ATLAS, observaram a produção de bósons W associados a dois jatos com $\sqrt{s} = 7$ TeV e $p_T > 20$ GeV. A partir da verificação dos dados com a predição da seção de choque dos processos via DPS, puderam estimar $\sigma_{eff} = 15,3 \pm 3(\text{stat.})^{+5}_{-3}(\text{sist.})$ mb, concordando com os valores estimados pelas colaborações CDF e D0. Ainda para estados finais contendo bósons W associados a dois jatos, [Chatrchyan et al. \(2014b\)](#) obtiveram bons ajustes dos dados experimentais com o sinal DPS para $\sigma_{eff} = 20,7 \pm 0,8(\text{stat.}) \pm 6,6(\text{sist.})$ mb. Recentemente, [Abazov et al. \(2016\)](#) verificaram evidências da produção simultânea de J/ψ e Υ obtendo esse estado em DPS com seção $\sigma_{DPS} = 27 \pm 9(\text{stat.}) \pm 7(\text{sist.})$ fb.

Esses trabalhos, além de reforçar nosso entendimento sobre processos DPS também sugerem que estes sejam cruciais para uma análise completa das colisões pp tanto no LHC como em aceleradores futuros.

2.4 Evolução das dPDF's e mistura com as PDF's

A equação (2.5) foi obtida não só considerando que os dois espalhamentos são independentes e que não há correlação entre z_{\perp} e x , como também considera-se que os dois pártos advindos do mesmo próton não são correlacionados. Na realidade, a evolução do grupo de renormalização (Snigirev, 2003; Ceccopieri, 2011; Diehl e Schafer, 2011; Manohar e Waalewijn, 2012b) sugere que também haja uma mistura entre PDF's e dPDF's no duplo espalhamento partônico. O esquema de evolução da dPDF é semelhante ao da função de distribuição partônica simples (seção 1.4) e as equações de evolução podem ser escritas, no caso geral, como (Gaunt e Stirling, 2010; Ceccopieri, 2014)

$$\begin{aligned} \mu \frac{d}{d\mu} F_{j_1 j_2}(x_1, x_2, z_{\perp}, \mu) = \frac{\alpha_s C_F}{\pi} \left\{ \left[\sum_{j'_1} \int_{x_1}^{1-x_2} \frac{dy}{y} P_{j_1 j'_1} \left(\frac{x_1}{y} \right) F_{j'_1 j_2}(y, x_2, z_{\perp}, \mu) \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{j'_2} \int_{x_2}^{1-x_1} \frac{dy}{y} P_{j_2 j'_2} \left(\frac{x_2}{y} \right) F_{j_1 j'_2}(x_1, y, z_{\perp}, \mu) \right] + P_{j_1(j_2)j'} \left(\frac{x_2}{y} \right) f_{j'}(x_1 + x_2, \mu) \frac{1}{x_1 + x_2} \right\}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Na primeira integral da equação (2.12) o termo $F_{j'_1 j_2}(y, x_1, z_{\perp}, \mu)$ é a função de distribuição de um párton j'_1 , com fração de momentum y e um párton j_2 , com fração de momentum x_2 , ambos vindos do mesmo próton. O párton j'_1 dá origem a um novo párton, j_1 , com fração de momentum $x_1 < y$. A probabilidade de que isso ocorra é dada pela função de desdobramento $P_{j_1 j'_1}(x_1/y)$. Para a segunda integral a interpretação é semelhante, porém, está sendo levado em conta agora o caso em que o párton com fração de momentum x_2 sofre desdobramento no lugar daquele com fração de momentum x_1 . Essas duas contribuições devem ser somadas para todos os possíveis pártos j'_1 e j'_2 . O termo fora dos colchetes considera a probabilidade dos pártos j_1 e j_2 terem sido originados do desdobramento de um párton j' , cuja função de distribuição é $f_{j'}(x_1 + x_2, \mu)$. Vale notar a dependência na soma das frações de momentum x_1 e x_2 na

PDF.

A partir da equação (2.12) e das considerações feitas no último parágrafo, é possível obter a evolução em μ da função de distribuição de um par $q\bar{q}$, conforme apresentado em [Manohar e Waalewijn \(2012b\)](#)

$$\mu \frac{d}{d\mu} F_{q\bar{q}}(x_1, x_2, \mathbf{z}_\perp, \mu) = \frac{\alpha_s C_F}{\pi} \left\{ \left[\sum_{i=q, \bar{q}} \int_{x_1}^{1-x_2} \frac{dy}{y} P_{qi} \left(\frac{x_1}{y} \right) F_{\bar{q}i}(y, x_2, \mathbf{z}_\perp, \mu) + \sum_{i=\bar{q}, q} \int_{x_2}^{1-x_1} \frac{dy}{y} P_{\bar{q}i} \left(\frac{x_2}{y} \right) F_{qi}(x_1, y, \mathbf{z}_\perp, \mu) \right] + P_{gq} \left(\frac{x_2}{y} \right) f_g(x_1 + x_2, \mu) \frac{1}{x_1 + x_2} \right\}. \quad (2.13)$$

Na figura 2.11 mostramos a representação dos termos que contribuem para a equação (2.13).

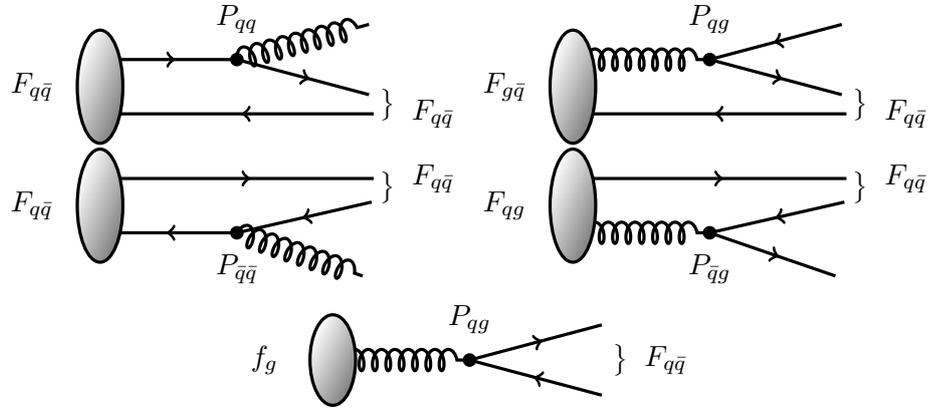


Figura 2.11: Representação diagramática das contribuições da equação dDGLAP para a função de distribuição $F_{q\bar{q}}(x_1, x_2, \mathbf{z}_\perp, \mu)$.

De modo análogo, podemos construir a equação de evolução para o caso específico

de dois glúons,

$$\begin{aligned} \mu \frac{d}{d\mu} F_{gg}(x_1, x_2, \mathbf{z}_\perp, \mu) = \frac{\alpha_s C_F}{\pi} \left\{ \left[\sum_{i=q, \bar{q}, g} \int_{x_1}^{1-x_2} \frac{dy}{y} P_{gi} \left(\frac{x_1}{y} \right) F_{ig}(y, x_2, \mathbf{z}_\perp, \mu) \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{i=q, \bar{q}, g} \int_{x_2}^{1-x_1} \frac{dy}{y} P_{gi} \left(\frac{x_2}{y} \right) F_{gi}(x_1, y, \mathbf{z}_\perp, \mu) \right] + P_{gg} \left(\frac{x_2}{y} \right) f_g(x_1 + x_2, \mu) \frac{1}{x_1 + x_2} \right\}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Na figura 2.12 mostramos a representação dos termos que contribuem para a equação (2.14).

Pode-se notar em ambos os casos (equação 2.13 e 2.14) a presença de um termo envolvendo uma PDF simples, ou seja, dois pártons interagentes são originados de um único párton que se desdobra em dois. Essa contribuição não está presente em todos os casos, como ocorre, por exemplo, com a função de distribuição de dois quarks,

$$\begin{aligned} \mu \frac{d}{d\mu} F_{qq}(x_1, x_2, \mathbf{z}_\perp, \mu) = \frac{\alpha_s C_F}{\pi} \left[\sum_{i=q, g} \int_{x_1}^{1-x_2} \frac{dy}{y} P_{qi} \left(\frac{x_1}{y} \right) F_{iq}(y, x_2, \mathbf{z}_\perp, \mu) \right. \\ \left. + \sum_{i=q, g} \int_{x_2}^{1-x_1} \frac{dy}{y} P_{qi} \left(\frac{x_2}{y} \right) F_{qi}(x_1, y, \mathbf{z}_\perp, \mu) \right], \end{aligned} \quad (2.15)$$

onde podemos notar a ausência da mistura entre PDF e dPDF. Um possível diagrama de duplo espalhamento partônico envolvendo mistura entre PDF e dPDF é mostrado na figura 2.13 onde pode ser observado que dois dos pártons participantes da interação originam-se do desdobramento de um único párton advindo de um dos prótons.

Na figura 2.14 é mostrada a distribuição da seção de choque em função da massa invariante do par $c\bar{c}$. A seção de choque foi calculada tanto pelo *Ansatz* fatorizado (equação 2.5), onde são consideradas apenas as distribuições partônicas simples, quanto pela forma completa (equação 2.2), considerando todos os efeitos das duplas distribuições partônicas. É possível notar que ambos os resultados são muito próximos e, como a diferença numérica é facilmente compensada pelas incertezas teóricas, não parece ser

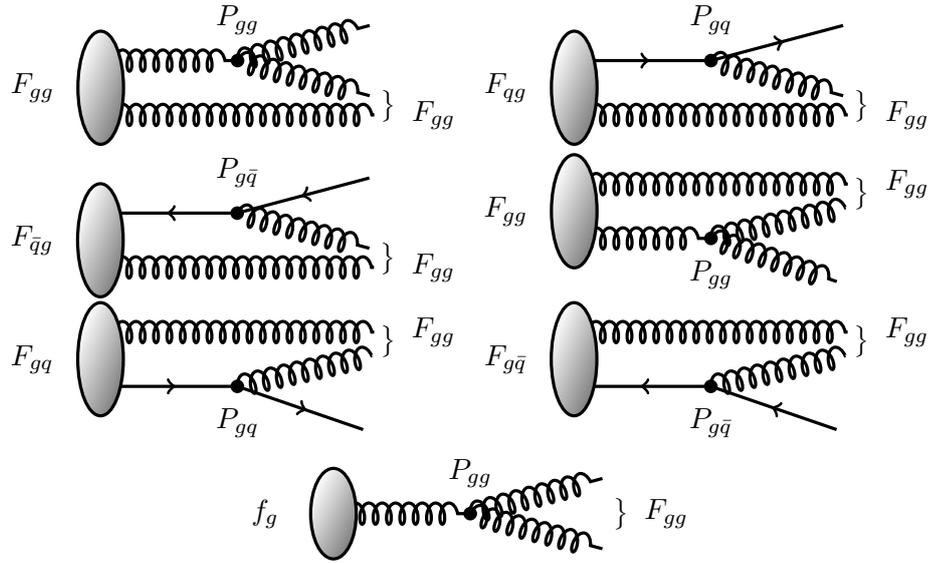


Figura 2.12: Representação diagramática dos termos que contribuem para a equação dDGLAP para a função de distribuição F_{gg} .

equivocado assumir que os efeitos de mistura e correlação são muito pequenos.

Outra observação importante a ser feita ainda na figura 2.14 é que o par $c\bar{c}$ é formado de duas formas possíveis: quando os quarks c e \bar{c} têm origem no mesmo espalhamento duro ($c_1\bar{c}_2$ ou $c_3\bar{c}_4$), e quando o quark c é gerado em um espalhamento e o antiquark \bar{c} no outro ($c_1\bar{c}_4$ ou $c_2\bar{c}_3$). A curva do gráfico sugere que, para valores mais altos de massa invariante, é mais provável que um par $c\bar{c}$ tenha sido produzido por duplo espalhamento partônico ($c_1\bar{c}_4$ ou $c_2\bar{c}_3$).

2.5 Conclusão

Sabemos que a seção de choque em SPS de uma colisão pp cresce à medida que a energia da colisão aumenta. Isso se dá porque altas energias implicam em x pequeno e as PDF's apresentam valores mais altos para pequeno x . Uma vez que a seção de choque em DPS consiste no produto de dois SPS (equação 2.5), a tendência é que a contribuição do DPS cresça mais rápido que a contribuição SPS com o incremento

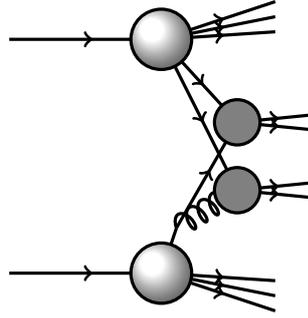


Figura 2.13: Diagrama de um duplo espalhamento partônico envolvendo mistura entre PDF e dPDF.

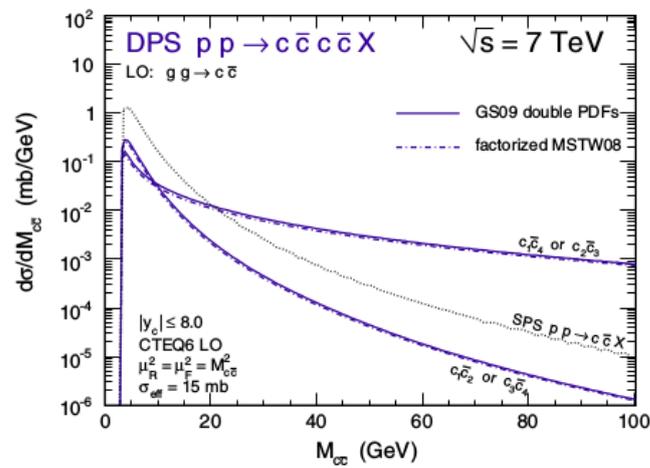


Figura 2.14: Distribuição da massa invariante do par $c\bar{c}$. Extraído de [Maciula e Szczurek \(2013\)](#).

na energia da colisão. Desse modo, o DPS ganha importância no LHC bem como em experimentos futuros. O DPS mostra-se como um importante campo de estudo, uma vez que possibilita revelar novas informações a respeito da estrutura do próton, em particular possíveis vínculos entre os partons, informação essa que não está presente nas PDF's. Nos capítulos seguintes analisaremos a contribuição de duplo espalhamento partônico em colisões pp no LHC estudando a fenomenologia de diferentes processos.

Capítulo 3

Múltipla produção de fótons via duplo espalhamento partônico

3.1 Introdução

Toda partícula que participa da interação eletromagnética pode emitir ou absorver fótons. Desse modo, é possível obter, no estado final de uma colisão próton-próton (pp), jatos contendo um ou mais fótons. Múltipla produção de fótons em colisões hadrônicas é um assunto de grande interesse uma vez que propicia oportunidades para estudar predições do Modelo Padrão da Física de Partículas, além de servir como cenário para estudar a física além do modelo padrão. Estudos recentes obtiveram a seção de choque para a produção de dois ([Gehrman et al., 2013](#)), três ([Campbell e Williams, 2014](#)) e quatro fótons ([Dennen e Williams, 2015](#)) (2γ , 3γ e 4γ) em processos de espalhamento partônico simples (SPS). Neste trabalho calculamos, pela primeira vez, processos de produção de fótons em duplo espalhamento partônico (DPS) ([Palota da Silva et al., 2016](#)). Em particular os estados finais são $pp \rightarrow 2\gamma + 2 \text{ jatos} + X$, $pp \rightarrow 3\gamma + 1 \text{ jato} + X$ e $pp \rightarrow 4\gamma + X$.

3.2 Produção de fótons via DPS

Num processo de duplo espalhamento partônico é possível estimar a contribuição para a produção de jatos contendo fótons no estado final de uma colisão hadrônica considerando que em cada espalhamento duro seja produzido ao menos um fóton. Para ilustrar, mostramos na figura 3.1 um exemplo genérico da produção de três fótons via DPS. Nesse exemplo, em um dos espalhamentos é gerado um fóton, enquanto os dois fótons restantes são produzidos no outro espalhamento.

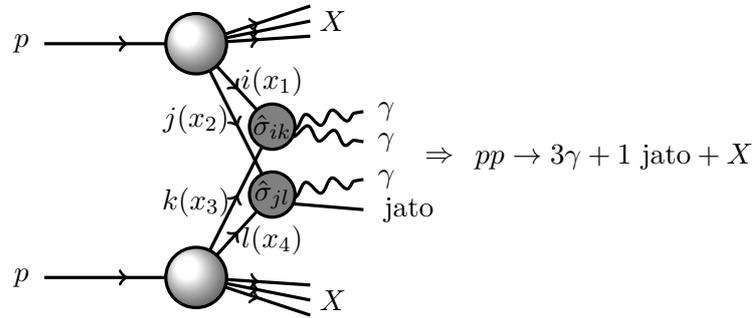


Figura 3.1: Diagrama de Feynman para um processo genérico de múltipla produção de fótons via DPS. Nesse caso específico são produzidos três fótons no estado final.

Para o cálculo da seção de choque diferencial foi utilizada a equação (2.7). Uma vez que os fótons são não massivos, a rapidez y coincide com a pseudo-rapidez η . Isso permite escrever a equação (2.7) como

$$\frac{d\sigma^{DPS}}{d\eta_a d\eta_b dp_{T_a}^2 dp_{T_b}^2} = \frac{1}{S\sigma_{eff}} \sum_{ijkl} \frac{d\sigma_{ik}}{d\eta_a dp_{T_a}^2} \frac{d\sigma_{jl}}{d\eta_b dp_{T_b}^2} \quad (3.1)$$

onde os índices a e b referem-se, respectivamente, ao primeiro e segundo espalhamentos partônicos. Para o primeiro espalhamento, a seção de choque diferencial é calculada por

$$\frac{d\sigma_{ik}}{d\eta_a dp_{T_a}^2} = \sum_{ikd} \int_{x_{1min}}^1 dx_1 f_i(x_1, Q^2) f_k(x_3, Q^2) \frac{x_1 x_3}{2x_1 - x_{T_a} e^\eta} \frac{d\hat{\sigma}(ik \rightarrow \gamma d)}{d\hat{t}}, \quad (3.2)$$

onde d pode ser um quark, um anti-quark, um glúon ou outro fóton, e

$$x_{T_a} = \frac{2p_{T_a}}{\sqrt{s}}. \quad (3.3)$$

As frações de momentum dos pártons são identificadas por x_1 e x_3 , sendo que o valor mínimo de x_1 é dado por

$$x_{1_{min}} = \frac{x_{T_a} e^\eta}{2 - x_{T_a} e^{-\eta}} \quad (3.4)$$

e a fração de momentum x_3 , por

$$x_3 = \frac{x_1 x_{T_a} e^{-\eta}}{2x_1 - x_{T_a} e^\eta}. \quad (3.5)$$

A escala de fatorização é definida como $Q^2 = 4p_{T_a}^2$. O termo $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{k}}$ é a seção de choque diferencial do espalhamento duro dos vários subprocessos. Para o segundo espalhamento a expressão é análoga à 3.2, substituindo $x_1 \rightarrow x_2$, $x_3 \rightarrow x_4$, $ik \rightarrow jl$ e o subscrito $a \rightarrow b$.

Nas próximas seções apresentaremos nosso estudo e resultados para a produção de dois, três e quatro fótons no estado final de uma colisão próton-próton nas energias do LHC.

3.2.1 Produção de dois fótons

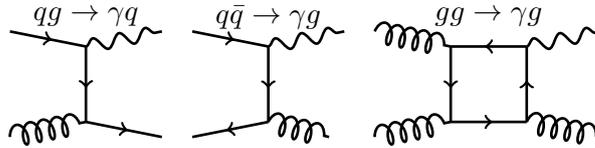


Figura 3.2: Diagramas de Feynman em LO que contribuem para produção de um fóton.

Para a produção de dois fótons no estado final de um duplo espalhamento partônico considera-se que em cada subprocesso é produzido apenas um fóton. Na figura 3.2 são mostrados os diagramas, em ordem dominante (LO), que contribuem para tal

processo. Vale ressaltar que a reação $qg \rightarrow q\gamma$ é equivalente à $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}\gamma$. Esse subprocesso é conhecido como espalhamento Compton da QCD. [Tao et al. \(2015\)](#) calcularam a produção de dois fótons levando em conta correções em ordem mais alta de teoria de perturbação, e assumem que, além de uma contribuição com um fóton vindo de cada espalhamento, também é somada uma contribuição onde dois fótons são produzidos em um espalhamento e dois jatos no outro. No entanto, esse segundo processo apresenta uma contribuição muito pequena em relação ao primeiro. Em nossos cálculos, tal contribuição não será considerada. A seção de choque diferencial de cada um dos subprocessos da figura 3.2 foram extraídas de [Owens \(1987\)](#). Para o processo $qg \rightarrow \gamma q$ e também $\bar{q}g \rightarrow \gamma \bar{q}$ a seção de choque diferencial é dada por

$$\frac{d\hat{\sigma}(\hat{s}, \hat{t})}{d\hat{t}} = \frac{\pi\alpha\alpha_s e_q^2}{\hat{s}^2} \frac{1}{3} \left(-\frac{\hat{t}}{\hat{s}} - \frac{\hat{s}}{\hat{t}} \right) \quad (3.6)$$

onde e_q é a carga elétrica do quark ou anti-quark envolvido e, \hat{s} , \hat{t} e \hat{u} são as variáveis de Mandelstam a nível partônico, dadas por

$$\hat{s} = x_1 x_3 s \quad (3.7)$$

$$\hat{t} = -\frac{x_1 x_{T_a} s e^{-\eta}}{2} \quad (3.8)$$

$$\hat{u} = -\frac{x_3 x_{T_a} s e^{\eta}}{2}, \quad (3.9)$$

para o primeiro espalhamento. Para o processo $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$, a seção de choque diferencial é dada por

$$\frac{d\hat{\sigma}(\hat{s}, \hat{t})}{d\hat{t}} = \frac{\pi\alpha\alpha_s e_q^2}{\hat{s}^2} \frac{8}{9} \left(\frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right), \quad (3.10)$$

e para o processo $gg \rightarrow \gamma g$, é dada por

$$\begin{aligned}
\frac{d\hat{\sigma}(\hat{s}, \hat{t})}{d\hat{t}} &= \frac{5\alpha_s^3}{12} \left(\sum_{i=1}^{n_f} e_{q_i} \right)^2 \frac{1}{8\pi\hat{s}^2} \left\{ \frac{1}{8} \left[\left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \log^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + 2 \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{u}} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) \right)^2 \right. \right. \\
&+ \left. \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \log^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) + 2 \frac{\hat{s} - \hat{u}}{\hat{t}} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) \right)^2 \right. \\
&+ \left. \left. \left(\frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \left(\log^2 \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) + \pi^2 \right) + 2 \frac{\hat{t} - \hat{u}}{\hat{s}} \log \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) \right)^2 \right] \right. \\
&+ \frac{1}{2} \left[\frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \log^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + 2 \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{u}} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \log^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) \right. \\
&+ \left. 2 \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{t}} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) + \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \left(\log^2 \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) + \pi^2 \right) + 2 \frac{\hat{t} - \hat{u}}{\hat{s}} \log \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) \right] \\
&+ \frac{\pi^2}{2} \left[\left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{u}} \right)^2 \right. \\
&+ \left. \left. \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) + \frac{\hat{s} - \hat{u}}{\hat{t}} \right)^2 \right] + 4 \right\}, \tag{3.11}
\end{aligned}$$

onde n_f nos somatórios é o número de sabores dos quarks considerados. Nas equações (3.10), (3.11) e (3.6) aparecem as constantes de acoplamento da QCD (α_s , equação (1.21)) e da QED ($\alpha \approx 1/137$).

A fim de verificar a importância relativa dos vários subprocessos, calculamos a seção de choque total de um processo $pp \rightarrow \gamma + 1 \text{ jato} + X$ em função da energia do centro de massa da colisão pp no intervalo $1000 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 14000 \text{ GeV}$, comparando com cada contribuição individual, conforme mostrado na figura 3.3. Tanto para esse quanto para os demais cálculos numéricos deste trabalho foi utilizada, para as funções de distribuição partônicas, a parametrização CTEQ6L (Pumplin et al., 2002). Podemos observar na figura 3.3 que a seção de choque para a produção de um fóton em uma colisão pp é dominada pelo espalhamento Compton da QCD. Por essa razão, para a produção de dois fótons via DPS, será considerado que cada subprocesso consista de um espalhamento Compton, conforme representado no diagrama da figura 3.4.

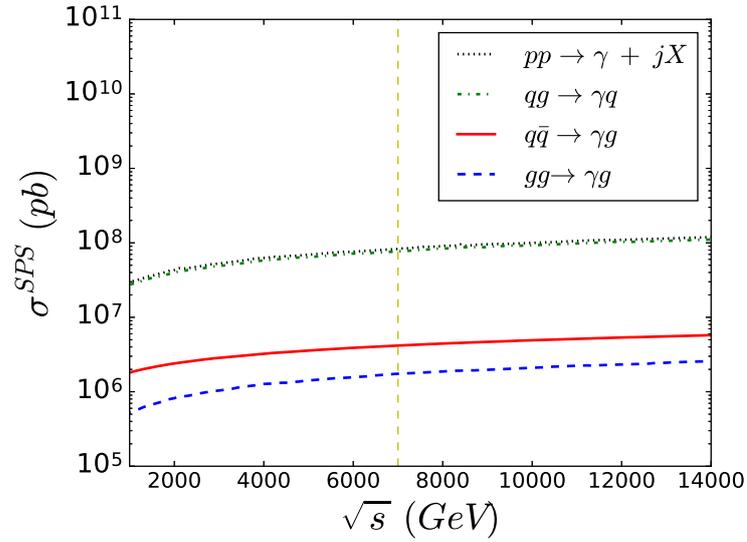


Figura 3.3: Seção de choque total para a produção de um fóton numa colisão pp via SPS, comparada com suas contribuições individuais. A linha vertical segmentada indica onde começa a faixa de energias do LHC.

As distribuições da seção de choque desse processo são calculadas a partir da equação (3.1) com $S = 2$, uma vez que os estados finais são indistinguíveis.

3.2.2 Produção de três fótons

Para a produção de três fótons via DPS consideramos que, conforme o esquema da figura 3.1, um dos espalhamentos duros produza dois fótons enquanto o outro espalhamento produz apenas um fóton. Na seção (3.2.1) vimos que o subprocesso dominante para a produção de um fóton é o espalhamento Compton. Portanto, em um dos espalhamentos partônicos, consideraremos esse subprocesso. No que tange a produção de dois fótons, os diagramas que contribuem são apresentados na figura 3.5.

A seção de choque diferencial de cada um dos subprocessos da figura 3.5 também foi extraída de Owens (1987). Para o processo $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ é dada por

$$\frac{d\hat{\sigma}(\hat{s}, \hat{t})}{d\hat{t}} = \frac{\pi\alpha^2 e_q^4}{\hat{s}^2} \frac{2}{3} \left(\frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right), \quad (3.12)$$

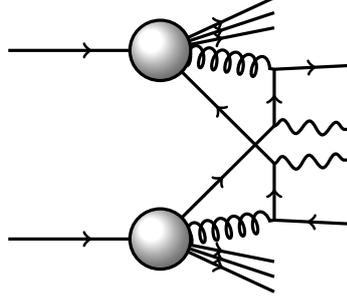


Figura 3.4: Representação do processo dominante na produção de dois fótons via DPS.

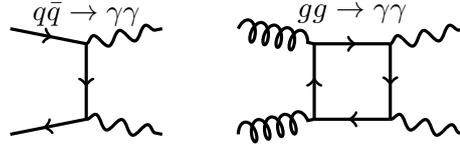


Figura 3.5: Diagramas de Feynman em LO que contribuem para a produção de dois fótons em SPS.

e para o processo $gg \rightarrow \gamma\gamma$, dada por

$$\begin{aligned}
\frac{d\hat{\sigma}(\hat{s}, \hat{t})}{d\hat{t}} &= \frac{\alpha^2 \alpha_s^2}{8\pi \hat{s}^2} \left(\sum_{i=1}^{n_f} e_q^2 \right)^2 \left\{ \frac{1}{8} \left[\left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \log^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + 2 \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{u}} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) \right)^2 \right. \right. \\
&+ \left. \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \log^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) + 2 \frac{\hat{s} - \hat{u}}{\hat{t}} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) \right)^2 \right. \\
&+ \left. \left. \left(\frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \left(\log^2 \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) + \pi^2 \right) + 2 \frac{\hat{t} - \hat{u}}{\hat{s}} \log \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) \right)^2 \right] \right. \\
&+ \frac{1}{2} \left[\frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \log^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + 2 \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{u}} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \log^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) \right. \\
&+ \left. \left. 2 \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{t}} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) + \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \left(\log^2 \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) + \pi^2 \right) + 2 \frac{\hat{t} - \hat{u}}{\hat{s}} \log \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) \right] \right. \\
&+ \frac{\pi^2}{2} \left[\left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{u}} \right)^2 \right. \\
&+ \left. \left. \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \log \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) + \frac{\hat{s} - \hat{u}}{\hat{t}} \right)^2 \right] + 4 \right\}. \tag{3.13}
\end{aligned}$$

A fim de saber se ambos os diagramas devem ser considerados ou se algum deles é

suprimido, calculamos a seção de choque total para um processo $pp \rightarrow 3\gamma + 1 \text{ jato} + X$ e comparamos com a seção de choque de cada contribuição. Esse resultado é mostrado na figura 3.6. Mais uma vez, a linha vertical segmentada indica o início da faixa de energias do LHC. Podemos notar que, na região de interesse, o processo é dominado pelo diagrama $gg \rightarrow \gamma\gamma$. Assim, para a produção de três fótons via DPS, consideraremos que um espalhamento duro produza um fóton por meio do subprocesso $qg \rightarrow q\gamma$ ($\bar{q}g \rightarrow \bar{q}\gamma$) e o outro espalhamento produza dois fótons por meio do subprocesso $gg \rightarrow \gamma\gamma$. O diagrama para esse processo é mostrado na figura 3.7.

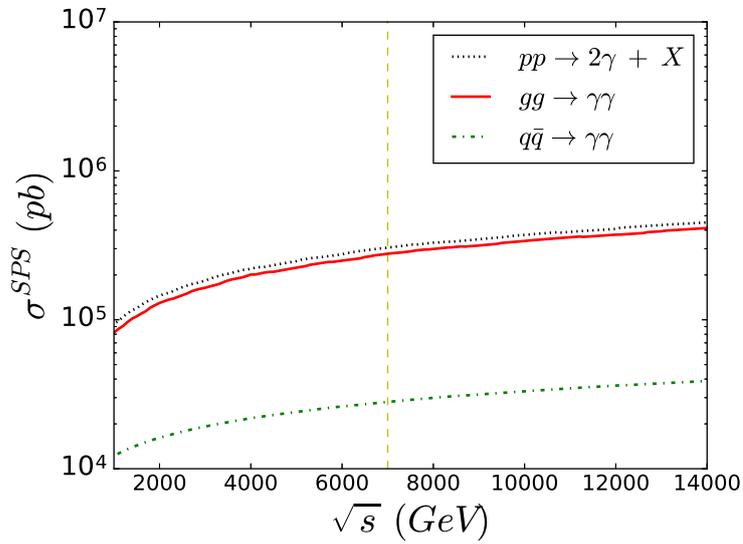


Figura 3.6: Seção de choque total para a produção de dois fótons via SPS.

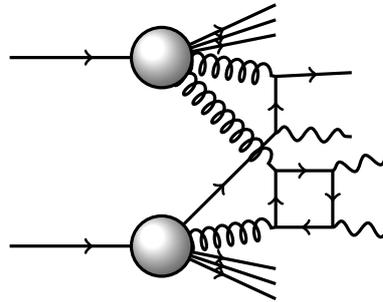


Figura 3.7: Produção de três fótons via DPS.

As distribuições da seção de choque desse processo são calculadas a partir da equação (3.1) com $S = 1$, uma vez que os estados finais não são indistinguíveis.

3.2.3 Produção de quatro fótons

A fim de se obter estados finais com quatro fótons via DPS deve-se considerar que cada espalhamento duro produza dois fótons. Pelo que acabamos de considerar na seção 3.2.2, o diagrama para tal processo deve ser semelhante ao da figura 3.8.

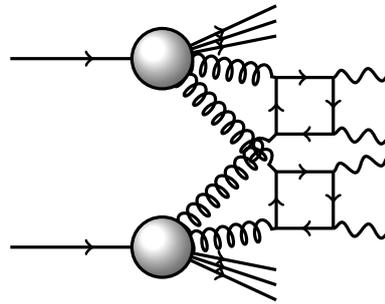


Figura 3.8: Produção de quatro fótons via DPS.

Pela simetria dos estados finais, as distribuições da seção de choque desse processo são calculadas, conforme feito para a produção de dois fótons (seção 3.2.1), a partir da equação (3.1) com $S = 2$.

3.3 Resultados

Nesta seção apresentaremos nossos resultados para a produção de dois, três e quatro fótons via duplo espalhamento partônico. As considerações iniciais para os cálculos já foram apresentadas e discutidas anteriormente nesse texto. Os resultados que seguem são as distribuições da seção de choque em rapidez e momentum transversal nas energias do LHC.

Para determinar a distribuição em rapidez deve-se integrar a equação (3.1) sobre

$p_{T_a}^2$ e $p_{T_b}^2$, obtendo assim,

$$\frac{d\sigma^{DPS}}{d\eta_a d\eta_b} = \frac{1}{S\sigma_{eff}} \sum_{ijkl} \int dp_{T_a}^2 dp_{T_b}^2 \frac{d\sigma_{ik}}{d\eta_a dp_{T_a}^2} \frac{d\sigma_{jl}}{d\eta_b dp_{T_b}^2}. \quad (3.14)$$

Vale salientar que a integral está sendo avaliada na região cinemática $p_T^2 > 1$ GeV. Quanto à rapidez, para um dos fótons (primeiro espalhamento) ficou estabelecido o intervalo $-8 \leq \eta_a \leq 8$, compreendendo toda a região do LHC, enquanto a rapidez do outro fóton (segundo espalhamento) foi fixada em $\eta_b = 0$. Os resultados são apresentados na figura 3.9, onde as distribuições foram calculadas para as energias de $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV, referentes ao *Run 1* do LHC.

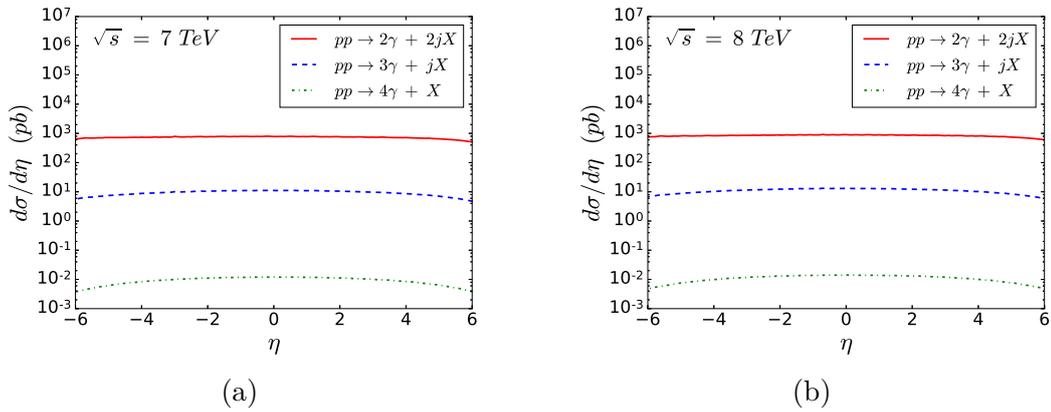


Figura 3.9: Distribuição em rapidez para múltipla produção de fótons via DPS para $\sqrt{s} = 7$ TeV (a) e $\sqrt{s} = 8$ TeV (b).

Observa-se da figura 3.9 que a seção de choque mais alta ocorre para a produção de dois fótons, com picos na ordem de 10^3 pb. O comportamento da curva indica o grande intervalo de rapidez para o qual os fótons podem ser detectados. Podemos notar também que a diferença entre os valores máximos para a produção de dois e três fótons é menor que a diferença entre os máximos para a produção de três e quatro fótons, o que sugere uma forte contribuição do espalhamento Compton da QCD.

Na figura 3.10 mostramos os resultados obtidos para as energias de centro de massa

de 13 TeV e 14 TeV, referentes ao *Run 2* do LHC. A interpretação do resultado é a mesma do caso anterior (figura 3.9), porém com valores mais elevados para a seção de choque.

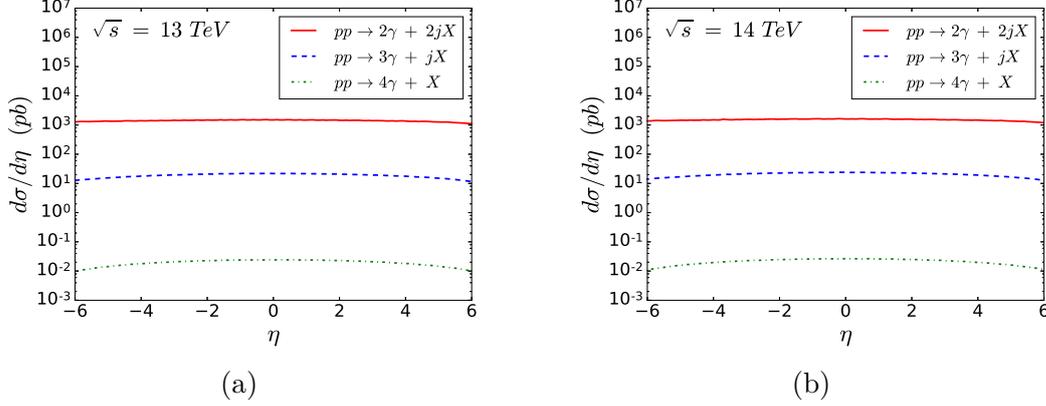


Figura 3.10: Distribuição em rapidez para múltipla produção de fótons via DPS para $\sqrt{s} = 13$ TeV (a) e $\sqrt{s} = 14$ TeV (b).

O largo intervalo de rapidez onde é possível observar fótons torna importante a análise da seção de choque em termos de, pelo menos, mais uma variável cinemática. A fim de obter a distribuição em p_T da seção de choque, foi integrada a equação (3.1) sobre η_a e η_b , obtendo,

$$\frac{d\sigma^{DPS}}{dp_{T_a}^2 dp_{T_b}^2} = \frac{1}{S\sigma_{eff}} \sum_{ijkl} \int d\eta_a d\eta_b \frac{d\sigma_{ik}}{d\eta_a dp_{T_a}^2} \frac{d\sigma_{jl}}{d\eta_b dp_{T_b}^2}. \quad (3.15)$$

Na figura 3.11 mostramos os resultados desse cálculo para as energias de 7 TeV e 8 TeV. Como pode ser observado nos gráficos da figura 3.11, a distribuição em p_T da seção de choque para a produção de quatro fótons decresce rapidamente chegando à ordem de 1 fb com $p_T < 10$ GeV, fazendo com que a observação experimental desse canal seja desfavorável. Por outro lado, o canal onde ocorre a produção de dois fótons continua sendo da ordem de pb mesmo em $p_T > 20$ GeV, o que o torna viável de ser medido. Na figura 3.12 apresentamos os resultados para as energias de 13 TeV e 14 TeV.

É observado o mesmo comportamento para todas as curvas em relação ao caso anterior (figura 3.11), porém com valores mais altos para as respectivas seções de choque.

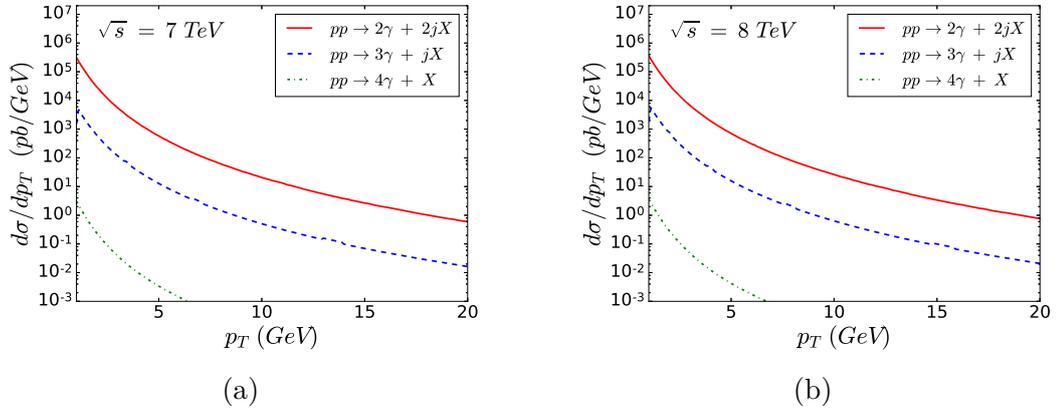


Figura 3.11: Distribuição em p_T para múltipla produção de fótons via DPS para $\sqrt{s} = 7$ TeV (a) e $\sqrt{s} = 8$ TeV (b).

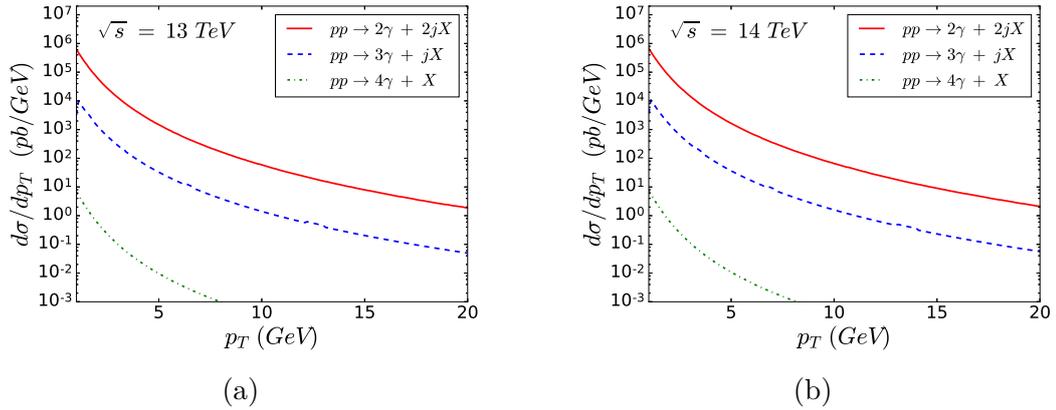


Figura 3.12: Distribuição em p_T para múltipla produção de fótons via DPS para $\sqrt{s} = 13$ TeV (a) e $\sqrt{s} = 14$ TeV (b).

Adicionalmente, comparamos a seção de choque total para cada um dos casos acima (produção de dois, três e quatro fótons) calculados em DPS com os resultados em SPS encontrados na literatura (Gehrman et al., 2013; Campbell e Williams, 2014; Dennen e Williams, 2015). Esse resultado é mostrado na tabela 3.1.

Podemos notar na tabela 3.1 que os estados $pp \rightarrow 2\gamma + 2 \text{ jatos} + X$ e $pp \rightarrow 4\gamma + X$

Tabela 3.1: Tabela comparando os resultados das seções de choque em SPS e DPS para múltipla produção de fótons.

	SPS	DPS
$\sigma^{2\gamma}(p_T > 30 \text{ GeV}; \sqrt{s} = 8 \text{ TeV})$	2.39 pb	$14 \times 10^{-7} \text{ pb}$
$\sigma^{3\gamma}(p_T > 20 \text{ GeV}; \sqrt{s} = 14 \text{ TeV})$	$16 \times 10^{-3} \text{ pb}$	$6 \times 10^{-7} \text{ pb}$
$\sigma^{4\gamma}(p_T > 30 \text{ GeV}; \sqrt{s} = 14 \text{ TeV})$	$8 \times 10^{-5} \text{ pb}$	$17 \times 10^{-12} \text{ pb}$

Tabela 3.2: Tabela mostrando as seções de choque para a produção múltipla de fótons considerando $p_T > 10 \text{ GeV}$.

	$\sigma(2\gamma)$	$\sigma(3\gamma)$	$\sigma(4\gamma)$
7 TeV	$2,04 \times 10^{-2} \text{ pb}$	$2,41 \times 10^{-4} \text{ pb}$	$1,35 \times 10^{-7} \text{ pb}$
8 TeV	$2,77 \times 10^{-2} \text{ pb}$	$3,40 \times 10^{-4} \text{ pb}$	$1,78 \times 10^{-7} \text{ pb}$
13 TeV	$8,10 \times 10^{-2} \text{ pb}$	$1,08 \times 10^{-3} \text{ pb}$	$5,35 \times 10^{-7} \text{ pb}$
14 TeV	$9,50 \times 10^{-2} \text{ pb}$	$1,28 \times 10^{-3} \text{ pb}$	$6,36 \times 10^{-7} \text{ pb}$

em DPS chegam a ser sete ordens de grandeza menores no caso DPS que no caso SPS, para os devidos cortes cinemáticos, enquanto o estado $pp \rightarrow 3\gamma + 1 \text{ jato} + X$ a diferença é de quatro ordens de grandeza, o que representa uma contribuição de, aproximadamente, 0,01% do duplo espalhamento partônico para esse processo. Para uma análise mais completa seria necessário realizar essa mesma comparação (SPS×DPS) em regiões de p_T mais baixo. Na tabela 3.2, mostramos nossa predição para as seções de choques da produção de dois fótons ($\sigma(2\gamma)$), três fótons ($\sigma(3\gamma)$) e quatro fótons ($\sigma(4\gamma)$) considerando um corte em $p_T > 10 \text{ GeV}$. É necessário tomar cuidado com cortes inferiores a 10 GeV, uma vez que nessa região cinemática são encontrados muitos fótons provenientes de diferentes processos, como fótons provenientes do decaimento do méson π^0 , por exemplo.

3.4 Conclusão

Nesse capítulo calculamos, pela primeira vez, a produção de fótons via DPS considerando os canais onde são produzidos dois, três e quatro fótons. Esses resultados foram apresentados pela primeira vez em [Palota da Silva et al. \(2016\)](#). Observamos que o processo onde são produzidos dois fótons é o que apresenta seção de choque mais alta, no entanto, quando comparamos a seção de choque total desses processos com a dos mesmos estados finais produzidos via SPS, verificamos que o canal com três fótons é suprimido por quatro ordens de grandeza, enquanto os demais são suprimidos por sete ordens de grandeza, sugerindo que, pelo menos nas regiões cinemáticas com $p_T > 20$ GeV, os processos DPS apresentam uma contribuição muito pequena para os estados finais das colisões pp contendo fótons.

Capítulo 4

Produção de jatos

4.1 Introdução

A QCD, em geral, é mais facilmente aplicada para o regime de curtas distâncias, i.e., quarks e glúons coloridos, enquanto os observáveis experimentais são estados ligados (singletos de cor) desses objetos coloridos. Esses estados ligados, por sua vez, representam graus de liberdade de longa distância. No entanto, é possível relacionar a cinemática dos estados finais com a cinemática dos estados iniciais de curta distância. Esse procedimento, segundo [Ellis et al. \(2008\)](#), se dá, pictoricamente, em três passos: primeiro selecionam-se pártons (objetos de curta distância) do feixe de partículas incidente que participarão do espalhamento duro. Esses pártons escolhidos podem emitir radiação antes do espalhamento, que é denominada radiação do estado inicial (REI). Após a remoção de um párton, o restante de cada partícula incidente não forma mais um singlete de cor e deve interagir. Essas interações formam os eventos subjacentes, dentre os quais podemos ter outro espalhamento duro.

O segundo passo tem início com a interação partônica com grande transferência de momentum. Dessa interação são produzidos novos pártons. Os pártons recém criados emitem radiação e novos glúons e pares de quarks são criados, o que é chamado radiação

do estado final (REF). No terceiro passo, os estados partônicos finais, juntamente com a REF, são organizados em estados hadrônicos (singletos de cor) cujos produtos de seus decaimentos e ressonâncias serão observados nos detectores. Na figura 4.1 ilustramos esse processo.

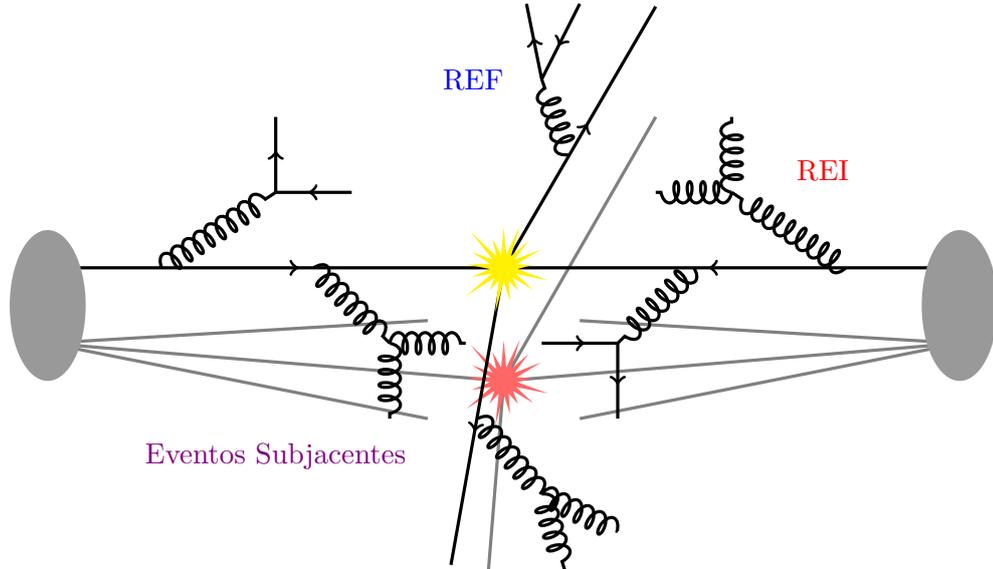


Figura 4.1: Representação de uma interação hadrônica considerando RES, REF, e eventos subjacentes para a formação de jatos.

Na figura 4.1 podemos observar a representação de dois espalhamentos partônicos. O mais duro dos espalhamentos ocorre a partir dos pártons que iniciam o processo da colisão hadrônica, enquanto o segundo espalhamento ocorre entre os eventos subjacentes. Os estados finais de ambas as interações partônicas são observados como jatos. Para relacionar a cinemática do grupo resultante de partículas, ou jatos, com a dos pártons, são empregados algoritmos que associam objetos experimentais próximos a jatos.

Resumidamente, podemos afirmar que, num espalhamento duro, os estados finais de cada colisão, apresentam, principalmente, a estrutura de dois jatos, que são *sprays* de partículas provenientes da interação hadrônica. No entanto, para identificar um conjunto desses *sprays* e classificá-lo como um jato é necessário empregar algoritmos computacionais destinados à essa tarefa. Nas próximas seções, a título de conhecimento,

faremos uma breve descrição dos algoritmos de jatos mais utilizados.

4.2 Algoritmos de jatos

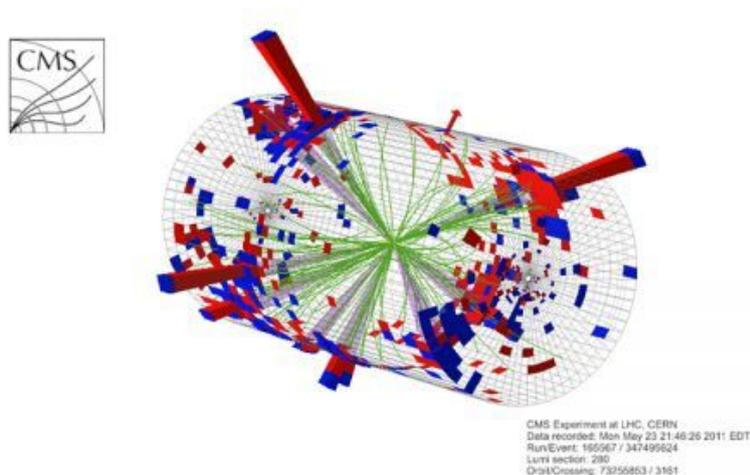


Figura 4.2: Representação da detecção de jatos numa colisão próton-próton no experimento CMS.

Os estados finais de uma colisão próton-próton são observados nos detectores e registrados como uma torre de energia. Na figura 4.2 é mostrado um esquema que ilustra esse processo. Nesse esquema, podemos observar a trajetória das partículas partindo do centro, onde ocorreu a colisão, e culminando nos detectores, onde são mostradas as torres de energia. Um grupo de torres de energia próximas umas das outras é identificado como sendo um jato. Para fazer essa identificação é necessário utilizar algum algoritmo de jato. Os algoritmos de jato podem ser do tipo iterativo de cone ou do tipo *cluster*. Dentre os algoritmos do tipo *cluster* encontram-se o algoritmo k_T e o anti- k_T .

4.2.1 Algoritmo iterativo de cone

O algoritmo iterativo de cone consiste em definir um cone, de raio R_{cone} , com eixo fixado em rapidez y_C e ângulo azimutal ϕ_C . Todo objeto k que obedece a relação

$$\sqrt{(y_k - y_C)^2 + (\phi_k - \phi_C)^2} \leq R_{\text{cone}} \quad (4.1)$$

é englobado no cone. Feito isso, novas coordenadas são definidas para o eixo central do cone pesando-se todos os objetos que o compõe. O novo par de coordenadas é dado por

$$\bar{y}_C \equiv \frac{\sum_{k \in C} y_k \cdot p_{T,k}}{\sum_{l \in C} p_{T,l}} \quad (4.2)$$

e

$$\bar{\phi}_C \equiv \frac{\sum_{k \in C} \phi_k \cdot p_{T,k}}{\sum_{l \in C} p_{T,l}}, \quad (4.3)$$

onde $E_T = \sum_{l \in C} p_{T,l}$ é a energia transversa do jato. Se a condição $(\bar{y}_C, \bar{\phi}_C) \neq (y_C, \phi_C)$ for verificada, um novo cone é formado com eixo central fixado em $(\bar{y}_C, \bar{\phi}_C)$. O algoritmo é então iterado até que se obtenha um cone estável em $(\bar{y}_C, \bar{\phi}_C) = (y_C, \phi_C)$, que serve para definir o jato. Na figura 4.3 podemos verificar três jatos, com diferentes energias, obtidos por um algoritmo iterativo de cone. Um exemplo de algoritmo desse tipo é o SISCono (Salam e Soyez, 2007).

4.2.2 Algoritmo k_t

Outro tipo de algoritmo utilizado para a classificação de jatos é o algoritmo k_t (Catani et al., 1992, 1993), que é um algoritmo do tipo *cluster*. O método desse tipo de algoritmo consiste em, partindo de um estado final multipartônico, tratar cada párton como uma semente que origina um proto-jato¹ numa lista de proto-jatos. Em seguida, um proto-jato pode ser removido da lista e classificado como um jato, ou ainda, proto-jatos

¹Proto-jatos são objetos tratados pelo algoritmo que constituirão um jato.

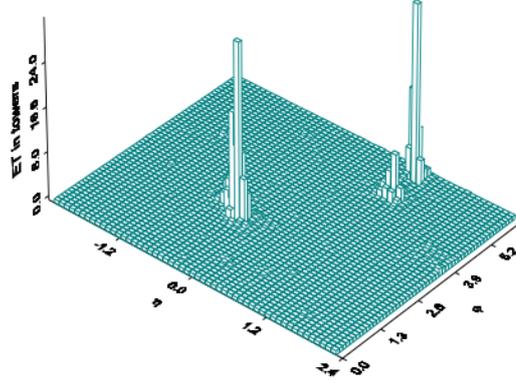


Figura 4.3: Gráfico mostrando três jatos resultantes da seleção feita a partir de um algoritmo iterativo de cone. Figura extraída de [Ellis et al. \(2008\)](#).

vizinhos podem ser fundidos dando origem a um novo proto-jato. Ao final do processo, todos os proto-jatos estáveis bem separados são classificados como jatos. Para tanto, calcula-se, para cada proto-jato i , a quantidade

$$k_{t,i}^2 = p_{t,i}^2, \quad (4.4)$$

onde p_t é o momento transversal do i -ésimo proto-jato, e, para cada par (i,j) de proto-jatos, a quantidade

$$k_{t,(i,j)}^2 = \min(p_{t,i}^2, p_{t,j}^2) \frac{\Delta_{i,j}^2}{R^2}, \quad (4.5)$$

sendo $\Delta_{i,j} = \sqrt{(y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2}$ e R um parâmetro, análogo ao raio do cone, que controla o tamanho do jato ([Ellis et al., 2008](#)).

Se o menor valor calculado for $k_{t,i}^2$, então esse proto-jato é considerado um jato, sendo assim, removido da lista de proto-jatos. Por outro lado, se o menor valor calculado for $k_{t,(i,j)}^2$, então o par (i,j) é fundido para formar um novo proto-jato. O processo é iterado até que a condição $k_{t,(i,j)}^2 > k_{t,i}^2$ seja satisfeita para todos os proto-jatos, assim, os objetos restantes estarão bem separados e passam a ser tratados como jatos. O resultado final desse processo é semelhante ao da figura 4.3.

4.2.3 Algoritmo anti- k_t

O algoritmo anti- k_t (Cacciari et al., 2008) funciona de maneira semelhante ao algoritmo k_t , sendo este também um algoritmo tipo *cluster*. Nesse algoritmo, para um estado final multipartônico calculam-se as distâncias entre um par de proto-jatos (i, j) , bem como a distância entre um proto-jato i e o feixe de partículas, dado por B , respectivamente, por

$$d_{i,j} = \min(k_{t,i}^{2p}, k_{t,j}^{2p}) \frac{\Delta_{i,j}^2}{R^2} \quad (4.6)$$

e

$$d_{iB} = k_{t,i}^{2p}. \quad (4.7)$$

Novamente, enquanto $d_{i,j} < d_{iB}$, os proto-jatos i e j são fundidos até que a condição $d_{i,j} > d_{iB}$ seja satisfeita, restando apenas jatos bem separados.

A principal diferença reside no parâmetro p , que governa a relação entre a potência da energia versus a escala geométrica $\Delta_{i,j}$. Para os casos onde $p \geq 0$ o algoritmo apresenta exatamente o mesmo comportamento de diferentes algoritmos k_t . Para o caso especial $p = -1$, o algoritmo recebe o nome de anti- k_t .

A vantagem do algoritmo anti- k_t fica evidenciada na figura 4.4, onde são comparados os resultados obtidos por diferentes algoritmos para um mesmo processo. A forma circular dos jatos obtidos pelo anti- k_t (painel inferior direito) deve-se ao fato de que, por esse algoritmo, apenas partículas de natureza dura modificam o formato dos jatos, ou seja, as interferências devidas a processos de natureza *soft*, ou não perturbativa, não contribuem para a formação dos jatos. Atualmente o anti- k_t é o algoritmo empregado no LHC.

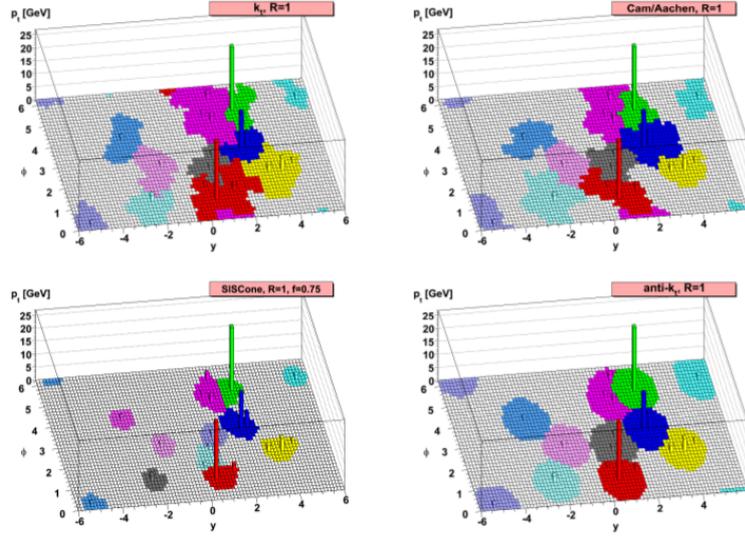


Figura 4.4: Comparação entre jatos obtidos pelos algoritmos tipo k_t (painéis superior esquerdo e direito), tipo cone (painel inferior esquerdo) e anti- k_t (painel inferior direito), para um mesmo processo. Figura extraída de [Cacciari et al. \(2008\)](#).

4.3 Jatos em DPS

Para calcular a produção de jatos em duplo espalhamento partônico devemos seguir procedimento semelhante ao do capítulo 3, onde usamos a equação (2.7) e definimos os subprocessos partônicos para cada um dos espalhamentos. Conforme [Ellis et al. \(2003\)](#), podemos determinar a seção de choque para a produção de dois jatos em um espalhamento partônico por

$$\frac{d^3\hat{\sigma}}{dyd^2p_T} = \frac{1}{2\hat{s}} \frac{1}{8\pi^2} \overline{|\mathcal{M}|^2} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}), \quad (4.8)$$

onde \hat{t} e \hat{u} podem ser escritos em função de \hat{s} e do ângulo de espalhamento θ no referencial do centro de massa como $\hat{t} = -(1/2)\hat{s}(1 - \cos\theta)$ e $\hat{u} = -(1/2)\hat{s}(1 + \cos\theta)$, sendo $\hat{s} = x_1x_2s$.

Somando sobre todos os pártons e considerando-se as distribuições partônicas, a

seção de choque diferencial em y e p_T fica

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma}{dyd^2p_T} &= \frac{1}{16\pi^2\hat{s}} \sum_{i,j,k,l=q,\bar{q},g} \int_0^1 dx_1 dx_2 f_i(x_1, \mu^2) f_j(x_2, \mu^2) \\ &\times \overline{\sum} |\mathcal{M}(ij \rightarrow kl)|^2 \frac{1}{1 + \delta_{kl}} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}), \end{aligned} \quad (4.9)$$

onde utilizamos a relação $\hat{s} = x_1 x_2 s$. O termo $\overline{\sum} |\mathcal{M}(ij \rightarrow kl)|^2$ é o quadrado do elemento da matriz de espalhamento e deve ser calculado aplicando-se as regras de Feynman da QCD. Para o caso de pártons não massivos, seus valores são dados pela tabela 4.1.

Utilizando a função δ e a expressão

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2} \overline{\sum} |\mathcal{M}(ij \rightarrow kl)|^2, \quad (4.10)$$

a seção de choque diferencial fica

$$\frac{d^3\sigma}{d^2p_T dy} = \int_{x_{1min}}^1 dx_1 f_i(x_1, \mu^2) f_j(x_2, \mu^2) \frac{2}{\pi} \frac{x_1 x_2}{2x_1 - x_T e^y} \frac{d\sigma}{d\hat{t}}(ij \rightarrow kl), \quad (4.11)$$

onde, novamente encontramos as variáveis

$$x_T = \frac{2p_T}{\sqrt{s}}, \quad (4.12)$$

$$x_{1min} = \frac{x_T e^y}{2 - x_T e^{-y}} \quad (4.13)$$

e

$$x_2 = \frac{x_1 x_T e^{-y}}{2x_1 - x_T e^y}. \quad (4.14)$$

Na figura 4.5 são mostrados os diagramas LO que devem ser levados em consideração na determinação dos elementos de matriz apresentados na tabela 4.1.

Na figura 4.6 é mostrado um exemplo de diagrama de Feynman para a produção

Tabela 4.1: Elementos da matriz de espalhamento para pártons não massivos que contribuem para a produção de jatos, onde $g = \sqrt{4\pi\alpha_s}$. Adaptada de Ellis et al. (2003).

Processo	$\overline{\sum} \mathcal{M} ^2/g^4$
$qq' \rightarrow qq'$	$\frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}$
$q\bar{q}' \rightarrow q\bar{q}'$	$\frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}$
$qq \rightarrow qq$	$\frac{4}{9} \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\hat{s}^2}{\hat{u}\hat{t}}$
$q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$	$\frac{4}{9} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2}$
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{4}{9} \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\hat{u}^2}{\hat{s}\hat{t}}$
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$\frac{32}{27} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}\hat{u}} - \frac{8}{3} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2}$
$gg \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{1}{6} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}\hat{u}} - \frac{3}{8} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2}$
$gg \rightarrow qq$	$-\frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}\hat{u}} + \frac{\hat{u}^2 + \hat{s}^2}{\hat{t}^2}$
$gg \rightarrow gg$	$\frac{9}{2} \left(3 - \frac{\hat{t}\hat{u}}{\hat{s}^2} - \frac{\hat{s}\hat{u}}{\hat{t}^2} - \frac{\hat{s}\hat{t}}{\hat{u}^2} \right)$

de quatro jatos a nível partônico² via duplo espalhamento partônico. Para o cálculo completo da produção de quatro jatos via DPS, todas as possíveis combinações entre dois subprocessos da figura 4.5 devem ser somadas e combinadas na equação

$$\frac{d\sigma^{DPS}}{dy_a dy_b d^2p_{T_a} d^2p_{T_b}} = \frac{1}{S\sigma_{eff}} \sum_{ijkl} \frac{d\sigma_{ik}}{dy_a d^2p_{T_a}} \frac{d\sigma_{jl}}{dy_b d^2p_{T_b}}, \quad (4.15)$$

onde $d\sigma_{ik}/dy_a d^2p_{T_a}$ e $d\sigma_{jl}/dy_b d^2p_{T_b}$ são, respectivamente, as seções de choque do primeiro e segundo espalhamentos partônicos, dadas pela equação (4.11). Integrando a equação (4.15) sobre y_a e y_b , calcula-se a distribuição em p_T dos jatos produzidos nos dois espalhamentos partônicos. Para isolar um dos espalhamentos basta integrar mais uma vez em p_{T_a} ou p_{T_b} .

Na figura 4.7 mostramos nossos resultados para a distribuição em p_T para a produção de quatro jatos via DPS. Para os resultados numéricos foi considerado um intervalo de

²Jatos a nível partônico (*leading particle*) são aqueles em que, numa primeira aproximação, os pártons produzidos diretamente na colisão dura são suficientes para descrever o jato.

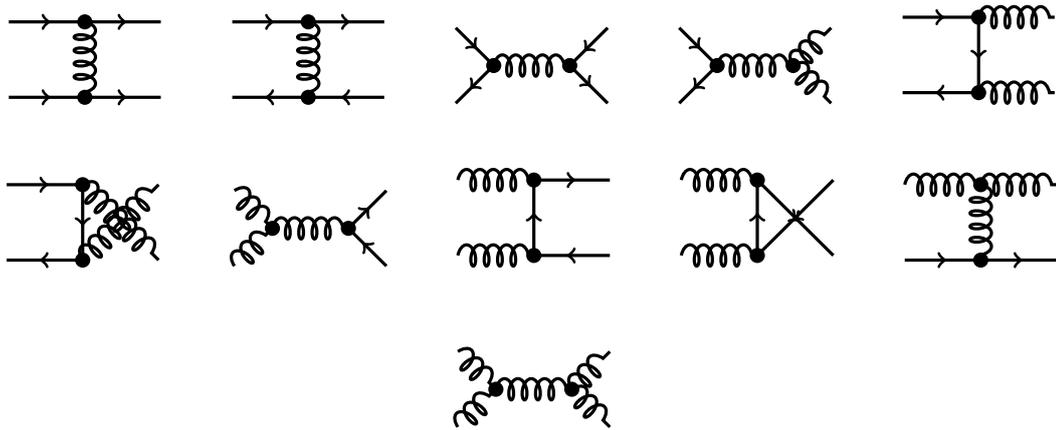


Figura 4.5: Diagramas de Feynman que contribuem para a produção de jatos em mais baixa ordem. Adaptados de Ellis et al. (2003).

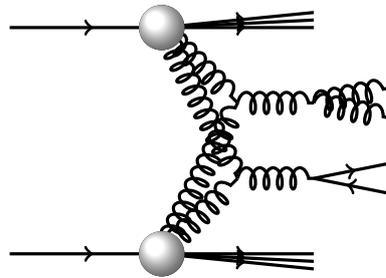


Figura 4.6: Exemplo de diagrama para a produção de jatos via duplo espalhamento partônico.

rapidez $|\eta| < 2,8$, que reflete a região de cobertura do experimento ATLAS, e $p_T \geq 1$ GeV. As energias do centro de massa analisadas refletem os dois *Runs* do LHC, sendo estas $\sqrt{s} = 7$ TeV, 8 TeV (*Run I*), 13 TeV e 14 TeV (*Run II*). As curvas contínuas representam o estado $pp \rightarrow 4j + X$ em DPS, enquanto as curvas segmentadas, o estado $pp \rightarrow 2j + X$ em SPS. As duas curvas foram colocadas juntas no mesmo gráfico para fins de comparação de ordens de grandeza. É interessante notar que, em $\sqrt{s} = 7$ TeV, para $p_T = 500$ GeV, o DPS é cerca de 10% do SPS, enquanto que em $\sqrt{s} = 14$ TeV, a razão é, aproximadamente, 25%, o que sugere o aumento de tal contribuição para energias mais altas. Na figura 4.8 mostramos nossa previsão para a energia de centro de massa $\sqrt{s} = 100$ TeV, que é a energia estimada para o *Future Circular Collider* (FCC), um

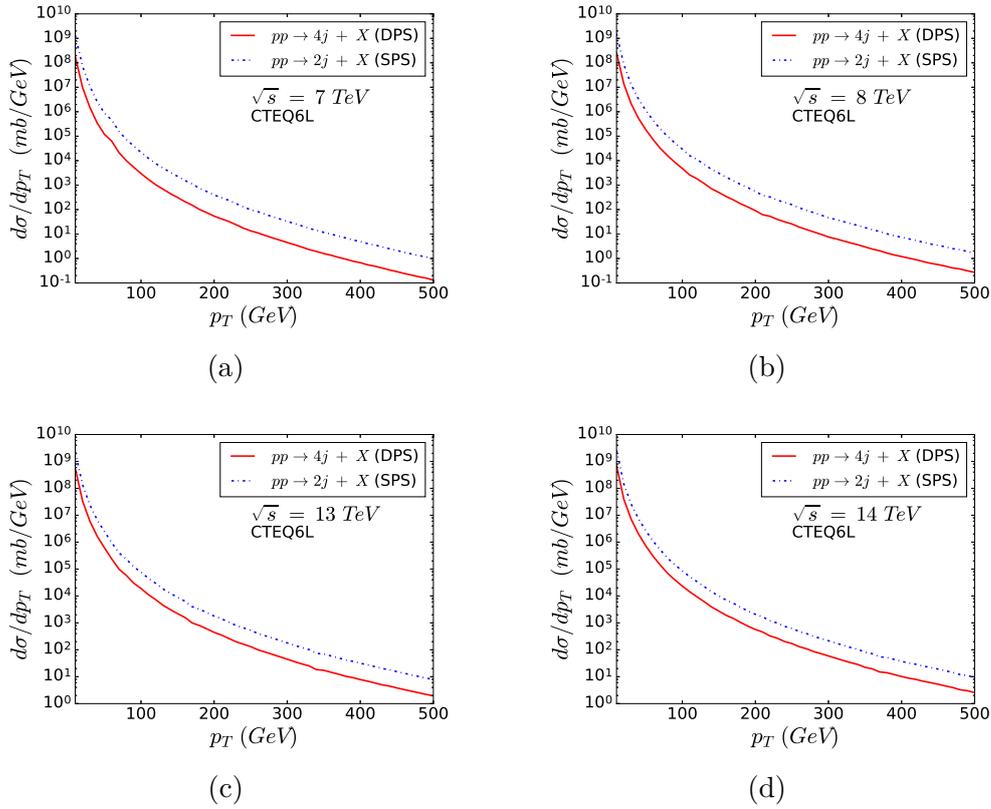


Figura 4.7: Distribuição em p_T para produção de quatro jatos via DPS considerado as energias de centro de massa iguais a 7 TeV (a), 8 TeV (b), 13 TeV (c) e 14 TeV (d). As curvas são comparadas com a distribuição para dois jatos produzidos via SPS.

possível acelerador pós-LHC, no CERN. Nesse gráfico podemos notar que a produção de jatos em colisões próton-próton é dominada por processos de duplo espalhamento partônico.

Na figura 4.9 comparamos nossas previsões teóricas com dados do experimento ATLAS (Aad, 2015), onde os cortes cinemáticos são realizados em $p_T > 100 \text{ GeV}$, para o jato dominante³, enquanto os outros três jatos subdominantes foram definidos com $p_T > 64 \text{ GeV}$. No quadro (a) da figura são apresentados os dados referentes aos dois

³O jato dominante (primeiro jato) é o que apresenta energia mais alta após a classificação via algoritmo de jato. Os demais jatos são ordenados como segundo, terceiro e quarto jatos (ou subdominantes), de acordo com sua energia.

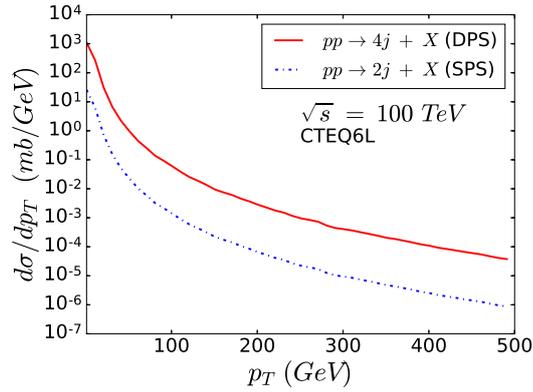


Figura 4.8: Distribuição em p_T para a produção de jatos via DPS e SPS com energia $\sqrt{s} = 100$ TeV.

primeiros jatos. Nosso cálculo não permite distinguir o momento transversal do primeiro e segundo jatos, portanto, podemos afirmar que a curva do modelo está descrevendo a contribuição em DPS para um desses dois jatos. No quadro (b), comparamos nossos resultados com os dados para o terceiro e quarto jatos.

Na figura 4.10, comparamos nossos cálculos com os dados do experimento CMS (Chatrchyan et al., 2014a). Nesse caso, os cortes cinemáticos foram realizados em $p_T > 50$ GeV para os dois primeiros jatos e, $p_T > 20$ GeV, para os outros dois jatos. Mais uma vez, no quadro (a), a curva do modelo descreve a contribuição DPS para o primeiro ou segundo jato, já no quadro (b), a curva descreve a contribuição para o terceiro ou quarto jato.

Podemos verificar, nos resultados acima descritos, que a contribuição DPS, para o jato dominante, não parece ser relevante para as regiões de p_T alto analisadas pelos experimentos, no entanto, espera-se que tal contribuição seja mais significativa para p_T mais baixo, conforme pode ser observado nos dados do CMS, onde verificamos que, à medida que p_T diminui, a curva teórica tende a convergir com os dados experimentais. Segundo Kutak et al. (2016), que calcularam a produção de quatro jatos tanto em DPS quanto em SPS usando fatorização k_t , e observaram os quatro jatos separadamente, o

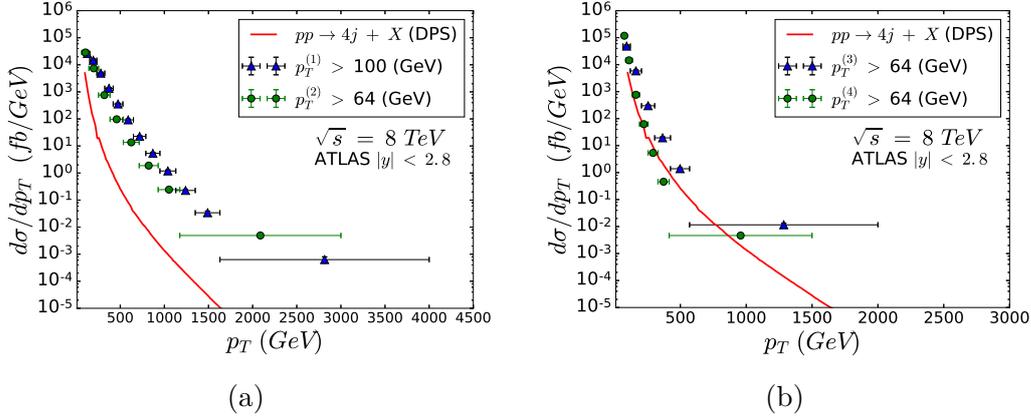


Figura 4.9: Comparação da distribuição em p_t para a produção de quatro jatos via DPS com dados do ATLAS à $\sqrt{s} = 8$ TeV. No quadro (a) comparamos os dados dos jatos 1 e 2 e, no quadro (b), com os jatos 3 e 4.

SPS ($pp \rightarrow 4j + X$) é dominante sobre o DPS em regiões de p_T elevado, porque pares de pártons vindos de duplo espalhamento partônico não teriam energia suficiente para produzir tais estados finais. Outros resultados para a produção de quatro jatos em SPS podem ser encontrados em, e.g., [Bern et al. \(2012\)](#); [Badger et al. \(2013\)](#).

Adicionalmente, calculamos a seção de choque total do processo em estudo, usando os cortes cinemáticos do ATLAS e do CMS, para as energias de 7 TeV, 8 TeV, 13 TeV e 14 TeV. O resultado é apresentado na tabela 4.2. Podemos observar que os resultados apresentam ordem de grandeza entre 10^5 fb e 10^6 fb para o experimento ATLAS e, entre 10^8 fb e 10^9 fb para o experimento CMS. Esse resultado sugere que a região cinemática do CMS é favorável à observação de duplo espalhamento partônico quando comparada com a região do ATLAS.

4.4 Conclusão

Nesse capítulo analisamos a contribuição DPS para a produção de quatro jatos. Pudemos observar que nas regiões cinemáticas com p_T alto, e.g. superior à 100 GeV, o DPS é

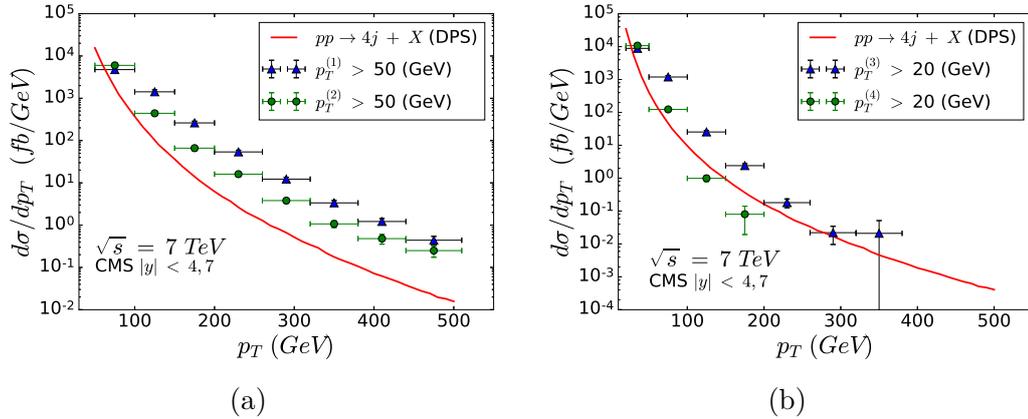


Figura 4.10: Comparação da distribuição em p_t para a produção de quatro jatos via DPS com dados do CMS à $\sqrt{s} = 7$ TeV. No quadro (a) comparamos os dados dos jatos 1 e 2 e, no quadro (b), com os jatos 3 e 4.

Tabela 4.2: Seção de choque total para a produção de jatos via DPS.

\sqrt{s}	$\sigma_{tot}^{DPS}(pp \rightarrow 4j + X)$ - ATLAS	$\sigma_{tot}^{DPS}(pp \rightarrow 4j + X)$ - CMS
7 TeV	$1,5 \times 10^5$ fb	$1,9 \times 10^8$ fb
8 TeV	$2,5 \times 10^5$ fb	$3,1 \times 10^8$ fb
13 TeV	$1,4 \times 10^6$ fb	$1,3 \times 10^9$ fb
14 TeV	$2,1 \times 10^6$ fb	$1,6 \times 10^9$ fb

irrelevante quando comparado ao SPS para o mesmo cenário. Isso pode indicar que pares de pártons vindos de duplo espalhamento não possuem energia suficiente para produzirem esse tipo de estado final. Entretanto, verificamos também que tanto a seção de choque total, quanto a seção de choque diferencial em regiões cinemáticas de p_T mais baixo, apresentam valores consideráveis, o que torna a produção de jatos um possível canal para o estudo do DPS.

Capítulo 5

Produção de pares de quarks pesados por duplo espalhamento partônico

5.1 Introdução

Uma das motivações que levam à realização de colisões hadrônicas, e.g. próton-próton, é a possibilidade de descobrir novos objetos (partículas) pesados. Para ajudar nesse processo torna-se útil prever as taxas de produção de objetos pesados já conhecidos, como os quarks *top*, *charm* e *bottom*, e compará-las com medidas experimentais. Tal predição pode ser feita utilizando métodos de pQCD sempre que a massa do quark produzido for maior que 1 GeV, uma vez que a constante de acoplamento da QCD (α_s) torna-se pequena nesse regime. Entretanto, objetos muito massivos devem apresentar seção de choque mais baixa relativa à de objetos mais leves. Segundo [Luszczak et al. \(2012\)](#), a produção do quark *charm* se apresenta como um interessante processo para investigar as contribuições DPS, uma vez que a massa desse quark é grande o bastante para que o processo possa ser tratado perturbativamente, e suficientemente baixa para

que sua seção de choque seja alta. Nesse capítulo investigaremos a contribuição de duplo espalhamento partônico na produção de dois pares de quarks pesados, incluindo o quark bottom.

5.2 Produção de pares $b\bar{b}$

Até o momento foi observado que a produção de pares $c\bar{c}$ por duplo espalhamento partônico é um processo de grande importância para uma melhor compreensão do DPS (Luszczak et al., 2012; Maciula e Szczurek, 2014; Maciula et al., 2016). No entanto, segundo Cazaroto et al. (2013), para um estudo mais detalhado, há a necessidade de incluir modelos de saturação nos cálculos das seções de choque de processos DPS onde são produzidos quarks do tipo c , visto que estas tornam-se muito altas, comparativamente à seção de choque total do espalhamento pp , para as energias do LHC. Por outro lado, nos processos onde são produzidos apenas quarks $b\bar{b}$, os modelos de saturação não se tornam tão significativos (ver seções 1.3.2 e 2.2).

Nessa seção apresentaremos nossas previsões para a produção de pares $b\bar{b}$ via DPS. Na figura 5.1 são mostrados os diagramas de Feynmann LO que contribuem para a produção de quarks pesados (Ellis et al., 2003). Devido à alta densidade de glúons nos estados iniciais das colisões pp no LHC, o subprocesso dominante é a fusão de glúons (Luszczak et al., 2012). Na figura 5.2 mostramos como exemplo um diagrama DPS de uma das contribuições para o subprocesso dominante na produção de $b\bar{b}b\bar{b}$.

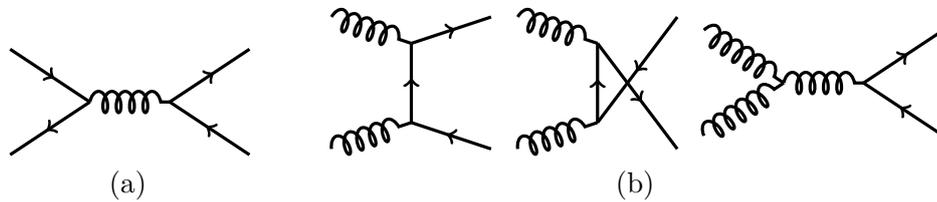


Figura 5.1: Diagramas de Feynmann que contribuem para a produção de pares quark-antiquark incluindo aniquilação de pares (a) e fusão de glúons (b).

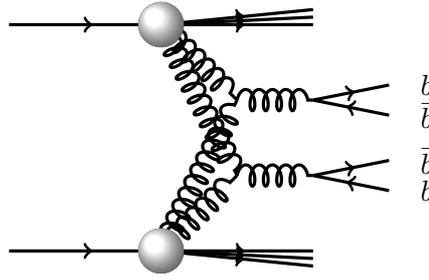


Figura 5.2: Exemplo de uma contribuição do subprocesso dominante na produção $b\bar{b}b\bar{b}$ via duplo espalhamento partônico.

Tabela 5.1: Elementos de matriz de espalhamento dos subprocessos que contribuem para a produção de quarks pesados, somados sobre os índices de cor e spin dos estados finais e, feita a média sobre os mesmos índices nos estados iniciais. Adaptada de [Ellis et al. \(2003\)](#).

Processo	$\overline{\sum} \mathcal{M} ^2$
$q(p_1)\bar{q}(p_2) \rightarrow Q(p_3)\bar{Q}(p_4)$	$\frac{4}{9}g^4 (\tau_1^2 + \tau_2^2 + \frac{\rho}{2})$
$g(p_1)g(p_2) \rightarrow Q(p_3)\bar{Q}(p_4)$	$g^4 \left(\frac{1}{6\tau_1\tau_2} - \frac{3}{8} \right) \left(\tau_1^2 + \tau_2^2 + \rho - \frac{\rho^2}{4\tau_1\tau_2} \right)$

Na tabela 5.1 são apresentados os módulos quadrados dos elementos de matriz de espalhamento invariante para os diagramas da figura 5.2, sendo $g = \sqrt{4\pi\alpha_s}$. As expressões são simplificadas com a definição das variáveis

$$\tau_1 = \frac{2p_1 \cdot p_3}{\hat{s}}, \quad (5.1)$$

$$\tau_2 = \frac{2p_2 \cdot p_3}{\hat{s}} \quad (5.2)$$

e

$$\rho = \frac{4m^2}{\hat{s}}, \quad (5.3)$$

sendo $\hat{s} = (p_1 + p_2)^2$ e m a massa do quark (antiquark) pesado.

Segundo [Ellis et al. \(2003\)](#), a seção de choque para um espalhamento partônico de

curta distância em LO, é dado por

$$d\hat{\sigma}_{ij} = \frac{1}{2\hat{s}} \frac{d^3p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \frac{d^3p_4}{(2\pi)^3 2E_4} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \overline{\sum} |\mathcal{M}|^2, \quad (5.4)$$

onde os índices 1 e 2 referem-se aos pártons do estado inicial e, 3 e 4, aos pártons do estado final. A equação 5.4 pode ainda ser escrita em termos da rapidez y e do momento transversal p_T , usando a relação

$$\frac{d^3p}{E} = dy d^2p_T. \quad (5.5)$$

Para utilizar a função δ considera-se

$$p_1 = \frac{1}{2}\sqrt{s}(x_1, 0, 0, x_1), \quad (5.6)$$

$$p_2 = \frac{1}{2}\sqrt{s}(x_2, 0, 0, -x_2), \quad (5.7)$$

$$p_3 = (m_T \cosh y_3, p_T, 0, m_T \sinh y_3) \quad (5.8)$$

e

$$p_4 = (m_T \cosh y_4, -p_T, 0, m_T \sinh y_4), \quad (5.9)$$

onde

$$m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2} \quad (5.10)$$

é a massa transversal do quark (antiquark) pesado. Assim, por conservação de energia e momentum, podemos escrever

$$x_1 = \frac{m_T}{\sqrt{s}}(e^{y_3} + e^{y_4}), \quad (5.11)$$

$$x_2 = \frac{m_T}{\sqrt{s}}(e^{-y_3} + e^{-y_4}) \quad (5.12)$$

e

$$\hat{s} = 2m_T^2(1 + \cosh \Delta y), \quad (5.13)$$

onde $\Delta y = y_3 - y_4$.

Usando fatorização colinear, a seção de choque diferencial é escrita como

$$\frac{d\sigma}{dy_3 dy_4 d^2 p_T} = \frac{1}{16\pi^2 \hat{s}^2} \sum_{ij} x_1 f_i(x_1, \mu^2) x_2 f_j(x_2, \mu^2) \overline{\sum} |\mathcal{M}|^2, \quad (5.14)$$

onde, novamente, as funções f_i e f_j são as PDF's em função das frações de momentum $x_{1,2}$ e da escala de fatorização μ . Em termos das variáveis m_T e Δy , teremos

$$\frac{d\sigma}{dy_3 dy_4 d^2 p_T} = \frac{1}{64\pi^2 m_T^4 (1 + \cosh \Delta y)^2} \sum_{ij} x_1 f_i(x_1, \mu^2) x_2 f_j(x_2, \mu^2) \overline{\sum} |\mathcal{M}|^2. \quad (5.15)$$

Os elementos da matriz de espalhamento da tabela 5.1 também podem ser escritos em termos das variáveis m , m_T e Δy , o que resulta em

$$\overline{\sum} |\mathcal{M}_{q\bar{q}}|^2 = \frac{4g^4}{9} \left(\frac{1}{1 + \cosh \Delta y} \right) \left(\cosh \Delta y + \frac{m^2}{m_T^2} \right) \quad (5.16)$$

e

$$\overline{\sum} |\mathcal{M}_{gg}|^2 = \frac{g^4}{24} \left(\frac{8 \cosh \Delta y - 1}{1 + \cosh \Delta y} \right) \left(\cosh \Delta y + 2 \frac{m^2}{m_T^2} - 2 \frac{m^4}{m_T^4} \right). \quad (5.17)$$

Para calcular o processo $pp \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ via DPS usamos a equação

$$\frac{d\sigma^{DPS}}{dy_{3A} dy_{4A} d^2 p_{TA} dy_{3B} dy_{4B} d^2 p_{TB}} = \frac{1}{S\sigma_{eff}} \frac{d\sigma_A}{dy_{3A} dy_{4A} d^2 p_{TA}} \frac{d\sigma_B}{dy_{3B} dy_{4B} d^2 p_{TB}}, \quad (5.18)$$

onde o subscrito A refere-se ao primeiro espalhamento, enquanto o subscrito B refere-se ao segundo espalhamento. Cada um dos dois espalhamentos é calculado pela equação (5.15). O fator de simetria é $S = 2$, já que os dois espalhamento produzem os mesmos estados finais. Novamente adotaremos $\sigma_{eff} = 15$ mb. Integrando a equação 5.18 em p_T

é possível obter as distribuições em rapidez y_3 e y_4 . De modo análogo, integrando em rapidez, obtém-se a distribuição em p_T .

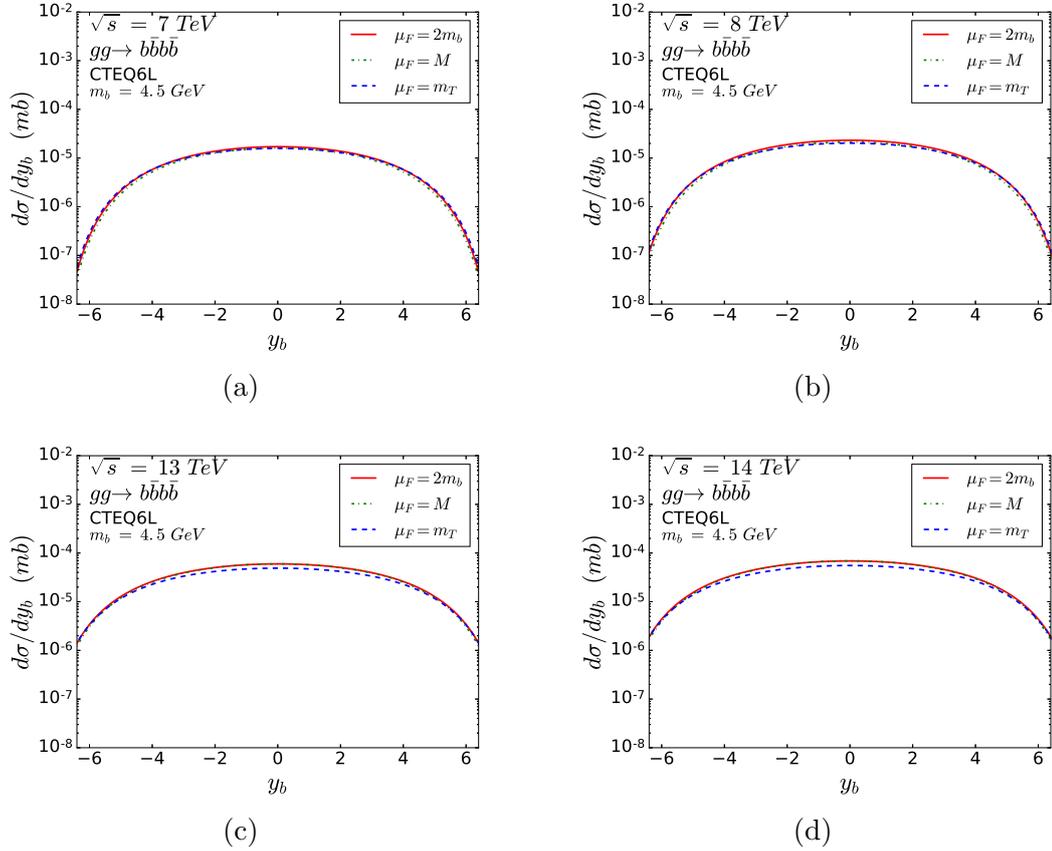


Figura 5.3: Distribuição em y da seção de choque do processo $pp \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ com energias do centro de massa iguais a 7 TeV (a) 8 TeV (b) 13 TeV (c) e 14 TeV (d).

Nas figuras 5.3 e 5.4 são mostrados nossos resultados para as distribuições em rapidez (figura 5.3) e momento transversal (figura 5.4) de um dos estados finais para as energias de 7 TeV, 8 TeV, 13 TeV e 14 TeV. As curvas foram obtidas para $p_T > 1$ GeV, usando três escalas de fatorização diferentes: $\mu_F = 2m_b$, $\mu_F = M_{b\bar{b}} = \hat{s}$ (massa invariante do par $b\bar{b}$) e $\mu_F = m_T$, a fim de verificar incertezas teóricas. Observamos que tais incertezas não são significativas para a distribuição em rapidez, já na figura 5.4, onde é apresentada a distribuição da seção de choque em função de p_T , as incertezas teóricas

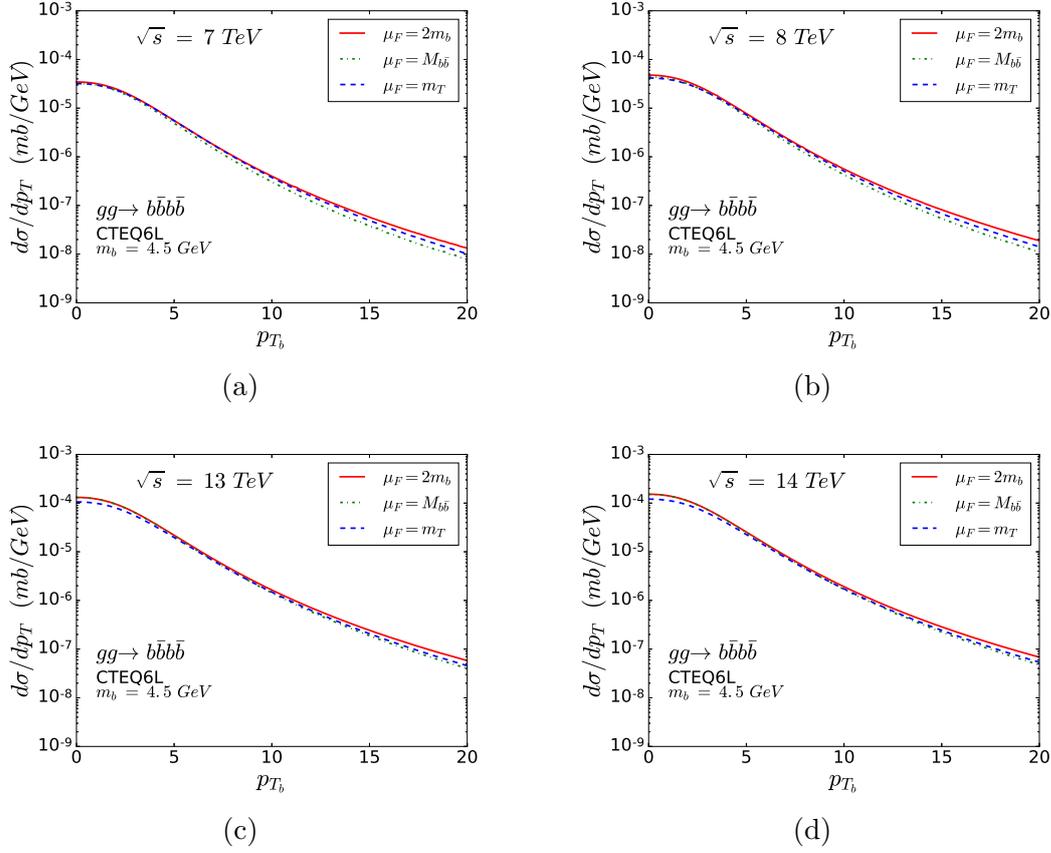


Figura 5.4: Distribuição em p_T da seção de choque do processo $pp \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ com energias do centro de massa iguais a 7 TeV (a) 8 TeV (b) 13 TeV (c) e 14 TeV (d). O intervalo de rapidez é $|y| < 8$, abrangendo toda a região do cobertura do LHC.

são pronunciadas na região de p_T mais alto. Isso reflete o domínio da região de p_T baixo.

Podemos verificar os máximos de ambas as distribuições entre 10^{-5} e 10^{-4} mb. Nos gráficos da figura 5.3 nota-se que a seção de choque da produção de quarks b é alta mesmo na região *forward* (frontal), com rapidez entre 2 e 4. Por outro lado, a figura 5.4 mostra que a seção de choque decresce a medida em que p_T torna-se mais elevado, aproximando-se de 10^{-7} mb para $p_T = 20$ GeV com $\sqrt{s} = 14$ TeV. Na tabela 5.2 mostramos nossas previsões para a seção de choque total do processo nos quatro

valores de energia do centro de massa do LHC. Podemos observar que os valores para as seções de choque são todos da ordem de 10^{-4} mb. Esses valores significativamente altos para as seções de choque sugerem a grande probabilidade da ocorrência do processo $pp \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$. Além disso, nota-se que quando a energia do centro de massa aumenta de 7 TeV para 14 TeV a seção de choque torna-se cinco vezes mais alta. Esse resultado reflete o forte crescimento da seção de choque de um processo DPS à medida que a energia aumenta.

Tabela 5.2: Seção de choque total para a produção de pares $b\bar{b}b\bar{b}$ via DPS.

\sqrt{s}	σ_{tot}
7 TeV	$1,15 \times 10^{-4}$ mb
8 TeV	$1,63 \times 10^{-4}$ mb
13 TeV	$4,45 \times 10^{-4}$ mb
14 TeV	$5,15 \times 10^{-4}$ mb

5.3 Produção de $c\bar{c}c\bar{c}$ e $c\bar{c}b\bar{b}$

Para uma análise mais completa da produção de quarks pesados via DPS, calculamos também a produção dos estados finais $c\bar{c}c\bar{c}$ e $c\bar{c}b\bar{b}$, embora o primeiro deles já tenha sido tratado na literatura, resolvemos estudá-lo por se tratar do principal canal do DPS. O segundo dos estados finais acima citados já foi predito por [Cazaroto et al. \(2013\)](#) utilizando o formalismo de dipolos. Aqui, abordamos o problema usando fatorização colinear.

Na figura [5.5](#) mostramos nossos cálculos para a distribuição em rapidez do quark charm (c) para os estados finais $c\bar{c}c\bar{c}$ e $c\bar{c}b\bar{b}$ produzidos via DPS, para as energias de centro de massa de 7 TeV, 8 TeV, 13 TeV e 14 TeV. Podemos verificar como a presença do par $c\bar{c}$ no estado final do processo $pp \rightarrow c\bar{c}b\bar{b}$ faz com que sua seção de choque não

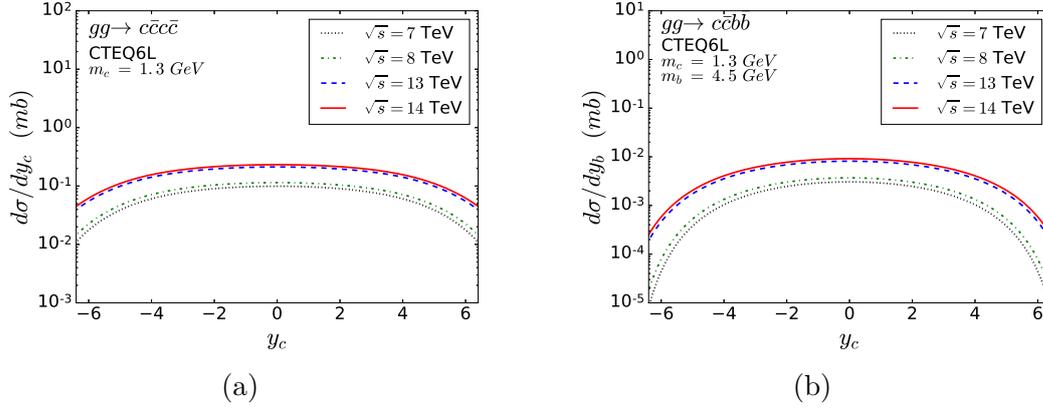


Figura 5.5: Distribuição em rapidez dos estados $c\bar{c}c\bar{c}$ (a) e $c\bar{c}b\bar{b}$ (b) via DPS.

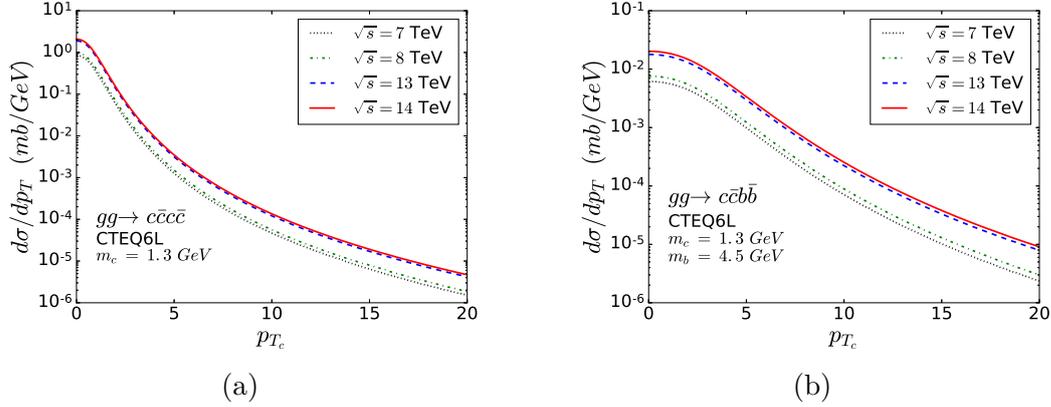


Figura 5.6: Distribuição em p_T dos estados $c\bar{c}c\bar{c}$ (a) e $c\bar{c}b\bar{b}$ (b) via DPS.

seja muito baixa em relação à do processo $pp \rightarrow c\bar{c}c\bar{c}$, mas seja mais alta em relação à do processo $pp \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$. Na figura 5.6 é mostrada a distribuição em p_T para os mesmos processos. Nesse resultado é interessante observar que a seção de choque do processo $pp \rightarrow c\bar{c}b\bar{b}$ apresenta um decrescimento mais suave em função de p_T quando comparado com o processo $pp \rightarrow c\bar{c}c\bar{c}$.

Na tabela 5.3 apresentamos os valores para a seção de choque total dos processos estudados para as energias do LHC. Comparando os resultados apresentados nas tabelas 5.2 e 5.3 podemos verificar que, para $\sqrt{s} = 7$ TeV, a razão entre a seção de choque

do estado $c\bar{c}b\bar{b}$ e do estado $c\bar{c}c\bar{c}$ é, aproximadamente, 2×10^{-2} , enquanto que para os estados $b\bar{b}b\bar{b}$ e $c\bar{c}c\bar{c}$ esta razão é, aproximadamente, 1×10^{-4} . Quando analisamos o caso para $\sqrt{s} = 14$ TeV, verificamos que as razões passam a ser, respectivamente, 3×10^{-2} e 2×10^{-4} . Sabemos que o processo $pp \rightarrow c\bar{c}c\bar{c}$ é bem conhecido e que sua contribuição é bastante significativa. Pelas razões calculadas acima podemos verificar que os processos $pp \rightarrow c\bar{c}b\bar{b}$ e $pp \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, embora apresentem contribuições menos significativas, também são canais importantes para o estudo do DPS.

Tabela 5.3: Seção de choque total para a produção de pares $c\bar{c}c\bar{c}$ e $c\bar{c}b\bar{b}$ via DPS.

\sqrt{s}	$\sigma_{tot}(pp \rightarrow c\bar{c}c\bar{c})$	$\sigma_{tot}(pp \rightarrow c\bar{c}b\bar{b})$
7 TeV	0,91 mb	$2,04 \times 10^{-2}$ mb
8 TeV	1,03 mb	$2,60 \times 10^{-2}$ mb
13 TeV	2,06 mb	$6,06 \times 10^{-2}$ mb
14 TeV	2,27 mb	$6,84 \times 10^{-2}$ mb

5.4 Conclusão

Nesse capítulo investigamos a contribuição do duplo espalhamento partônico na produção de quarks pesados. O processo $pp \rightarrow c\bar{c}c\bar{c}$ tem sido foco de bastante estudo por diferentes autores, sendo assim, resolvemos dar atenção especial ao processo $pp \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$. Ao comparar esse último com os processos $pp \rightarrow c\bar{c}c\bar{c}$ e $pp \rightarrow c\bar{c}b\bar{b}$, pudemos verificar que a produção de quarks bottom representa um canal interessante para a observação do DPS. Para uma análise mais detalhada será interessante, num próximo trabalho, estudar mésons produzidos na fragmentação dos quarks b e c e respectivos antiquarks, e verificar quais são os observáveis que possibilitam uma melhor compreensão dos processos DPS.

Capítulo 6

Conclusão e Perspectivas

Nesse trabalho estudamos em detalhe processos de duplo espalhamento partônico, e investigamos a ocorrência do mesmo nas colisões próton-próton no LHC analisando sua contribuição para a produção múltipla de fótons, estados finais com quatro jatos e produção de quarks pesados.

Como pudemos verificar, o canal da produção de fótons apresenta, na região de baixo p_T , valores de seção de choque factíveis, mas em uma região difícil de acessar experimentalmente. Além do mais, quando comparados com resultados SPS em NLO, os mesmos estados finais calculados em DPS LO apresentam contribuições pouco significativas. Para a produção de quatro jatos no estado final, verificamos que a contribuição DPS também não é representativa, devendo esse estado ser dominado por processos SPS em NLO ou ordens mais altas.

Finalmente, verificamos que os processos de produção de quarks pesados mostram-se mais promissores para a observação de duplo espalhamento partônico. Isso pode ser constatado quando da comparação dos estados $b\bar{b}b\bar{b}$ e $c\bar{c}b\bar{b}$ com o estado $c\bar{c}c\bar{c}$ que, até o momento é considerado o canal com maior seção de choque em DPS. Estimamos a razão entre as seções de choque total em DPS dos processos $b\bar{b}b\bar{b}$ e $c\bar{c}c\bar{c}$ ser aproximadamente 2×10^{-4} para energia de centro de massa igual a 14 TeV. Já para o estado $c\bar{c}b\bar{b}$, essa

mesma razão é cerca de 3×10^{-2} .

Um fato importante observado em todos os canais analisados é que a contribuição DPS é mais relevante em regiões de p_T mais baixo. Uma possível explicação é que pártons advindos de duplo espalhamento não teriam energia suficiente para produzir estados finais com p_T muito elevado. Verificamos também que para aceleradores futuros, a contribuição DPS deve ser dominante em relação ao SPS. Como perspectiva para trabalhos futuros, apontamos aqui cálculos dos processos DPS em ordens mais altas de teoria de perturbação, a utilização de métodos Monte Carlo, onde chuviros partônicos de estado inicial e final são acoplados aos subprocessos partônicos, ou ainda, cálculos usando o modelo de fatorização k_T , que é dependente do momento transversal. Para uma melhor compreensão de cada processo, é válido analisar correlações entre partículas produzidas, como diferença de rapidez, distribuição azimutal e massa invariante. Será interessante também incluir modelos de saturação a fim de refinar os resultados. Já estão em andamento um estudo mais aprofundado das dPDF's e cálculos para a dupla produção de pares de mésons compostos de quarks charm e bottom.

Referências Bibliográficas

- Aad, G. (2015). Measurement of four-jet differential cross section in $\sqrt{s} = 8$ TeV proton-proton collisions using the ATLAS detector. *JHEP*, 12:105.
- Aad, G. et al. (2013). Measurement of hard double-parton interaction in $W(\rightarrow l\nu) + 2$ jet events at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS. *New J. Phys.*, 15:033038.
- Abazov, V. M. et al. (2010). Double parton interaction in $\gamma + 3$ jet events in $p\bar{p}$ collisions $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *Phys. Rev.*, D81:052012.
- Abazov, V. M. et al. (2016). Evidence for simultaneous production of J/ψ and Υ mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 116:082002.
- Abe, F. et al. (1993). Study of four jet events and evidence for double parton interactions in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev.*, D47:4857–4871.
- Abe, F. et al. (1997). Double parton scattering in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev.*, D56:3811–3832.
- Aij, R. et al. (2012). Observation of double charm production involving open charm in pp collision at $\sqrt{7}$ TeV. *JHEP*, 06:141.
- Akesson, T. et al. (1987). Double Parton Scattering in pp Collision at $\sqrt{s} = 63$ GeV. *Z. Phys.*, C34:163.

- Alitti, J. et al. (1991). A Study of multi - jet events at the CERN anti-p p collider and a search for double parton scattering. *Phys. Lett.*, B268:145–154.
- Altarelli, G. e Parisi, G. (1977). Asymptotic freedom in parton language. *Nucl. Phys.*, B126:298–318.
- Anselmino, M., Caruso, F., Mahon, J. R., e Oguri, V. (2013). *Introdução á QCD perturbativa*. LTC.
- Armstrong, D. S. et al. (2012). Parity-Violating Electron Scattering and the Electric and Magnetic Strange Form Factors of the Nucleon. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 62:33–359.
- Badger, S., Biedermann, B., Uwer, P., e Yundin, V. (2013). NLO QCD correction to multi-jet production at the LHC with a center-of-mass energy of $\sqrt{s} = 8$ TeV. *Phys. Lett.*, B718:965–978.
- Beringer, J. et al. (2012). Review of Particle Physics (RPP). *Phys. Rev.*, D86:010001.
- Bern, Z., Diana, G., Dixon, L. J., Cordero, F. F., Hoeche, S., Kosower, D. A., Ita, H., Maitre, D., e Ozeren, K. (2012). Four-jet production at the Large Hadron Collider at Next-to-Leading Order in QCD. *Phys. Rev. Lett.*, 109:042001.
- Bethke, S. (2009). The 2009 World Average of α_s . *Eur. Phys. J.*, C64(4):689–703.
- Bodek, A. et al. (1979). Experimental Studies of the Neutron and Proton Electromagnetic Structure Functions. *Phys. Rev.*, D20:1471–1552.
- Cacciari, M., Salam, G. P., e Soyez, G. (2008). The Anti-k(t) jet clustering algorithm. *JHEP*, 0804:063.
- Campbell, J. M. e Williams, C. (2014). Triphoton production at hadron colliders. *Phys. Rev.*, D89:113001.

- Catani, S., Dokshitzer, Y. L., Seymour, M. H., e Webber, B. R. (1993). Longitudinally invariant k_T clustering algorithms for hadron hadron collisions. *Nucl. Phys.*, B406:187–224.
- Catani, S., Dokshitzer, Y. L., e Webber, B. R. (1992). The K^- perpendicular clustering algorithm for jets in deep inelastic scattering and hadron collisions. *Phys. Lett.*, B285:291–299.
- Cazaroto, E. R., Gonçalves, V. P., e Navarra, F. S. (2013). Heavy quark production and gluon saturation in double parton scattering at LHC. *Phys. Rev.*, D88:034005.
- Ceccopieri, F. A. (2011). An update on the evolution of double parton distribution. *Phys. Lett.*, B697:482–487.
- Ceccopieri, F. A. (2014). A second update on double parton distributions. *Phys. Lett.*, B734:79–85.
- Chatrchyan, S. et al. (2014a). Measurement of four-jet production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys. Rev.*, D89:092010.
- Chatrchyan, S. et al. (2014b). Study of double parton scattering using $W + 2$ -jet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *JHEP*, 03:032.
- Close, F. E. (1979). *An Introduction to Quarks and Partons*. Academic Press Inc, London.
- Collins, J. C., Soper, D. E., e Sterman, G. F. (1989). Factorization of Hard Processes in QCD. *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, 5:1–91.
- Dennen, T. e Williams, C. (2015). $\gamma\gamma\gamma\gamma$ production at the LHC: An application of $2 \rightarrow 4$ analytic unitarity. *Phys. Rev.*, D91:054012.
- Devenish, R. e Cooper-Sarkar, A. (2004). *Deep Inelastic Scattering*. Oxford University Press, New York.

- Diehl, M. e Schafer, A. (2011). Theoretical considerations on multiparton interactions in QCD. *Phys. Lett.*, B698:389.
- Dokshitzer, Y. L. (1977). Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics. *Sov. Phys. JETP*, v.46:641–653.
- Ellis, R. K., Stirling, W. J., e Webber, B. R. (2003). *QCD and Collider Physics*. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge University Press.
- Ellis, S. D., Huston, J., Hatakeyama, K., Loch, P., e Tonnesmann, M. (2008). Jets in hadron-hadron collisions. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 60:485–551.
- Friedman, J. I. e Kendall, H. W. (1972). Deep Inelastic Electron Scattering. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 22:203–254.
- Gaunt, J. R. e Stirling, W. J. (2010). Double parton distribution incorporating perturbative QCD evolution and momentum and quark number sum rules. *JHEP*, 03:005.
- Gehrman, T., Greiner, N., e Hinrich, G. (2013). Precise QCD predictions for the production of a photon pair in association with two jets. *Phys. Rev. Lett.*, 111:222002.
- Gelis, F., Iancu, E., Jalilian-Marian, J., e Venugopalan, R. (2010). The Color Glass Condensate. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 60:463.
- Gell-Mann, M. (2015). A Schematic Model of Baryons and Mesons. Em Fritzsche, H. e Gell-Mann, M., editores, *50 year of quarks*, pgs. 1–4.
- Goebel, C., Halzen, F., e Scott, D. (1980). Double Drell-Yan Annihilations in Hadron Collisions: Novel Tests of the Constituent Picture. *Phys. Rev.*, D22:2789.
- Golec-Biernat, K. e Lewandowska, E. (2014). How to impose initial conditions for QCD evolution of double parton distributions? *Phys. Rev.*, D90:014032.

- Golec-Biernat, K. e Wusthoff, M. (1999). Saturation in diffractive deep inelastic scattering. *Phys. Rev.*, D60:114023.
- Greiner, W. e Schafer, A. (1994). *Quantum Chromodynamics*. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg.
- Grennberg, O. W. (1964). Spin and Unitary-Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:598–602.
- Gribov, V. N. e Lipatov, L. N. (1978). Deep Inelastic ep scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, v.15:438–450.
- Griffiths, D. (2008). *Introduction to Elementary Particles*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.
- Halzen, F. e Martin, A. D. (1984). *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, Inc., New York.
- Han, M. e Nambu, Y. (1965). Three-Triplet Model with Double SU(3) Symmetry. *Phys. Rev.*, 139:B1006–B1010.
- Kom, C. H., Kulesza, A., e Stirling, W. J. (2011). Prospects for observation of double parton scattering with four-muon final states at LHCb. *Eur. Phys. J.*, C71:1802.
- Kutak, K., Maciula, R., Srino, M., Szczurek, A., e van Hameren, A. (2016). Four-jet production in single- and double-parton scattering within high-energy factorization. *JHEP*, 04:175.
- Landshof, P. e Polkinghorn, J. (1978). Calorimeter Trigger for Hard Collisions. *Phys. Rev.*, D18:3344.
- Luszczak, M., Maciula, R., e Szczurek, A. (2012). Production of two $c\bar{c}$ pairs in double-parton scattering. *Phys. Rev.*, D85:094034.

- Luszczak, M., Szczurek, A., e Royon, C. (2015). W^+W^- pair production in proton-proton collisions: small missing terms. *JHEP*, 02:098.
- Maciula, R., Saleev, V. A., Shipilova, A. V., e Szczurek, A. (2016). New mechanisms for double charmed meson production at the LHCb. *Phys. Lett.*, B785:458–464.
- Maciula, R. e Szczurek, A. (2013). Production of $c\bar{c}c\bar{c}$ in double parton scattering within the k_t -factorization approach: Meson-meson correlations. *Phys. Rev.*, D87:074039.
- Maciula, R. e Szczurek, A. (2014). Double-parton scattering contribution to production of jet pair with large rapidity separation at the LHC. *Phys. Rev.*, D90:014022.
- Manohar, A. V. e Waalewijn, W. J. (2012a). QCD analysis of double parton scattering: Spin and color correlations, interference effects, and evolution. *Phys. Rev.*, D85:114009.
- Manohar, A. V. e Waalewijn, W. J. (2012b). What is Double Parton Scattering? *Phys. Lett.*, B713(3):196–201.
- Martin, A. D. (2008). Proton Structure, Partons, QCD, DGLAP and Beyond. *Acta Phys. Polon.*, B39(9):2025–2062.
- Muta, T. (2010). volume 78 de *World Scientific Lecture Notes in Physics*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltda., 3^a edition.
- Ne’emann, Y. (1961). Derivation of strong interactions from gauge invariance. *Nucl. Phys.*, 26:222–229.
- Owens, J. F. (1987). Large-momentum-transfer production of direct photons, jets and particles. *Rev. Mod. Phys.*, 59:465.
- Palota da Silva, R., Brenner Mariotto, C., e Gonçalves, V. P. (2016). Multiple photon production in double parton scattering at the LHC. *Journal of Physics*, Conference Series 706:052028.

- Politzer, H. D. (1980). Power Corrections at Short Distances. *Nucl. Phys.*, B172:349.
- Pumplin, J., Stump, D. R., Huston, J., Lai, H. L., P., N., e Tung, W. K. (2002). New Generation of Parton Distribution with Uncertainties from Global QCD Analysis. *JHEP*, 07:012.
- Salam, G. P. e Soyez, G. (2007). A Practical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm. *JHEP*, 0705:086.
- Sjostrand, T. e Van Zijl, M. (1987). Multiple Parton-Parton Interaction in an Impact Parameter Picture. *Phys. Lett.*, B188:149–154.
- Snigirev, A. M. (2003). QCD status of factorization ansatz for double parton distribution. *Phys. Rev.*, D68:114012.
- Takagi, F. (1979). Multiple Production of Quark Jets Off Nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 43:1296.
- Tao, J.-Q., Zhang, S.-J., Shen, Y.-Q., Fan, J.-W., Chen, G.-M., e Chen, H.-S. (2015). Production of $\gamma\gamma + 2$ jets from double parton scattering in proton-proton collisions at the LHC. *Chin. Phys.*, C39:121001.
- Thomson, M. (2013). *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, New York.
- van Hameren, A., Maciula, R., e Szczurek, A. (2014). Single-parton scattering versus double-parton scattering in the production of two $c\bar{c}$ pairs and charmed meson correlations at the LHC. *Phys. Rev.*, D89:094019.
- Whitlow, L. W. et al. (1992). Precise measurements of the proton and deuteron structure functions from a global analysis of the SLAC deep inelastic electron scattering cross-sections. *Phys. Lett.*, B282:475–482.
- Zweig, G. (1964). An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 1. *CERN-TH-401*.