

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA
Graduação em Física - Pesquisa Básica

Gabriela Hamilton Ilha Machado

Estudo dos efeitos de saturação de glúons na produção
de fótons diretos nas colisões próton-próton no Large
Hadron Collider

Porto Alegre

2015

Gabriela Hamilton Ilha Machado

**Estudo dos efeitos de saturação de glúons na
produção de fótons diretos nas colisões
próton-próton no Large Hadron Collider**

Trabalho de Conclusão de Curso submetido à
Comissão de Graduação em Física da UFRGS,
para obtenção do título de Bacharel em Física,
com ênfase em Pesquisa Básica.

Orientador: Magno Valério Trindade
Machado

Porto Alegre

2015

Agradecimentos

Meus agradecimentos àqueles que de alguma forma colaboraram nesta trajetória: a minha família, em especial Marco, Andréa e Anelisa, que me ofereceu suporte financeiro e emocional para que fosse possível realizar os meus estudos longe de casa; aos meus professores que me inspiraram nessa jornada e de quem aprendi os mais variados tipos de conhecimento, em especial ao meu professor orientador, Magno, que me guiou todos esses anos como aprendiz de pesquisadora; aos meus amigos antigos que de perto ou mesmo de longe acompanharam os meus estudos e trabalho e nunca me abandonaram; aos amigos que fiz no Instituto de Física, no DAEF ou na cidade nova, que sempre ajudaram nas questões acadêmicas e de estresse; aos conselheiros do Conselho da Unidade e Colegiado do Departamento de Física do período de 2013 até 2015 que me mostraram que existe muito mais envolvido na profissão de um Físico no Brasil do que o que está escrito em livros; e aos colegas de movimento estudantil dos mais variados cursos que me possibilitaram ver o mundo das mais diversas maneiras e pontos de vista.

Resumo

O Large Hadron Collider (LHC) tornou possível colisões nucleares na escala de energia da ordem de teraeletronvolts (TeV) pela primeira vez e os dados do primeiro run em modo de íons pesados (colisões PbPb com energia de 2.76 teraeletronvolts) mostraram diferenças qualitativas deste novo regime comparado com experimentos de energia inferior, como no RHIC-BNL. Baseando-se nisso, este trabalho insere-se em um projeto que trata de situações em aberto da dinâmica da Cromodinâmica Quântica (QCD) nos novos regimes a serem acessados nas colisões próton-núcleo no LHC usando como ponto de partida o processo próton-próton. Calcular processos em alvos de prótons é uma predição de controle em QCD, antes de adentrarmos aos ambientes mais incertos das predições considerando alvos nucleares (próton-núcleo e núcleo-núcleo). Neste trabalho, enfoca-se o processo de produção de fótons diretos. Esse processo já foi estudado nos modelos de *Color Glass Condensate*, onde se demonstrou que os efeitos de saturação são dramáticos principalmente onde o momento transversal total do fóton e do jato é da mesma ordem da escala de saturação. Fótons diretos (prompt photons) são também importantes porque a sua razão de produção nuclear, R , em colisões próton-núcleo na região cinemática de rapidez frontal pode ser usada como uma boa aproximação da distribuição nuclear do glúon, $R_g(x, Q)$. Os chamados fótons diretos são aqueles produzidos na interação entre pártons e que não são produto de decaimentos de partículas, como mésons, por exemplo. Em particular, o objetivo é testar a validade da fatorização colinear usual na descrição dos processos de colisão no regime de altas energias e os vínculos dos dados recentes na produção de fótons diretos medidos no RHIC e LHC na determinação da distribuição de glúons no próton. Estudos recentes mostram que as abordagens de saturação de glúons descrevem de maneira simples e intuitiva as distribuições de rapidez e momento transversal destes fótons. O objetivo final é comparar os resultados teóricos nas abordagens fenomenológicas investigadas com os dados recentes extraídos no LHC sobre este observável. Para isso, revisamos a física pertinente ao processo de produção de fótons diretos, como as noções de seção de choque do subprocesso $p\text{árton} + p\text{árton} \rightarrow f\text{óton}$, sobre a determinação das distribuições partônicas no próton e noções sobre as abordagens fenomenológicas que incluem saturação de glúons como o modelo de dipolos de cor. Após isso, fazendo uso de códigos de linguagem de programação de alto desempenho, realizou-se um estudo e a reprodução das seções de choque/distribuições em rapidez e momento transversal dos fótons para a produção de fótons diretos usando o estado da arte dos modelos de produção utilizando a fatorização QCD colinear e as abordagens de saturação de glúons, como o modelo de dipolos de cor. Utilizamos neste estudo as energias e os cortes cinemáticos dos aceleradores onde o processo já foi medido (RHIC, Tevatron e LHC). Após os cálculos computacionais

comparou-se os resultados obtidos com os códigos com os dados experimentais disponíveis para a produção de fótons diretos nas colisões próton-próton na energia de 200 GeV (RHIC, USA), de 1.96 TeV (TEVATRON, USA) e na energia de 7 TeV (experimentos CMS e ATLAS, CERN/LHC), gerando o aprendizado de como discriminar abordagens teóricas a luz dos vínculos experimentais.

Palavras-chaves: prompt photons. fótons diretos. colisões próton-próton, QCD perturbativa.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Gráfico da variação de α_s em função da energia (momento transferido Q) (1).	25
Figura 2 – Produção de um hadron h com grande momento transversal p_T em um processo de espalhamento duro próton-próton.	26
Figura 3 – As funções de distribuição partônicas do ajuste HERAPDF1.5 NNLO com escala de momento transferido de $Q^2 = 10^5 GeV^2$ (região relevante para o TEVATRON e LHC). As distribuições de glúon e de mar estão diminuídas por um fator 20 (2).	28
Figura 4 – Função de fragmentação para processos e^+e^- em (a) para diferentes energias de centro de massa \sqrt{s} por x e em (b) para vários valores de x por \sqrt{s} , onde x é a energia do hádron em escala $x = (2E_h/\sqrt{s})$ (3) . . .	29
Figura 5 – Representações de produção de fótons diretos por espalhamento Compton (à esquerda) e aniquilação quark-antiquark (à direita)	33
Figura 6 – Representações de produção de fótons por processo de fragmentação (à esquerda) e por decaimento de hádron (à direita)	33
Figura 7 – Diagramas para a produção de fótons diretos em ordem dominante para o processo de espalhamento Compton.	34
Figura 8 – Diagramas para produção de fótons diretos em ordem dominante para o processo de aniquilação quark-antiquark.	34
Figura 9 – Fração dos subprocessos $gq \rightarrow \gamma q$ e $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ relativos à produção total como função de p_T em colisões $p + p$ com energias $\sqrt{s} = 200 GeV$ (4). . .	36
Figura 10 – Fração dos subprocessos $gq \rightarrow \gamma q$ e $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ relativos à produção total como função de p_T em colisões $p + \bar{p}$ com energias $\sqrt{s} = 200 GeV$ (4). . .	37
Figura 11 – Fração dos subprocessos $gq \rightarrow \gamma q$ e $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ relativos à produção total como função de p_T em colisões $p + \bar{p}$ com energias $\sqrt{s} = 1800 GeV$ (4). . .	37
Figura 12 – Fração dos subprocessos $gq \rightarrow \gamma q$ e $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ relativos à produção total como função de x_T em colisões $p + p$ com energias $\sqrt{s} = 200 GeV$ (4). . .	38
Figura 13 – Fração dos subprocessos $gq \rightarrow \gamma q$ e $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ relativos à produção total como função de x_T em colisões $p + \bar{p}$ com energias $\sqrt{s} = 200 GeV$ (4). . .	38
Figura 14 – Fração dos subprocessos $gq \rightarrow \gamma q$ e $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ relativos à produção total como função de x_T em colisões $p + \bar{p}$ com energias $\sqrt{s} = 1800 GeV$ (4). . .	39
Figura 15 – Proporção de processos diretos e por fragmentação como função do momento transversal p_T (4).	39
Figura 16 – Gráfico da seção de choque em função do momento transversal, gerado com os resultados da simulação computacional, juntamente com os dados experimentais do experimento RHIC à energias de 200 GeV.	46

Figura 17 – Gráfico de comparação entre os dados experimentais do Tevatron e as simulações computacionais numéricas para diferentes escalas e com as PDFs CTEQ5 e GVR98 (5).	46
Figura 18 – Gráfico com a predição dos resultados do LHC a energia de 14 TeV (5).	47
Figura 19 – Gráfico dos dados experimentais do LHC (Colaboração CMS) a energias de 7 TeV e predição em NLO retirado de (6).	47
Figura 20 – Representação gráfica da pseudorapidez em relação ao eixo de colisão das partículas.	53

Lista de tabelas

Tabela 1	–	Propriedades dos quarks up, down e strange. Q é a carga elétrica, J é o spin, I_z é o componente z do isospin, B é o número bariônico, S é a estranheza, C é o número quântico charme, b é o número quântico beleza e T é o número quântico verdade.	21
Tabela 2	–	Propriedades dos quarks charm, bottom e top (mesma notação da tabela anterior).	21
Tabela 3	–	Propriedades dos léptons (mesma notação das tabelas anteriores). T_3 é o terceiro componente do isospin fraco. $L_{e,\mu,\tau}$ são os números leptônicos eletrônico, muônico e tauônico, respectivamente.	22
Tabela 4	–	Propriedades dos bósons de interação (mesma notação das tabelas anteriores).	22
Tabela 5	–	Seções de choque diferenciais de espalhamentos pártion-pártion. As quantidades s , u e t são as chamadas variáveis de Mandelstam (4).	27

Sumário

	Introdução	14
I	REFERENCIAIS TEÓRICOS	18
1	A CROMODINÂMICA QUÂNTICA PERTURBATIVA (PQCD) . . .	20
1.1	As partículas elementares	20
1.2	Os cálculos da QCD	22
1.3	Liberdade assintótica e confinamento	23
1.4	pQCD em colisões de hádrons.	24
1.5	Funções de Distribuição Partônica (PDFs)	26
1.6	Função de Fragmentação (FF)	27
1.7	Teorema da Fatorização	29
2	FÓTONS DIRETOS E CÁLCULOS TEÓRICOS	32
2.1	Tipos de Fótons Diretos	32
2.2	Produção de Fótons Diretos na pQCD	32
2.3	Seção de choque dos processos de produção	34
2.4	Dominância de processos de produção.	35
2.5	Modelo de Dipolo de Cor	36
II	RESULTADOS	42
3	SÍNTESE.	44
3.1	Objetivos	44
3.2	Metodologia	44
4	RESULTADOS COMPUTACIONAIS	45
4.1	Resultados Numéricos.	45
	Conclusão	48

APÊNDICES	50
APÊNDICE A – RAPIDEZ E PSEUDORAPIDEZ	52
APÊNDICE B – VARIÁVEIS DE MENDELSTAM	54
ANEXOS	56
ANEXO A – CÓDIGOS FORTRAN	58
REFERÊNCIAS	66

Introdução

Desde os tempos antigos o homem, devido ao seu instinto curioso, se pergunta quanto à composição e origem da matéria que o cerca. Na Grécia o átomo era considerado a partícula elementar, que formaria todos os objetos do universo. Desde então muitas descobertas esclareceram o nosso entendimento de partículas elementares. A Física de Partículas ou Física de Altas Energias é a área da física que investiga essas partículas e as suas interações. Com as pesquisas nesse campo mostrou-se que o átomo estava longe de ser a unidade indivisível constituinte da matéria que estávamos procurando, e que o homem tinha muito mais a aprender sobre a constituição do universo.

Há dois séculos atrás, John Dalton introduzia a teoria atômica acreditando na indivisibilidade do átomo. Um tempo depois, em 1897, J. J. Thomson descobriu uma partícula mais leve que o átomo num experimento de raios catódicos em um tubo de vidro com vácuo (7). Além disso, tal partícula possuía carga negativa e seria o que atualmente identificamos como sendo o elétron. Foi o primeiro indício de partículas subatômicas. Em 1911, Ernest Rutherford descreveu a estrutura atômica como sendo um núcleo muito pequeno e denso orbitado por partículas muito menores e mais leves que o núcleo, descrição inspirada por um experimento dirigido pelo mesmo em que uma folha de ouro era bombardeada com partículas alfa (núcleos de He) (8). Em 1932, James Chadwick descobriu o nêutron e também o fato de que essa partícula constituía o núcleo juntamente com os prótons (9). Naturalmente, nesta época imaginava-se que as partículas até então descobertas eram partículas elementares e que não poderiam ser divididas em partículas menores. Yukawa já havia previsto a existência da partícula pión em 1935 (10) mas como uma partícula mediadora da força nuclear. A partícula foi então observada em 1947 num experimento de detecção de raios cósmicos realizado por C. F. Powell e colaboradores (11). Com o passar dos anos, mais partículas foram sendo encontradas mostrando que as partículas que se pensava serem indivisíveis na verdade eram constituídas de partes menores ainda que foram chamadas de pártons e descritas pelo Modelo de Pártons. Havia muito a ser estudado ainda. Atualmente, reconhecemos como partículas elementares os seis quarks e os seis léptons conhecidos e as partículas de interação das forças fundamentais da natureza.

Não basta conhecer as partículas, precisa-se conhecer como as mesmas interagem. Sabe-se que no universo existem quatro forças ou tipos de interações fundamentais. São essas forças: gravitacional, eletromagnética, e as forças nucleares fraca e forte. Cada um desses tipos de interação possui uma escala de atuação, onde uma delas é dominante sobre a outra. A força dominante no mundo macroscópico é a gravitacional. É a força que possibilita a formação de galáxias, grupos e supergrupos de galáxias, e todos os corpos

celestes do universo. Apesar disso, na escala subatômica, ela é a que possui magnitude mais fraca das quatro forças, sendo até 10^{-14} vezes a magnitude da força nuclear forte. Já a força eletromagnética é apenas 100 vezes mais fraca que a força forte e também atua no mundo microscópico. É a responsável por unir o núcleo positivo (formado por prótons e nêutrons) aos elétrons, formando o átomo, e também de unir os próprios átomos e moléculas, formando a matéria. Nesses dois tipos de interação, gravitacional e eletromagnética, a força é inversamente proporcional ao quadrado da distância entre os corpos interagentes, fator que explica o porquê de atuarem em longas distâncias. Por outro lado, as forças fraca e forte são de curta distância, onde a primeira alcança distâncias de até $10^{-15}m$ e a segunda até $10^{-18}m$. O motivo da interação fraca se restringir a esta pequena escala de atuação é o valor elevado da massa ($90GeV/c^2$) de suas partículas mediadoras, os bósons W^\pm e Z^0 , o que resulta em uma meia-vida curta desses bósons e conseqüentemente um alcance muito pequeno. Já a força forte é caracterizada por ser a mais forte de todas as forças da natureza, mas o motivo para as suas interações serem de curta distância é outro, já que a sua partícula mediadora, o glúon, não possui massa. Esta interação é a responsável pela união dos quarks em partículas mais massivas (os hádrons e mésons). Porém quanto maior a distância entre eles maior a sua energia potencial e maior a força experimentada por estes. A partir de uma certa distância se torna energeticamente mais econômico produzir um par quark-antiquark do que aumentar a separação entre os quarks, o que explica o porquê da força forte diminuir rapidamente com a distância e também o fato de não termos observado quarks livres na natureza. É o chamado confinamento quântico dos quarks.

Atualmente se sabe que as forças eletromagnética e nuclear fraca na verdade compõem uma mesma força, chamada força eletrofraca. Essas interações são descritas pela teoria de Glashow-Weinberg-Salam (12, 13, 14). O conjunto de teorias que descrevem a força nuclear forte é chamado Cromodinâmica Quântica (QCD - do inglês "Quantum Chromodynamics"). A união dessas duas teorias, QCD e Glashow-Weinberg-Salam, é o que se chama de Modelo Padrão das partículas elementares.

Devido às grandes energias de ligação dos quarks, se quisermos estudar os hádrons como prótons e nêutrons, devemos ser capazes de separar os quarks constituintes dessas partículas. Para isso precisaremos chocar as partículas com energias altíssimas. Por esse motivo é que a Física de Partículas atual, que utiliza aceleradores, também é chamada de Física de Altas Energias. Com esse objetivo, de cada vez destrinchar mais a matéria, muitos aceleradores de partículas foram e continuam sendo construídos ao longo da nossa história, sempre aumentando mais e mais as energias de colisão para que possamos "enxergar" cada vez mais e com melhor resolução.

Um desses aceleradores é o *Large Hadron Collider* (LHC - em português "Grande Colisor de Hádrons"). O LHC é o mais energético e mais moderno acelerador de partículas

em operação. Foi construído pela Organização Europeia de Pesquisas Nucleares, o CERN (sigla derivada de "Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire"), em conjunto com inúmeros cientistas de todo o mundo e é localizado na fronteira da França com a Suíça. Foi posto em funcionamento pela primeira vez no dia 28 de setembro do ano de 2008. Formado por um anel de 27 quilômetros de magnetos supercondutores e estruturas aceleradoras que conduzem raios de partículas ou núcleos que se chocam em quatro localizações específicas, onde se encontram os detetores: ATLAS, CMS, ALICE e LHCb (15). Várias descobertas foram possíveis graças aos experimentos realizados no LHC, desde a produção de plasma de quarks e glúons (QGP - no inglês "Quark-Gluon Plasma") até a verificação da existência do bóson de Higgs.

No dia 5 de junho deste mesmo ano, o acelerador voltou a entregar dados experimentais pela primeira vez depois de 27 meses (16). Após quase dois anos fechado para manutenção e modernização, o LHC bateu o seu recorde de energia de colisões alcançando a marca de 13 TeV. Com isso, são esperados inúmeros resultados experimentais para teste de várias previsões teóricas realizadas ao longo dos anos. Neste trabalho estamos interessados em um estado final específico: os Fótons Diretos.

No Capítulo 1, fazemos uma revisão teórica dos elementos essenciais para a melhor compreensão do objetivo e desenvolvimento do trabalho. Contempla-se então as bases da pQCD (Cromodinâmica Quântica perturbativa) com uma breve descrição das partículas elementares, dos cálculos típicos da QCD, definição de liberdade assintótica e confinamento de quarks, aplicação da pQCD em colisões hadrônicas, definição das Funções de Distribuição Partônica, da função de fragmentação e do teorema de fatorização.

No Capítulo 2, aprofunda-se o assunto tema do trabalho introduzindo-se os Fótons Diretos, o que são, como são produzidos, como e para o que é importante que sejam estudados. Também são explicitados os cálculos teóricos realizados nas simulações computacionais.

São apresentados, no Capítulo 3, um resumo dos objetivos que se esperava alcançar e a metodologia de pesquisa, e os resultados das simulações computacionais realizadas com as expressões teóricas e a comparação com os dados experimentais disponíveis, bem como são apresentadas algumas predições de dados experimentais para os próximos runs do LHC.

Finalmente, no Apêndice A esclarecemos o conceito de rapidez, pseudorapidez e o sistema de coordenadas genérico usado. No Apêndice B, fazemos uma breve descrição das variáveis de Mandelstam. No Anexo estão expostos os códigos em linguagem FORTRAN usados para a obtenção da seção de choque.

Parte I

Referenciais teóricos

1 A Cromodinâmica Quântica perturbativa (pQCD)

Neste capítulo são introduzidas a base teórica essencial para o trabalho, apresentando uma revisão do conhecimento essencial sobre Cromodinâmica Quântica perturbativa e o Modelo Padrão e as ferramentas para o cálculo de seções de choque em processos altamente energéticos.

1.1 As partículas elementares

No final do século dezenove, a teoria atômica da matéria ainda não havia sido estabelecida. No início desse mesmo século John Dalton havia usado a ideia de átomos proposta pelo gregos para estabelecer regras quantitativas para reações atômicas. Só no início do século vinte a teoria atômica foi firmemente estabelecida após os experimentos de Rutherford. Entretanto, a descoberta de que até mesmo o núcleo atômico seria formado por partículas ainda menores, o próton e o nêutron, e outras observações experimentais como o decaimento- β com seu espectro contínuo de energia eram problemas para a descrição teórica das forças conhecidas até então, eletromagnética e gravitacional. Esses foram alguns dos fatos que levaram à postulação de novas partículas e da proposição das duas novas forças fundamentais: a forte e a fraca.

Em 1964, Gell-Mann e Zweig introduziram a ideia de que hádrons com todos os seus números quânticos poderiam ser construídos com partes menores, os quarks. Estes teriam carga fracionária e número bariônico. Apesar de o entendimento físico associado à teoria dos quarks não ter sido bem aceito no princípio, os experimentos de espalhamento inelástico profundo realizados com múons e elétrons em prótons e nêutrons revelaram uma subestrutura nos nucleons. Inicialmente foram chamados de pártons e mais tarde seriam identificados como os quarks do modelo de Gell-Mann. Nas Tabelas 1, 2, 3, e 4 encontram-se todas as partículas fundamentais do modelo padrão e seus números quânticos (4).

Os seis tipos de quarks, também chamados de sabores (flavors), e seus respectivos antiquarks permitem a construção da maioria dos hádrons conhecidos onde um bárion é a combinação de três quarks (qqq) e um méson é a combinação de um quark e um antiquark ($q\bar{q}$). O fato de que o modelo de quarks previa a existência de bárions contendo três quarks idênticos e a verificação experimental dessa previsão foram os motivadores para a adição de um novo número quântico, a carga cor, para satisfazer o princípio de exclusão de Pauli e a construção de tais bárions serem teoricamente explicadas. Introduzida como número

Propriedades	u	d	s
Q	$\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$
J	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
I_z	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0
B	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$
S	0	0	-1
C	0	0	0
b	0	0	0
T	0	0	0
Massa (MeV)	1.5 ~ 4	4 ~ 8	80 ~ 130

Tabela 1: Propriedades dos quarks up, down e strange. Q é a carga elétrica, J é o spin, I_z é o componente z do isospin, B é o número bariônico, S é a estranheza, C é o número quântico charme, b é o número quântico beleza e T é o número quântico verdade.

Propriedades	c	b	t
Q	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$
J	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
I_z	0	0	0
B	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$
S	0	0	-1
C	0	0	0
b	0	0	0
T	0	0	0
Massa (MeV)	1.15 ~ 1.35	4.1 ~ 4.4 (MS mass) 4.6 ~ 4.9 (1S mass)	174.3 ± 5.1 (observação direta de eventos) 178.1 ^{+10.4} _{-8.3} (fit da força eletrofraca do Modelo Padrão)

Tabela 2: Propriedades dos quarks charm, bottom e top (mesma notação da tabela anterior).

quântico por M. Y. Han e Y. Nambu e também por O. W. Greenberg em 1965 (17, 18), seu papel foi de explicar a aparente existência de quarks em estados idênticos dentro de hádrons, violando a estatística de Fermi-Dirac. São as cargas de cor: vermelho (R - red), verde (G - green) e azul (B - blue) e as suas respectivas anti-cores.

Até o ano de 1947 conheciam-se os bárions e mésons mais leves e então, em um experimento de raios cósmicos (19), descobriram-se os hádrons estranhos (hyperons e káons). Em 1953, M. Gell-Mann e K. Nisijima introduziram o número quântico estranheza. Este número quântico está associado ao conteúdo de quarks strange s (ou "estranhos", em português) nos hádrons. Já o quark charm (c) foi descoberto em 1974 com a observação do méson J/ψ , um estado ligado de um quark charm e um anti-charm, nos aceleradores Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) e Alternating Gradient Synchrotron (AGS) do

Propriedades	e	ν_e	μ	ν_μ	τ	ν_τ
Q	-1	0	-1	0	-1	0
J	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
T_3	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
L_e	+1	+1	0	0	0	0
L_μ	0	0	+1	+1	0	0
L_τ	0	0	0	0	+1	+1
Massa (MeV)	0.511	$< 3 \times 10^{-6}$	105.66	< 0.19	1776.99	< 18.2

Tabela 3: Propriedades dos léptons (mesma notação das tabelas anteriores). T_3 é o terceiro componente do isospin fraco. $L_{e,\mu,\tau}$ são os números leptônicos eletrônico, muônico e tauônico, respectivamente.

Propriedades	γ	W^+	W^-	Z	$g_i (i = 1...8)$
Q	0	+1	-1	0	0
J	1	1	1	1	1
Massa (MeV)	0	80.43	80.43	91.14	0

Tabela 4: Propriedades dos bósons de interação (mesma notação das tabelas anteriores).

Brookhaven National Laboratory (BNL) (20), (21). Logo após, em 1978, um estado ligado de um quark e um anti-quark mais pesados que os até então conhecidos foi observado num síncrotron de prótons no Fermi National Laboratory (22). Com isso, confirmou-se a existência de mais um quark adicional, o bottom (b). Apenas em 1995 foi observado o quark top (t) (23) no TEVATRON no Fermi National Laboratory, o último dos quarks conhecidos. Porém, em 1978 já se havia obtido a primeira evidência do bóson glúon, o mediador da força forte, como um jato de glúons (24).

Junto à descoberta de novas partículas sempre foi necessária a evolução da teoria que explicaria as suas interações ou que preveria a existência de novas partículas na natureza.

1.2 Os cálculos da QCD

Semelhante à Eletrodinâmica Quântica (QED - do inglês "Quantum Electrodynamics") que descreve as interações de partículas eletricamente carregadas, a Cromodinâmica Quântica é a teoria de campos de gauge que descreve as interações fortes entre quarks e glúons e compõe o chamado Modelo Padrão. Porém, diferentemente da interação eletromagnética que tem como partícula mediadora o fóton, que é neutro e sem massa, a partícula mediadora da força forte, o glúon, possui carga cor e pode interagir com outros glúons. Na QCD existem oito tipos de glúons sendo cada um deles uma combinação de cor e anti-cor. Os hádrons são então estados ligados de quarks, anti-quarks e glúons com carga de cor resultante branca, ou seja, com uma determinada configuração em que as

cargas cor se “anulem”. Se obtém isto por termos três cores distintas (como é nos bárions) ou uma combinação de cor + anticor (como é nos mésons).

A Lagrangeana da QCD é:

$$L_{QCD} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^{(a)}F^{(a)\mu\nu} + i \sum_q \bar{\phi}_q^i \gamma^\mu (D_\mu)_{ij} \phi_q^j - \sum_q m_q \bar{\phi}_q^i \phi_{qi}, \quad (1.1)$$

$$F_{\mu\nu}^{(a)} = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (1.2)$$

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij} \partial_\mu + i g_s \sum_a \frac{\lambda_{ij}^a}{2} A_\mu^a, \quad (1.3)$$

onde os $\phi_q^i(x)$ são os spinores de Dirac de 4 componentes associados com o campo de cada quarks de cor i e sabor q e os $\bar{\phi}_q^i$ são os spinores adjuntos. Os $A_\mu^a(x)$ são os campos de glúons (Yang-Mills). A quantidade g_s é a constante de acoplamento da QCD e f_{abc} são as constantes de estrutura da álgebra do grupo $SU(3)$. As regras de Feynman são derivadas dessas Lagrangeanas e podem ser encontradas em (25).

Dos cálculos da QCD verificam-se resultados interessantes que são observados experimentalmente e são extremamente importantes na física de partículas: a liberdade assintótica e o confinamento quântico.

1.3 Liberdade assintótica e confinamento

Algumas das características mais fascinantes da interação nuclear forte são a liberdade assintótica e o confinamento quântico. A liberdade assintótica se deve ao fato de a constante de acoplamento da força forte não ser constante com a energia (como mostra a Figura 1 retirada de (1)). Na verdade ela possui uma grande dependência do momento transferido Q em uma colisão. Para processos com grande transferência de momento a aproximação perturbativa em ordem dominante (LO - do inglês "Leading Order") para a constante de acoplamento é dada por (26):

$$\alpha_s(Q^2) \approx \frac{12\pi}{(33 - 2 \cdot N_f) \cdot \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}}, \quad (1.4)$$

onde N_f é o número de sabores de quarks usados na análise ($N_f \leq 6$) e Λ_{QCD} é um parâmetro da QCD que é determinado experimentalmente como sendo $\Lambda_{QCD} \approx 200 - 400 MeV/c$ (27).

A Equação 1.4 só é válida se $Q^2/\Lambda_{QCD}^2 \ll 1$, mas deixa claro que, quando o momento transferido é aumentado, ou seja, em pequenas distâncias, o acoplamento enfraquece e para valores assintóticos de Q^2 os quarks se comportam como partículas aproximadamente

livres. Esse fenômeno é conhecido como *liberdade assintótica*. Para pequeno Q^2 , ou seja, quando $Q \approx \Lambda_{QCD}$, α_s cresce e um tratamento perturbativo acaba sendo inadequado. Esse forte acoplamento entre os quarks a longas distâncias é chamado de *confinamento* dos quarks em hádrons.

O efeito de confinamento é facilmente ilustrado pelo potencial fenomenológico para a força forte (28):

$$V_s = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr, \quad (1.5)$$

onde o primeiro termo é dominante a pequenas distâncias r e é similar ao potencial de Coulomb. O segundo termo domina no regime de grandes distâncias e está associado com o confinamento. Quando se tenta separar dois quarks a energia kr aumenta e se torna mais favorável, e energeticamente econômico, a formação de um novo par quark-antiquark, $q\bar{q}$.

Devido à liberdade assintótica, podemos utilizar as técnicas de perturbação para os cálculos de variáveis físicas da QCD. Se quisermos calcular a seção de choque σ , por exemplo, podemos usar o seguinte método:

$$\sigma = c_1\alpha_s + c_2\alpha_s^2 + c_3\alpha_s^3 + \dots \quad (1.6)$$

onde c_i , ($i = 1, 2, \dots$) vem dos cálculos dos diagramas de Feynman

O uso desse método para os cálculos é a chamada Cromodinâmica Quântica perturbativa, pQCD. A pQCD é usada quando a escala de momento (ou energia) do processo, μ^2 , for maior que 1GeV^2 . Portanto é um método importante para o estudo da física de altas energias, visto que atualmente trabalha-se com interações de energias cada vez mais altas.

1.4 pQCD em colisões de hádrons.

As interações de altas energias entre hádrons são descritas pelo modelo de pártons incorporando a radiação na QCD. Nesse modelo, o espalhamento duro, ou seja, com alta transferência de momento, é representado como uma interação entre os pártons (quarks e glúons) que são os constituintes dos hádrons colisores.

A seção de choque de um espalhamento duro típico, digamos a produção de um hádron h ($pp \rightarrow hX$), pode ser escrita como (4):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{pp \rightarrow hX}}{dP} &= \sum_{f_1, f_2, f} \int dx_1 dx_2 dz f_1^p(x_1, \mu^2) f_2^p(x_2, \mu^2) \\ &\times \frac{d\hat{\sigma}^{f_1 f_2 \rightarrow f X'}}{dP}(x_1 p_1, x_2 p_2, p_h, \mu) \times D_f^h(z, \mu^2). \end{aligned} \quad (1.7)$$

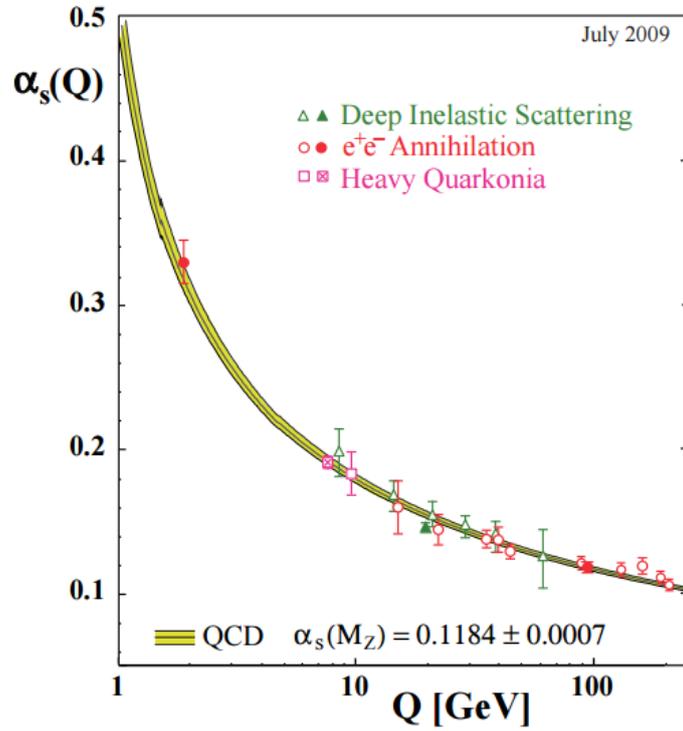


Figura 1: Gráfico da variação de α_s em função da energia (momento transferido Q) (1).

onde P é uma variável cinemática da reação (por exemplo: rapidez ou momento). A quantidade $f_i^p(x_i, \mu^2)$ é a densidade de probabilidade de encontrar um parton de tipo f_i no próton (função de distribuição partônica - PDF)(Veja a Seção 1.5). A variável x é uma fração do momento do parton relativo do momento do próton que ele constitui e μ é a escala de fatorização. As quantidades $\hat{\sigma}^{f_1 f_2 \rightarrow f X'}$ são as seções de choque do processo em que f_1 e f_2 são os partons iniciais produzindo f como estado final e um parton não observado X' . As variáveis p_1 e p_2 são os momentos iniciais dos prótons. $D_f^h(z, \mu^2)$ é a densidade de probabilidade de encontrar um hádron h com fração de momento z no estado final f (função de fragmentação)(Veja a Seção 1.6). Na Figura 2 podemos visualizar o significado físico de cada uma das funções usadas na Equação 1.7.

A determinação da seção de choque, como mostra a Equação 1.7, depende do conhecimento de três fatores: das funções de distribuição partônicas $f_i^p(x, \mu^2)$ (PDFs - do inglês "Parton Distribution Functions"), das seções de choque dos subprocessos $\hat{\sigma}^{f_1 f_2 \rightarrow f X'}$ e da função de fragmentação $D_f^h(z, \mu^2)$. As funções de distribuição partônicas representam constituintes intrínsecos dos prótons e a função de fragmentação representa o mecanismo de hadronização. Não é possível obter estas funções a partir da QCD. Por outro lado, pode-se calcular as seções de choque dos subprocessos a partir de cálculos perturbativos da QCD, como mostra a Tabela 5. A seção de choque ainda tem que obedecer a seguinte condição,

$$\mu \frac{d\sigma^{pp \rightarrow hX}}{d\mu} = 0, \quad (1.8)$$

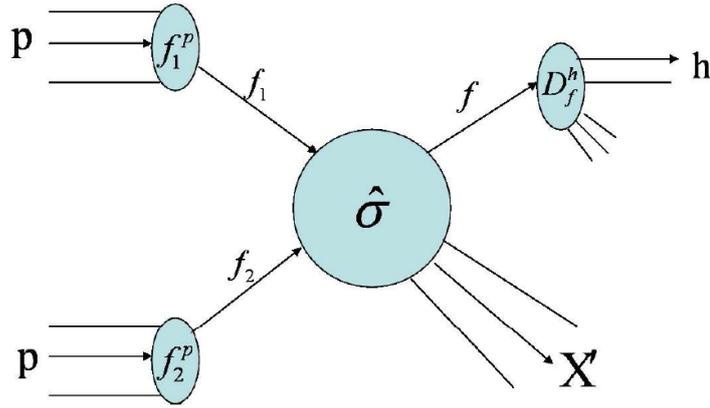


Figura 2: Produção de um hadron h com grande momento transversal p_T em um processo de espalhamento duro próton-próton.

já que a seção de choque deve ser independente da escala arbitrária.

Tendo obtido as seções de choque dos subprocessos de interesse resta o conhecimento das funções de distribuição partônica e da função de fragmentação.

1.5 Funções de Distribuição Partônica (PDFs)

As funções de distribuição partônica são as densidades de probabilidade de encontrar no próton um parton com determinado sabor carregando uma fração x do momento do próton onde Q é a escala de energia da colisão. Como a QCD não consegue prever tais informações, as PDFs são determinadas experimentalmente, ajustando-se funções aos dados experimentais usando as equações de evolução DGLAP (29). Com a evolução dos aceleradores de partículas, cada vez mais as PDFs são melhoradas e ajustadas com melhorias de precisão. Inclusive uma das motivações para este trabalho é justamente testá-las e progredir no estudo e determinação das mesmas.

Para a determinação das PDFs começa-se com a parametrização não perturbativa das PDFs em escalas pequenas ($Q_0 \approx 1\text{GeV}$), utilizando-se de argumentos ad-hoc em cálculos analíticos ou até mesmo usando redes neurais (2). São feitos os cálculos de evolução DGLAP e ajustados a vários dados experimentais, principalmente de experimentos de Espalhamentos Inelásticos Profundos (DIS - do inglês “Deep Inelastic Scattering”). As PDFs resultantes dependem, então, de vários fatores, desde a ordem dos cálculos da QCD, do tratamento dos quarks pesados, a correlação da constante de acoplamento até as incertezas na sua extração. Por esse motivo, muitos grupos de pesquisa se dedicam a aprimorar essas funções. Alguns desses grupos são: MSTW, CTEQ, NNPDF e outros. Na Figura 3 temos exemplos de Funções de Distribuição Partônicas (ajuste do experimento DESY-HERA).

No trabalho usamos as PDFs da colaboração CTEQ, The Coordinated Theoretical-

Subprocessos	Seção de Choque
$qq' \rightarrow qq'$	$\frac{4}{9} \frac{s^2+u^2}{t^2}$
$qq \rightarrow qq$	$\frac{4}{9} \left[\frac{s^2+u^2}{t^2} + \frac{s^2+t^2}{u^2} \right] - \frac{8}{27} \frac{s^2}{tu}$
$q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$	$\frac{4}{9} \frac{t^2+u^2}{s^2}$
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{4}{9} \left[\frac{s^2+u^2}{t^2} + \frac{u^2+t^2}{s^2} \right] - \frac{8}{27} \frac{u^2}{st}$
$gq \rightarrow gq$	$-\frac{4}{9} \left[\frac{s}{u} + \frac{u}{s} \right] + \frac{s^2+u^2}{t^2}$
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$\frac{32}{27} \left[\frac{t}{u} + \frac{u}{t} \right] - \frac{8}{3} \frac{t^2+u^2}{s^2}$
$gg \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{1}{6} \left[\frac{t}{u} + \frac{u}{t} \right] - \frac{3}{8} \frac{t^2+u^2}{s^2}$
$gg \rightarrow gg$	$\frac{9}{2} \left[3 - \frac{tu}{s^2} - \frac{su}{t^2} - \frac{st}{u^2} \right]$
$gq \rightarrow \gamma g$	$-\frac{e_q^2}{3} \left[\frac{u}{s} + \frac{s}{u} \right]$
$q\bar{q} \rightarrow \gamma g$	$\frac{8}{9} e_q^2 \left[\frac{u}{t} + \frac{t}{u} \right]$
$q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$	$\frac{2}{3} e_q^4 \left[\frac{t}{u} + \frac{u}{t} \right]$
$gg \rightarrow \gamma\gamma$	$\left[\sum_{i=1}^{n_f} e_q^2 \right]^2 \frac{\alpha_s^2}{8\pi^2} \left[\frac{1}{8} \left[\frac{s^2+t^2}{u^2} \ln^2 \left[-\frac{s}{u} \right] + 2 \frac{s-t}{u} \ln \left[-\frac{s}{t} \right] \right]^2 \right.$ $+ \left[\frac{s^2+u^2}{t^2} \ln^2 \left[-\frac{s}{u} \right] + 2 \frac{s-u}{t} \ln \left[-\frac{s}{u} \right] \right]^2 + \left[\frac{t^2+u^2}{s^2} \left[\ln^2 \frac{t}{u} + \pi^2 \right] + 2 \frac{t-u}{s} \ln \frac{t}{u} \right]^2 \left. \right]$ $\times \frac{1}{2} \left[\frac{s^2+t^2}{u^2} \ln^2 \left[-\frac{s}{t} \right] + 2 \frac{s-t}{u} \ln \left[-\frac{s}{t} \right] + \frac{s^2+u^2}{t^2} \ln^2 \left[-\frac{s}{u} \right] \right.$ $+ 2 \frac{s-u}{t} \ln \left[-\frac{s}{u} \right] + \frac{t^2+u^2}{s^2} \left[\ln^2 \frac{t}{u} + \pi^2 \right] + 2 \frac{t-u}{s} \ln \frac{t}{u} \left. \right]$ $+ \frac{\pi^2}{2} \left[\left[\frac{s^2+t^2}{u^2} \ln \left[-\frac{s}{t} \right] + \frac{s-t}{u} \right]^2 + \left[\frac{s^2+u^2}{t^2} \ln \left[-\frac{s}{u} \right] + \frac{s-u}{t} \right]^2 \right] + 4 \left. \right]$

Tabela 5: Seções de choque diferenciais de espalhamentos párton-pártion. As quantidades s , u e t são as chamadas variáveis de Mandelstam (4).

Experimental Project on QCD. A CTEQ é uma colaboração multi-nacional (com pesquisadores de 21 universidades espalhadas pelo mundo (30)) dedicada a realizar projetos de pesquisa e empreendimentos cooperativos em física de altas energias centrada em Cromodinâmica Quântica, o que implica em todas as áreas do Modelo Padrão e além.

Conhecendo as PDFs e as seções de choque o último fator a ser estudado é a função de fragmentação, e então teremos as ferramentas necessárias para a obtenção de seção de choque do processo total.

1.6 Função de Fragmentação (FF)

Na Seção 1.4 vimos que a função de fragmentação é a densidade de probabilidade de encontrar um hadron h com uma fração de momento z do quark originário quando f é o pártion espalhado. Essa função segue a seguinte normalização:

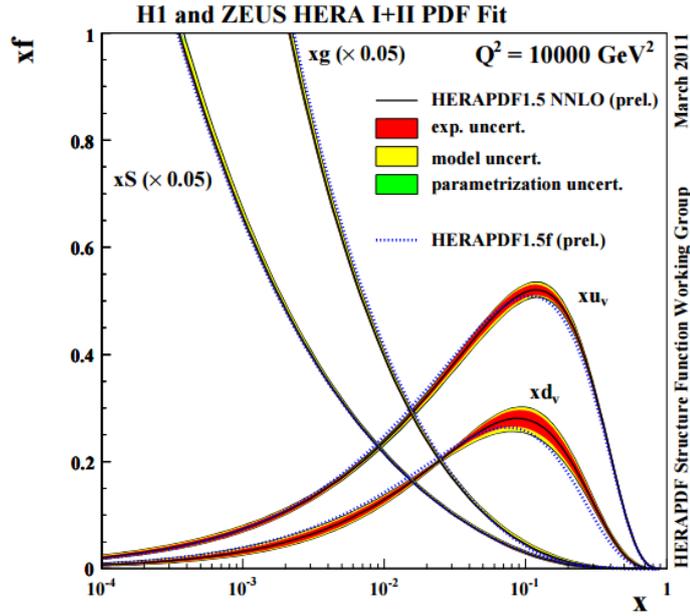


Figura 3: As funções de distribuição partônicas do ajuste HERAPDF1.5 NNLO com escala de momento transferido de $Q^2 = 10^5 GeV^2$ (região relevante para o TEVATRON e LHC). As distribuições de glúon e de mar estão diminuídas por um fator 20 (2).

$$\sum_h \int z D_f^h(z, \mu^2) dz = 1 \quad (1.9)$$

A Função de Fragmentação é medida por várias colaborações em distintos laboratórios, com colisões e^+e^- usando os processos $e^+ + e^- \rightarrow \gamma$ ou $Z \rightarrow h + X$.

Um modelo de pártons simplificado (sem radiação QCD) preveria distribuições de x independentes da escala. Correções perturbativas da QCD levam a violações de escala da forma (3):

$$\frac{\partial}{\partial \ln \mu^2} D_i(z, \mu^2) = \sum_j \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{ji}(z, \alpha_s(\mu^2)) D_j\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right). \quad (1.10)$$

onde P_{ji} é a matriz de evolução que tem expansão perturbativa da forma:

$$P_{ji}(z, \alpha_s) = \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{ji}^{(0)}(z) + \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right)^2 P_{ji}^{(1)}(z) + \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right)^3 P_{ji}^{(2)}(z) + \dots \quad (1.11)$$

Na Figura 4 temos um exemplo de função de Fragmentação.

Com todas as ferramentas para a obtenção da seção de choque da produção de fótons diretos, devido às altas energias envolvidas, precisamos estar atentos ao teorema da fatorização. O teorema auxilia na computação de termos de longa distância no cálculo das seções de choque, feito que não é possível apenas com os cálculos da QCD.

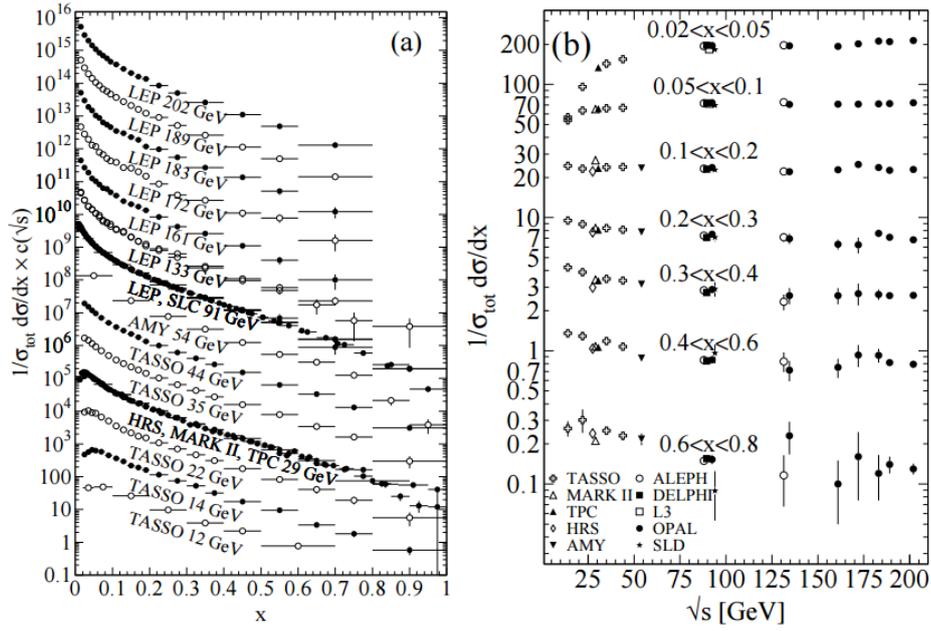


Figura 4: Função de fragmentação para processos e^+e^- em (a) para diferentes energias de centro de massa \sqrt{s} por x e em (b) para vários valores de x por \sqrt{s} , onde x é a energia do hádron em escala $x = (2E_h/\sqrt{s})$ (3)

1.7 Teorema da Fatorização

O teorema da Fatorização é aplicado com o objetivo de solucionar o problema da determinação de seções de choque em processos de altas energias. Ordem por ordem, numa série perturbativa renormalizável, qualquer quantidade física é uma função de três variáveis com dimensão de massa. São elas: a escala de energia cinética do espalhamento Q , as massas m e a escala de renormalização μ . Usando a liberdade assintótica, podemos dizer que a escala de renormalização será bastante grande, nesse caso a constante de acoplamento efetiva $g(\mu)$ será bastante pequena, pois:

$$g(\mu) \sim \frac{1}{\ln(\mu/\Lambda_{QCD})}.$$

A escala de renormalização aparecerá em frações de Q/μ e μ/m e, em altas energias, pelo menos uma dessas frações é grande. Se μ for escolhido de modo que $\mu \sim Q$ a constante de acoplamento será da forma $g^{2n}(Q)\ln^{an}(Q/m)$ onde $a = 1$ ou 2 e n é o número de repetições. O resultado disso é que a série perturbativa não é mais uma expansão em parâmetros pequenos. A presença de logaritmos deixa clara a importância das contribuições de longa distância, o que torna a seção de choque uma combinação de comportamentos de curta e longa distância, o que não é computável diretamente com a QCD perturbativa.

Teoremas de Fatorização nos ajudam a calcular as seções de choque da maioria dos processos de lépton-hádron e hádron-hádron com grande transferência de momento. Esses teoremas fatorizam (ou seja, separam) os comportamentos de longa e curta distância

sistematicamente. Por isso praticamente todas as aplicações de QCD perturbativa usam propriedades de fatorização de algum tipo.

O Teorema afirma que a soma de todos os diagramas contribuintes para as funções de estrutura é uma generalização direta dos resultados do modelo de pártons, e estas serão dadas por (31):

$$F_a^{(Vh)}(x, Q^2) = \sum_{i=f,f,G} \int_0^1 \frac{d\xi}{\xi} C_a^{(Vi)}(x/\xi, Q^2/\mu^2, \mu_f^2/\mu^2, \alpha_s(\mu^2)) \times \phi_{i/h}(\xi, \mu_f, \mu^2), \quad (a = 1, 3) \quad (1.12)$$

$$F_2^{(Vh)}(x, Q^2) = \sum_{i=f,f,G} \int_0^1 \frac{d\xi}{\xi} C_2^{(Vi)}(x/\xi, Q^2/\mu^2, \mu_f^2/\mu^2, \alpha_s(\mu^2)) \times \phi_{i/h}(\xi, \mu_f, \mu^2). \quad (1.13)$$

onde i denota uma soma sobre todos os quarks, antiquarks e glúons.

Nas equações, podemos notar a dependência nas duas escalas de massa, μ e μ_f , que são as escalas de renormalização e a escala de fatorização. Já sabemos que a escala de renormalização é necessária para todos os cálculos perturbativos. Já a escala de fatorização é a que define a separação dos efeitos de longa distância e curta distância. Simplificadamente, o que ela faz é: qualquer propagador para partícula que tiver momento que for maior que μ_f^2 contribui para a função $C_a^{(Vi)}$, se estiver abaixo dessa escala contribui para $\phi_{i/h}$.

As funções envolvidas na fatorização são, então:

- Cada função de espalhamento duro

$$C_a^{(Vi)}(x/\xi, Q^2/\mu^2, \mu_f^2/\mu^2, \alpha_s(Q^2)), \quad a = 1, 2, 3, \quad (1.14)$$

é calculável com a teoria de perturbação. Depende de a , do bóson eletrofraco vetorial V , do párton i , e das escalas de fatorização e renormalização, mas é independente dos efeitos de longa distância. Também é independente da identidade do hádron h , ou seja, a função é a mesma para o espalhamento inelástico profundo entre um próton e um nêutron e entre um pión e um káon, por exemplo.

- A distribuição de pártons $\phi_{i/h}(\xi, \mu_f, \mu^2, \alpha(\mu^2))$, por outro lado é específica para cada hádron h e depende de μ_f . Também é universal, ou seja, é independente do processo de espalhamento específico que estamos tratando. É o mesmo para as diferentes funções de estrutura F_1 e F_2 , por exemplo, e só depende de a , V e até Q^2 se escolhermos valores onde $\mu^2 = Q^2$.

A função de estrutura F_2 é a maior fonte de vínculos para as distâncias partônicas, pois é diretamente relacionada à seção de choque medida $d\sigma^{ep \rightarrow X}/dx dQ^2$ nas colisões elétron-próton.

2 Fótons Diretos e Cálculos Teóricos

Neste capítulo a base teórica é aprofundada, explicitando as especificidades do caso de fótons diretos, e também é apresentada a motivação para o trabalho. Com a pesquisa em fótons diretos é possível testar a Cromodinâmica Quântica perturbativa (pQCD) e também as Funções de Distribuição Partônicas relacionadas aos núcleons e núcleos.

2.1 Tipos de Fótons Diretos

Fótons Diretos são aqueles que não são produzidos por decaimentos de fótons. Eles podem ser classificados em *fótons térmicos* ou *prompt fótons*. A produção de prompt fótons domina o espectro de altas energias, enquanto os fótons térmicos são dominantes em pequenas energias.

Os fótons térmicos, como diz o próprio nome, são emitidos por fontes térmicas, portanto são mais comuns em colisões nucleares, onde há matéria o suficiente para produzir efeitos térmicos. Um exemplo de fonte térmica emissora de fótons em colisões de partículas de altas energias é o Plasma de Quarks e Glúons (QGP - do inglês "Quark Gluon Plasma").

Já os prompt fótons, no caso de colisões nucleares são produzidos nas primeiras interações de espalhamento do processo. Enquanto no QGP a distribuição de pártons inicial é dada pela distribuição térmica, nos prompt fótons a distribuição de pártons inicial é dada pelas PDFs dos núcleons colidores ou núcleos, no caso de uma colisão nuclear.

No presente caso, tratamos da produção de fótons diretos não térmicos (prompt photons) em colisões próton-próton, aos quais nos referimos apenas como fótons diretos. Assim, temos alta transferência de momento e possibilidade de aplicação dos teoremas de perturbação e fatorização para os cálculos da seção de choque desses produtos.

Os fótons diretos também podem ser produzidos por alguns processos diferentes que serão explicados nas próximas seções. Todos eles devem ser considerados e contabilizados no cálculo das seções de choque.

2.2 Produção de Fótons Diretos na pQCD

Nas Figuras 5 e 6 temos exemplos de produção de fótons no espalhamento de pártons. Os fótons produzidos por espalhamento Compton, aniquilação quark-antiquark e por processo de fragmentação são definidos como Fótons Diretos. Entretanto, os fótons produzidos por decaimento de hádrons não são considerados fótons diretos, por exemplo

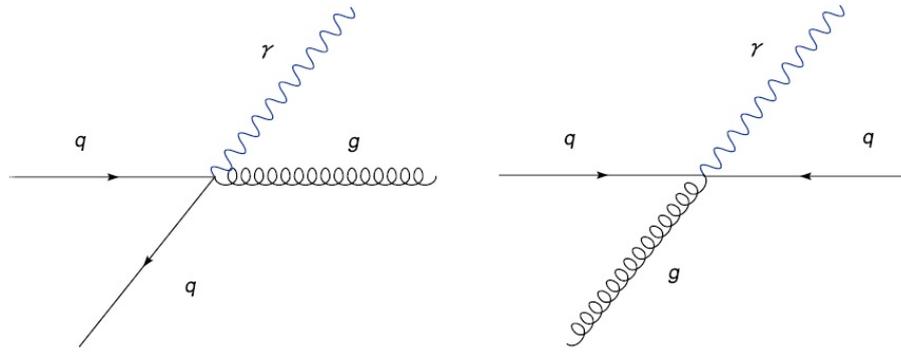


Figura 5: Representações de produção de fótons diretos por espalhamento Compton (à esquerda) e aniquilação quark-antiquark (à direita)

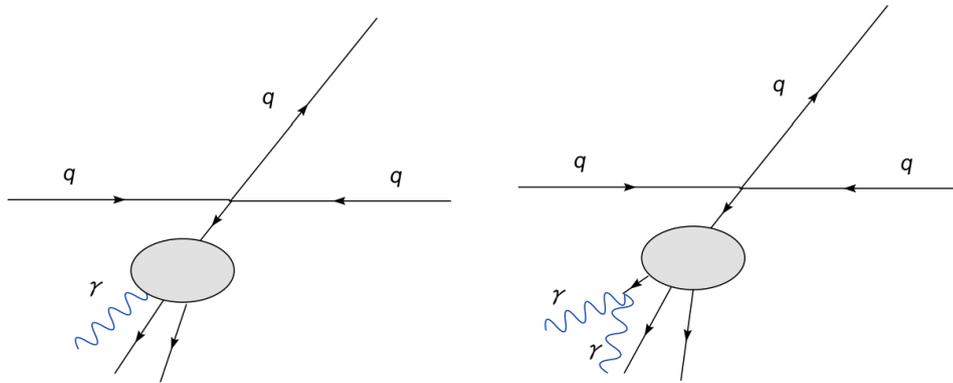


Figura 6: Representações de produção de fótons por processo de fragmentação (à esquerda) e por decaimento de hádron (à direita)

o hádron π^0 é bastante recorrente em colisões próton-próton de alta energia e o mesmo decai em fótons.

A medida do momento transversal do produto estudado é um dos testes possíveis da pQCD e nos dá a distribuição de glúons nos núcleons. O momento transversal de fótons diretos é definido como:

$$p_T = p \sin \theta, \tag{2.1}$$

onde θ é o ângulo a partir do eixo-z (sistema de coordenadas definido no Apêndice A) e p é o momento do fóton ou hádron.

Outros processos podem ser úteis para o teste da pQCD, por exemplo a produção de jatos de hádrons. Jatos de hádrons são produtos de colisões hadrônicas bastante recorrentes, entretando o estudo de fótons diretos é extremamente mais vantajoso experimentalmente por alguns motivos, entre eles:

- Fótons diretos podem ser detectados apenas com calorímetros eletromagnéticos, enquanto os jatos precisam também de um calorímetro hadrônico.

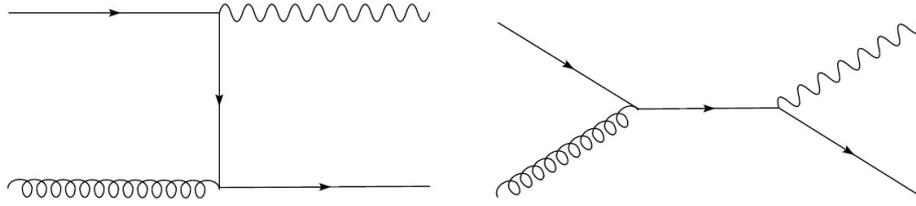


Figura 7: Diagramas para a produção de fótons diretos em ordem dominante para o processo de espalhamento Compton.

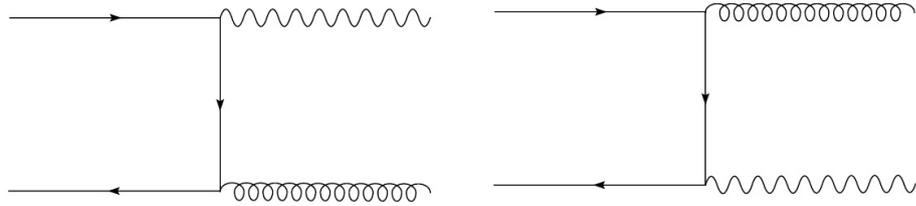


Figura 8: Diagramas para produção de fótons diretos em ordem dominante para o processo de aniquilação quark-antiquark.

- A resolução de energias de um calorímetro eletromagnético é relativamente melhor que a resolução de um calorímetro hadrônico o que nos permite ter menores erros sistemáticos de medidas.
- Fótons diretos também não fragmentam que nem um jato hadrônico. A energia e direção deles é diretamente medida no calorímetro, enquanto que no caso dos jatos precisa-se um algoritmo para reconstruí-los.

Por outro lado, a taxa de produção de fótons diretos é relativamente menor em comparação com os jatos, o que torna extremamente importante o processo de subtração do background.

2.3 Seção de choque dos processos de produção

Em ordem dominante (LO), temos 2 processos de produção importantes: espalhamento Compton $gq \rightarrow \gamma q$ e aniquilação quark anti-quark $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ e seus diagramas estão representados nas Figuras 7 e 8. A seção de choque invariante dos fótons produzidos por colisões de pártons com grandes energias em ordem dominante é dada por (32):

$$E \frac{d\sigma_{AB \rightarrow \gamma X}}{dp^3} = \frac{1}{\pi} \int dx_a f_A(x_a, Q^2) f_B(x_b, Q^2) \frac{x_a x_b}{x_a - x_1} \frac{d\sigma_{ab \rightarrow \gamma d}}{d\hat{t}}, \quad (2.2)$$

onde x_a e $x_b = x_a x_2 / (x_a - x_1)$ são as frações de momento do párton. As variáveis são: $x_1 = \frac{1}{2} x_T \exp(y)$, $x_2 = \frac{1}{2} x_T \exp(-y)$, e $x_T = 2p_T / \sqrt{s}$ (fração de momento transverso) e y é a rapidez (Apêndice A).

O termo $d\hat{\sigma}/d\hat{t}(ab \rightarrow \gamma d)$ representa as seções de choque dos processos que geram fótons diretos. São elas (33):

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(q\bar{q} \rightarrow \gamma g) = \frac{8}{9} \frac{\pi\alpha\alpha_s e_f^2}{\hat{s}^2} \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right), \quad (2.3)$$

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{2}{3} \frac{\pi\alpha^2 e_f^4}{\hat{s}^2} \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right), \quad (2.4)$$

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(qg \rightarrow \gamma q) = \frac{1}{3} \frac{\pi\alpha\alpha_s e_f^2}{\hat{s}^2} \left(-\frac{\hat{u}}{\hat{s}} - \frac{\hat{s}}{\hat{u}} \right), \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(gg \rightarrow \gamma\gamma) &= \frac{\alpha^2\alpha_s^2}{8\pi\hat{s}^2} \left(\sum_f N_c e_f^2 \right)^2 \left(\frac{1}{8} \left\{ \left[\frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \ln^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + 2 \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{u}} \ln \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) \right]^2 \right. \right. \\ &+ \left. \left[\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \ln^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) + 2 \frac{\hat{s} - \hat{u}}{\hat{t}} \ln \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) \right]^2 + \left[\frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \ln^2 \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) + 2 \frac{\hat{t} - \hat{u}}{\hat{s}} \ln \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) \right]^2 \right\} \\ &+ \frac{1}{2} \left[\frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \ln^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + 2 \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{u}} \ln \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \ln^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) \right. \\ &\quad \left. + 2 \frac{\hat{s} - \hat{u}}{\hat{t}} \ln \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) + \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \ln^2 \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) + 2 \frac{\hat{t} - \hat{u}}{\hat{s}} \ln \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right) \right] \\ &\left. + \frac{\pi^2}{2} \left\{ \left[\frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \ln^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{t}} \right) + \frac{\hat{s} - \hat{t}}{\hat{u}} \right]^2 + \left[\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \ln^2 \left(\frac{-\hat{s}}{\hat{u}} \right) + \frac{\hat{s} - \hat{u}}{\hat{t}} \right]^2 \right\} + 4 \right) \quad (2.6) \end{aligned}$$

onde \hat{u} , \hat{s} e \hat{t} são as variáveis de Mandelstam do subprocesso (Apêndice B).

Em colisões hádron-hádron (como é o nosso caso) a seção de choque depende de \sqrt{s} e p_T . Para produção de fótons diretos em colisões próton-próton temos que a energia de um dos feixes de próton tem energia de $\sqrt{s}/2$. Como temos dois prótons colidindo com mesmo x , o momento de cada um dos partons é $x\sqrt{s}/2$ que deve ser igual a p . Para o caso de rapidez central, onde $\eta \approx 0$, $p \sim p_T = x_T\sqrt{s}/2$, e então a fração de momento típica dos partons é:

$$x \sim x_T = 2p_T/\sqrt{s}. \quad (2.7)$$

Os vários processos de produção de fótons diretos também têm regiões onde são mais ou menos frequentes que outros e que também contribuem de maneira diferente para o cálculo da seção de choque. É importante o conhecimento das regiões de dominância desses processos para um melhor estudo da dinâmica das colisões e produção de fótons.

2.4 Dominância de processos de produção.

Na Figura 3 podemos ver que a densidade de glúons é muito maior que a de quarks e anti-quarks na região de pequeno x , enquanto na região de médio e grande

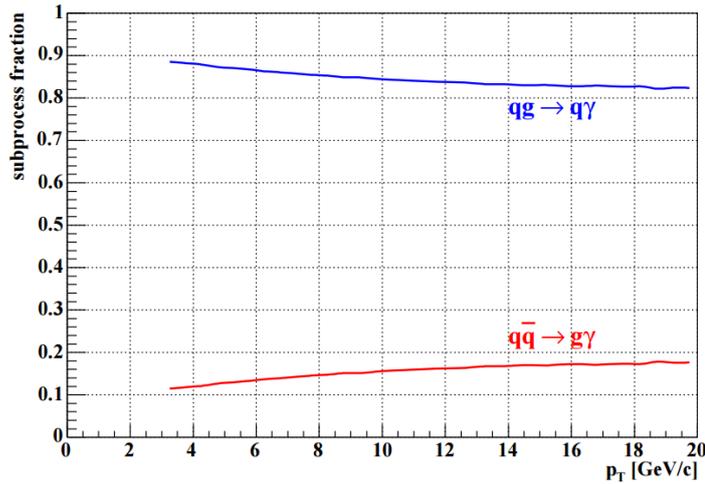


Figura 9: Fração dos subprocessos $gq \rightarrow \gamma q$ e $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ relativos à produção total como função de p_T em colisões $p + p$ com energias $\sqrt{s} = 200$ GeV (4).

x a densidade de quarks é maior que a de glúons, e a densidade de anti-quarks é bem menor que a de glúons. Disso concluímos que a produção de fótons diretos em colisões próton-próton é majoritariamente devida a espalhamento Compton quark-glúon para todo o domínio de valores de p_T , enquanto o processo de espalhamento quark-antiquark é o processo dominante a grande momento transversal e o espalhamento Compton quark-glúon em colisões próton-anti-próton dominam em baixos momentos transversos. Isso sugere que a produção de fótons diretos é uma ótima ferramenta para a extração da função de distribuição de glúons.

A Figura 9 mostra a proporção entre o processo de espalhamento Compton e o processo de aniquilação quark-antiquark com colisões de prótons a uma energia de 200 GeV. O espalhamento Compton domina a produção de fótons diretos para todo momento transversal p_T . Já as Figuras 10 e 11 mostram a mesma fração porém para colisões próton-anti-próton com energias de 1800 GeV para dois intervalos de momento transversal. Nas Figuras 12, 13 e 14 temos as mesmas frações porém em função de x_T .

Como já foi mencionado, os fótons diretos podem ser produzidos por dois processos que são o espalhamento Compton ($gq \rightarrow \gamma q$) e a aniquilação quark-antiquark ($q\bar{q} \rightarrow \gamma g$). Porém, existe a possibilidade dos partons sofrerem o processo de bremsstrahlung. Esse caso é considerado no processo de fragmentação. As contribuições dos processos diretos e de fragmentação estão expressos na Figura 15.

2.5 Modelo de Dipolo de Cor

Existem algumas abordagens diferentes para os cálculos da seção de choque na física de altas energias. O modelo do dipolo de cor é um método diferente do apresentado

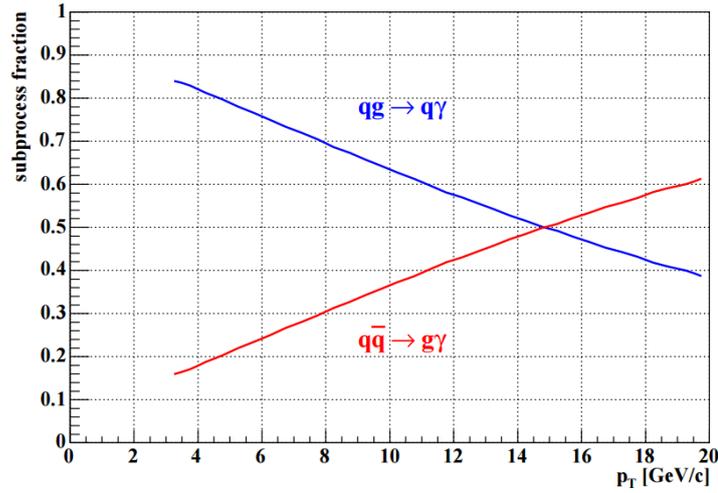


Figura 10: Fração dos subprocessos $gq \rightarrow \gamma q$ e $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ relativos à produção total como função de p_T em colisões $p + \bar{p}$ com energias $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ (4).

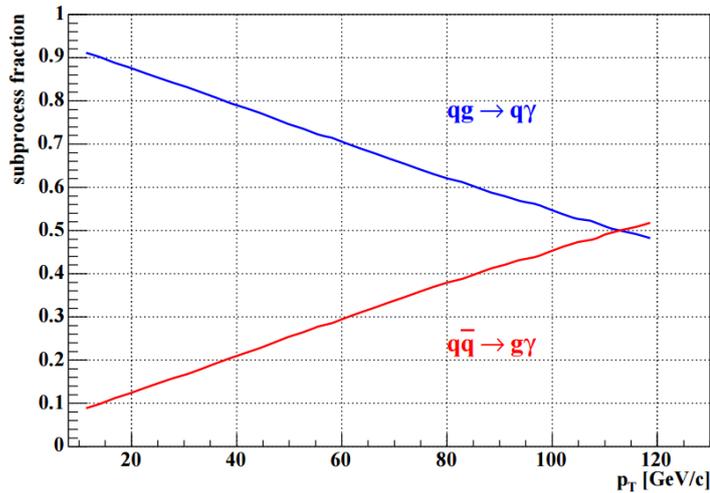


Figura 11: Fração dos subprocessos $gq \rightarrow \gamma q$ e $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ relativos à produção total como função de p_T em colisões $p + \bar{p}$ com energias $\sqrt{s} = 1800\text{GeV}$ (4).

nas seções anteriores mas que tem obtido bons resultados em suas aplicações.

Recentemente foi verificado que a abordagem de dipolos de cor pode descrever a produção inclusiva de fótons em colisões próton-próton. Na Ref. (34) foi mostrado que tanto a produção de fótons diretos quanto a produção de pares dilétons por processos de produção de Drell-Yan podem ser descritos pelo mesmo modelo de dipolo sem nenhum parâmetro livre. Tal formalismo também pode ser aplicado à radiação (35). Mesmo que no processo eletromagnético de bremsstrahlung de um quark nenhum dipolo de quark realmente participe, a seção de choque pode ser expressa por uma seção de choque mais elementar σ_{dip} da interação de um dipolo $Q\bar{Q}$. Também foi mostrado que a formulação de dipolo de cor juntamente com as equações de evolução DGLAP geram uma descrição melhorada dos dados para grande momento transversal se comparada aos modelos de

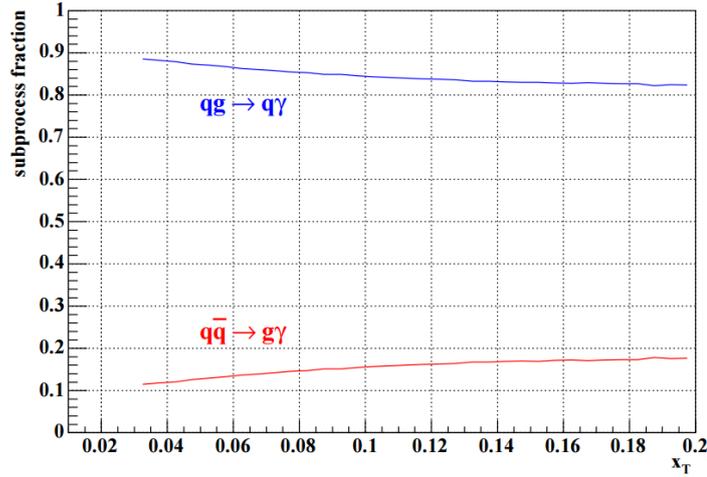


Figura 12: Fração dos subprocessos $qg \rightarrow \gamma q$ e $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ relativos à produção total como função de x_T em colisões $p + p$ com energias $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ (4).

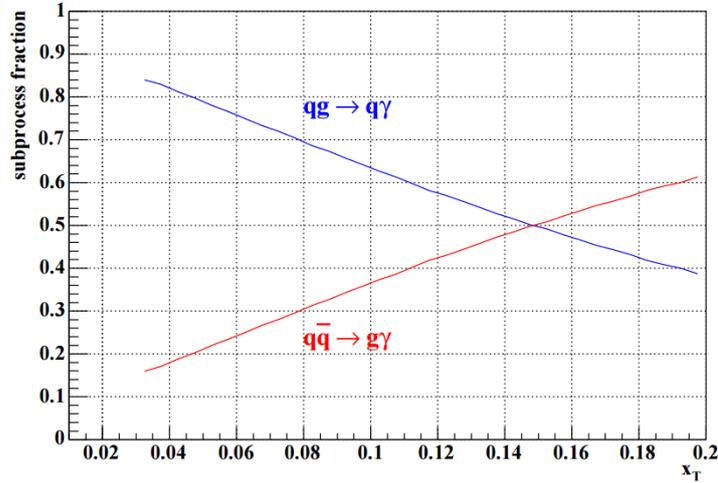


Figura 13: Fração dos subprocessos $qg \rightarrow \gamma q$ e $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ relativos à produção total como função de x_T em colisões $p + \bar{p}$ com energias $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ (4).

saturação de dipolos simples. Em contraste com o modelo de pártons, qualquer função de fragmentação de fótons foi incluída para o cálculo da seção de choque, já que a formulação de dipolo já incorpora todas as contribuições perturbativas e não perturbativas da radiação. Usando uma abordagem similar, o formalismo de Color Glass Condensate (CGC) pode gerar previsões para a produção de fótons diretos usando um modelo para o espalhamento da amplitude de dipolos que descreve muito bem a produção de hádrons. Detetores eletromagnéticos são cruciais para determinar a física dominante na região frontal no RHIC e no LHC, como é mostrado na Ref. (36). É estimada também a razão R_{hA} para a produção de fótons em rapidez frontal para energias do RHIC e LHC e compara-se o seu comportamento com o previsto para hádrons, previu-se a razão de produção de fótons por píons e estudou-se a sua dependência com p_T . Portanto, é uma abordagem muito promissora para prever observáveis medidos no LHC.

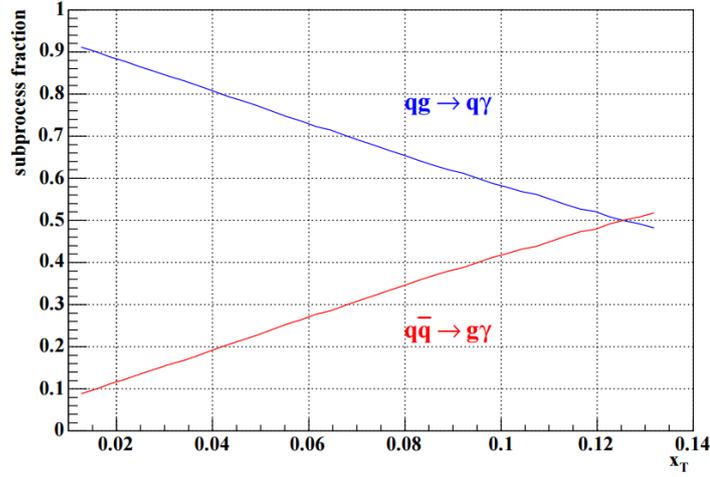


Figura 14: Fração dos subprocessos $qg \rightarrow \gamma q$ e $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ relativos à produção total como função de x_T em colisões $p + \bar{p}$ com energias $\sqrt{s} = 1800 \text{ GeV}$ (4).

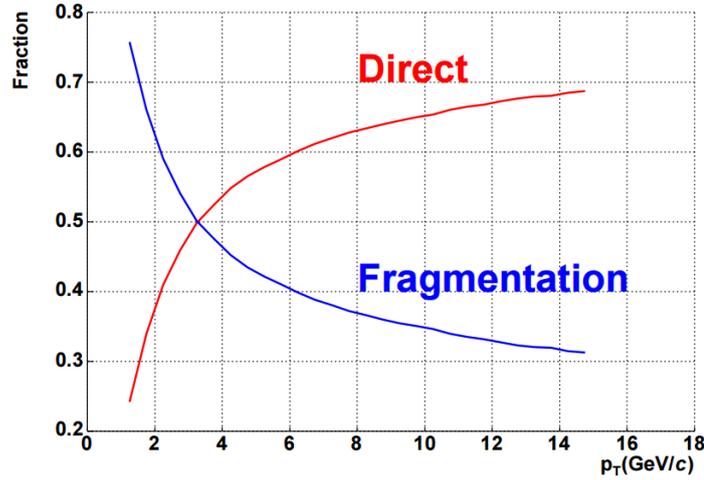


Figura 15: Proporção de processos diretos e por fragmentação como função do momento transversal p_T (4).

O formalismo de dipolo de cor pode ser usado para calcular a produção de fótons diretos. A distribuição de momento transversal p_T de bremsstrahlung de fótons em processos de interações quark-núcleon, integrada sobre o momento transversal final do quark, foi derivada na Ref. (37) em termos do formalismo de dipolo,

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{qN}(q \rightarrow q\gamma)}{d(\ln\alpha)d^2p_T} &= \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{in,f} \sum_{L,T} \int d^2r_1 d^2r_2 e^{ip_T \cdot (r_1 - r_2)} \phi_{\gamma q}^{*T,L}(\alpha, r_2) \\ &\times \frac{1}{2} \sigma_{dip}(x, \alpha r_1) + \sigma_{dip}(x, \alpha r_2) - \frac{1}{2} \sigma_{dip}(x, \alpha(r_1 - r_2)), \end{aligned} \quad (2.8)$$

onde r_1 e r_2 são as separações transversas dos quarks e fótons em duas amplitudes de radiação que contribuem para a seção de choque, σ_{dip} . O parâmetro α é relativo a fração do momento do quark carregado pelo fóton, e é o mesmo para ambas as amplitudes, já que

a interação não muda o momento longitudinal que é compartilhado. Na equação acima 2.8, T significa transverso e L longitudinal. A dependência em energia da seção de choque de dipolo, que vem da variável $x = 2(p_1 \cdot q)/s = (p_T/\sqrt{s})e^{-y}$, onde p_1 é o quadrimomento do projétil e q é o quadrimomento do dilépton, é gerada pela radiação adicional dos glúons que pode ser resumida na aproximação $\ln(1/x)$.

Na Equação 2.8 a função de onda do projétil de quark foi decomposta em suas componentes transversal $\phi_{\gamma q}^T(\alpha, r)$ e longitudinal $\phi_{\gamma q}^L(\alpha, r)$ e é feita uma média em toda a polarização inicial de quark e uma soma em todos os estados de polarização final de quark e fóton. Para fótons diretos, apenas os componentes transversos contribuem.

A seção de choque hadrônica pode ser obtida das seções de choque partônicas elementares (Eq. 2.8) somando todas as contribuições de quarks e antiquarks pesados pelas suas correspondentes distribuições partônicas,

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow \gamma X)}{dy d^2p_T} = \int_{x_1}^1 \frac{d\alpha}{\alpha} F_2^p\left(\frac{x_1}{\alpha}, \mu^2\right) \frac{d\sigma^{qN}(q \rightarrow q\gamma)}{d(\ln\alpha) d^2p_t}, \quad (2.9)$$

onde as PDFs do projétil foram iniciadas em uma combinação que pode ser escrita em termos de uma função de estrutura de próton F_2^p . Para a escala μ na função de estrutura foi feito $\mu^2 = p_T^2$ e a escala de energia x da seção de choque de dipolo na Equação 2.8 foi considerada $x = x_2$. Para a função de estrutura na Equação 2.9 pode-se utilizar variadas tipos parametrização, essa devendo sere escolhida de acordo com a região cinemática de interesse. Para a produção de fótons diretos uma boa parametrização é a ALLM (38). A sensibilidade para uma escolha diferente de F_2^p é muito pequena.

Um ingrediente crucial para os cálculos em dipolo de cor é a seção de choque de dipolo. Ela é desconhecida teoricamente, entretanto podemos propor vários tipos de parametrização. A parametrização mais simples se baseia na propriedade de escalamento geométrico. Ou seja, a seção de choque de dipolo é considerada uma função da variável rQ_{sat} onde Q_{sat} é chamada de escala de saturação. É definida a escala de momento transverso onde a física de recombinação de pártons é relevante e em geral é modelada como $Q_{sat} \propto x^{-\lambda/2}$, quantidade crescente com a energia. Uma característica comum desses modelos é que para x decrescente, a seção de choque de dipolo satura para tamanhos de dipolos menores e então para pequena separação entre os quarks r , como dita a QCD, a seção de choque $\sigma \sim r^2$ desaparece, reproduzindo o fenômeno de transparência de cor.

Em uma forma geral uma seção de choque de dipolo pode ser parametrizada da seguinte maneira:

$$\sigma_{dip}(x, r; \gamma) = \sigma_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2 Q_{sat}^2}{4}\right)^{\gamma_{eff}} \right], \quad Q^2(x) = \left(\frac{x_0}{x}\right)^\lambda, \quad (2.10)$$

onde a quantidade γ_{eff} é a chamada dimensão anômala efetiva. Para a parametrização GBW (39), $\gamma_{eff} = 1$ e os parâmetros restantes são ajustados aos dados da DIS HERA

para pequeno x . Esta parametrização entrega uma descrição bastante boa dos dados de DIS para $x < 10^{-2}$.

A principal diferença entre os diferentes modelos fenomenológicos usando parametrizações como na Equação 2.10 vem do comportamento previsto para a dimensão anômala, que determina a transição dos regimes escalares geométricos não-lineares para os estendidos, e também da transição entre os regimes escalares estendidos e o regime DGLAP. Os modelos recorrentes na literatura consideram que a forma geral $\gamma_{eff} = \gamma_{sat} + \Delta(x, r; p_T)$, onde γ_{sat} é a dimensão anômala na escala de saturação e Δ é relativo a região geométrica e regime DGLAP.

Uma das diferenças básicas entre esses modelos é associado ao comportamento previsto para Δ . Enquanto alguns modelos assumem que a quantidade depende de termos que violam o escalamento geométrico, o modelo recentemente proposto na Ref. (40), de Boer et al., considera que é uma função de rQ_{sat} .

$$\gamma_{eff} = \gamma_{sat} + (1 - \gamma_{sat}) \frac{(\omega^a - 1)}{(\omega^a - 1) + b}, \quad (2.11)$$

onde $\omega \equiv p_T/Q_{sat}$ e os dois parâmetros livres $a = 2.82$ e $b = 168$ são ajustados para descrever os dados do RHIC para produção de hádrons. Os parâmetros restantes são tirados da parametrização GBW. Logo, para grande p_T a seção de choque de Boer et al. reproduz o modelo GBW. Elas diferem para $p_T \leq Q_{sat}$ comparadas a escala de saturação, onde $\gamma_{eff} \approx \gamma_{sat} \simeq 0.63$.

Parte II

Resultados

3 Síntese.

Neste capítulo se encontra uma descrição sucinta dos objetivos e metodologia utilizados no desenvolvimento deste trabalho.

3.1 Objetivos

Sendo o Modelo Padrão das partículas elementares a teoria mais avançada na área de física de partículas e a QCD a área mais específica da teoria que trata das interações nucleares fortes, o trabalho é focado no estudo e aprofundamento da utilização dessa teorias em questões atualmente estudadas da física de partículas. O estudo dos fótons diretos, alvo do trabalho, é um importante teste da QCD perturbativa. Também é importante por colaborar com o estudo das distribuições nucleares.

Particularmente o objetivo é testar a validade da fatorização colinear, prática usual na descrição dos processos de colisão no regime de altas energias, e os vínculos dos dados recentes na produção de fótons diretos medidos no RHIC e LHC para a determinação da distribuição de glúons nos prótons.

Finalmente, o objetivo específico é comparar os dados teóricos nas abordagens fenomenológicas com os dados extraídos dos experimentos de altas energias sobre este observável.

3.2 Metodologia

A quantidade física normalmente obtida com os resultados experimentais de grandes experimentos de partículas como o LHC é a seção de choque. Sendo assim, essa é a quantidade que se deseja calcular para então comparar com os dados experimentais.

Após estudos dos aspectos físicos básicos para a compreensão dos processos envolvidos, resumimos na primeira parte deste trabalho, a próxima etapa é calcular a seção de choque desejada. Devido à complexidade das expressões optou-se pelo cálculo computacional. Elaborou-se um código em FORTRAN que, utilizando do pacote de PDFs CTEQ5, realiza o cálculo numérico da Equação 2.2. Com os resultados obtidos confeccionou-se um gráfico da seção de choque em função da energia o qual foi comparado com os pontos experimentais do RHIC. Também são investigadas outras referências e fontes com estudos semelhantes para análise mais aprofundada do caso.

4 Resultados computacionais

No presente capítulo são apresentados os resultados da simulação computacional bem como resultados retirados de artigos recentes que contemplam o mesmo tema para aprofundamento do estudo sobre fótons diretos.

4.1 Resultados Numéricos.

Na Figura 16 se encontra o gráfico gerado com os resultados do código comparado com os dados experimentais obtidos no RHIC na Ref. (41). Nele estão explícitas as contribuições dos diferentes processos de produção de fótons diretos ($q\bar{q} \rightarrow \gamma g$, $qg \rightarrow \gamma q$ e $gg \rightarrow \gamma\gamma$). Entretanto a soma das contribuições se apresenta bastante distante dos dados experimentais. Graficou-se também uma aproximação de cálculo em próxima ordem dominante (NLO - do inglês "Next Leading Order") na tentativa de que a simulação ficasse mais próxima do experimento. Fica claro que o cálculo da seção de choque em LO não é suficiente para explicar a seção de choque medida experimentalmente (apesar de aparentemente a curva apresentar um comportamento semelhante aos pontos experimentais, só que deslocada), sendo necessários cálculos mais avançados em NLO, pois considerando os termos de ordem mais alta novos processos de produção aparecem e contribuem para o valor final da seção de choque. Não satisfazendo o objetivo do trabalho de prever as seções de choque para fótons diretos, encontrou-se na literatura outros resultados de simulações computacionais para os mesmos casos ou casos semelhantes.

A Figura 17 é um gráfico retirado de (5) que mostra os dados experimentais do Tevatron para pseudorapidez $|\eta| < 0.9$ e energia $\sqrt{s} = 1.8TeV$ juntamente com as previsões em NLO da seção de choque diferencial para diferentes escolhas de escalas. Nessa simulação foram usadas as PDFs CTEQ5 e GRV89 além de ter uma previsão para o modelo de Dipólo de Cor (GBW). Para os cálculos em NLO pQCD foram usadas as escalas $\mu = p_T/2$ e $\mu = p_T$. Também foi incluída no gráfico a contribuição de produção de fótons diretos por fragmentação com escala $\mu = p_T$. Percebemos uma boa concordância das previsões em NLO pQCD com os dados experimentais enquanto o modelo de dipolo de cor (GBW sem evolução correções de borda (34)) parece apresentar um comportamento diferente. Além disso percebe-se uma pouca dependência dos resultados computacionais com relação à escala ou às PDFs escolhidas.

Na Figura 18 temos um gráfico com a previsão de seção de choque diferencial em função do momento transversal para energias de 14 TeV, marca ainda não alcançada pelo LHC, para a região de momento transversal p_T pequeno (até 30 GeV). A notação é a mesma da Figura 17. Nota-se que a sensibilidade quanto à escolha de escala é maior que

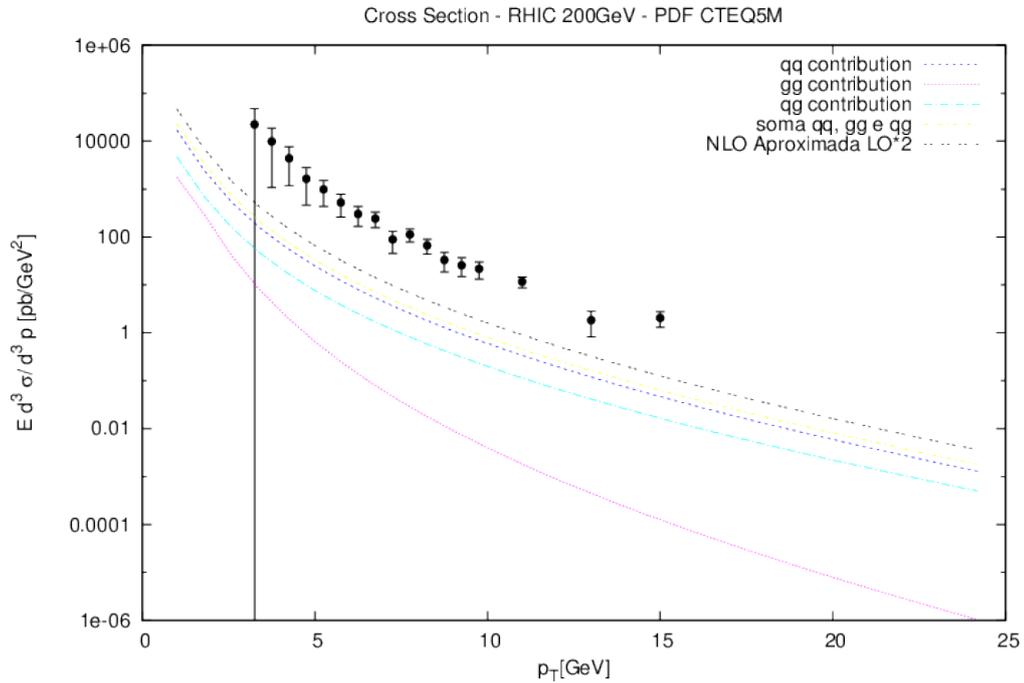


Figura 16: Gráfico da seção de choque em função do momento transversal, gerado com os resultados da simulação computacional, juntamente com os dados experimentais do experimento RHIC à energias de 200 GeV.

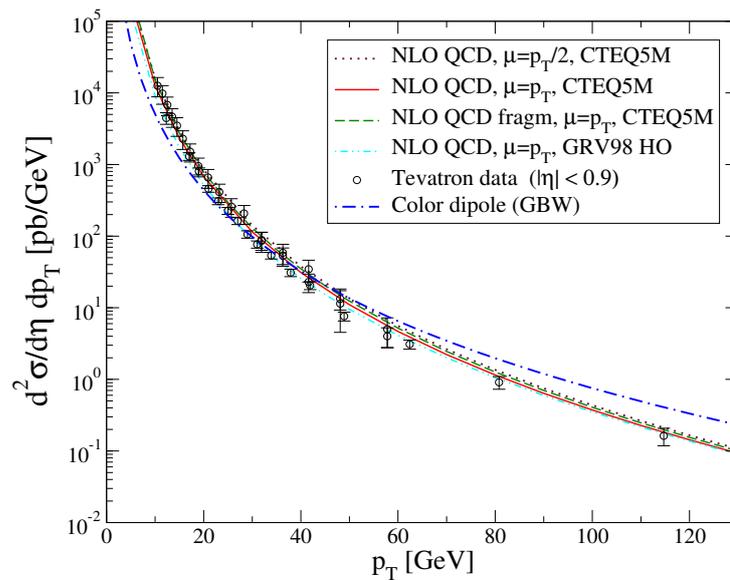


Figura 17: Gráfico de comparação entre os dados experimentais do Tevatron e as simulações computacionais numéricas para diferentes escalas e com as PDFs CTEQ5 e GVR98 (5).

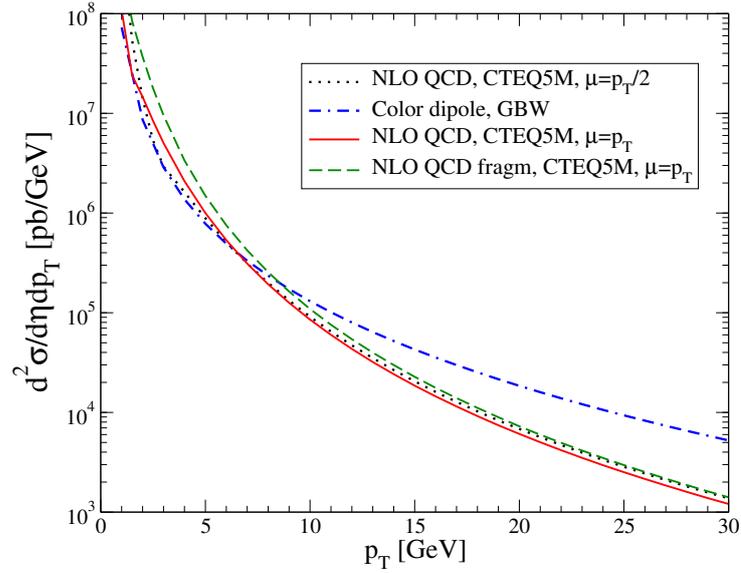


Figura 18: Gráfico com a predição dos resultados do LHC a energia de 14 TeV (5).

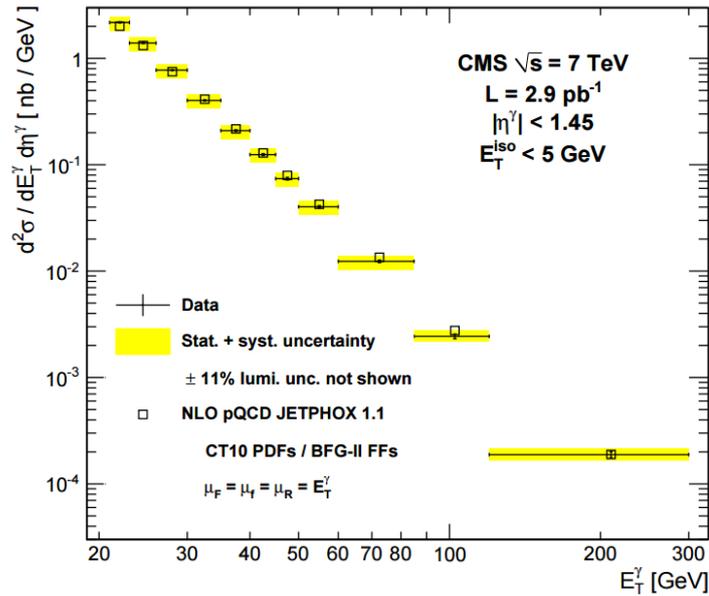


Figura 19: Gráfico dos dados experimentais do LHC (Colaboração CMS) a energias de 7 TeV e predição em NLO retirado de (6).

no caso das energias do Tevatron, enquanto a diferença entre o modelo de dipolo de cor e a previsão de pQCD permanece a mesma. É preciso esperar dados experimentais para podermos analisar mais aprofundadamente a validade da teoria nessa faixa de energias.

Na Figura 19 (retirada de da Ref. (6)) temos os dados experimentais obtidos pelo experimento CMS do LHC de produção de fótons diretos com energia de 7 TeV. É mostrada a seção de choque diferencial em função da energia transversa do fóton E_T^γ . A revisão da pQCD em NLO parece concordar com os dados experimentais.

Conclusão

Dados experimentais da seção de choque de produção de fótons diretos em colisões próton-próton estão disponíveis para várias energias e em vários experimentos como RHIC, Tevatron e os experimentos do LHC. Verificou-se que os cálculos em Ordem Dominante não são suficientes para a predição dos valores dessas seções de choque, visto que os cálculos computacionais realizados discordaram dos dados experimentais do RHIC a energias de 200 GeV, apesar dos gráficos apresentarem comportamentos semelhantes. Isso indica que existem contribuições relevantes nos termos de ordem mais alta que foram desprezados no cálculo. É preciso considerar os cálculos de próxima ordem dominante se o objetivo é realizar boas predições das quantidades físicas em questão.

Já as previsões em NLO retratadas neste trabalho nas Figuras 17 e 19 mostram bem mais acordo com os dados experimentais mais recentes, mostrando que a teoria da pQCD expressa a realidade com fidelidade quando aplicada no processo de produção de fótons diretos. Verificou-se nessas simulações também pouca dependência com as escolhas de escalas de renormalização μ e também com a escolha de PDFs.

Fica em aberto para trabalho futuro o estudo da produção de fótons diretos em colisões próton-núcleo e núcleo-núcleo. Os resultados experimentais recentes mostram diferenças qualitativas se comparados aos experimentos de energia inferior, diferenças essas que podem estar escondidas em vários setores da previsão teórica como, por exemplo as distribuições partônicas nucleares ou os métodos para o cálculo da seção de choque. Com esse estudo podemos testar a validade das teorias que temos disponíveis. Além disso, com os novos experimentos a serem realizados no LHC, teremos vários novos resultados para analisar em regimes de energia nunca antes alcançados.

Apêndices

APÊNDICE A – Rapidez e Pseudorapidez

A rapidez de um processo é definida como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (\text{A.1})$$

onde E é a energia da partícula e p_z é a componente do momentum ao longo do eixo z . Uma característica dessa variável é que ela é invariante frente às transformações de Lorentz na direção z . Entretanto, no limite de altas energias, onde $p \gg m$, tem-se que $E \simeq |p|$ e a rapidez é diretamente relacionada com o ângulo de espalhamento θ especificando a direção de movimento com relação à direção z .

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos^2 \frac{\theta}{2} - \text{sen}^2 \frac{\theta}{2}}{1 - \cos^2 \frac{\theta}{2} + \text{sen}^2 \frac{\theta}{2}} \right) \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\text{sen} \frac{\theta}{2}} \right)^2 = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Ou seja, no limite onde a partícula está viajando com velocidade próxima a da luz $p \gg m$, ou na aproximação em que a massa da partícula é próxima de zero, a rapidez é aproximadamente igual à pseudo-rapidez η , que é definida como:

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right], \quad (\text{A.3})$$

onde θ é o ângulo entre o momento p da partícula e a direção positiva do eixo de colisão.

O uso da pseudo-rapidez é mais conveniente, pois o ângulo polar θ da partícula pode ser medido diretamente do detector, além de que as diferenças em pseudo-rapidez também serem invariantes sob as transformações de Lorentz.

Na Figura 20 podemos visualizar claramente a variação de valores da pseudorapidez em relação a variação do ângulo θ .

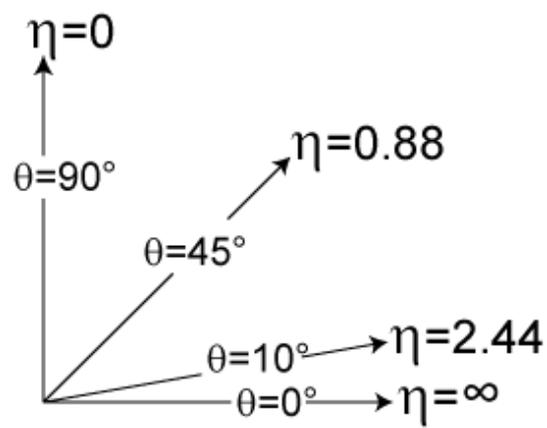


Figura 20: Representação gráfica da pseudorapidez em relação ao eixo de colisão das partículas.

APÊNDICE B – Variáveis de Mandelstam

Sendo A e B estados iniciais de dois hádrons e C um hádron em estado final com os vetores quadrimomento correspondentes p_A , p_B e p_C , respectivamente. Para esses momentos as variáveis de Mandelstam (que são invariantes relativísticos) são definidos como:

$$\begin{aligned} s &= (p_A + p_B)^2, \\ t &= (p_A - p_C)^2, \\ u &= (p_B - p_C)^2. \end{aligned} \tag{B.1}$$

Com essa definição temos que elas obedecem a relação de vínculo:

$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 m_i^2 \tag{B.2}$$

O vínculo estabelece que apenas duas das variáveis são independentes.

Pela definição das variáveis podemos identificar s como sendo o quadrado da energia do centro de massa da interação enquanto t e u são os quadrados dos quadrimomentos transferidos das partículas A e B para a partícula C .

Um conjunto similar de equações vale para processos do tipo $a + b \rightarrow c + d$ onde a , b , c e d agora são pártons e não hádrons. As variáveis de Mandelstam para este caso são então \hat{s} , \hat{t} e \hat{u} e obedecem as mesmas relações acima.

Anexos

ANEXO A – Códigos FORTRAN

```

include 'Ctq5Pdf.f'
program qcd
implicit double precision (a-z)
common /parametros/ mq, mq2, Q, s, y
common /variaveis/ x1, x2, pt
integer i, step
external intqq, intgg
external intqg

```

```

C #####
!PDF
Call SetCtq5(1)

```

```

C #####
mq      = 0.2d0
mq2     = (0.2d0)**2.d0
expoente = 0.d0
pi      = 3.14159265359d0

sigma0  = 1.d0
x0      = 1.11d-4

s       = (200.d0)**2
y       = 0.d0
lambda  = 0.288d0

pt      = 1.d0
step    = 30
deltapt = 24.d0/(step*1.d0)

precisao = 1.d-3

```

```

C #####

open(unit=10, file='gabphotonqqgg.dat')

```

```

do  i = 1 , step

    xt  = 2.d0*pt/dsqrt(s)
    x1  = 0.5d0*xt*dexp( y)
    x2  = 0.5d0*xt*dexp(-y)
    Q   = pt

    norma = (1.d0/pi)*(389.4d6)
    xamin = (xt*dexp(y))/(2-xt*dexp(-y))

    dsigmadydptqq = norma*SGS1(xamin,1.d0,precisao,intqq)

    dsigmadydptgg = norma*SGS1(xamin,1.d0,precisao,intgg)

    dsigmadydptqg = norma*SGS1(xamin,1.d0,precisao,intqg)

    write(10,*) pt,dsigmadydptqq,dsigmadydptgg,dsigmadydptqg

    pt = pt + deltapt

enddo

close(10)

end program qcd

```

```

C#####

```

```

C      SUBPROCESSO qg

      function intqg(xa)
      implicit double precision (a-z)
      common /parametros/ mq, mq2, Q, s, y
      common /variaveis/  x1, x2, pt
      dimension qqa (-5:5)
      dimension qqb (-5:5)
      parameter(pi = 3.14159265359d0)
      integer :: Iparton

```

```

C #####
C   variaveis e parametros
   xb      = xa*x2/(xa-x1)
   alpha   = 1.d0/137.d0
   alphas  = runningalpha(Q)
   tcap    = -xa*pt*(dsqrt(s))*(dexp(-y))
   ucap    = -xb*pt*(dsqrt(s))*(dexp(y))
   scap    = xa*xb*s
   quu2    = (+2.d0/3.d0)**2
   qdd2    = (-1.d0/3.d0)**2
   qss2    = (-1.d0/3.d0)**2
   cte1    = 1.d0/3.d0

do Iparton=-3, 3, 1
    qqa(Iparton) = Ctq5Pdf(Iparton, xa, Q)
    qqb(Iparton) = Ctq5Pdf(Iparton, xb, Q)
enddo

termol = xa*xb/(xa-x1)
uu = qqa(-1)*qqb(1)*cte1*pi*alpha*alphas*
+ quu2*(1.d0/scap**2)*((-ucap/scap)+(-scap/ucap))

dd = qqa(-2)*qqb(2)*cte1*pi*alpha*alphas*
+ qdd2*(1.d0/scap**2)*((-ucap/scap)+(-scap/ucap))

ss = qqa(-3)*qqb(3)*cte1*pi*alpha*alphas*
+ qss2*(1.d0/scap**2)*((-ucap/scap)+(-scap/ucap))
qqsoma = uu + dd + ss

intqg      = termol*qqsoma

end

```

```

C#####
C      SUBPROCESO qq
      function intqq(xa)
      implicit double precision (a-z)
      common /parametros/ mq, mq2, Q, s, y
      common /variaveis/ x1, x2, pt
      dimension qqa (-5:5)
      dimension qqb (-5:5)
      parameter(pi = 3.14159265359d0)
      integer :: Iparton

C      !#####
C      !variaveis e parametros
      xb      = xa*x2/(xa-x1)
      alpha   = 1.d0/137.d0
      alphas  = runningalpha(Q)
      tcap    = -xa*pt*(dsqrt(s))*(dexp(-y))
      ucap    = -xb*pt*(dsqrt(s))*(dexp(y))
      scap    = xa*xb*s
      quu2    = (+2.d0/3.d0)**2
      qdd2    = (-1.d0/3.d0)**2
      qss2    = (-1.d0/3.d0)**2
      cte1    = 8.d0/9.d0

      do Iparton=-3, 3, 1
          qqa(Iparton) = Ctq5Pdf(Iparton, xa, Q)
          qqb(Iparton) = Ctq5Pdf(Iparton, xb, Q)
      enddo

      termol = xa*xb/(xa-x1)
      uu = qqa(-1)*qqb(1)*cte1*pi*alpha*alphas*
+      quu2*(1.d0/scap**2)*((tcap/ucap)+(ucap/tcap))

      dd = qqa(-2)*qqb(2)*cte1*pi*alpha*alphas*
+      qdd2*(1.d0/scap**2)*((tcap/ucap)+(ucap/tcap))

```

```

      ss = qqa(-3)*qqb(3)*cte1*pi*alpha*alphas*
+     qss2*(1.d0/scap**2)*((tcap/ucap)+(ucap/tcap))
      qqsoma = uu + dd + ss

      intqq      = termol*qqsoma

      end

C#####
C      SUBPROCESSO gg

      function intgg(xa)
      implicit double precision (a-z)
      common /parametros/ mq, mq2, Q, s, y
      common /variaveis/  x1, x2, pt
      dimension qqa (-5:5)
      dimension qqb (-5:5)
      parameter(pi = 3.14159265359d0)
      integer :: Iparton

C      !#####
C      !variaveis e parametros
      xb      = xa*x2/(xa-x1)
      alpha   = 1.d0/137.d0
      alphas  = runningalpha(Q)
      tcap    = -xa*pt*(dsqrt(s))*(dexp(-y))
      ucap    = -xb*pt*(dsqrt(s))*(dexp(y))
      scap    = xa*xb*s
      tcap2   = tcap**2
      ucap2   = ucap**2
      scap2   = scap**2
      quu2    = (+2.d0/3.d0)**2
      qdd2    = (-1.d0/3.d0)**2
      qss2    = (-1.d0/3.d0)**2
      cte1    = 1.d0/(pi*8.d0)

      do Iparton=-3, 3, 1
          qqa(Iparton) = Ctq5Pdf(Iparton, xa, Q)

```

```

      qqb(Iparton) = Ctq5Pdf(Iparton , xb, Q)
    enddo

    pdfs    = qqa(0)*qqb(0)
    termo1  = xa*xb/(xa-x1)
    termo2  = cte1*((alpha*alphas/scap)**2)
    termo3  = (quu2+qdd2+qss2)**2

    gg11 = ((scap2+tcap2)/ucap2)*(dlog(-scap/tcap))**2
    gg12 = 2.d0*((scap-tcap)/ucap)*(dlog(-scap/tcap))
    gg21 = ((scap2+ucap2)/tcap2)*(dlog(-scap/ucap))**2
    gg22 = 2.d0*((scap-ucap)/tcap)*(dlog(-scap/ucap))
    gg31 = ((tcap2+ucap2)/scap2)*(dlog(tcap/ucap))**2
    gg32 = 2.d0*((tcap-ucap)/scap)*(dlog(tcap/ucap))
    gg41 = ((scap2+tcap2)/ucap2)*(dlog(-scap/tcap))**2
    gg42 = ((scap-tcap)/ucap)
    gg41 = ((scap2+ucap2)/tcap2)*(dlog(-scap/ucap))**2
    gg42 = ((scap-ucap)/tcap)

    g1    = ((gg11+gg12)**2)+((gg21+gg22)**2)+((gg31+gg32)**2)
    g2    = gg11+gg12+gg21+gg22+gg31+gg32
    g3    = ((gg41+gg42)**2)+((gg41+gg42)**2)

    gg    = (0.125d0*g1)+(0.5d0*g2)+(0.5d0*(pi**2)*g3)
    dsigmatgg = termo2*termo3*gg

    intgg = pdfs*termo1*dsigmatgg

  end

C#####
C      ALPHA

  function runningalpha(Q)
  implicit double precision (a-z)

  pi      = 3.14159265359d0
  Lambda  = 0.2d0
  Nf      = 3.d0

```

```

    runningalpha = 12.d0*pi / ((33.d0-2.d0*Nf)*
+   dlog((Q**2.d0)/(Lambda**2.d0)))

```

```

end

```

```

CC#####
CC   *** INTEGRATION ROUTINE (SGS)   ***

```

```

    DOUBLE PRECISION FUNCTION SGS1 (A,B,EPS,F )
    DOUBLE PRECISION A,B,S,U,V,SF,C,SL,SG
    DOUBLE PRECISION SP,SA,F,SGS9,EPS,abb
    EXTERNAL F
    S = 0.d0
    U = A
1   V = B
    IF ( U .LT. B ) THEN
    SF = SGS9 ( F,U,V )
2   C = (U+V)/2
    SL = SGS9 ( F,U,C )
    SG = SGS9 ( F,C,V )
    SP = SL+SG
    abb=abs( sf )
    if(abb.ne.0.0) go to 5
    abb=1.
5   SA = ABS(SP-SF)/(abb*EPS)
    IF ( SA.GE.1.0 ) THEN
    V = C
    SF = SL
    GOTO 2
    END IF
    U = V
    S = S+SP
    GOTO 1
    END IF
    SGS1=S

```

```
RETURN
```

```
END
```

C

```
DOUBLE PRECISION FUNCTION SGS9 ( F,A,B )
```

```
DOUBLE PRECISION A,B,H,S,C,X,F
```

```
EXTERNAL F
```

```
C = (A+B)/2
```

```
H = (B-A)/2
```

```
X = .96028985E0*H
```

```
S = .10122853E0*(F(C+X)+F(C-X))
```

```
X = .79666647E0*H
```

```
S = S + .22238103E0*(F(C+X)+F(C-X))
```

```
X = .52553240E0*H
```

```
S = S + .31370664E0*(F(C+X)+F(C-X))
```

```
X = .18343464E0*H
```

```
S = S + .36268378E0*(F(C+X)+F(C-X))
```

```
SGS9 = S * H
```

```
RETURN
```

```
END
```

Referências

- 1 BETHKE, S. Eur. Phys. J. C64, 689. (2009).
- 2 PLACAKYTĖ, R. (on behalf of the H1 and ZEUS Collaborators) XXXI Physics in Collision, Vancouver, BC Canada, 28 Aug-1 Sep. *Parton Distribution Functions*, (2011).
- 3 Disponível em: <<http://pdg.lbl.gov/2011/reviews/rpp2011-rev-frag-functions.pdf>>.
- 4 HORAGUCHI, T. *Prompt Photon Production in Proton-Proton Collisions at 200GeV*. Tese (Doutorado) — Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Japan, (2006).
- 5 MACHADO, M. V. T.; MARIOTTO, C. B. Eur. Phys. J. C61: 871-878. (2009).
- 6 CMS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 106: 082001. (2011).
- 7 THOMSON, J. J. Phil. Mag. 44, 293. *Cathode Rays*, (1897).
- 8 RHUTHERFORD, E. Phil. Mag. 21, 669. (1911).
- 9 CHADWICK, J. Nature 129, 312. (1932).
- 10 YUKAWA, H. Proc. Phys. Math. Soc. Jap. 17, 48. (1935).
- 11 OCCHIALINI, G. P. S.; POWELL, C. F. Nature 159, 186. (1947).
- 12 GLASHOW, S. L. Nucl. Phys. 22, 579. (1961).
- 13 WEINBERG, S. Phys. Rev. Lett. 19, 1264. (1967).
- 14 SALAM, A.; WARD, J. C. Phys. Lett. 13, 168. (1964).
- 15 Disponível em: <<http://home.cern/topics/large-hadron-collider>>.
- 16 Disponível em: <<http://home.cern/about/updates/2015/06/lhc-experiments-back-business-record-energy>>.
- 17 HAN, M. Y.; NAMBU, Y. Phys. Rev. 139, b1006. (1965).
- 18 GREENBERG, O. W. Phys. Rev. Lett. 13, 598. (1964).
- 19 ROCHESTER, G. D.; BUTLER, C. C. Nature 160, 855. (1947).
- 20 AUBERT, J. J. et al. [E598 Collaboration], Phys. Rev. Lett. 33, 1404. (1974).
- 21 AUGUSTIN, J. E. et al. [SLAC-SP-017 Collaboration], Phys. Rev. Lett. 33, 1406. (1974).
- 22 HERB, S. W. et al. Phys. Rev. Lett. 39, 252. (1977).
- 23 ABE, F. et al. [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. d50, 2966. (1994).
- 24 BARBER, D. P. et al. Phys. Rev. Lett. 43, 830. (1979).

- 25 ELLIS, R. K.; STIRLING, W. J.; WEBBER, B. R. *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* 8, 1. (1996).
- 26 ROE, B. P. Springer, New York. *Particle Physics at the New Millennium.*, (1996).
- 27 CASO, C. et al. *eur. Phys. J. C3*, 1. (1998).
- 28 PERKINS, D. H. *Introduction to High Energy Physics*.
- 29 VOGT, A.; MOCH, S.; VERMASEREN, J. *Nucl. Phys. B691*, 129. (2004).
- 30 Disponível em: <<http://users.phys.psu.edu/~cteq/>>.
- 31 CTEQ Collaboration. *Handbook of Perturbative QCD*, (2001). Disponível em: <<http://users.phys.psu.edu/~cteq/handbook/v1.1/handbook.pdf>>.
- 32 FIELD, R. D. Addison-Wesley, Reading, MA. *Applications of Perturbative QCD*, (1989).
- 33 YU, G.-M.; LI, Y.-D. *Physical Review C91*, 0449008. (2015).
- 34 KOPELIOVICH, B. Z. et al. *Phys. Lett. B653*, 210. (2007).
- 35 KOPELIOVICH, B. Z. workshop Hirschegg '95: Dynamical Properties of Hadrons in Nuclear Matter, Hirschegg Jan 16-21 p. 102 (hep-ph/9609385. (1995).
- 36 JALILIAN-MARIAN, J. *Nucl. Phys. A753*, 307. (2005).
- 37 KOPELIOVICH, B. Z.; SCHAEFER, A.; TARASOV, A. V. *Phys. Rev. C59*, 1609. (1999).
- 38 GABBERT, D.; NARDO, L. D. arXiv:0708.3196 [hep-ph].
- 39 GOLEC-BIERNAT, K.; WUSTHOFF, M. *Phys. Rev. D59*, 014017; *D60*, 114023. (1999).
- 40 BOER, D.; UTERMANN, A.; WESSELS, E. *Phys. Rev. D77*, 054014. (2008).
- 41 Disponível em: <http://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/info/data/ppg060_data.html>.