

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

Produção de Quarkonium

Aspectos perturbativos e não-perturbativos da QCD *

Cristiano Brenner Mariotto

Tese de Doutorado realizada sob orientação da Profa. Dra. Maria Beatriz Gay Ducati e apresentada ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento de requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Porto Alegre
2003

* Trabalho financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) e Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES).

Em memória de meu avô, Valter Araújo Brenner

Agradecimentos

Em primeiro lugar, gostaria de agradecer a Profa. Dra. M. Beatriz Gay por tornar possível este doutorado em física de partículas, bem como por ter sugerido o tema desta tese; por ter me apoiado nas minhas empreitadas acadêmicas na Suécia, que muito contribuíram para uma maior maturidade científica. Pelo empenho na formação e estabelecimento do grupo GFP AE, do qual tive a oportunidade de fazer parte. Pela força e determinação na busca de melhores condições para o grupo, mesmo com tão pouco apoio financeiro de nossas instituições. Também pela leitura cuidadosa deste trabalho de tese, pela amizade e pelos momentos de convivência agradável.

I'm indebted with Gunnar Ingelman for the great help when I knew almost nothing about Monte Carlo. For making possible and enjoyable my stays in Uppsala, for encouraging and sponsoring me in participating in International Schools, for the serious physics discussions, for the kind hospitality and for that nice atmosphere in the THEP group, thanks a lot to him.

Agradeço aos colegas do grupo GFP AE, Magno Machado, Werner Sauter, Marcos André Betemps, Luís Fernando Mackedanz, Victor Gonçalves, pelas discussões físicas, pela parceria e pelas muitas situações que tivemos em comum ao longo destes anos. Ao Magno e ao Victor, também agradeço pelos trabalhos que fizemos em conjunto.

Special thanks to the persons of the High Energy group in Uppsala and related friends: Gunnar Ingelman, Rikard Enberg, Nicușor Timneanu, Johan Ratshman, Leszek Motyka, Beata Ziaja, Kristel Torokoff, Stefano Moretti. Many thanks to Rikard and Nic for all help with PYTHIA simulations, physics discussions, and daily life situations. I thank Leshek Motyka and Johan Ratshman for helping me with the subject of my thesis. Thanks to Jérôme Damet, to whom it has also been nice to work with. À amiga Lilian del Risco Norrlid, pela amizade e pela cumplicidade latina, foi muito legal ter te conhecido. Jag tackar Mattias Lantz, för roliga sällskapet när vi delade samma rum på Ångström laboratoriet. Also to all above colleagues and related friends, thanks for the patience and for helping me to feel at home, while so far away from my homeland.

I should also thank all the people from the Department of Radiation Sciences for the excellent work conditions and nice atmosphere.

Um agradecimento ao pessoal do Instituto de Física da UFRGS por todo apoio e suporte ao longo destes anos de Pós-Graduação. Aos colegas de Pós-Graduação do IF-UFRGS, em especial aos colegas da sala M204, de conferências, de experiência didática. Marcelo, Moisés, Alexandre, Edu, Cássio, e tantos outros.

Jag tackar också mina svenka eller halv-svenska vännerna Per-Olof, Roger, Shitzu, Rolf,

Niels-Peter, Pablo, Svenning, Sonny, och många andra människor som visade mig flera olika sidor av svenk kultur och hjälpte mig att trivas i det trevliga land kallad Sverige.

Um agradecimento especial aos amigos João Marcelo e Lisiane, pela acolhida gentil e amizade valiosa, durante o tempo em que estive em Uppsala. Impossível se sentir sozinho numa terra estranha convivendo com vocês dois.

Um agradecimento também muito especial aos amigos de coração Antônio Carlos, Ruth, Nêmora, Alex. A convivência e o contato com vocês muito me deu força em inúmeras situações.

A toda minha família (meus pais Irineo e Neiva, meus irmãos Simone, Deise, Rodrigo e Taís, e demais familiares de sangue e de coração), por terem sempre me apoiado, em momentos bons e outros não tão bons assim. Por terem mantido contato muito forte, especialmente nos momentos tristes do adeus eterno dos queridos Vô Valter, Tia Diva e Tio Luís, perdas irreparáveis e todas durante o período em que estive fora. Um agradecimento especial à Simone pelo apoio e cumplicidade na experiência acadêmica e na estada na Europa nórdica, numa alegre ponte Helsinki-Uppsala. Enfim, muito obrigado a cada um de vocês por serem esta maravilhosa família da qual também faço parte.

Enfim, um agradecimento a todos que de maneira direta ou indireta tenham contribuído para a realização deste trabalho de tese.

A todos vocês, meu sincero
Muito obrigado!
Tack så mycket!
Merci beaucoup!
Muchas gracias!
Mille grazie!
Mulțumesc!
Dziękuję!
Thank you!

Resumo

Neste trabalho de tese investigamos o papel de dinâmica perturbativa e não-perturbativa da Cromodinâmica Quântica, a teoria das interações fortes, em processos de produção de quarks pesados e de quarkonium - estados ligados de um par de quarks pesados.

Um aspecto importante na produção de quarks pesados consiste no tratamento de ordens mais altas em QCD perturbativa, que abordamos por meio de elementos de matriz QCD em segunda ordem dominante (NLO) e através de um gerador de eventos Monte Carlo, mais útil fenomenologicamente, onde a produção perturbativa de pares $Q\bar{Q}$ é obtida utilizando elementos de matriz em ordem dominante e a aproximação de chuveiros partônicos de processos em ordens mais altas. Os processos suaves formando estados ligados de quarkonium são descritos em termos do modelo de evaporação de cor (CEM), ou alternativamente através do modelo de interações suaves de cor (SCI) e do modelo da lei das áreas generalizado (GAL). Neste trabalho, calculamos as distribuições em x_F e p_\perp para o J/ψ e ψ' em hadroprodução em alvo fixo e no colisionador $p\bar{p}$ do Tevatron. Outros observáveis como a seção de choque total para J/ψ , ψ' e charme aberto também são reproduzidos. Além disso, extrapolamos os modelos para descrever a produção de J/ψ e Υ no futuro colisionador LHC, onde as taxas de produção de J/ψ estão até uma ordem de magnitude acima de outra predição da literatura, o qual pode implicar em J/ψ ser um ruído não negligenciável para estudos de violação da simetria CP no LHC.

Além disso, com o objetivo de descrever as taxas de produção relativas entre os vários estados de charmonium, desenvolvemos um modelo para o mapeamento do espectro contínuo de massas do par $c\bar{c}$ produzido perturbativamente, nas ressonâncias de charmonium, onde introduzimos uma correlação entre a massa invariante do par produzido perturbativamente e a massa física do estado de charmonium.

Outra abordagem importante ao estudo dos aspectos perturbativos e não-perturbativos da QCD na produção de quarks pesados é o formalismo de fatorização \mathbf{k}_\perp , o qual investigamos em processos de fotoprodução de charme e bottom, com ênfase em resultados de um modelo de saturação. Efeitos de evolução DGLAP também são estudados, considerando a derivada da distribuição de glúons. Analisamos em detalhe seções de choque totais e distribuições em p_T , mostrando as regiões de validade de cada descrição.

Através do estudo de vários aspectos perturbativos e não-perturbativos da QCD, este trabalho de tese contribui para um melhor entendimento da conexão entre essas duas dinâmicas.

Abstract

In this thesis work we investigate the role of perturbative and non-perturbative Quantum Chromodynamics (QCD), the theory of strong interactions, in processes producing heavy quarks and quarkonium - bound states of a heavy quark-antiquark pair. An important point is the treatment of higher order perturbative QCD, which we address as a comparison between next-to-leading order (NLO) QCD matrix element calculation and a more phenomenologically useful Monte Carlo event generator, where the perturbative production of $Q\bar{Q}$ pairs is instead obtained through leading order matrix elements and the parton shower approximation of the higher order processes. The soft processes forming quarkonium bound states are described by the Colour Evaporation model (CEM) or, alternatively the Soft Colour Interaction model (SCI) and the Generalized Area Law model (GAL). In this work, we calculate the x_F and p_\perp distributions of J/ψ and ψ' in hadroproduction at fixed target and $p\bar{p}$ Tevatron collider. Other observables like the total cross section for J/ψ , ψ' and open charm are reproduced as well. Besides, we extrapolate the models to give predictions of J/ψ and Υ at the future LHC collider, and we have found that the J/ψ production rates are up to an order of magnitude larger than an earlier prediction in the literature, which might imply that J/ψ is a non-negligible background for CP violation studies at the LHC.

Moreover, aiming at describing the relative rates of different charmonium states, we have developed an improved model for mapping the continuous $c\bar{c}$ mass spectrum on the physical charmonium resonances, where we have introduced a correlation between the invariant mass of the pair produced perturbatively and the physical masses of the charmonium states.

Another important approach to the study of perturbative and non-perturbative aspects of QCD in heavy quark production is the \mathbf{k}_\perp factorization formalism, which we investigated in processes of charm and bottom photoproduction, with emphasis on the results of a saturation model. DGLAP evolution effects are also studied, by considering the derivative of the gluon distribution. We have analysed in detail the total cross sections and p_T distributions, showing the validity regions of each description.

The study of the perturbative and non-perturbative aspects of QCD addressed in this thesis work contributes to a better understanding of the interplay between these two dynamics.

Lista de artigos relacionados

- M. B. Gay Ducati and C. B. Mariotto, “The color evaporation model in diffractive J/psi photoproduction,” *Physics Letters B* **464**, 286 (1999).
- M. B. Gay Ducati, V. P. Goncalves and C. B. Mariotto, “Color evaporation and elastic Upsilon photoproduction at DESY HERA,” *Physical Review D* **65**, 037503 (2002).
- C. Brenner Mariotto, M. B. Gay Ducati and G. Ingelman, “Soft and hard QCD dynamics in hadroproduction of charmonium,” *European Physical Journal C* **23**, 527 (2002)
- J. Damet, G. Ingelman and C. B. Mariotto, “Prompt J/psi production at the LHC,” *Journal of High Energy Physics* **0209**, 014 (2002)
- C. Brenner Mariotto, M. B. Gay Ducati and M. V. Machado, “Heavy quark photoproduction in the k_{\perp} -factorization approach,” *Physical Review D* **66**, 114013 (2002).
- C. Brenner Mariotto, M. B. Gay Ducati and G. Ingelman, “Bottomonium production at the Tevatron and LHC,” Work in progress

Índice

Introdução	1
1. A Cromodinâmica Quântica	7
1.1 O Modelo Padrão	8
1.2 A Cromodinâmica Quântica	10
1.2.1 Representação de grupo	10
1.2.2 A QCD perturbativa	10
1.3 A QCD e o Espalhamento Profundamente Inelástico	16
1.3.1 A Fatorização das Funções de Estrutura	20
1.3.2 As Equações de Evolução DGLAP	21
1.3.3 Ressonâncias em QCD	27
1.3.4 O formalismo de fatorização- k_{\perp}	29
1.3.5 A Equação de Evolução BFKL	31
1.4 Processos QCD em colisões hadrônicas	32
1.5 Evolução QCD e Chuveiros Partônicos	35
1.5.1 Chuveiros Partônicos de Estado Final	38
1.5.2 Chuveiros Partônicos de Estado Inicial	40
1.6 A QCD não-perturbativa	41
1.6.1 Confinamento	41
1.6.2 Hadronização e o modelo de Lund	42
1.7 Os Geradores de Eventos QCD	45
1.8 Conclusão	46
2. A Produção de Quarks Pesados na QCD perturbativa	48
2.1 Introdução	48
2.2 Cálculo em NLO	49
2.2.1 Cinemática	49
2.2.2 Descrição do cálculo	51
2.2.3 Seção de choque total	64
2.3 Aproximação de chuveiros partônicos e ordens mais altas	66
2.4 Conclusões	67

3. Produção de Quarkonium e Interações Suaves de Cor	69
3.1 Introdução	69
3.1.1 A espectroscopia do charmonium e do bottomonium	70
3.1.2 O Modelo Singleto de Cor	71
3.2 O Modelo de Evaporação de Cor	73
3.3 O Modelo de Interações Suaves de Cor	75
3.4 O Modelo da Lei das Áreas Generalizado	76
3.5 O Modelo Octeto de Cor	77
3.6 Conclusão	79
4. A Fotoprodução elástica de quarkonium	81
4.1 Introdução	81
4.2 Fotoprodução elástica de quarkonium na descrição usual	83
4.3 A evaporação de cor e a fotoprodução elástica de quarkonium	84
4.4 Resultados para Υ em DESY HERA	86
4.5 Conclusão	89
5. Produção de charmonium em colisões hadrônicas: I.	91
5.1 Introdução	91
5.2 Descrição teórica da produção de charmonium	92
5.2.1 Produção de $c\bar{c}$ em QCD perturbativa	92
5.2.2 Formação de charmonium em QCD não-perturbativa	95
5.2.3 Combinando pQCD e QCD não-perturbativa	95
5.3 Resultados e comparação com os dados	98
5.3.1 Resultados para experimentos de alvo fixo	98
5.3.2 Resultados para o colisionador $p\bar{p}$ Tevatron	106
5.4 Conclusões	108
6. Modelo de dinâmica QCD soft para a formação de charmonium	110
6.1 Mapeamento de $c\bar{c}$ em estados de charmonium	111
6.2 Conclusões	116
7. Produção de charmonium em colisões hadrônicas: II.	117
7.1 Introdução	117
7.2 Modelos de interações suaves de cor e comparação com os dados do Tevatron	119
7.3 Extrapolação para o LHC	122
7.4 Conclusões	126
8. Produção de bottomonium em colisões hadrônicas	128
8.1 Introdução	128
8.2 Modelos teóricos para produção de bottomonium	129
8.2.1 Produção de $b\bar{b}$ em QCD perturbativa	129
8.2.2 Formação de bottomonium e QCD não-perturbativa	132
8.2.3 Produção de bottomonium: QCD perturbativa e não-perturbativa	132
8.3 Produção de Υ em alvo fixo em DESY-HERA-B	134

8.4	Produção de bottomonium no Tevatron	136
8.5	Predições para bottomonium no LHC	140
8.6	Conclusão	141
9.	Fatorização k_{\perp} e a fotoprodução de quarks pesados	143
9.1	Introdução	143
9.1.1	O formalismo de fatorização colinear	144
9.1.2	O formalismo de fatorização k_{\perp}	145
9.2	Fotoprodução de quarks pesados no formalismo de fatorização k_{\perp}	146
9.2.1	O modelo de saturação	150
9.3	Resultados e discussões	154
9.4	Conclusões	160
	Conclusões e Perspectivas	163
	A. Fórmulas úteis no cálculo NLO	168
	B. O Método Monte Carlo	172
	Referências	179

Lista de acrônimos

- **BFKL** - Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (equação)
- **BLM** - Brodsky-Lepage-Mackenzie (esquema BLM)
- **CCFM** - Catani-Ciafaloni-Fiorani-Marchesini (equação)
- **CEM** - Modelo de Evaporação de Cor (**C**olour **E**vaporation **M**odel)
- **CERN** - **C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire (Genebra, Suíça)
- **CMS** - Compact Muon Solenoid (detector)
- **COM** - Modelo Octeto de Cor (**C**olour **O**ctet **M**odel)
- **CSM** - Modelo Singleto de Cor (**C**olor **S**inglet **M**odel)
- **CTEQ** - Coordinated Theoretical-Experimental project on QCD
- **DESY** - Deutsches Elektronen Synchrotron (Hamburgo, Alemanha)
- **DGLAP** - Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altareli-Parisi (equações de evolução DGLAP)
- **DIS** - Espalhamento Profundamente Inelástico (**D**eep **I**nelastic **S**cattering)
- **GAL** - Lei das Áreas Generalizada (**G**eneralized **A**rea **L**aw)
- **GBW** - Golec-Biernat e Wüsthoff
- **GRV** - Glück-Reya-Vogt
- **HERA** - Hadron-Elektron-Ringanlage (acelerador do DESY)
- **LHC** - Large Hadron Collider (futuro acelerador do CERN, início previsto para 2007)
- **LLA** - Leading Logarithmic ($\ln Q^2$) Approximation
- **LL_xA** - Leading Logarithmic ($\ln(1/x)$) Approximation
- **MRST** - Martin-Roberts-Stirling-Thorne
- **$\overline{\text{MS}}$** - esquema de subtração mínima modificado (Minimal Subtraction Modified)
- **NLLA** - Next-to-Leading Logarithmic Approximation
- **NLO** - primeira ordem além da dominante (Next-to-Leading Order)
- **NNLO** - segunda ordem além da dominante (Next-to-Next-to-Leading Order)
- **PS** - Chuveiros Partônicos (**P**arton **S**hows)
- **PDF** - Função de Distribuição Partônica
- **PDG** - Particle Data Group
- **pQCD** - CromoDinâmica Quântica Perturbativa
- **QCD** - CromoDinâmica Quântica (**Q**uantum **C**hromo**D**ynamics)
- **SCI** - Interações Suaves de Cor (**S**oft **C**olour **I**nteractions)
- **SLAC** - Stanford Linear Accelerator Center (Stanford, Califórnia)
- **SM** - Modelo Padrão (**S**tandard **M**odel)
- **SU(n)** - (Grupo) Unitário Especial de orden n
- **TEVATRON** - acelerador próton-antipróton do Fermilab

Introdução

Formas de pensar

Pensar livre, certo
Pensar certo, mandatário.

(Inspirado numa inscrição no University
Hall, Uppsala Universitet)

Inspiração

Criação da mente humana
curiosidade raquítica
física pragmática, materialista
antítese da poesia.

A Cromodinâmica Quântica (QCD) é a teoria que descreve as interações fortes entre quarks e glúons. No regime de altas energias, a descrição perturbativa da QCD está bem estabelecida teoricamente, devido à presença de alguma escala perturbativa grande o suficiente para que a constante de acoplamento da QCD seja um bom parâmetro para uma expansão perturbativa. Neste regime, uma colisão hadrônica pode ser descrita no modelo de pártons, onde a interação entre os hádrons colidindo é tratada em termos da interação entre os elementos pontuais constituintes dos hádrons iniciais (quarks), suplementado por correções de interações entre quarks e glúons. A interação elementar entre quarks e glúons, descrita em termos de diagramas de Feynman da QCD, é chamada interação dura. Além do espalhamento duro, os pártons podem iniciar cadeias de radiação de muitos pártons, um exemplo são os chuveiros partônicos de estado inicial e final, onde ocorre uma cadeia de desdobramentos também governados pelos vértices da QCD (interação) ou por equações de evolução. Muitos avanços têm sido feitos no cálculo de processos nas primeiras ordens de teoria de perturbação, e até mesmo cálculos em todas as ordens considerando contribuições dominantes e subdominantes, bem como no desenvolvimento de equações de evolução para as distribuições partônicas nos vários regimes. Embora a QCD perturbativa venha evoluindo de maneira notável, processos envolvendo contribuições de longas distâncias ou baixos momentos não podem ser descritos da mesma maneira, pois a teoria de perturbação falha devido

à inexistência de uma escala perturbativa, implicando em valores crescentes ou mesmo não controlados para a constante de acoplamento, de forma que a série perturbativa em termos de diagramas de Feynman diverge. Este regime de acoplamento forte está presente em várias fases dos processos de espalhamento envolvendo hádrons.

O entendimento da QCD não-perturbativa *per se*, como a obtenção do confinamento dos quarks nos hádrons a partir de primeiros princípios é um dos grandes problemas ainda sem solução em física. Relacionado a este problema está o fenômeno da hadronização, mecanismo pelo qual pártons portando carga de cor transformam-se em hádrons incolores, podendo então ser detectados experimentalmente. Até o momento presente, a eliminação da cor dos pártons tem sido tratada apenas por modelos fenomenológicos para a parte não-perturbativa do processo.

Dentro do problema geral de eliminação de cor enquadram-se os processos para a formação de quarkonium, um estado ligado de um par de quarks pesados. Nesta tese, comparamos vários modelos de produção de quarkonium, que abordam de formas diversas o problema da QCD não-perturbativa, fazendo, basicamente, uma fenomenologia para interações com glúons suaves, ou seja, glúons com baixo momentum, estando portanto fora do regime de validade da descrição perturbativa. Além disso, apresentamos contribuição original no desenvolvimento de modelos de formação de charmonium a partir de pares de quarks charme-anticharme produzidos perturbativamente. Para tanto, desenvolvemos um modelo de mapeamento de pares $c\bar{c}$ em estados de charmonium, introduzindo correlações entre a massa invariante do par charme-anticharme e o estado físico de charmonium detectado experimentalmente.

No que diz respeito às contribuições da pQCD, existem na literatura cálculos perturbativos para a produção de quarks pesados, a nível de um laço, bem como grandes esforços para o cálculo de ordens mais elevadas, como o cálculo a nível de dois laços e formalismos de ressomas, que procuram levar em conta termos de ordens mais altas numa série infinita que soma contribuições dominantes e subdominantes. Os resultados obtidos para cálculos além da próxima ordem dominante são até o momento bastante limitados, dada a grande complexidade do problema. Por exemplo, o cálculo em terceira ordem de teoria de perturbação (NNLO) envolve cálculos de integrais sobre o momentum de dois laços, e o problema do tratamento e eliminação das divergências torna-se bastante intrincado. Nesta tese, fazemos amplo uso de cálculos perturbativos, em especial de um cálculo em segunda ordem de teoria de perturbação (NLO) para a hadroprodução de sabores pesados.

Para levarmos em conta termos de mais altas ordens do que NLO e também explorarmos as vantagens de uma abordagem Monte Carlo, utilizamos o gerador de eventos PYTHIA, onde é possível incluir vários efeitos perturbativos e não-perturbativos, além de obter resultados semelhantes ao método experimental de detecção, podendo-se obter qualquer variável acessível experimentalmente. Nesta abordagem Monte Carlo, pode-se considerar todos os diagramas QCD em ordem dominante, combinados com processos de radiação partônica na aproximação de logaritmo dominante. Desta forma, quarks pesados podem ser criados no espalhamento duro, ou durante a evolução dos chuveiros partônicos. No espalhamento duro, as probabilidades são governadas pelos elementos de matriz em ordem dominante. Nos chuveiros partônicos, um par de quarks pesados pode ser criado num desdobramento a partir do vértice $g \rightarrow Q\bar{Q}$, sendo toda a evolução do chuveiro governada pelas equações de evolução DGLAP. Por incluir um número muito grande de desdobramentos partônicos,

o mecanismo de chuveiros partônicos consiste numa aproximação ao cálculo de todas as ordens de teoria de perturbação, na aproximação de logaritmo dominante. Tais termos de ordens mais altas não estão presentes num cálculo completo em NLO, o qual já é bastante intrincado. O cálculo completo de ordens além de NNLO é praticamente inviável dentro dos métodos conhecidos até o momento, sendo portanto o método Monte Carlo útil para acessarmos estas ordens mais elevadas.

Desenvolvimentos futuros na interface entre Monte Carlo e cálculos NLO incluem a implementação destes em geradores de eventos, o que vem sendo alvo de grandes esforços na comunidade de física de partículas. Um problema não trivial é a combinação de elementos de matriz NLO com processos de radiação partônica contendo funções de desdobramento NLO. A combinação de todos estes processos deve ser implementada de uma maneira consistente, eliminando dupla contagem. Outro problema sobre a implementação de cálculos NLO em geradores de eventos é a falta de uma interpretação probabilística para as contribuições virtuais, ou seja, envolvendo laços de quarks, glúons e campos fantasmas. Estas contribuições têm em geral sinal negativo, contendo divergências que cancelam as divergências presentes nos diagramas de emissões reais, onde se têm emissões reais de pártons suaves (com momentum nulo ou muito pequeno) e colineares. O cancelamento das divergências torna-se muito mais complexo e difícil com o aumento da ordem de cálculo, de NLO para NNLO.

A combinação de um cálculo perturbativo acurado a nível de um laço com modelos para a formação de quarkonium é um dos assuntos desenvolvidos nesta tese. Fazemos extensa fenomenologia da produção de charmonium e bottomonium em colisionadores hadrônicos, tanto para energias relativamente baixas de alvo fixo, quanto para altas energias do colisionador Tevatron do Fermilab. Também fazemos previsões para o futuro colisionador LHC do CERN. Os resultados apresentados nesta tese representam diferentes regimes cinemáticos, onde se pode estudar os efeitos recíprocos dos regimes duro e suave da QCD, ou seja, associados à física de curta e longa distância (perturbativa e não-perturbativa).

Dentre as prioridades dos colisionadores atuais e futuros destaca-se a procura por provas da existência de um novo estado da matéria onde os quarks e glúons aparecem desconfiados num plasma de quarks e glúons. Este estado teria sido produzido em momentos após o ‘big-bang’, e expectativas para a sua obtenção em colisões de íons pesados de altas energias têm produzido intensa atividade no colisionador RHIC e na preparação para o futuro colisionador LHC do CERN. Uma das provas da existência do plasma de quarks e glúons seria a supressão de quarkonium, ou seja, uma diminuição da taxa de produção de estados ligados de quark-antiquark pesado. Nesta tese, não abordamos o problema da supressão de quarkonium, estando mais preocupados com os modelos de produção de quarkonium por si só. Em contrapartida, apresentamos resultados que servem de base para a posterior inclusão de efeitos nucleares e de alta densidade em colisões próton-núcleo e núcleo-núcleo. Ou seja, nossos resultados servem de limite para cálculos incluindo efeitos nucleares; em outras palavras, modelos mais complexos deveriam recair em nossos resultados no limite em que os diversos efeitos são desprezados. Além disso, os modelos de produção têm de ser muito bem entendidos, eliminando incertezas que poderiam ser a origem de discrepâncias com os experimentos, o que poderia camuflar a assinatura inequívoca do plasma de quarks e glúons no contexto de colisões relativísticas de íons pesados produzindo quarkonium.

Uma parcela significativa da comunidade científica de física de partículas está envolvida com o entendimento do modelo padrão (SM) ou na busca de possíveis extensões. Para o

estabelecimento do modelo padrão será necessária a detecção experimental da partícula de Higgs, conectada com o mecanismo geração de massa dos léptons. A origem das massas dos quarks e léptons é ainda um problema sem solução a partir de primeiros princípios, sendo estas massas tratadas até o presente como parâmetros fenomenológicos do modelo padrão. Muitas destas respostas podem estar em física ainda não incluída no modelo padrão, existindo por exemplo extensões supersimétricas onde bósons e férmions são tratados em pé de igualdade, como parceiros supersimétricos. Processos QCD como o de produção e decaimento de quarkonium estão presentes como ruído em muitas das procuras por nova física, devendo portanto ser entendidos e controlados. A colaboração ATLAS, com o detector de mesmo nome, num dos futuros experimentos do LHC no CERN, está envolvida com a procura por sinais de novas partículas ainda não incluídas no modelo padrão. O estudo da violação da simetria CP em decaimentos de mésons B (quark bottom (antibottom) ligado a um antiquark (quark) leve) fará parte do programa experimental da colaboração ATLAS, no qual nossos resultados do capítulo 7 têm impacto direto. Ressaltamos este aspecto mostrando que a produção da partícula J/ψ poderá ser um ruído mais substancial do que esperado em análise existente na literatura. Esta análise terá então que ser levada em conta na construção dos geradores de eventos para o tratamento dos dados desta colaboração.

Além do problema da produção de quarkonium nos contextos perturbativo e não-perturbativo, esta tese trata de outros aspectos fundamentais da QCD, como a forma de fatorização (separação de física de curtas e longas distâncias) QCD mais apropriada para descrever os diversos regimes cinemáticos. A fórmula de fatorização usual é a chamada fatorização colinear, onde se considera que os pártons constituintes do próton tomam parte no espalhamento duro sem possuir nenhum momentum transversal, a nível perturbativo, sendo portanto colineares com o próton. Esta aproximação funciona bem em muitas aplicações fenomenológicas, mas apresenta deficiências. Algumas distribuições experimentais só podem ser descritas com a inclusão *ad hoc* de um momentum transversal intrínseco nos pártons iniciais, motivado pelo movimento de Fermi dentro do próton. Contudo, valores de momentum transversal intrínseco muito altos podem ser requeridos, o que não pode ser motivado apenas pelo movimento de Fermi, tipicamente não-perturbativo. Torna-se necessário, o tratamento perturbativo do momentum transversal inicial dos pártons participantes do espalhamento duro. Isto levou a um novo formalismo de fatorização, chamado fatorização k_{\perp} . Muitos aspectos interessantes da interface entre física perturbativa e não-perturbativa devem ser introduzidos ou revistos neste novo formalismo, muito em voga atualmente, como a saturação partônica e física de pequeno x . Dedicamos pois a última parte desta tese à fenomenologia do formalismo de fatorização k_{\perp} , no contexto específico da produção de quarks pesados em colisões lépton-hádron.

Esta tese está dividida em várias partes distintas, conectadas pelo tema geral de produção de quarks pesados. Os primeiros três capítulos consistem de uma revisão bibliográfica de fundamentos gerais e específicos necessários no desenvolvimento deste trabalho de tese. No capítulo 1, apresentamos a fundamentação teórica geral para o entendimento deste trabalho de tese, onde abordamos a Cromodinâmica Quântica, com seus vários aspectos perturbativos e não-perturbativos. O capítulo 2 contém fundamentação teórica específica, com a descrição dos cálculos e abordagens perturbativas utilizados em capítulos seguintes, em fenomenologia e modelagem originais. No capítulo 3 apresentamos os modelos não-perturbativos relevantes para a produção de quarkonium, com ênfase nos modelos utilizados nesta tese. Estes mo-

delos tem a característica comum de considerar que um par de quarks pesados pode ser produzido portando o número quântico de cor, mas o mecanismo para a eliminação de cor e posterior formação do estado físico de quarkonium apresenta particularidades em cada modelo. Um dos objetivos desta tese foi justamente comparar os modelos de produção de quarkonium, vindo até que ponto eles descrevem a física não-perturbativa, também presente nestes processos, principalmente na formação do estado ligado.

Os capítulos 4 a 9 consistem em aplicações fenomenológicas, modelagem e desenvolvimentos teóricos originais. A maioria dos resultados desenvolvidos nesta tese encontram-se publicados em revistas internacionais com árbitro, e portanto acessíveis a toda comunidade (os artigos são listados no início desta tese).

O capítulo 4 apresenta uma abordagem efetiva e alternativa aos modelos de Pomeron, para a descrição de eventos difrativos produzindo quarkonium. Tratamos em especial da produção elástica do méson Υ no colisionador HERA. Este trabalho também pode ser enquadrado como uma aplicação fenomenológica de modelos de interações suaves de cor, como descrito no capítulo 3, apresentando contudo um caráter isolado em relação aos demais capítulos, e consistindo de novos desenvolvimentos do trabalho de dissertação de mestrado do mesmo autor.

Os capítulos 5 a 8 consistem na parte mais substancial deste trabalho de tese, onde se desenvolve extensa fenomenologia para a produção de quarkonium em colisões hadrônicas. Para tanto, combinamos em trabalho original abordagens perturbativas para a produção de quarks pesados com modelos não-perturbativos para formação de quarkonium, incluindo o problema de neutralização de cor. No capítulo 5, descrevemos o nosso método para combinar as contribuições perturbativas e não-perturbativas. Analisamos várias combinações possíveis e aplicamos esta modelagem para a produção de charmonium em colisões hadrônicas em amplo cenário experimental. Os resultados e análises incluem vários experimentos de alvo fixo, a energias moderadas, até altas energias do colisionador Tevatron. Providos da abordagem NLO e Monte Carlo e dos modelos não-perturbativos de Evaporação de Cor e de Interações suaves de cor, conseguimos uma boa descrição dos dados em ampla região cinemática. Nossa abordagem Monte Carlo, em particular, pode ser usada em outras aplicações práticas que porventura venham a surgir.

No capítulo 6, desenvolvemos um modelo original para o mapeamento de pares $c\bar{c}$ em estados de charmonium, refinando os modelos de evaporação de cor e de interações suaves de cor. Introduzimos uma correlação entre a massa invariante do par $c\bar{c}$ produzido perturbativamente e a massa do estado físico de charmonium, o que pode ser usado para uma melhor descrição das razões entre diferentes estados de charmonium.

O capítulo 7 consiste num estudo paralelo ao do capítulo 5, com ênfase na comparação entre os modelos não-perturbativos nas abordagens baseadas no Monte Carlo PYTHIA. Comparamos três modelos existentes na literatura, para produção de J/ψ no colisionador Tevatron, estendendo nossos resultados para regiões cinemáticas que poderão ser analisadas neste experimento, para um melhor entendimento do mecanismo de produção. Apresentamos também predições para o futuro colisionador LHC do CERN, de relevância inclusive na medida da violação da simetria CP, estudada pela colaboração ATLAS.

No capítulo 8, desenvolvemos um estudo análogo ao apresentado nos capítulos 5 e 7, para a família do quark bottom. Neste caso espera-se uma melhor descrição da fase perturbativa do para o quark charme, devido ao valor mais alto para a massa do quark bottom,

a qual pode ser utilizada para definir a escala perturbativa. Analisamos então várias combinações das abordagens perturbativas e modelos de produção de quarkonium, no contexto da produção de bottomonium em colisões hadrônicas.

O capítulo 9 trata da fenomenologia do formalismo de fatorização k_{\perp} no contexto do colisionador HERA do DESY, consistindo num terceiro bloco de resultados originais desta tese, abordando um problema diferente dos tratados até então. O estudo é mais dirigido à abordagem perturbativa, incluindo o momentum transversal dos pártons iniciais, participantes do espalhamento duro, bem como aspectos não-perturbativos mediante um modelo de saturação partônica.

Em suma, esta tese trata de um estudo bastante abrangente de aspectos perturbativos e não-perturbativos da Cromodinâmica Quântica, no contexto da produção de quarks pesados, com ênfase na combinação de abordagens perturbativas e modelos de produção de quarkonium para uma descrição mais completa desses fenômenos.

Os capítulos são seguidos pelas conclusões resultantes das várias análises desenvolvidas neste tese, dos aspectos da física da produção de quarkonium e de quarks pesados em QCD. Também incluímos um resumo dos recentes progressos teóricos e experimentais relacionados aos assuntos desta tese, com o intuito de apresentar quais são os tópicos de interesse na área no futuro.

Capítulo 1

A Cromodinâmica Quântica

Partículas

Quebrar-se matéria
pra o seu interior entender:
quarks e glúons duma teia
movem-se rápidos, em cadeia.

Naquelas distâncias ínfimas,
muito se pode, entre glúons e quarks.
duras batidas, liberdade
limites suaves.

Lentos, os quarks
escravos se tornam, na rede
confinados sutilmente
presos por cordas
não aparecem diretamente.

De tudo fazem, então se vestem
num universo incolor
feito de cor e anticor.

Como fantasmas, nesta teoria
onde até estes existem,
constrói-se a matéria que aqui persiste.

Ah matéria bruta...
estes ínfimos tijolinhos
ora libertinos, ora reprimidos!

Este capítulo apresenta uma revisão de conceitos básicos da teoria das interações fortes e sua aplicação em processos de espalhamento profundamente inelástico e em colisões hadrônicas. Após uma breve descrição do modelo padrão de física de partículas, procederemos na descrição das interações fortes, introduzindo conceitos fundamentais que servirão de base teórica para esta tese. Consideramos aspectos da QCD perturbativa, necessária para o cálculo dos processos físicos, bem como elementos da QCD não-perturbativa, importantes para a obtenção dos hádrons no estado final. Métodos que combinem estes dois regimes da QCD devem ser utilizados para uma descrição completa da maioria dos fenômenos abordados nesta tese.

1.1 O Modelo Padrão

A matéria conhecida no universo é composta, em seu nível mais fundamental, de quarks e léptons. Estes constituintes fundamentais interagem através da troca de bósons vetoriais de calibre. As quatro forças fundamentais que governam todas as interações da matéria são as forças eletromagnética, forte, fraca e gravitacional¹. A força eletromagnética atua sobre todas as partículas que possuem carga elétrica, sendo responsável pelas ligações químicas e pela maioria dos fenômenos quotidianos. A força gravitacional atua sobre todas as partículas que possuem massa, sendo muito mais fraca do que a força elétrica, e só é sentida quando da presença de objetos muito massivos (por exemplo estrelas e planetas). As forças forte e fraca atuam em distâncias microscópicas, da ordem do núcleo atômico. A força forte atua sobre partículas portando carga de cor, sendo responsável por manter os quarks ligados, formando hádrons tais como prótons e nêutrons, bem como por manter o núcleo atômico unido (apesar da repulsão elétrica entre os prótons). A força forte consiste no tema central desta tese, e será abordada extensivamente nas seções seguintes. A força fraca atua sobre todos os quarks e léptons, e em geral sobre todas as partículas portadoras de carga de isospin fraco, sendo responsável por decaimentos radiativos e muitas reações envolvendo quarks e léptons.

O conjunto de partículas elementares e forças fundamentais (excluindo a gravitacional) formam o Modelo Padrão [1] para física de partículas, que descreve todas as partículas elementares atualmente conhecidas [2] e suas interações. Os dois ingredientes principais do Modelo Padrão são a Teoria Eletrofraca [3, 4, 5, 6, 7, 8] e a Cromodinâmica Quântica [9], formando o grupo de simetria $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$. A Teoria Eletrofraca, representada pelo grupo $U(1) \times SU(2)$, unifica a Eletrodinâmica Quântica (grupo abeliano $U(1)_{em}$), e a Teoria Eletrofraca (grupo de isospin $SU(2)$ e de hipercarga $U(1)_Y$). A Cromodinâmica Quântica é a teoria que descreve as interações fortes.

Na tabela 1.1, listamos as partículas constituintes do modelo padrão, que formam toda a matéria conhecida no universo, bem como os mediadores das forças eletromagnética, eletrofraca e forte. Os quarks e léptons são férmions, ou seja, possuem spin $1/2$, obedecendo ao princípio de exclusão de Pauli. Os quarks possuem carga elétrica fracionária, existindo três gerações de quarks, cada geração constituída de um quark com carga $2/3$ e outro com carga $-1/3$, são elas: (up, down), (charme, strange) e (top, bottom). Ao passo que os

¹ A quantização da interação gravitacional ainda é um problema não resolvido. Portanto, a existência do gráviton, mediador desta interação, é ainda especulativa.

	Partícula		Massa [GeV]	Cargas		
				elétrica	isospin	cor
Léptons	ν_e	neutrino do elétron	$< 10^8$	0	+1/2	0
	e	elétron	0.000511	-1	-1/2	0
	ν_μ	neutrino do múon	< 0.0002	0	+1/2	0
	μ	múon	0.106	-1	-1/2	0
	ν_τ	neutrino do tau	< 0.02	0	+1/2	0
	τ	tau	1.777	-1	-1/2	0
Férmions Quarks	u	up	0.003	2/3	+1/2	3
	d	down	0.006	-1/3	-1/2	3
	c	charm	1.3	2/3	+1/2	3
	s	strange	0.1	-1/3	-1/2	3
	t	top	174.3	2/3	+1/2	3
	b	bottom	4.3	-1/3	-1/2	3
Bósons	γ	fóton	0	0	0	0
	Z^0	bóson Z	91.19	0	0	0
	W^\pm	bóson W	80.42	± 1	± 1	0
	g	glúon	0	0	0	8

Tab. 1.1: *Constituintes do modelo padrão, mediadores das forças e suas propriedades. Valores segundo o Particle Data Group [2]*

quarks u , d , s podem ser considerados não massivos (têm massas pequenas), os quarks c , b e t possuem massas elevadas. Os léptons também aparecem em três gerações, podendo ser classificados em dubletos; para cada lépton portador da carga elétrica elementar (elétron, múon, tau) existe um neutrino (partícula sem carga elétrica) correspondente. Quanto à interação, os léptons interagem através da força eletromagnética, mediada pelo fóton, e da força fraca, mediada pelo bóson Z (neutro) e pelos bósons carregados W^\pm . Omitimos da tabela o bóson de Higgs [10], tido como responsável pela geração de massa dos férmions no modelo padrão [11, 12, 13]. A sua descoberta está sendo investigada e é uma das razões principais para a construção do futuro colisionador LHC no CERN.

A validade do modelo padrão tem sido confirmada em uma grande variedade de experimentos e testes de precisão, com poucas indicações de desvios [1, 14, 15]. Contudo, muitas questões fundamentais como a razão para as cargas e massas dos quarks e léptons assumirem os valores particulares que conhecemos, não podem ser entendidas a partir do modelo padrão, mas tão somente medidas em laboratório. Espera-se portanto que exista uma teoria mais fundamental por detrás. Dentro deste contexto são esperadas extensões do modelo padrão em uma variedade de modelos teóricos [14, 15].

Outra questão de importância fundamental é a violação da simetria CP , onde C e P são os operadores de conjugação de carga e paridade, respectivamente. A violação desta simetria fornece um importante vínculo para o estabelecimento do modelo padrão e de suas extensões, estando também ligada a questões cosmológicas mais profundas como a quantidade de matéria e anti-matéria presente no universo.

1.2 A Cromodinâmica Quântica

A Cromodinâmica Quântica (QCD) é a teoria das interações fortes que descreve a interação entre quarks e glúons [9, 16, 17]. Ao contrário da Eletrodinâmica Quântica (QED), onde os fótons mediam a interação eletromagnética mas não interagem entre si, na QCD os glúons tanto mediam a interação quanto podem auto-interagir, resultando em características peculiares à QCD. As duas características mais marcantes são a liberdade assintótica e o confinamento, que asseguram dois regimes distintos: uma teoria de quarks e glúons assintoticamente livres a distâncias pequenas, e uma teoria confinante de hádrons a grandes distâncias. Os hádrons, que são os estados assintóticos detectados nos experimentos, são diferentes dos campos fundamentais presentes no Lagrangeano, associados aos quarks e glúons. A carga de cor associada aos quarks e glúons só pode ser detectada indiretamente, pois os hádrons são necessariamente objetos neutros (sem carga de cor).

1.2.1 Representação de grupo

A QCD é representada pelo grupo de simetria não abeliano $SU(3)$, que contém três graus de liberdade, correspondendo a três cargas de cor, denotadas R , G e B , com as respectivas anticores. Os geradores do grupo são as matrizes de Gell-Mann, oito matrizes hermitianas linearmente independentes, $\lambda_1, \dots, \lambda_8$, com $\det \lambda_i = 1$. Junto com os autovetores de cor, geram os oito estados de cor dos glúons,

$$R\bar{G}, R\bar{B}, G\bar{R}, G\bar{B}, B\bar{R}, B\bar{G}, \frac{1}{\sqrt{2}}(R\bar{R} - G\bar{G}), \frac{1}{\sqrt{6}}(R\bar{R} - G\bar{G} - 2B\bar{B}), \quad (1.1)$$

que formam a representação octeto de cor para glúons. Há ainda um nono estado de glúon possível,

$$\frac{1}{\sqrt{3}}(R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}), \quad (1.2)$$

um singleto de cor que não carrega carga, portanto não media a interação entre cargas de cor.

Os quarks são representados por três cores (três anticores para antiquarks), sendo representados por tripletos, e denota-se por $[3]$ e $[\bar{3}]$ as menores representações não triviais para quarks e antiquarks, respectivamente. Os mésons são formados de pares quark-antiquark, e correspondem a uma das representações irredutíveis em $[3] \otimes [\bar{3}]$:

$$[3] \otimes [\bar{3}] = [8] \oplus [1] \quad (1.3)$$

1.2.2 A QCD perturbativa

Na QCD, os quarks e glúons estão associados a campos de interação [9]. Os campos de quarks são representados por espinores de Dirac de quatro componentes, ψ_k^i (índice de sabor k e de cor i), e os campos de glúons são representados por oito campos de Yang-Mills, A_μ^a . As regras de Feynman podem ser obtidas em teoria de perturbação a partir do Lagrangeano da QCD, que pode ser escrito como

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{clássico} + \mathcal{L}_{f.g.} + \mathcal{L}_{FP} \quad (1.4)$$

O Lagrangeano clássico é dado por

$$\mathcal{L}_{clássico} = \sum_{k=1}^{n_f} \bar{\psi}_k (i\gamma^\mu D_\mu - m_k) \psi_k - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} \quad (1.5)$$

onde o termo de férmion soma sobre todos os sabores de quarks de massa m_k , e omitimos os índices de cor (neste termo), implícitos na descrição. A derivada covariante é dada por $D_\mu = \partial_\mu + igT_a A_\mu^a$, onde g é a constante de acoplamento forte, T_a são as matrizes de cor da representação de $SU(N_c)$ (geradores do grupo). No termo de glúon, $F_{\mu\nu}^a$ é o tensor intensidade do campo de glúons $A_\mu^a(x)$,

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (1.6)$$

onde $a = 1, \dots, N_c^2 - 1$ é o índice de cor indicando o número de glúons; f^{abc} são as constantes de estrutura do grupo $SU(N_c)$, onde N_c é o número de cores. Este último termo é o responsável pelo caráter não abeliano da QCD.

O termo de fixação de gauge $\mathcal{L}_{f.g.}$ é arbitrário (a amplitude para qualquer processo deve ser invariante de gauge), pode-se por exemplo escolher o gauge covariante,

$$\mathcal{L}_{f.g.} = -\frac{1}{2\lambda} (\partial^\mu A_\mu^a)^2, \quad (1.7)$$

onde λ é um parâmetro arbitrário. A escolha do calibre covariante introduz graus de liberdade não-físicos, que podem ser cancelados mediante a introdução de um campo complexo fictício χ^a chamado fantasma de Faddeev-Popov, contribuindo com o termo

$$\mathcal{L}_{FP} = (\partial_\mu \chi^{a*}) (\partial^\mu \delta_c^a - gf^{abc} A_\mu^b) \chi^c. \quad (1.8)$$

Estes campos fictícios são escalares e têm tanto caráter fermiônico (variáveis de Grassmann, obedecendo a estatística de Fermi) quanto bosônico (propagador bosônico), não aparecendo como partículas externas mas tão somente em diagramas com laços internos.

As regras de Feynman da QCD podem ser obtidas através do formalismo de integrais de trajetória, desenvolvido por Feynman [18]. O Lagrangeano da QCD pode ser separado numa parte livre \mathcal{L}_0 e numa de interação \mathcal{L}_{int} (termos de interação contêm o acoplamento g da teoria), a partir dos quais se obtém um funcional gerador (vide ref. [19] para o método geral e ref. [9] para o caso específico da QCD)

$$Z[J, \xi, \xi^*, \eta, \bar{\eta}] = \exp \left\{ i \int d^4x \mathcal{L}_{int} \left(\frac{\delta}{i\delta J^{a\mu}}, \frac{\delta}{i\delta \xi^{a*}}, \frac{\delta}{i\delta(-\xi^a)}, \frac{\delta}{i\delta \bar{\eta}}, \frac{\delta}{i\delta(-\eta)} \right) \right\} Z_0[J, \xi, \xi^*, \eta, \bar{\eta}] \quad (1.9)$$

onde Z_0 é o funcional gerador para campos livres

$$Z_0 = \int [dA][d\chi][d\bar{\chi}][d\psi][d\bar{\psi}] \exp \left\{ i \int d^4x (\mathcal{L}_0 + A_\mu^a J^{a\mu} + \chi^{a*} \xi^a + \xi^{a*} \chi^a + \bar{\psi} \eta + \bar{\eta} \psi) \right\} \quad (1.10)$$

onde $J^{a\mu}$, ξ , ξ^* , η , $\bar{\eta}$ são funções fonte para glúons, campos fantasmas e férmions, respectivamente. A partir do funcional gerador acima, pode-se obter as funções de Green da teoria e, conseqüentemente, o valor esperado dos observáveis físicos. Expandindo-se o funcional gerador em série de potências na constante de acoplamento g , obtém-se as regras de Feynman da QCD (vide Fig. 1.1) para os propagadores, vértices e laços, a partir do que é possível calcular seções de choque de processos envolvendo interações fortes de quarks e glúons.

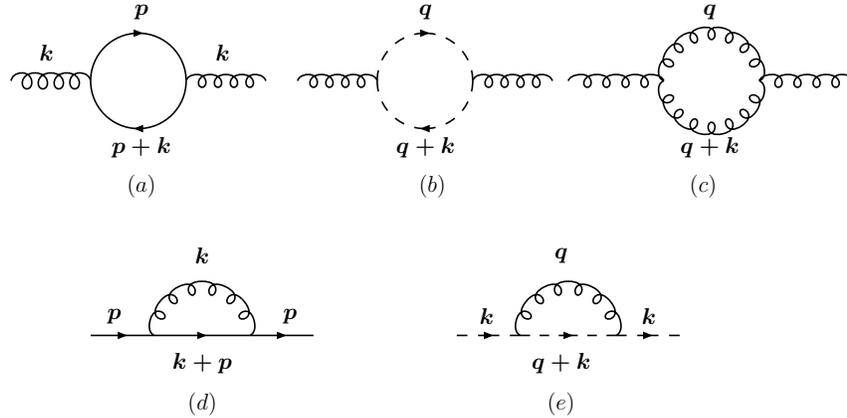


Fig. 1.2: Diagramas contribuindo para as auto-energias do glúon (a,b,c), quark (d) e campos fantasmas (e).

onde se trata o número de dimensões do espaço-tempo como um parâmetro, d . As integrais divergentes são então calculadas num espaço de menor dimensionalidade ($d = 4 - 2\epsilon < 4$, com ϵ pequeno e d não inteiro), obtendo-se resultados finitos. As divergências aparecem então como pólos do tipo $1/\epsilon$ (ou seja, o resultado é divergente no limite físico $d = 4$). A teoria regularizada é ainda definida pelo Lagrangeano da eq. (1.4), mas com o acoplamento g substituído por $g\mu^\epsilon$, com $\epsilon = 2 - d/2$, e com uma escala arbitrária de massa μ denominada escala de renormalização, de forma que a constante de acoplamento permaneça adimensional em d dimensões. A remoção dos infinitos da teoria é então realizada subtraindo-se as singularidades através da redefinição dos campos e parâmetros no Lagrangeano e da soma de contratermos que cancelam as divergências. Um procedimento específico para absorver os infinitos é chamado esquema de renormalização. Um esquema largamente utilizado é o esquema de subtração mínima modificado \overline{MS} [20]. O Lagrangeano renormalizado pode ser obtido através da redefinição dos campos e parâmetros como [9]

$$A_\mu^a = Z_3^{1/2} A_{r\mu}^a, \quad \chi^{a(*)} = \tilde{Z}_3^{1/2} \chi_r^{a(*)}, \quad \psi = Z_2^{1/2} \psi_r, \quad \lambda = Z_3 \lambda_r, \quad (1.11)$$

onde Z_3 , \tilde{Z}_3 , e Z_2 são as constantes de renormalização dos campos gluônico, fantasma e de quarks. Valores explícitos para estas constantes no esquema \overline{MS} podem ser encontrados em [9]. Correções de mais altas ordens aos vértices (vide Fig. 1.3) e ao propagador de quark (para o qual contribui a auto-energia do quark) também resultam em infinitos, sendo conveniente a renormalização da constante de acoplamento e das massas dos quarks,

$$g = Z_g g_r, \quad m = Z_m m_r, \quad (1.12)$$

onde Z_g e Z_m são as constantes de renormalização da constante de acoplamento e da massa dos quarks. As massas reais dos quarks são dadas pela posição $p^2 = m_{fis}^2$ do pólo no propagador de quark, para o qual a auto-energia (denominada Σ) contribui dinamicamente ($m_{fis}^2 = m^2 + \Sigma(p^2 = m_{fis}^2, m^2)$) devido às interações. Após a renormalização dos campos e parâmetros, obtém-se um Lagrangeano renormalizado que mantém a forma e as simetrias do Lagrangeano original, podendo ser usado como ponto de partida em cálculos numa dada ordem, levando a resultados finitos.

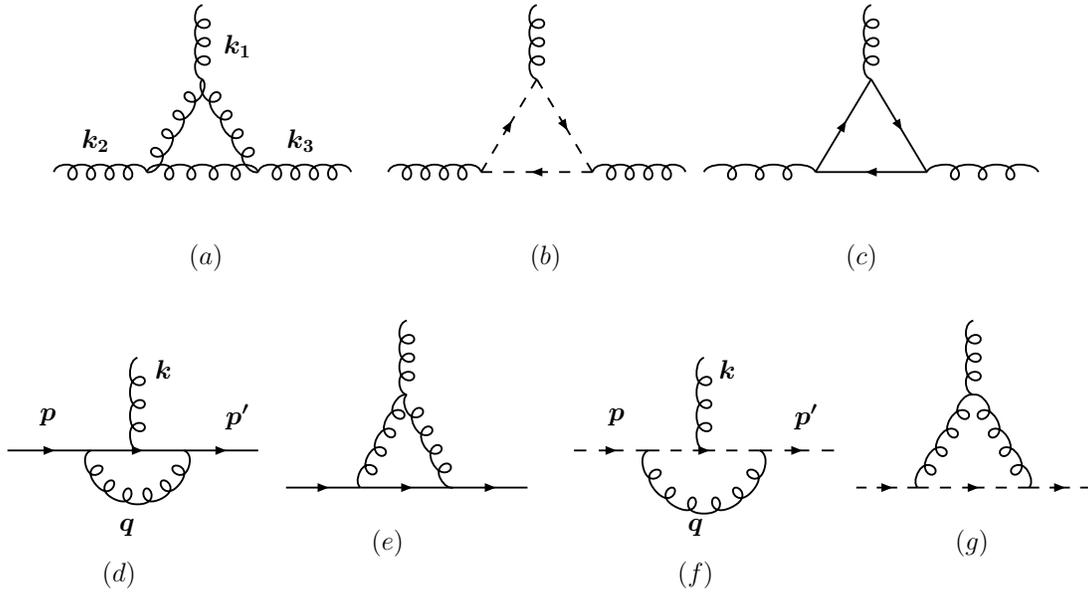


Fig. 1.3: Exemplos de correções de vértice de três glúons (a,b,c), quark-glúon (d,e) e fantasma-glúon (f,g).

A Liberdade Assintótica

A renormalização do acoplamento requer a introdução da escala μ onde as divergências ultravioletas nos diagramas com laços são subtraídas, e as quantidades calculadas passam a depender desta escala. Qualquer observável físico A que dependa de alguma escala de energia Q deve, contudo, ser independente da escolha do esquema e da escala de renormalização, que são apenas construções teóricas. Ou seja,

$$\mu^2 \frac{d}{d\mu^2} A \left(\frac{\mu^2}{Q^2}, \alpha_s(\mu^2) \right) = 0, \quad (1.13)$$

onde o observável depende de μ tanto explicitamente como implicitamente através do acoplamento renormalizado (também utilizamos a definição $\alpha_s = g^2/(4\pi)$ para a constante de acoplamento). Desenvolvendo a equação acima, obtém-se

$$\mu^2 \frac{d}{d\mu^2} A(\mu, \alpha_s) = \left(\mu^2 \frac{\partial}{\partial \mu^2} + \beta(\alpha_s) \frac{\partial}{\partial \alpha_s} \right) A(\mu, \alpha_s) = 0, \quad (1.14)$$

onde a função β é definida por $\beta = \mu^2 \partial \alpha_s / \partial \mu^2$, podendo ser calculada perturbativamente,

$$\beta(\alpha_s) = -\beta_0 \alpha_s^2 - \beta_1 \alpha_s^3 - \dots, \quad (1.15)$$

com

$$\beta_0 = (11N_c - 2n_f)/3 \quad (\text{LO}), \quad \beta_1 = 102 - 38n_f/3 \quad (\text{NLO}). \quad (1.16)$$

Isto leva a uma equação para a dependência em μ do acoplamento renormalizado:

$$\mu^2 \frac{\partial \alpha_s(\mu^2)}{\partial \mu^2} = -\frac{\alpha_s(\mu^2)}{4\pi} \beta_0 - \left(\frac{\alpha_s(\mu^2)}{4\pi} \right)^2 \beta_1 + \dots, \quad (1.17)$$

A solução desta equação é conhecida como constante de acoplamento variável (running). Em NLO, se escreve como

$$\frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} = \frac{1}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} - \frac{\beta_1 \ln[\ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)]}{\beta_0^3 \ln^2(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\ln^3(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}\right) \quad (1.18)$$

A constante Λ_{QCD} é um parâmetro da teoria, tendo um valor definido para uma dada ordem (LO, NLO, NNLO) e esquema de renormalização, com um valor situado na vizinhança de 200 MeV.

Uma das características mais importantes da QCD, a liberdade assintótica, já está presente na constante de acoplamento em ordem dominante (LO),

$$\alpha_{sLO}(Q^2) = \frac{1}{b \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}, \quad (1.19)$$

onde $b = \beta_0/4\pi$. Ou seja, a constante de acoplamento decresce com o aumento da energia, que em outras palavras significa que os quarks e glúons são assintoticamente livres no regime de altas energias. De fato, esta é a propriedade que nos habilita a fazer teoria de perturbação quanto estivermos num regime de energia alta o bastante para que α_s seja suficientemente pequena. O limite mínimo da escala de energia a partir do qual é possível aplicarmos teoria de perturbação é de 1 GeV, embora valores maiores sejam desejáveis. Se um dado processo

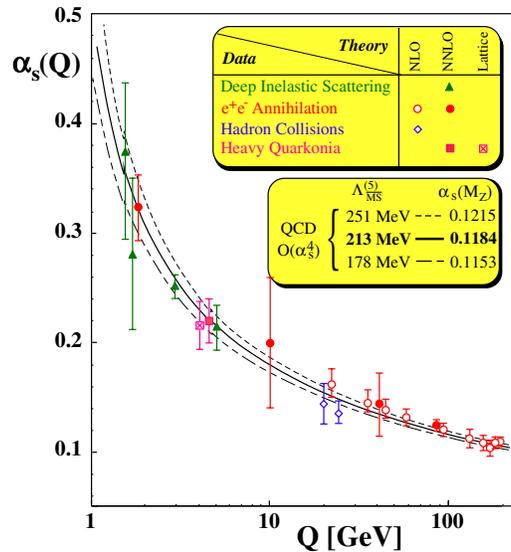


Fig. 1.4: Comparação entre dados para o acoplamento forte extraídos de vários processos (DIS, e^+e^- , colisões hadrônicas) e a evolução da constante de acoplamento $\alpha_s(\mu = Q)$ [21].

tiver uma escala característica acima desse valor, está caracterizada uma escala perturbativa ou escala dura. A dependência da constante de acoplamento com a energia pode ser vista na Fig. 1.4, comparada a dados de vários processos. Para energias baixas, a constante de acoplamento cresce, o acoplamento é forte e não mais se pode tratar os quarks e glúons como livres. Este é o regime do confinamento, onde os métodos da QCD perturbativa não podem mais ser aplicados (vide seção 1.6). A maioria dos processos hadrônicos envolve estes dois regimes, sendo necessário o tratamento dos efeitos recíprocos da QCD perturbativa e não-perturbativa, como será descrito no final deste capítulo e ao longo desta tese.

1.3 A QCD e o Espalhamento Profundamente Inelástico

Muitos aspectos da QCD e do modelo de pártons são melhor ilustrados em processos específicos como o espalhamento profundamente inelástico (DIS), descrito brevemente a seguir. Discussão mais detalhada pode ser encontrada em vasta literatura (vide por exemplo [22, 23, 24, 25]).

O espalhamento profundamente inelástico caracteriza-se pelo processo onde um lépton (l) é espalhado por um nucleon (N), numa interação de troca de um bóson vetorial de calibre e produzindo um estado hadrônico final X segundo a reação $l(k)N(P) \rightarrow l'(k')X$, representada na figura (1.5).

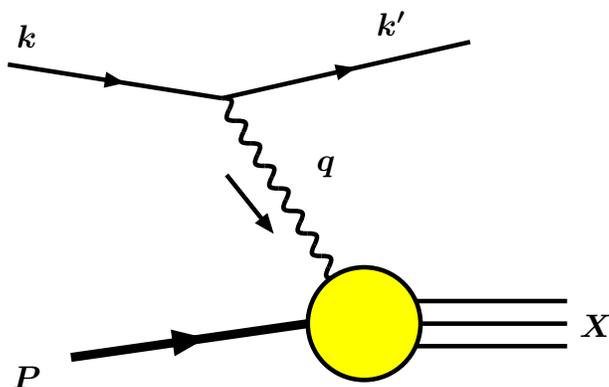


Fig. 1.5: O espalhamento profundamente inelástico lépton-nucleon.

As variáveis cinemáticas usuais do espalhamento profundamente inelástico são

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \quad (1.20)$$

$$s = (k + P)^2 \quad (1.21)$$

$$W^2 = (P + q)^2 = P'^2 \quad (1.22)$$

$$x \equiv \frac{Q^2}{2P \cdot q} \quad (1.23)$$

$$\nu \equiv \frac{P \cdot q}{m_N} \quad (1.24)$$

$$y \equiv \frac{P \cdot q}{P \cdot k}, \quad (1.25)$$

onde k e k' são os quadrimomenta do lépton inicial e final, P e m_N são o quadrimomentum e a massa do nucleon, P' é o quadrimomentum do sistema hadrônico final. As variáveis s e W^2 são o quadrado da energia de centro de massa dos sistemas lépton-nucleon e bóson-nucleon, respectivamente. No sistema de repouso do nucleon, ν é a energia do bóson trocado e y é a fração da energia do lépton portada pelo bóson. A variável x é conhecida como variável x de Bjorken, cuja interpretação será dada a seguir. O quadrado do quadrimomentum transferido (quadrado da massa do bóson virtual), $q^2 < 0$, determina a escala dura do processo, sendo o poder de resolução com que o bóson virtual resolve a estrutura do nucleon.

Em processos de corrente neutra, o lépton inicial é do mesmo tipo que o final, e o bóson trocado pode ser um fóton virtual γ^* ou um bóson Z . No caso de corrente carregada, os léptons inicial e final são diferentes, e um W^\pm media a interação (por exemplo, $ep \rightarrow \nu X$). A seção de choque diferencial inclusiva (*i.e.*, X não é especificado) pode ser fatorizada no produto de um tensor associado ao vértice leptônico, calculado por regras de Feynman da QED, com um tensor descrevendo o vértice hadrônico, para o qual não há uma forma analítica explícita devido ao desconhecimento da estrutura do nucleon. O tensor hadrônico pode contudo ser parametrizado em termos dos quadrimomenta presentes no vértice hadrônico. A seção de choque resultante pode ser escrita como

$$\frac{d^2\sigma(l^\pm N)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [Y_+ F_2^{lN}(x, Q^2) \mp Y_- x F_3^{lN}(x, Q^2) - y^2 F_L^{lN}(x, Q^2)], \quad (1.26)$$

onde $Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2$. As funções F_i são conhecidas como *funções de estrutura*: são funções escalares de duas variáveis que contêm toda informação a respeito do vértice hadrônico. A função de estrutura F_2^{lN} está conectada à seção de choque transversa (ex., componente transversa do fóton virtual) sendo a contribuição dominante. A função de estrutura longitudinal F_L^{lN} e a função de estrutura F_3^{lN} são tratadas como correções QCD, sendo que F_L só é importante na região de grande y . Por outro lado, $x F_3^{lN}$ é negligenciável para $Q^2 \ll m_Z^2$, e a interação fraca pode ser desprezada neste limite, onde apenas a parte eletromagnética (fóton) contribui.

As variáveis x e Q^2 podem ser obtidas experimentalmente pela detecção do lépton final, sendo dadas pelas energias inicial E_k e final $E_{k'}$ e do ângulo de espalhamento θ do lépton

no sistema de repouso do nucleon,

$$x = \frac{2E_k E_{k'} \sin^2(\theta/2)}{m_N(E_k - E_{k'})} \quad (1.27)$$

$$Q^2 = 4E_k E_{k'} \sin^2(\theta/2) . \quad (1.28)$$

Desta forma, pode-se determinar experimentalmente as funções de estrutura F_i para um dado valor de x e Q^2 . Por outro lado, os modelos teóricos para a estrutura hadrônica devem prever o comportamento destas funções ou de parte delas.

No limite de Bjorken, onde $Q^2 \rightarrow \infty$ para x fixo, as funções de estrutura F_2 são funções apenas de x e aproximadamente independentes de Q^2 . Este fato foi inicialmente observado nos experimentos DIS do SLAC (Stanford Linear Accelerator) na década de 60 [26], e ficou conhecido como escalamento de Bjorken [27]. Este escalamento foi interpretado como devido ao nucleon ser constituído por componentes pontuais livres, os pártons. Se o nucleon tivesse uma estrutura mais complexa, as funções de estrutura apresentariam uma dependência com a virtualidade do bóson, pois a estrutura interna do nucleon poderia ser excitada de forma diferente para diferentes valores de Q^2 . Foi assim estabelecido o modelo de pártons. Num sistema de referência onde o nucleon se move muito rápido, o nucleon apresenta uma contração espacial e dilatação temporal de forma que as massas e o momento transversal dos pártons possam ser desprezados. Sem movimentos internos e portanto sem interações entre pártons, cada párton se move paralelamente ao nucleon portando uma fração de momentum x'_i , de forma que $\sum_i x'_i P = P$. Assim, cada párton pode participar do espalhamento duro sem ser influenciado pelos outros pártons, chamados espectadores. Em primeira ordem, um párton com momentum $x'P$ espalha o fóton virtual, produzindo outro párton de momentum p' , conforme mostrado na figura (1.6). A seção de choque do espalhamento profundamente inelástico lépton-nucleon $l + N \rightarrow l' + X$ é a soma incoerente de probabilidades no espalhamento elástico $l + q_i \rightarrow l' + q'_i$. Desprezando-se a massa dos pártons, a conservação de momentum no vértice párton-bóson, $x'P + q = p'$, implica em

$$x' = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = x , \quad (1.29)$$

ou seja, x pode ser interpretado como a fração de momentum do nucleon portada pelo párton interagente.

A probabilidade de encontrarmos um párton dentro do nucleon, portando uma fração de momentum x , é descrita pelas densidades partônicas $f_i(x)$, e a seção de choque diferencial do DIS pode ser escrita na forma fatorizada

$$d\sigma = \sum_{q, \bar{q}} \int d\xi f_q(\xi) d\hat{\sigma} \left(\frac{x}{\xi} \right) , \quad (1.30)$$

onde $d\hat{\sigma}$ é a seção de choque para o subprocesso elementar $l q(\bar{q}) \rightarrow l q(\bar{q})$. A função de estrutura F_2 se reduz à forma

$$F_2 = x \sum_i e_i^2 f_i(x) , \quad (1.31)$$

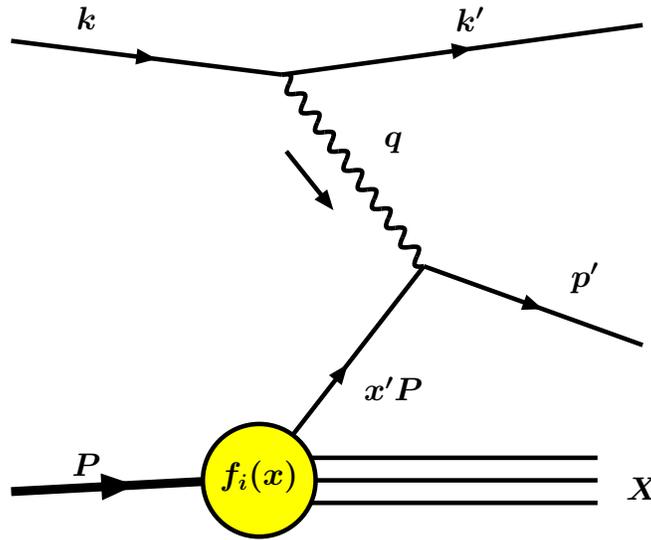


Fig. 1.6: O espalhamento profundamente inelástico no modelo de pártons.

onde e_i é a carga elétrica da i -ésima espécie de párton. A identificação dos pártons com os quarks [22, 23] implica em uma densidade partônica para cada quark ou anti-quark, e a soma acima se dá sobre todas as famílias de quarks que contribuem numa dada energia.

Os quarks constituintes dos hádrons são de dois tipos: quarks de valência e quarks do mar. Os quarks de valência têm origem exclusivamente não-perturbativa, sendo primeiramente introduzidos por Gell-Mann e Zweig [28] quando da descrição espectroscópica dos hádrons por meio do grupo unitário de simetria $SU(3)$. Os quarks do mar originam-se de reações de criação de pares partícula-antipartícula por meio de flutuação dos propagadores da interação forte. Como estão sempre aos pares e têm cargas opostas, a contribuição líquida à carga do hádron vem apenas dos quarks de valência, que reproduzem os números quânticos observados. Por exemplo, o próton é composto de três quarks de valência, dois quarks u e um quark d , mais contribuições do mar, o que dá uma carga elétrica resultante $2/3 + 2/3 - 1/3 = 1$. Além da carga elétrica, outros números quânticos como número bariônico, isospin, hipercarga, etc, devem ser somados para reproduzir os números quânticos do hádron. Dessa forma, é possível obtermos vínculos nas distribuições partônicas dos quarks impondo regras de conservação de um dado número quântico. São as *regras de soma*, dadas em termos de integrais sobre as distribuições partônicas com pesos associados ao número quântico em questão, que devem reproduzir os números quânticos do nucleon. Por exemplo, a regra de soma de momentum

$$\sum_i \int_0^1 x_i f_i(x) dx_i = 1, \quad (1.32)$$

implica que somando-se as frações de momentum portadas por todos os pártons constituintes do hádron, deve-se obter o seu momentum total.

Verificou-se experimentalmente que, incluindo-se na regra de soma de momentum apenas as distribuições de quarks, obtém-se um valor de aproximadamente 1/2 [29], indicando que a metade do momentum do próton deve estar associada a pártons sem carga elétrica (glúons) e portanto não diretamente detectáveis em experiências de DIS.

1.3.1 A Fatorização das Funções de Estrutura

A maioria das seções de choque de interesse apresentam divergências infravermelhas, que representam a sensibilidade à física de longa distância ou de pequenos momenta. Em particular, seções de choque QCD onde se tem um ou mais hádrons no estado inicial sempre apresentam este problema, pois os hádrons são necessariamente objetos não-perturbativos. Em distâncias da ordem do tamanho de um hádron, a constante de acoplamento da QCD é grande e portanto a QCD perturbativa não é diretamente aplicável.

A fatorização é um procedimento pelo qual se extrai quantidades sem divergências infravermelhas das seções de choque, separando assim as dinâmicas de curta e de longa distância. Segundo o teorema da fatorização colinear [30], as funções de estrutura podem ser escritas na seguinte forma fatorizada:

$$F_a^h(x, Q^2) = \sum_{i=f,\bar{f},g} \int_x^1 d\xi C_a^{(i)} \left(\frac{x}{\xi}, \frac{Q^2}{\mu^2}, \frac{\mu_F^2}{\mu^2}, \alpha_s(\mu^2) \right) \phi_{i/h}(\xi, \mu_F, \mu^2) + \mathcal{O}(m^2/Q^2), \quad (1.33)$$

$a = 1, 2$, onde os $C_a^{(i)} \left(\frac{x}{\xi}, \frac{Q^2}{\mu^2}, \frac{\mu_F^2}{\mu^2}, \alpha_s(\mu^2) \right)$ são as funções coeficiente, que são livres de divergências infravermelhas e são independentes do hádron externo h , e $\phi_{i/h}(\xi, \mu_F, \mu^2)$ é a distribuição do párton i no hádron h . A dependência das distribuições e funções coeficiente com a escala de renormalização μ deve ser compensada de forma que a função de estrutura (que é a quantidade física medida) seja independente desse parâmetro.

A separação entre a parte de curta e de longa distância se dá na escala de fatorização μ_F . Toda a dependência de curta distância está nas funções coeficiente, que podem ser calculadas perturbativamente. Toda a dependência de grandes distâncias (contendo infinitos se calculadas em QCD) é absorvida nas distribuições partônicas.

O teorema da fatorização pode ser aplicado para seções de choque inclusivas, onde se soma sobre todos os estados finais. Da mesma forma que para as funções de estrutura, obtém-se que a parte de longa distância (com divergências infravermelhas) pode ser fatorizada nas distribuições partônicas, enquanto que a parte de curta distância é a seção de choque calculada a nível partônico, com as divergências já subtraídas. Neste caso, a parte de curta distância é a seção de choque partônica de espalhamento duro, que caracteriza os subprocessos partônicos que ocorrem a curta distância, onde a pQCD é aplicável.

As funções coeficiente sem divergências infravermelhas C_a podem ser calculadas, num dado esquema de fatorização, comparando-se expressões perturbativas para as funções de estrutura F_a^f de pártons de sabor f com as distribuições $\phi_{i/f}$ do párton i no párton f , usando a equação (1.33) expandida até a ordem apropriada. Ambas F_a^f e $\phi_{i/f}$ apresentam divergências infravermelhas, devendo ser definidas através de algum procedimento de regularização. As funções coeficiente, contudo, são livres dessas divergências. Uma vez que os C_a 's estão determinados para alguma ordem, (1.33) pode ser comparada com medidas experimentais de F_a^h para se determinar as distribuições partônicas no hádron h .

Não há uma forma única de separar as partes de longa e de curta distância. Esta ambigüidade é removida com a escolha (arbitrária) de algum esquema de fatorização. Os esquemas mais usados em QCD são o esquema DIS e o \overline{MS} [20, 31]. No esquema DIS todas as correções são absorvidas na definição das distribuições partônicas, de forma que a relação

$$F_2^{(h)}(x, \mu^2) = x \sum_i e_i^2 \phi_{i/h}^{(DIS)}(\xi, \mu^2) f_i(x) \quad (1.34)$$

seja válida em todas as ordens de teoria de perturbação. No esquema \overline{MS} , as distribuições são definidas como elementos de matriz de operadores de criação e aniquilação que contam o número de quarks ou de glúons portando uma fração ξ de momentum do hádron.

O modelo de pártons corresponde ao termo de mais baixa ordem na expressão (1.33). Já o teorema da fatorização é um resultado de teoria de campos, independente de modelo e provado para todas as ordens [30]. Veremos na próxima seção que os termos além do modelo de pártons estão basicamente associados à radiação de glúons, o que leva à quebra do escalamento de Bjorken, uma generalização natural do modelo de pártons dentro da QCD.

1.3.2 As Equações de Evolução DGLAP

O modelo de pártons é uma aproximação de ordem zero, não incluindo processos QCD de interação entre quarks e glúons. Entre as evidências para a presença de glúons no nucleon estão a medida experimental da regra de soma de momentum e a quebra do escalamento de Bjorken, onde as funções de estrutura apresentam uma dependência em Q^2 . Estas violações de escalamento são consequência natural da QCD, conforme veremos a seguir considerando emissões de glúons.

Podemos reescrever a forma fatorizada do modelo de pártons (Eq. 1.30) para a função de estrutura F_2 ,

$$F_2(x) = \sum_{q, \bar{q}} \int_x^1 d\xi f_q(\xi) \hat{F}_2^q\left(\frac{x}{\xi}\right), \quad (1.35)$$

onde \hat{F}_2^q é a função de estrutura elementar de quarks, conectada à seção de choque de foto-absorção virtual para o espalhamento $\gamma^* q$ (Fig. (1.7a)), que no modelo de pártons é dada por

$$\hat{F}_2^q(z) = e_q^2 \delta(1 - z), \quad (1.36)$$

que reproduz a expressão (1.31).

Considerando a emissão e absorção de glúons obtemos as contribuições mostradas na Fig. 1.7, até a ordem α_s^1 , envolvendo termos de emissões de glúons reais, Figs. (1.7b,c), e contribuições virtuais de correções de vértice (1.7d) e auto energia (1.7e,f). Os diagramas de emissões reais (Fig. 1.7b,c) apresentam dois tipos de singularidades: singularidades colineares, quando o glúon é emitido paralelamente ao quark (1.7b), e singularidades devido à emissão de glúons soft (momentum nulo). Estas divergências soft se cancelam na soma das contribuições reais e virtuais. As divergências colineares podem ser regularizadas impondo-se um corte κ_0^2 no momentum transverso κ_\perp^2 do quark espalhado, e a contribuição em $\mathcal{O}(\alpha_s)$

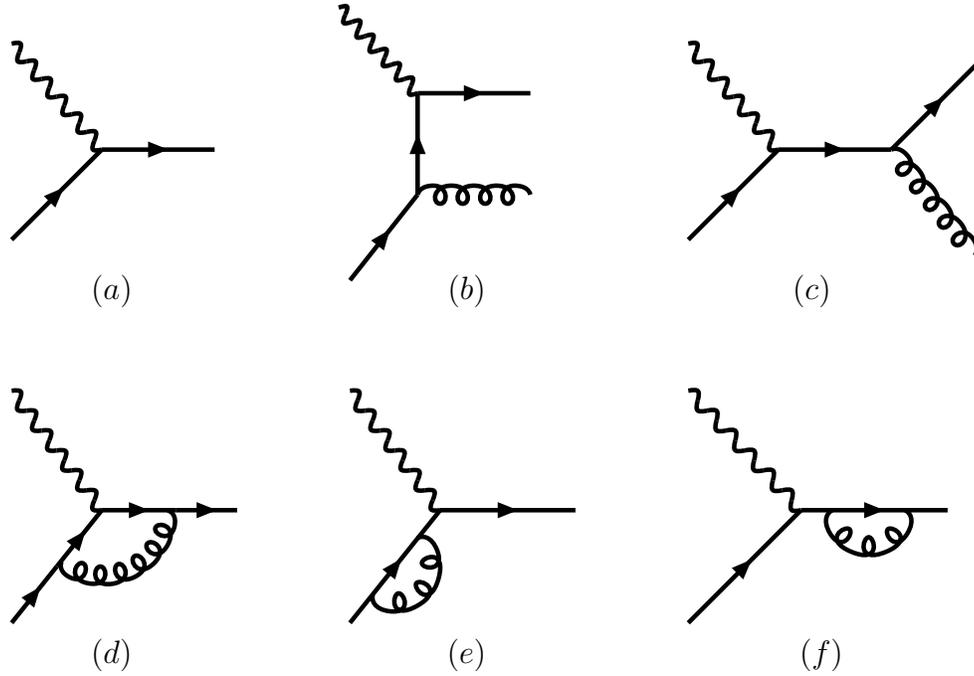


Fig. 1.7: Processos contribuindo para o espalhamento γ^*q em ordem α_s^1 .

para \hat{F}_2^q é dada por

$$\hat{F}_2^q(z, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} e_q^2 z \left[P_{qq}(z) \ln \frac{Q^2}{\kappa_0^2} + h(z) \right], \quad (1.37)$$

onde $P_{qq}(z)$ e $h(z)$ são funções finitas. Somando-se (1.36) e (1.37), a função de estrutura fica

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 x \left\{ f_q^0(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_q^0(\xi) \left[P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \ln \frac{Q^2}{\kappa_0^2} + h_q \left(\frac{x}{\xi} \right) \right] + \dots \right\}, \quad (1.38)$$

onde o índice 0 denota distribuições partônicas não renormalizadas. Podemos introduzir uma escala de fatorização μ^2 e decompor o logaritmo divergente acima como

$$\ln \frac{Q^2}{\kappa_0^2} = \ln \frac{Q^2}{\mu^2} + \ln \frac{\mu^2}{\kappa_0^2}; \quad (1.39)$$

a função $h_q(z)$ pode também ser separada em duas partes, $h_q(z) = \tilde{h}_q(z) + h'_q(z)$. A singularidade $\ln(\mu^2/\kappa_0^2)$ e o termo $h'(z)$ podem ser absorvidos na redefinição da distribuição de quarks. As funções de distribuição renormalizadas são definidas como

$$q(x, \mu^2) = f_q^0(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_q^0(\xi) \left[P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) \ln \frac{\mu^2}{\kappa_0^2} + h'_q \left(\frac{x}{\xi} \right) \right] + \dots \quad (1.40)$$

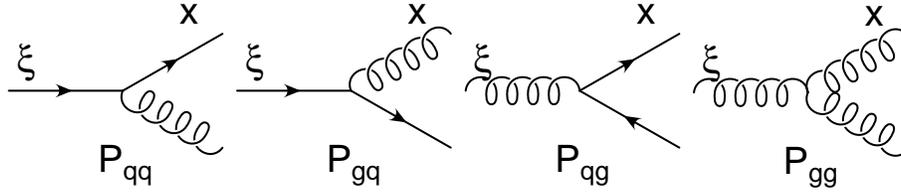


Fig. 1.8: Representação das funções de desdobramento.

A separação das funções h define o esquema de fatorização. Em termos de $q(x, \mu^2)$, a função de estrutura se escreve como

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 x \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q(\xi, \mu^2) C^q \left(\frac{x}{\xi}, Q^2, \mu^2 \right), \quad (1.41)$$

onde $C^q(x/\xi, Q^2, \mu^2)$ é a função coeficiente, dada por

$$C^q(z, Q^2, \mu^2) = \delta(1-z) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \left[P_{qq}(z) \ln \frac{Q^2}{\mu^2} + \tilde{h}_q(z) \right] + \dots \quad (1.42)$$

As funções coeficiente são essencialmente as funções de estrutura partônicas regularizadas e renormalizadas.

Uma vez que $F_2(x, Q^2)$ é um observável físico, não pode depender da escala não física μ^2 . Diferenciando a Eq. (1.41) com respeito a $\ln \mu^2$, obtemos uma equação governando a dependência de escala das distribuições de quarks

$$\frac{\partial F_2(x, Q^2)}{\partial \ln \mu^2} \equiv 0 \Rightarrow \frac{\partial q(x, \mu^2)}{\partial \ln \mu^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) q(y, \mu^2). \quad (1.43)$$

Esta equação íntegro-diferencial é parte das conhecidas equações DGLAP, obtidas paralelamente por Dokshitzer, Gribov e Lipatov [32, 33] e por Altarelli e Parisi [34]. A função de desdobramento $P_{qq}(x)$ representa a probabilidade de um quark emitir outro quark com fração de momentum x (vide Fig. 1.8). Além desta contribuição, o quark pode se originar do desdobramento de um glúon num par $q\bar{q}$. A evolução da distribuição de quarks é dada por

$$\frac{\partial q(x, \mu^2)}{\partial \ln \mu^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) q(y, \mu^2) + P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y, \mu^2) \right]. \quad (1.44)$$

Analogamente, podemos obter a equação DGLAP para a distribuição de glúons

$$\frac{\partial g(x, \mu^2)}{\partial \ln \mu^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) q_i(y, \mu^2) + P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y, \mu^2) \right], \quad (1.45)$$

onde a soma se dá sobre os sabores de quarks e antiquarks. As funções de desdobramento podem ser expandidas em α_s ,

$$P(x) = \sum_n \alpha_s^n P^{(n)}(x). \quad (1.46)$$

Em ordem dominante, são dadas por (Fig. 1.8)

$$P_{qq}(z)^{(0)} = \frac{4}{3} \left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right], \quad (1.47)$$

$$P_{qg}(z)^{(0)} = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2], \quad (1.48)$$

$$P_{gq}(z)^{(0)} = \frac{4}{3} \left[\frac{1+(1-z)^2}{z} \right], \quad (1.49)$$

$$P_{gg}(z)^{(0)} = 6 \left[\frac{z}{(1-z)_+} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) \right] + \left(\frac{33-2n_f}{6} \right) \delta(1-z), \quad (1.50)$$

onde a distribuição $1/(1-z)_+$ é definida pela prescrição

$$\int_0^1 dz \frac{f(z)}{(1-z)_+} = \int_0^1 dz \frac{f(z) - f(1)}{(1-z)}. \quad (1.51)$$

A solução das equações acopladas (1.44) e (1.45) tem como resultado as distribuições partônicas evoluídas em Q^2 , dadas as condições iniciais $q(x, Q_0^2)$ e $g(x, Q_0^2)$ numa escala inicial Q_0^2 grande o suficiente para a validade da teoria de perturbação ($Q_0^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$) [32, 33, 34].

É conveniente utilizarmos a variável $t = \ln Q^2/\mu^2$ e trabalharmos com combinações de simetria de sabor $SU(n_f)$, as distribuições partônicas não singleto ' q^{NS} ' e singleto ' Σ ', definidas por

$$q^{NS}(x, Q^2) = q(x, Q^2) - \bar{q}(x, Q^2) \quad (1.52)$$

$$\Sigma(x, Q^2) = \sum_i [q_i(x, Q^2) + \bar{q}_i(x, Q^2)], \quad (1.53)$$

onde a soma se dá sobre todos os sabores ativos (que participam da evolução). As equações DGLAP tomam a forma

$$\frac{\partial q^{NS}(x, t)}{\partial t} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) q^{NS}(y, t) \quad (1.54)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \Sigma(x, t) \\ g(x, t) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \begin{pmatrix} P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) & 2n_f P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) \\ P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) & P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Sigma(y, t) \\ g(y, t) \end{pmatrix} \quad (1.55)$$

É conveniente introduzirmos os momentos das distribuições partônicas e das funções de desdobramento, definidos pelas respectivas transformadas de Mellin no espaço da variável conjugada N ,

$$f(N, t) = \int_0^1 dx x^{N-1} f(x, t), \quad (1.56)$$

$$\gamma(N, \alpha_s) = \int_0^1 dx x^{N-1} P(x, \alpha_s), \quad (1.57)$$

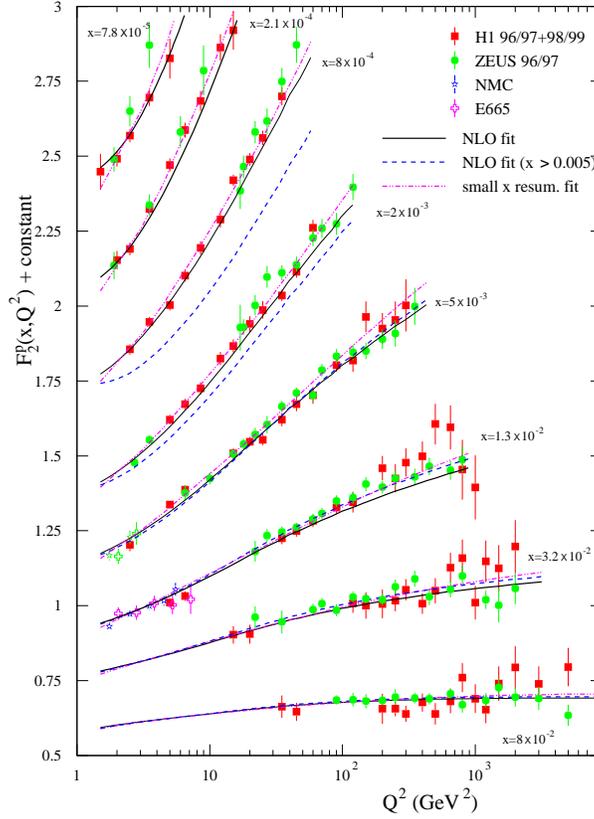


Fig. 1.9: Resultados experimentais para a função de estrutura F_2 como uma função de Q^2 em x fixo comparados ao ajuste global usando evolução DGLAP (LO, NLO e ressonância de $\ln(1/x)$) realizado pelo grupo MRST [35].

onde as funções γ são conhecidas como dimensões anômalas. As eqs. DGLAP tornam-se então equações algébricas expressas como produtos de momentos,

$$\frac{\partial q^{NS}(N, t)}{\partial t} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \gamma^{qq}(N, t) q^{NS}(N, t) \quad (1.58)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \Sigma(N, t) \\ g(N, t) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \begin{pmatrix} \gamma^{qq} & 2n_f \gamma^{qg} \\ \gamma^{gq} & \gamma^{gg} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Sigma(N, t) \\ g(N, t) \end{pmatrix} \quad (1.59)$$

A solução para os momentos não-singlete é dada por

$$q^{NS}(N, t) = q^{NS}(N, t_0) \left(\frac{\alpha_s(t_0)}{\alpha_s(t)} \right)^{\gamma^{qq}(N, \alpha_s)/2\pi b}. \quad (1.60)$$

Para obtermos as distribuições no espaço em x , usamos a transformada integral de Mellin inversa,

$$q^{NS}(x, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{C-i\infty}^{C+i\infty} dN x^{-N} q^{NS}(N, t), \quad (1.61)$$

onde o contorno de integração no plano complexo N é paralelo ao eixo imaginário e está à direita das singularidades do integrando. Os momentos singletos podem ser resolvidos

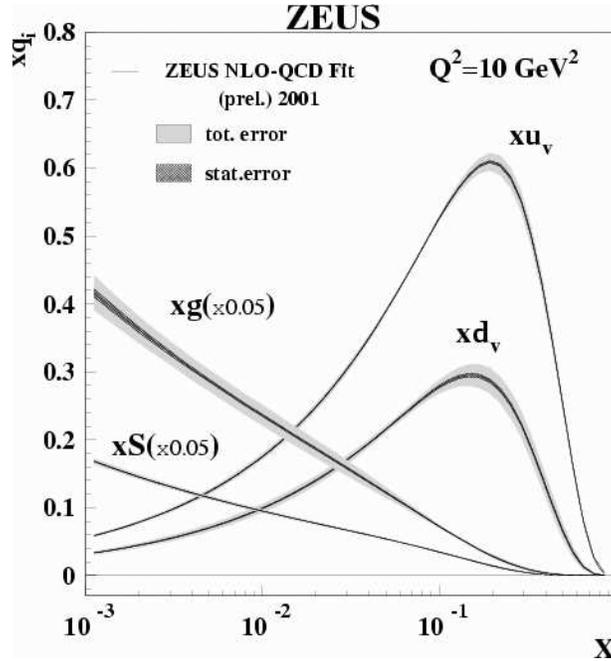


Fig. 1.10: Distribuições partônicas determinadas por ajustes aos dados [36] (Colaboração ZEUS, em HERA).

com uma matriz solução similar. As soluções obtidas podem ser utilizadas em ajustes aos dados como os da Fig. (1.9) [35]. Para a extração das distribuições partônicas a partir dos dados, assume-se uma dada parametrização inicial em função da variável x para as diferentes distribuições partônicas em uma escala baixa de virtualidade Q_0^2 . Utiliza-se então as equações de evolução DGLAP para evoluir as distribuições partônicas a qualquer Q^2 mais alto, onde observáveis são medidos. Pelo ajuste dos parâmetros utilizados na parametrização das condições iniciais, evoluídas perturbativamente aos dados, selecionam-se os parâmetros não-perturbativos na descrição [36]. Um exemplo de tal procedimento é mostrado na Fig. (1.10), onde as distribuições partônicas são dadas em uma escala $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ [36]. Para grande x os quarks u e d são dominantes. A contribuição de quarks de mar (S), originados de pares de quarks produzidos em desdobramento gluônico $g \rightarrow q\bar{q}$, cresce em pequeno x , mas a distribuição dominante nesta região é a distribuição gluônica.

Devemos notar que na resolução das equações DGLAP, levam-se em consideração todas as contribuições proporcionais a

$$\left[\alpha_s(Q^2) \ln \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \right]^n, \quad (1.62)$$

com forte ordenamento nos momenta transversos dos pártons nas cascatas partônicas e correspondendo à aproximação de logaritmo dominante (LLA), válida no limite

$$\alpha_s(Q^2) \ln \left(\frac{1}{x} \right) \ll \alpha_s(Q^2) \ln \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) < 1. \quad (1.63)$$

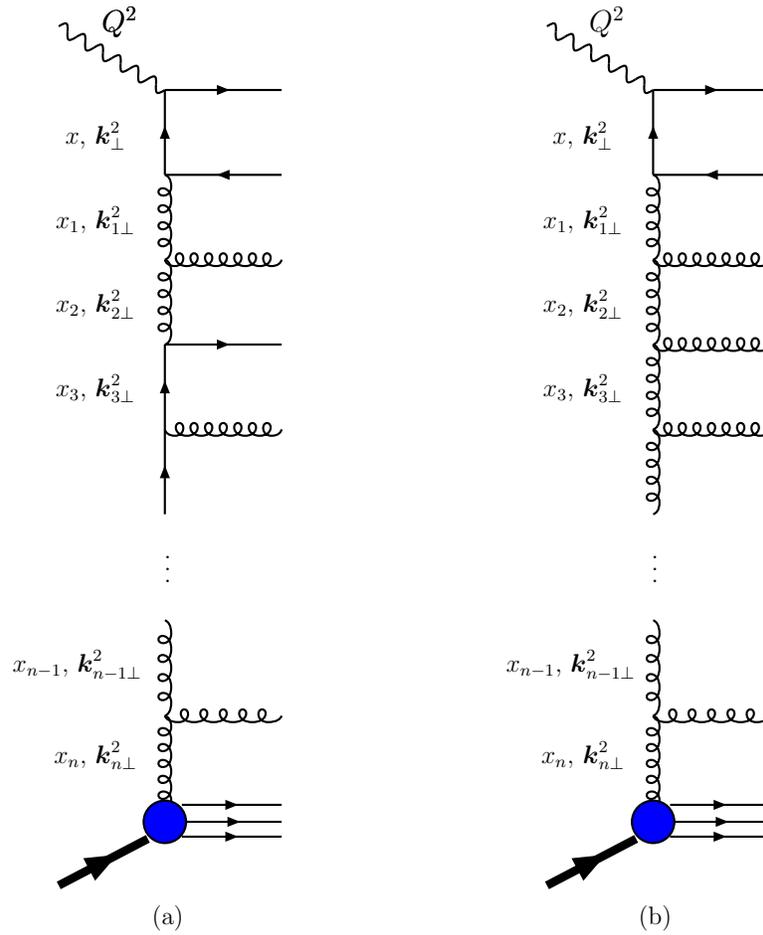


Fig. 1.11: Diagramas escada representativos das equações (a) DGLAP; (b) BFKL .

1.3.3 Ressonâncias em QCD

Cada observável físico pode ser escrito, em QCD perturbativa, como uma série de potências em α_s . Nestas séries, a constante de acoplamento vem acompanhada de logaritmos que podem vir a se tornar grandes, devendo então ser ressomados. O uso de equações de grupo de renormalização em DIS permite a ressonância de grandes logaritmos do tipo $\ln Q^2$, dando origem às equações DGLAP. Na região de x pequeno, existe outra classe importante de logaritmos, do tipo $\ln(1/x)$, que devem ser tratados cuidadosamente. De acordo com o tipo e as potências dos logaritmos que são efetivamente somados, obtém-se diferentes equações de evolução.

Na aproximação de logaritmo $\ln Q^2$ dominante (LLA), termos do tipo $\alpha_s^n \ln^n Q^2$ são ressomados. Em cada ordem perturbativa, somente a potência mais alta em $\ln Q^2$ é retida,

podendo-se escrever simbolicamente (omitindo-se os coeficientes):

$$\text{LLA} : \sum_n \alpha_s^n \ln^n Q^2 \left(\ln^n \frac{1}{x} + \ln^{n-1} \frac{1}{x} + \dots \right). \quad (1.64)$$

Diagramaticamente, em LLA considera-se num calibre físico, gráficos de escada (vide Fig. 1.11a) com ordenamento forte nos momenta transversos da cascata,

$$Q^2 \gg \mathbf{k}_\perp^2 \gg \mathbf{k}_{1\perp}^2 \gg \mathbf{k}_{2\perp}^2 \dots \gg \mathbf{k}_{n\perp}^2. \quad (1.65)$$

Os momenta longitudinais são ordenados fracamente

$$x < x_1 < x_2 < \dots < x_n < 1. \quad (1.66)$$

Levando-se em conta potências subdominantes em $\ln Q^2$, isto é, termos do tipo $\alpha_s^n \ln^{n-1} Q^2$, obtém-se a aproximação de próxima ordem $\ln Q^2$ dominante (NLLA, next-to-leading $\ln Q^2$). As aproximações LLA e NLLA levam às equações DGLAP em ordem dominante (LO) e em próxima ordem dominante (NLO), respectivamente.

No limite de pequeno x , retém-se em LLA apenas termos dominantes em $\ln(1/x)$, levando à aproximação de duplo logaritmo dominante (DLLA):

$$\text{DLLA} : \sum_n \alpha_s^n \ln^n Q^2 \ln^n \frac{1}{x} \left(\ln^n \frac{1}{x} + \ln^{n-1} \frac{1}{x} + \dots \right). \quad (1.67)$$

Diagramaticamente, isto equivale a considerar, num calibre físico, gráficos de escada de glúons (glúons são dominantes em x pequeno) - vide Fig. 1.11b - com ordenamento forte tanto em $\mathbf{k}_{i\perp}^2$ quanto em x , isto é, Eq. (1.65) e

$$x \ll x_1 \ll x_2 \ll \dots \ll x_n \ll 1. \quad (1.68)$$

Em LLA e DLLA somente as potências dominantes de $\ln(1/x)$ acompanhadas pelas potências dominantes de $\ln Q^2$ são consideradas. Na prática, para x muito pequeno o momentum transferido não é muito grande, devendo-se somar os termos dominantes em $\ln(1/x)$ não acoplados às potências dominantes de $\ln Q^2$. Isto leva à aproximação de logaritmo $\ln(1/x)$ dominante (LL_xA), representada simbolicamente por

$$\text{LL}_x\text{A} : \sum_n \alpha_s^n \ln^n \frac{1}{x} (\ln^n Q^2 + \ln^{n-1} Q^2 + \dots). \quad (1.69)$$

Pode-se observar que há uma correspondência $Q^2 \leftrightarrow 1/x$ entre as aproximações LLA e LL_xA. Esta última leva à equação BFKL [37, 38, 39, 40] (vide seção 1.3.5), que ressona escadas de glúons (vide Fig. 1.11b) com forte ordenamento em momentum longitudinal (1.68) e nenhum ordenamento em momentum transversos,

$$\mathbf{k}_\perp^2 \simeq \mathbf{k}_{1\perp}^2 \simeq \mathbf{k}_{2\perp}^2 \dots \simeq \mathbf{k}_{n\perp}^2. \quad (1.70)$$

1.3.4 O formalismo de fatorização- \mathbf{k}_\perp

Consideremos o processo de espalhamento profundamente inelástico lépton-nucleon. No limite de grande energia de centro de massa γ^*p , W^2 (ou pequeno x), uma nova forma de fatorização está presente [41, 42]. Esta fatorização é dependente do momentum transverso \mathbf{k}_\perp dos glúons (dominantes a pequeno x) e as funções de estrutura em pequeno x são escritas como convoluções sobre x e \mathbf{k}_\perp da distribuição de glúons não integrada $\mathcal{F}(x, \mathbf{k}_\perp)$, com funções de estrutura gluônicas calculáveis perturbativamente descrevendo o espalhamento γ^*g . Em contraste com a fatorização colinear, descrita na seção 1.3.1, no esquema de fatorização \mathbf{k}_\perp nenhum ordenamento nos momentos transversos é assumido nos diagramas escada gluônicos. A fórmula de fatorização \mathbf{k}_\perp para a seção de choque γ^*p é escrita como:

$$\sigma_\lambda^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \int \frac{d\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^2} \int \frac{dx'}{x'} \mathcal{F}\left(\frac{x}{x'}, \mathbf{k}^2\right) \hat{\sigma}_\lambda^{\gamma^*g}(x', \mathbf{k}^2, Q^2). \quad (1.71)$$

onde λ denota a polarização do fóton virtual e $\hat{\sigma}_\lambda^{\gamma^*g}$ é a seção de choque gluônica, com o glúon inicial fora da camada de massa. A distribuição de glúons não-integrada pode ser definida como,

$$\mathcal{F}(x, \mathbf{k}^2) = \frac{\partial [x G(x, \mathbf{k}^2)]}{\partial \ln \mathbf{k}^2}, \quad (1.72)$$

onde a função de glúon não-integrada fornece a probabilidade de encontrar um parton (glúon) com fração de momento x e momento transverso \mathbf{k} . A distribuição de glúon colinear usual pode ser obtida através da integração de $\mathcal{F}(x, \mathbf{k}^2)$ em \mathbf{k} ,

$$G(x, Q^2) = \int^{Q^2} \frac{d\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^2} \mathcal{F}(x, \mathbf{k}^2). \quad (1.73)$$

Na aproximação de logaritmo dominante $\ln(1/x)$, podemos fazer a simplificação, $x/x' \rightarrow x$, uma vez que

$$\ln^n\left(\frac{x}{x'}\right) = \ln^n x \left[1 + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\ln x}\right)\right]. \quad (1.74)$$

Portanto, a Eq. (1.71) tomando como zero o limite inferior da integração em x' , torna-se

$$\sigma_\lambda^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \int \frac{d\mathbf{k}^2}{\mathbf{k}^2} \mathcal{F}(x, \mathbf{k}^2) \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \hat{\sigma}_\lambda^{\gamma^*g}(x', \mathbf{k}^2, Q^2), \quad (1.75)$$

Para manter contato com o formalismo BFKL, podemos escrever a seção de choque γ^*p no limite de grande W^2 na seguinte forma, representada na Fig. 1.12

$$\sigma_\lambda^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^2\mathbf{k}}{\mathbf{k}^2} \int \frac{d^2\mathbf{k}'}{\mathbf{k}'^2} \Phi_\lambda(\mathbf{k}^2, Q^2) \Phi_p(\mathbf{k}'^2) F(x, \mathbf{k}, \mathbf{k}'), \quad (1.76)$$

onde Φ_λ é o fator de impacto do fóton, Φ_p é o fator de impacto do próton, e F é a amplitude BFKL, contendo uma escada de glúons reggeizados [43, 25]. Os fatores de cor são

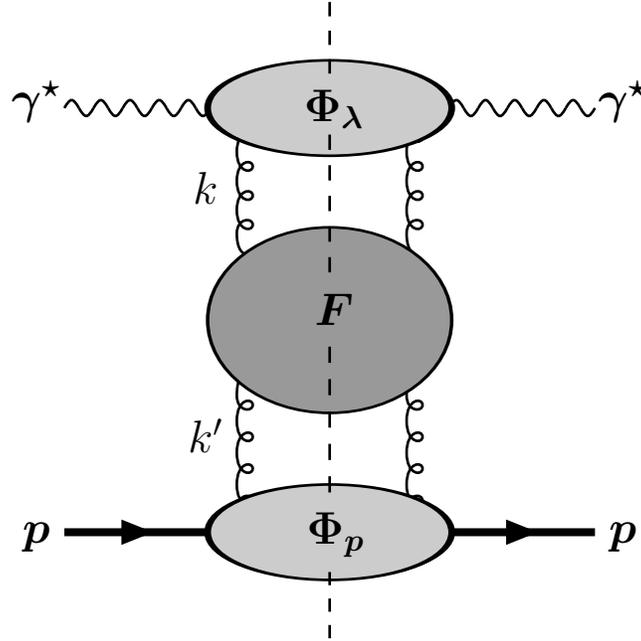


Fig. 1.12: Elementos para a fatorização em altas energias. Os fatores de impacto Φ_p e Φ_λ são representados nos extremos superior e inferior, enquanto o núcleo F é representado pela oval central.

incorporados nos fatores Φ_λ e Φ_p . A amplitude BFKL F e o fator de impacto do fóton podem ser calculados em pQCD. O fator de impacto do próton, contudo, possui caráter não-perturbativo, devendo ser determinado fenomenologicamente. A distribuição de glúons não-integrada está relacionada a $\Phi_p(\mathbf{k}')$ e $F(x, \mathbf{k}, \mathbf{k}')$ pela seguinte relação,

$$\mathcal{F}(x, \mathbf{k}^2) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^2 \mathbf{k}'}{\mathbf{k}'^2} \Phi_p(\mathbf{k}'^2) F(x, \mathbf{k}, \mathbf{k}'). \quad (1.77)$$

Usando a Eq. (1.77), e comparando as Eqs. (1.76) e (1.75), obtém-se a seguinte relação entre o fator de impacto do fóton e as seções de choque γ^*g ,

$$\Phi_\lambda(\mathbf{k}^2, Q^2) = 2 \mathbf{k}^2 \int_0^1 \frac{dx'}{x'} \hat{\sigma}_\lambda^{\gamma^*g}(x', \mathbf{k}^2, Q^2), \quad (1.78)$$

e a uma outra forma para a fórmula de fatorização- \mathbf{k}_\perp ,

$$\sigma_\lambda^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \frac{1}{(2\pi)} \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{\mathbf{k}^4} \mathcal{F}(x, \mathbf{k}^2) \Phi_\lambda(\mathbf{k}^2, Q^2). \quad (1.79)$$

Resumindo, os aspectos não-perturbativos sobre a estrutura do próton estão incluídos em Φ_p , i.e. em $\mathcal{F}(x, \mathbf{k}^2)$. O cálculo perturbativo de F permite entender a evolução em x de $\mathcal{F}(x, \mathbf{k}^2)$, uma vez que uma distribuição de entrada inicial $\mathcal{F}(x_0, \mathbf{k}^2)$ seja dada, i.e. uma

forma específica para Φ_p seja assumida. Finalmente, o fator de impacto Φ_λ , ou equivalentemente a seção de choque gluônica, pode ser obtida pelo cálculo dos diagramas fóton-glúon a nível de um laço [25].

O capítulo 9 desta tese será dedicado à fenomenologia deste formalismo em processos de fotoprodução de sabores pesados.

1.3.5 A Equação de Evolução BFKL

Para processos onde x é pequeno, mas Q^2 não é grande o suficiente para tornar a aproximação de duplo logaritmo dominante válida, a equação de Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) [37, 38, 39, 40], foi proposta como a descrição correta. Neste esquema, os desdobramentos partônicos no diagrama escada são fortemente ordenados em momentum longitudinal, não havendo ordenamento em escala transversa. Este formalismo é aplicável no limite onde

$$\alpha_s(Q^2) \ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \ll \alpha_s(Q^2) \ln\left(\frac{1}{x}\right) < 1, \quad (1.80)$$

e ressoam os termos

$$\left[\alpha_s(Q^2) \ln\left(\frac{1}{x}\right)\right]^n, \quad (1.81)$$

na denominada aproximação de $\ln(1/x)$ dominante. A equação BFKL pode ser formulada em termos de uma equação íntegro-diferencial para a função de glúon não-integrada $\mathcal{F}(x, k^2)$ [43, 25],

$$\frac{\partial \mathcal{F}(x, \mathbf{k}_\perp^2)}{\partial \ln(1/x)} = \frac{3\alpha_s}{\pi} \mathbf{k}_\perp^2 \int_0^\infty \frac{d\kappa_\perp^2}{\kappa_\perp^2} \left(\frac{\mathcal{F}(x, \kappa_\perp^2) - \mathcal{F}(x, \mathbf{k}_\perp^2)}{|\kappa_\perp^2 - \mathbf{k}_\perp^2|} + \frac{\mathcal{F}(x, \mathbf{k}_\perp^2)}{\sqrt{4\kappa_\perp^4 + \mathbf{k}_\perp^4}} \right), \quad (1.82)$$

onde, na aproximação de logaritmo $\ln(1/x)$ dominante, a constante de acoplamento α_s é um parâmetro fixo. Resolvendo-se a equação BFKL com uma distribuição inicial $\mathcal{F}(x_0, \mathbf{k}_\perp^2)$, obtém-se a distribuição de glúon não integrada $\mathcal{F}(x, \mathbf{k}_\perp^2)$ evoluída para valores menores de x . A equação BFKL (1.82) pode ser resolvida tomando-se a transformada de Mellin de $\mathcal{F}(x, \mathbf{k}_\perp^2)$ com respeito à \mathbf{k}_\perp^2 ,

$$f(x, \gamma) = \int_0^\infty d\left(\frac{\mathbf{k}_\perp^2}{\mathbf{k}_{0\perp}^2}\right) \left(\frac{\mathbf{k}_\perp^2}{\mathbf{k}_{0\perp}^2}\right)^{-\gamma-1} \mathcal{F}(x, \mathbf{k}_\perp^2), \quad (1.83)$$

onde $\mathbf{k}_{0\perp}^2$ é uma escala arbitrária fixa introduzida para termos uma quantidade adimensional. Em termos de $f(x, \gamma)$, a eq. BFKL escreve-se como

$$\frac{\partial f(x, \gamma)}{\partial \ln(1/x)} = K(\gamma) f(x, \gamma), \quad (1.84)$$

onde $K(\gamma)$ é o núcleo transformado. A solução é

$$f(x, \gamma) = f(x_0, \gamma) \left(\frac{x}{x_0}\right)^{-K(\gamma)}. \quad (1.85)$$

A distribuição de glúon não integrada pode então ser obtida tomando-se a transformada de Mellin inversa de $f(x, \gamma)$

$$\mathcal{F}(x, \mathbf{k}_\perp^2) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-\infty}^{c+\infty} d\gamma \left(\frac{\mathbf{k}_\perp^2}{\mathbf{k}_{0\perp}^2} \right)^\gamma f(x_0, \gamma) \left(\frac{x}{x_0} \right)^{-K(\gamma)}. \quad (1.86)$$

A solução da equação BFKL para pequeno x pode então ser escrita como

$$\mathcal{F}(x, \mathbf{k}_\perp^2) \sim \left(\frac{x}{x_0} \right)^{-\lambda} \left[\frac{(\mathbf{k}_\perp^2/\mathbf{k}_{0\perp}^2)}{\ln(x/x_0)} \right]^{1/2} \exp \left(-\frac{\ln^2(\mathbf{k}_\perp^2/\mathbf{k}_{0\perp}^2)}{6(\alpha_s/\pi)28\zeta(3)\ln(x/x_0)} \right), \quad (1.87)$$

onde $\lambda = (3\alpha_s/\pi)4\ln 2 \approx 0.5$ para $\alpha_s = 0.2$, $\zeta(n)$ é a função zeta de Riemann. As características principais desta solução são

- forte crescimento da distribuição de glúons com o decréscimo de x , com um comportamento dominante do tipo $\mathcal{F}(x, \mathbf{k}_\perp^2) \sim x^{-\lambda}$;
- difusão nos momenta transversos - $\mathcal{F}(x, \mathbf{k}_\perp^2)$ é uma distribuição gaussiana em $\ln(\mathbf{k}_\perp^2/\mathbf{k}_{0\perp}^2)$, com uma largura crescendo como $\sqrt{\ln(x/x_0)}$ para $x \rightarrow 0$. Assim, a evolução em x alarga a distribuição em $\ln(\mathbf{k}_\perp^2)$.

Além da equação BFKL, a equação de evolução CCFM (Catani-Ciafaloni-Fiorani-Marchesini) também ressona logaritmos do tipo $\alpha_x \ln(1/x)$. Uma característica diferenciada desta equação é a introdução do ordenamento angular nas emissões de pártons, com o objetivo de incluir efeitos de coerência [44, 45, 46, 47]. Além disso, têm a propriedade de se reduzir à BFKL no limite de pequeno x e a evolução DGLAP para x e Q^2 grandes.

Existem na literatura várias formulações com o objetivo de controlar o crescimento da distribuição de glúons na região de pequeno x , resultando em diferentes equações de evolução [48, 49]. Dentre estes formalismos destacam-se os formalismos GLR [50], AGL [51, 52], de Kovchegov [53] e MV-JKWL [54, 55]. O formalismo GLR está baseado em efeitos de recombinação partônica em pQCD, introduzindo correções de unitariedade nesta equação de evolução [50]. O formalismo AGL, desenvolvido por Ayala Filho, Gay Ducati e Levin [51, 52], ressona a troca de múltiplos diagramas de escadas gluônicas na aproximação DLA, gerando uma equação não linear (AGL) que estende a equação GLR para até o início do regime de altas densidades partônicas. A equação de Kovchegov consiste numa generalização não linear da equação BFKL dentro do formalismo de dipolos [53]. O formalismo MV-JKWL [54, 55] baseia-se numa teoria de campos efetiva para sistemas muito densos. Essas equações de evolução têm regiões de validade distintas, podendo recair na DGLAP ou BFKL em casos limites [48, 49].

1.4 Processos QCD em colisões hadrônicas

Embora a discussão nas seções anteriores tenha se restringido ao espalhamento profundamente inelástico, os resultados permanecem válidos para colisões hadrônicas. Neste caso, ocorre a colisão de dois hádrons (prótons, antiprótons, píons, nêutrons, etc) e as interações ocorrem mediante o espalhamento dos pártons provenientes de ambos os hádrons, como

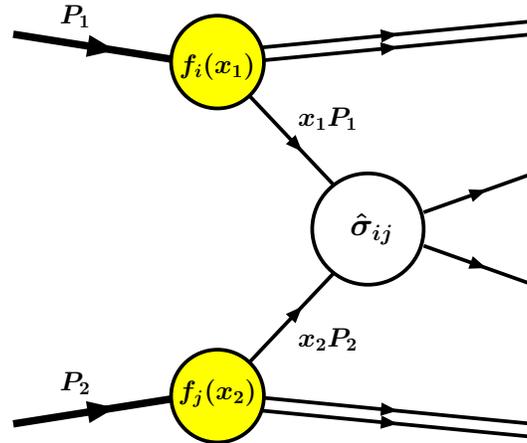


Fig. 1.13: Descrição partônica de um processo de espalhamento duro entre dois quarks numa colisão hadrônica. Os dois círculos sombreados representam os dois hádrons iniciais e o círculo central representa a interação dura.

representado na Fig. 1.13. Neste caso, a fórmula de fatorização colinear se escreve como [56]

$$\sigma(P_1, P_2) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1, \mu_F^2) f_j(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{ij} \left(p_1, p_2, \alpha_s(\mu_R^2), \frac{Q^2}{\mu_F^2}, \frac{Q^2}{\mu_R^2} \right), \quad (1.88)$$

onde $f_{i,j}(x_{1,2}, \mu^2)$ são as distribuições partônicas dos hádrons iniciais e $\hat{\sigma}_{ij}$ são as seções de choque para o espalhamento duro (curtas distâncias) dos pártons do tipo i e j . $\mu_{F,R}$ são as escalas de fatorização e renormalização, $p_{1,2} = x_{1,2}P_{1,2}$ são momenta dos pártons que participam na interação dura, e Q é a escala característica do espalhamento duro, ou seja uma escala de momentum associada ao processo e grande o suficiente para permitir a expansão perturbativa em potências da constante de acoplamento $\alpha_s(\mu^2)$. A seção de choque de curta distância pode ser calculada em série de perturbação na constante de acoplamento variável (*running*), tendo a seguinte expansão em ordem $(n + k)$:

$$\hat{\sigma} = \alpha_s^k \sum_{m=0}^n c^{(m)} \alpha_s^m, \quad (1.89)$$

onde os coeficientes $c^{(m)}$ são funções das variáveis cinemáticas e da escala de fatorização, k é a potência dominante para um dado processo.

As escalas de fatorização e renormalização são parâmetros arbitrários, dos quais os observáveis físicos devem ser independentes. Uma variação das escalas produz uma variação dos coeficientes perturbativos em ordens mais altas, tal que a seção de choque em todas as

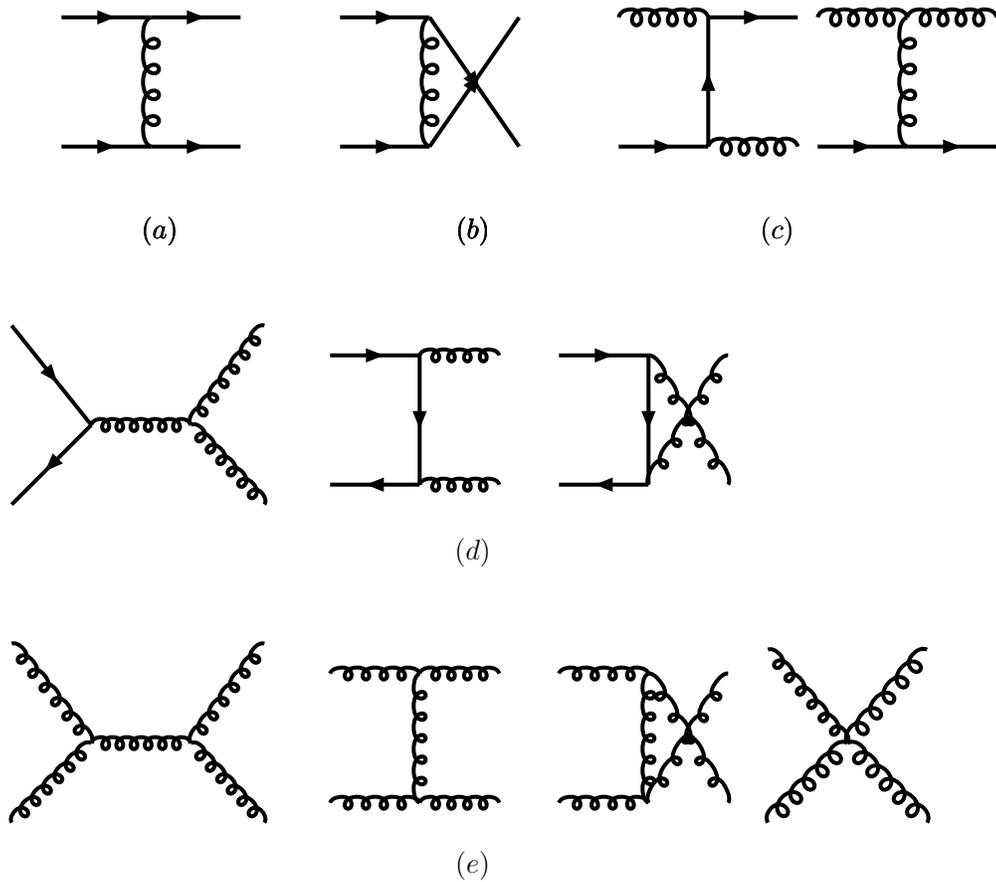


Fig. 1.14: Diagramas de processos $2 \rightarrow 2$.

ordens seja independente das escalas,

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \mu_F} = \frac{\partial \sigma}{\partial \mu_R} = 0. \quad (1.90)$$

Freqüentemente, considera-se a simplificação $\mu = \mu_F = \mu_R$, e se escolhe $\mu = Q$, a escala do espalhamento duro.

Convém ressaltar que a Eq. (1.88) descreve apenas uma parcela dos eventos de colisões hadrônicas, não se aplicando a colisões envolvendo apenas partículas suaves no estado final.

Subprocessos QCD $2 \rightarrow 2$

Os subprocessos QCD $2 \rightarrow 2$ são relevantes em várias aplicações, como na produção de dois jatos (grosseiramente falando, jatos são feixes de partículas produzidas originadas a partir dos pártons emergentes do espalhamento duro). Estes subprocessos QCD relevantes estão mostrados na Fig. 1.14. Podemos definir as variáveis de Mandelstam para estes

subprocessos (seja o processo genérico $ab \rightarrow cd$),

$$\hat{s} \equiv (p_a + p_b)^2 = 2p_a \cdot p_b \quad (1.91)$$

$$\hat{t} \equiv (p_c - p_a)^2 = -2p_c \cdot p_a \quad (1.92)$$

$$\hat{u} \equiv (p_c - p_b)^2 = -2p_c \cdot p_b, \quad (1.93)$$

onde utilizamos a aproximação de massas nulas, $p_i^2 = m_i^2 = 0$. As seções de choque correspondentes são dadas por

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}^2} |\overline{\mathcal{M}}(ab \rightarrow cd)|^2, \quad (1.94)$$

onde os elementos de matriz invariantes, mediados (somados) em cor e spin sobre os estados iniciais (finais), são dados por [57, 58]

$$|\overline{\mathcal{M}}(qq' \rightarrow qq')|^2 = |\overline{\mathcal{M}}(q\bar{q}' \rightarrow q\bar{q}')|^2 = \frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \quad (1.95)$$

$$|\overline{\mathcal{M}}(qq \rightarrow qq)|^2 = \frac{4}{9} \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\hat{s}^2}{\hat{u}\hat{t}} \quad (1.96)$$

$$|\overline{\mathcal{M}}(q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}')|^2 = \frac{4}{9} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \quad (1.97)$$

$$|\overline{\mathcal{M}}(q\bar{q} \rightarrow q\bar{q})|^2 = \frac{4}{9} \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\hat{u}^2}{\hat{s}\hat{t}} \quad (1.98)$$

$$|\overline{\mathcal{M}}(q\bar{q} \rightarrow gg)|^2 = \frac{32}{27} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}\hat{u}} - \frac{8}{3} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \quad (1.99)$$

$$|\overline{\mathcal{M}}(gg \rightarrow q\bar{q})|^2 = \frac{1}{6} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}\hat{u}} - \frac{3}{8} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \quad (1.100)$$

$$|\overline{\mathcal{M}}(gg \rightarrow gg)|^2 = \frac{9}{2} \left(3 - \frac{\hat{t}\hat{u}}{\hat{s}^2} - \frac{\hat{s}\hat{u}}{\hat{t}^2} - \frac{\hat{s}\hat{t}}{\hat{u}^2} \right) \quad (1.101)$$

$$|\overline{\mathcal{M}}(gq \rightarrow gq)|^2 = -\frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}\hat{u}} + \frac{\hat{u}^2 + \hat{s}^2}{\hat{t}^2}, \quad (1.102)$$

onde todos os elementos de matriz acima envolvem pártons não massivos. Em conseqüência, as seções de choque são divergentes para $p_\perp \rightarrow 0$, necessitando-se de um procedimento de regularização para obter-se resultados finitos. Estes subprocessos serão considerados nos capítulos seguintes, quando trataremos de aplicações dos geradores de eventos QCD na produção de quarks pesados. Nesta tese, que tem como ponto central a produção de quarks pesados, também utilizaremos elementos de matriz massivos correspondentes aos processos de produção de um par de quarks pesados, onde as massas dos quarks pesados serão levadas em consideração explicitamente.

1.5 Evolução QCD e Chuveiros Partônicos

Partindo-se da interação dura, pode-se adicionar correções radiativas de estado inicial e final. Estas emissões são tratadas usualmente na linguagem de chuveiros partônicos [59, 60,

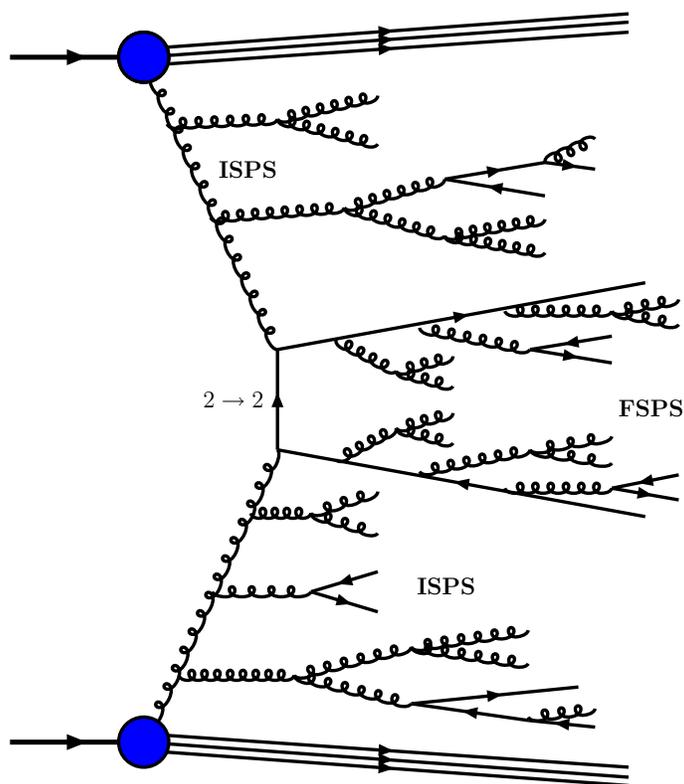


Fig. 1.15: Exemplo de um processo de produção múltipla de partons pelo mecanismo de chuva de partons. Os chuveiros partônicos de estado inicial (ISPS) são iniciados por dois partons provenientes dos hádrons iniciais, e precedem a interação dura (representada na figura pelo processo $2 \rightarrow 2$, $gg \rightarrow q\bar{q}$), no final da cadeia de evolução. Ambos os partons emergentes da interação dura iniciam uma cadeia de desdobramentos, os chuveiros partônicos de estado final (FSPS), até que todos os partons atinjam a camada de massa (on-shell).

61, 62, 63, 64]. Na aproximação de logaritmo dominante, um chuveiro partônico pode ser visto como uma seqüência de desdobramentos $a \rightarrow bc$, conforme mostrado na Fig. 1.15, onde a partícula a gera o desdobramento nas partículas b e c . Cada partícula resultante pode sofrer novos desdobramentos, evoluindo numa estrutura de árvore. Os desdobramentos incluídos na descrição QCD são $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$, $g \rightarrow q\bar{q}$, embora emissões eletromagnéticas (fótons) também possam ser incluídas.

Os algoritmos de chuveiros são usualmente referidos como chuveiros de logaritmo dominante. Contudo, cálculos analíticos nesta ordem não contêm vínculos de conservação de energia-momentum: a radiação de um quark é descrita na aproximação de que o quark não perde energia quando um glúon é irradiado, tal que efeitos de múltiplas emissões fatorizam [65]. Portanto, a conservação de energia-momentum é classificada como uma correção

em próxima ordem de logaritmo dominante (NLLA). No chuvaireo gerado via Monte Carlo, a conservação de energia-momentum é explícita em cada desdobramento. A inclusão do fenômeno de coerência e escolhas otimizadas de escalas α_s , também são classificadas como correções de mais altas ordens. Embora o resultado final não seja de completa precisão NLO/NLL, é mais acurado do que um cálculo analítico simples em ordem LO/LL.

Na formulação de chuvaireos, a cinemática de cada desdobramento é descrita em termos de duas variáveis, Q^2 e z . A variável Q^2 tem dimensões de massa quadrada, estando relacionada à escala de massa ou de momento transversal do desdobramento. A variável z dá a partição (sharing) da energia e momentum do parton a entre as duas partículas filhas, onde o parton b porta uma fração z e o parton c uma fração $1 - z$ da energia do parton a .

A probabilidade de um parton originar um desdobramento é dada pelas equações de evolução DGLAP [33, 32, 34]. É conveniente introduzirmos a variável

$$t = \ln(Q^2/\Lambda^2) \quad \Rightarrow \quad dt = d \ln(Q^2) = \frac{dQ^2}{Q^2}, \quad (1.103)$$

onde Λ é a escala Λ da QCD em α_s . Em termos das variáveis t and z , a probabilidade diferencial $d\mathcal{P}$ para um parton a se ramificar se escreve como

$$d\mathcal{P}_a = \sum_{b,c} \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) dt dz. \quad (1.104)$$

onde a soma se dá sobre todos os desdobramentos permitidos, $q \rightarrow qg$ para quarks, $g \rightarrow gg$ e $g \rightarrow q\bar{q}$ para glúons. Aqui as funções de desdobramento são consideradas sem os termos das ‘prescrições +’ e $\delta(1 - z)$, eqs. (1.47) - (1.50). Estes termos são necessários para assegurar a conservação de sabor e energia nas equações analíticas. Na abordagem Monte Carlo, estas conservações ocorrem em cada desdobramento. Deve-se contudo introduzir um corte no domínio em z a fim de evitar as regiões singulares de produção de muitos glúons suaves.

A variável t desempenha uma função análoga ao tempo na evolução do chuvaireo. Nos chuvaireos de estado final, t decresce gradualmente a partir do espalhamento duro, e nos de estado inicial aumenta gradualmente até atingir a escala do espalhamento duro. Para um dado valor de t , define-se a integral da probabilidade de desdobramento sobre os valores permitidos de z ,

$$\mathcal{I}_{a \rightarrow bc}(t) = \int_{z_{min}(t)}^{z_{max}(t)} dz \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z). \quad (1.105)$$

Em primeira aproximação, a probabilidade de ocorrer um desdobramento durante uma pequena região de valores de t , δt , é dada por $\sum_{b,c} \mathcal{I}_{a \rightarrow bc}(t) \delta t$, e assim a probabilidade para nenhuma emissão fica $1 - \sum_{b,c} \mathcal{I}_{a \rightarrow bc}(t) \delta t$.

Se a evolução do parton a inicia num ‘tempo’ t_0 , a probabilidade deste parton não ter se ramificado num ‘tempo posterior’ $t > t_0$ é dada pelo produto das probabilidades de que não se ramificou em nenhum dos pequenos intervalos δt entre t_0 e t . Tomando o limite $\delta t \rightarrow 0$, a probabilidade de nenhum desdobramento pode ser obtida por exponenciação:

$$\mathcal{P}_{\text{nenhum desdobramento}}(t_0, t) = \exp \left\{ - \int_{t_0}^t dt' \sum_{b,c} \mathcal{I}_{a \rightarrow bc}(t') \right\} = S_a(t). \quad (1.106)$$

Assim, a probabilidade real de ocorrer um desdobramento de a em t é dada por

$$\frac{d\mathcal{P}_a}{dt} = -\frac{d\mathcal{P}_{\text{nenhum desdobramento}}(t_0, t)}{dt} = \left(\sum_{b,c} \mathcal{I}_{a \rightarrow bc}(t) \right) \exp \left\{ - \int_{t_0}^t dt' \sum_{b,c} \mathcal{I}_{a \rightarrow bc}(t') \right\}. \quad (1.107)$$

O primeiro fator é a probabilidade de desdobramento em primeira aproximação, o segundo é a supressão devido à conservação da probabilidade total: se um parton já se ramificou num ‘tempo’ $t' < t$, não pode mais se ramificar em t . Este fator tem estreita analogia com o fator exponencial familiar em decaimentos radioativos. Na linguagem de chuveiros partônicos, o fator exponencial $S_a(t) = \mathcal{P}_{\text{nenhum desdobramento}}(t_0, t)$ é conhecido como fator de forma de Sudakov [66].

A estrutura acima é do mesmo tipo que aquela tratada pelo algoritmo veto (seção B do apêndice B), o qual é usado extensivamente na simulação Monte Carlo de chuveiros partônicos.

1.5.1 Chuveiros Partônicos de Estado Final

Os chuveiros partônicos de estado final [59, 60, 61] são do tipo tempo, *i.e.*, todas as virtualidades são positivas, $m^2 = E^2 - \mathbf{p}^2 \geq 0$. Para o exemplo mostrado na Fig. 1.15, temos o seguinte ordenamento

$$t_{max} \geq p_1'^2 \geq p_2'^2 \geq \dots \geq t_0 \simeq 1 \text{ GeV}^2, \quad (1.108)$$

onde a virtualidade máxima permitida t_{max} é fixada pelo espalhamento duro (Q^2 , W^2 ou alguma função de Q^2 e W^2), depois do qual a virtualidade diminui em cada desdobramento subsequente, até a escala de corte Q_0^2 . Esta escala de corte regula divergências soft e colineares nas probabilidades de emissão.

Devido ao ordenamento decrescente em virtualidades, a integral de t_0 a t nas eqs. (1.106) e (1.107) é substituída por uma integral de t a t_{max} . Como o fator de forma de Sudakov é definido pelo cut-off inferior t_0 , *i.e.* dá a probabilidade de que um parton iniciando numa escala t terá se desdobrado até a escala de corte inferior t_0 , o fator de “não-desdobramento” é na verdade $\mathcal{P}_{\text{nenhum desdobramento}}(t_{max}, t) = S_a(t_{max})/S_a(t)$.

A seqüência de desdobramentos pode ser construída por um processo iterativo envolvendo os seguintes passos:

- escolher $p_1'^2$ a partir da distribuição $\frac{d\mathcal{P}_a}{dt}$;
- escolher os partons b e c a partir das contribuições relativas $\sum_{b,c} \int dz \dots$;
- escolher z a partir de $\frac{\alpha_s(t)}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z)$.

Este processo é iterado para desdobramentos subseqüentes até que $p_i'^2$ atinja o valor de t_0 . A cinemática de um desdobramento depende das massas dos partons ‘filhos’ através de vínculos nos limites [65, 67, 68].

Alguns detalhes adicionais merecem ser citados. No Monte Carlo PYTHIA, a variável de evolução Q^2 é associada com o quadrado da massa do parton originando o desdobramento,

$Q^2 = m_a^2$ para $a \rightarrow bc$. Conseqüentemente, $t = \ln(Q^2/\Lambda^2) = \ln(m_a^2/\Lambda^2)$. Esta escolha de Q^2 não é única, e outros programas utilizam outras definições: HERWIG usa $Q^2 \approx m^2/(2z(1-z))$ [69, 70, 71] e ARIADNE $Q^2 = p_\perp^2 \approx z(1-z)m^2$ [72].

A escolha da variável de desdobramento z também não é única, podendo ser definida como fração de E , p_z , $E + p_z$, etc. Estas definições coincidem no limite colinear $t \rightarrow 0$, mas diferem para t não nulo, dando diferentes comportamentos subdominantes [73].

Efeitos de coerência e ordenamento angular também devem ser levados em conta. Estudos teóricos [74, 75] mostram grandes efeitos de interferência destrutiva na região de ângulos de emissão não ordenados. Em primeira aproximação, estes efeitos de coerência podem ser levados em conta em programas de chuveiros partônicos requerendo um ordenamento estrito em termos de ângulos de emissão decrescentes (vide Fig. 1.16).

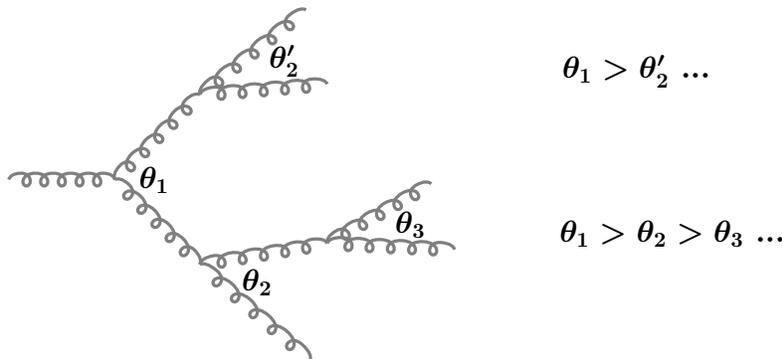


Fig. 1.16: *Exemplo de ordenamento angular entre desdobramentos sucessivos.*

Uma manifestação do fenômeno de coerência é o efeito de Chudakov [76] (originalmente descoberto em QED). Consideremos por exemplo o desdobramento $q_0 \rightarrow qg$. O q e o g criados dividem cargas de cor-anticor opostas, portanto não podem emitir glúons subseqüentes incoerentemente. O efeito líquido é reduzir a quantidade de emissão de glúons soft: uma vez que o glúon soft (emitido em grandes ângulos) corresponde a um grande comprimento de onda, este glúon soft não resolve as cargas de cor separadas do q e do g , sendo sensetivo somente à carga líquida portada por q_0 . Tal glúon soft g' (na região $\theta_{q_0g'} > \theta_{qg}$) pode ser pensado como sendo emitido por q_0 e não pelo sistema $q-g$. Considerando-se somente emissões associadas com o q ou o g , há em boa aproximação uma interferência destrutiva completa nas regiões de ângulos de abertura não decrescentes, enquanto que nas regiões de ângulos de abertura decrescentes ($\theta_{qg'} < \theta_{qg}$ e $\theta_{gg'} < \theta_{qg}$) os pártons irradiam independentemente. Os detalhes do padrão de interferência de cor se refletem numa distribuição azimutal não uniforme [65].

Para um desdobramento $a \rightarrow bc$, a aproximação cinemática

$$\theta_a \approx \frac{p_{\perp b}}{E_b} + \frac{p_{\perp c}}{E_c} \approx \sqrt{z_a(1-z_a)}m_a \left(\frac{1}{z_a E_a} + \frac{1}{(1-z_a)E_a} \right) = \frac{1}{\sqrt{z_a(1-z_a)}} \frac{m_a}{E_a} \quad (1.109)$$

é usada na derivação do ângulo de abertura [65]. Sendo θ_b (do desdobramento $b \rightarrow de$

subseqüente) calculado similarmente, o requerimento $\theta_b < \theta_a$ é equivalente à restrição em z

$$\frac{z_b(1-z_b)}{m_b^2} > \frac{1-z_a}{z_a m_a^2}. \quad (1.110)$$

O último aspecto a ser mencionado é a escolha da escala em α_s , para a qual existem várias alternativas, como $\alpha_s(m^2)$, α_s fixo, ou $\alpha_s(p_\perp^2)$, onde $p_\perp^2 \approx z(1-z)m^2$. Estudos de correções NLO favorecem esta última escolha [77, 78].

1.5.2 Chuveiros Partônicos de Estado Inicial

Chuveiros partônicos de estado inicial [62, 63, 64] são do tipo espaço, isto é, os pártons no interior da cadeia de evolução têm virtualidades negativas, $m^2 = E^2 - \mathbf{p}^2 < 0$. A evolução se dá no sentido inverso de t , onde primeiro o espalhamento duro é selecionado e o chuveiro partônico que o precedeu é subsequentemente reconstruído. Esta reconstrução inicia-se no espalhamento duro, numa escala Q_{max}^2 , evoluindo-se passo a passo para trás em direção a valores menores de Q^2 , até o párton que iniciou o chuveiro, na escala de corte Q_0^2 .

O procedimento de evolução iniciando no espalhamento duro e evoluindo para trás em t consiste em se desfazer a evolução DGLAP até Q^2

$$\frac{df_b(x, t)}{dt} = \sum_{a,c} \int \frac{dx'}{x'} f_a(x', t) \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{a \rightarrow bc} \left(\frac{x}{x'} \right). \quad (1.111)$$

onde a partir do párton b , pretende-se obter o párton a que gerou o desdobramento $a \rightarrow bc$, e assim sucessivamente. Esta eq. expressa o fato de que num pequeno aumento dt existe uma probabilidade para o párton a com fração de momentum x' ser resolvido num párton b em $x = zx'$ e num párton c em $x' - x = (1-z)x'$. Na evolução para trás, num correspondente decréscimo dt um párton b pode ser atribuído a um párton a (desfazendo-se o desdobramento) que o originou, com uma probabilidade relativa dada por

$$d\mathcal{P}_b = \frac{df_b(x, t)}{f_b(x, t)} = |dt| \sum_{a,c} \int \frac{dx'}{x'} \frac{f_a(x', t)}{f_b(x, t)} \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{a \rightarrow bc} \left(\frac{x}{x'} \right) \equiv |dt| \lambda(t). \quad (1.112)$$

Somando-se sobre muitos intervalos dt , a probabilidade de não ocorrer o desdobramento exponencia no fator de forma

$$\begin{aligned} S_b(x, t_{\max}, t) &= \exp \left\{ - \int_t^{t_{\max}} dt' \lambda(t') \right\}; & (z \equiv \frac{x}{x'}) \\ &= \exp \left\{ - \int_t^{t_{\max}} dt' \sum_{a,c} \int dz \frac{\alpha_s(t')}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) \frac{x' f_a(x', t')}{x f_b(x, t')} \right\}, \end{aligned} \quad (1.113)$$

dando a probabilidade de o párton b permanecer em x de t_{\max} até $t < t_{\max}$. Esta expressão é similar à de radiação de estado final ($S_a(t)$ na eq. (1.106)), exceto na dependência com as densidades partônicas dos pártons a e b : a probabilidade de b vir do desdobramento de um párton a é proporcional ao número de pártons a presentes no hádron, e inversamente

proporcional ao número de pártons b . Isto assegura que a correta composição partônica ao longo da evolução.

A escolha da virtualidade t , do párton a (tipo de desdobramento) e da fração de energia z ($z = x/x' = x_b/x_a$) para cada desdobramento é feita de forma análoga aos chuveiros partônicos de estado final.

Algumas particularidades são comentadas a seguir. A escolha de t_{max} para o primeiro desdobramento (que termina no espalhamento duro) não é única, podendo ser Q^2 , W^2 , ou uma função destas variáveis. Outra característica do algoritmo de ISPS é que o ângulo azimutal φ do desdobramento é selecionado isotropicamente, isto é, efeitos de coerência não são incluídos em chuveiros partônicos de estado inicial (em PYTHIA).

1.6 A QCD não-perturbativa

A teoria da QCD perturbativa é válida no regime de curtas distâncias. Para longas distâncias, o acoplamento QCD torna-se forte e teoria de perturbação não pode ser aplicada. Existe uma variedade de métodos não-perturbativos, como QCD de rede (QCD numa rede com o espaço-tempo discretizado) [79, 80], regras de soma [81, 82], teoria de perturbação quiral [83], cálculo com instantons [84], expansão em $1/N_c$ [85], etc. O avanço nestas áreas é contudo mais lento do que na teoria perturbativa, devido a grande complexidade do problema, e freqüentemente se recorre a modelos fenomenológicos para descrever a fase não-perturbativa.

1.6.1 Confinamento

Quarks isolados nunca foram observados livremente na natureza, daí a hipótese de serem confinados em hádrons. A força entre dois quarks aumenta com o aumento da separação r , de forma que a energia potencial V do sistema diverge,

$$V(r) \rightarrow \infty \quad \text{com} \quad r \rightarrow \infty . \quad (1.114)$$

Em qualquer colisão a energia disponível é finita, assim é impossível a produção de quarks isolados.

Um exemplo de potencial que pode representar a interação QCD entre um quark e um antiquark num estado singlete de cor,

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr , \quad (1.115)$$

onde k é uma constante conhecida como tensão da corda.

Este potencial tem sido usado extensivamente em modelos relativísticos de estados ligados de $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$, com bons resultados, sendo também compatível com cálculos não-perturbativos de QCD de rede. Para pequenas distâncias $r \ll 1/k$, o potencial é Coulombiano, como em QCD perturbativa, ao passo que para grandes distâncias há um crescimento linear da energia com a separação do par. Uma explicação qualitativa do potencial confinante é a seguinte [86]. Quando a separação do par quark-antiquark é pequena comparada

ao raio de confinamento, o campo de glúons tem uma forma análoga de um campo de dipolos na eletrodinâmica clássica. As linhas deste campo cromoeletrico ocupam todo o espaço (e o potencial decai como $1/r$ como em QED). Quando a separação se torna da ordem do raio de confinamento, há uma atração recíproca das linhas de campo, fazendo-as colapsarem num tubo ao longo da linha que liga o $q\bar{q}$. Uma vez que o fluxo elétrico é o mesmo através de qualquer superfície fechada contendo o quark ou o antiquark, o campo elétrico é não nulo somente dentro do tubo, formando um chamado tubo de fluxo (ou uma corda, como veremos na próxima seção). Um aumento adicional da separação não muda a forma do campo de glúons, aumentando apenas o tamanho do tubo de fluxo. Como o campo de glúon está essencialmente concentrado num tubo, a energia contida no tubo é proporcional ao seu comprimento. Em outras palavras, há uma energia de campo constante por unidade de comprimento, o que implica num termo linear para o potencial. Um modelo de confinamento que induz a atração das linhas de campo como postulado acima, implicando no confinamento por potencial linear é o efeito de Meissner dual [87]. A representação física de um potencial crescendo linearmente com a separação entre o q e o \bar{q} também é suportada por estudos de QCD de rede.

Até o momento, não existe nenhuma prova rigorosa do confinamento a partir de primeiros princípios, embora estudos de QCD de rede tenham avançado nesta direção [88]. Um fenômeno diretamente relacionado com o confinamento é o da hadronização, assunto que trataremos mais em detalhe a seguir.

1.6.2 Hadronização e o modelo de Lund

A formação de hádrons a partir de pártons (processo conhecido como fragmentação ou hadronização) é muito pouco entendida do ponto de vista de cálculos analíticos, sendo então descrita a partir de modelos fenomenológicos. Um dos modelos mais originais e com grande aplicação fenomenológica na descrição do processo de hadronização é o modelo de Lund [89, 90], de fenomenologia de cordas. No modelo de Lund, os pártons são conectados por uma corda relativística sem massa, representando um fluxo de cor unidimensional entre eles. Devido à auto interação dos glúons, as linhas do fluxo de cor não se espalham no espaço mas estão contidas numa região tubular de pequena espessura transversa, podendo ser descritas aproximadamente por uma corda. A energia armazenada no campo de cor permite a criação de pares $q\bar{q}$, e o sistema quebra-se em partes menores e menores até que hádrons sejam formados.

A tensão na corda κ representa a energia por unidade de comprimento. O seu valor fenomenológico é $\kappa \simeq 1 \text{ GeV/fm}$, consistente com estudos de QCD de rede, fenomenologia de Regge e espectroscopia do quarkonium pesado.

A medida que o q e o \bar{q} se afastam, a energia potencial armazenada na corda aumenta, e a corda pode romper, produzindo um novo par $q'\bar{q}'$, conforme a Fig. 1.17. Os pares $q\bar{q}$ são produzidos através do processo de tunelamento, cuja probabilidade é dada por

$$\exp(-\pi m_{\perp}^2/\kappa) = \exp(-\pi m^2/\kappa) \exp(-\pi p_{\perp}^2/\kappa) \quad (1.116)$$

onde m é a massa do quark e p_{\perp} o momento transverso com respeito à corda. O primeiro fator suprime a criação de quarks pesados, o segundo representa a distribuição de momento transverso do quark e do antiquark por uma gaussiana.

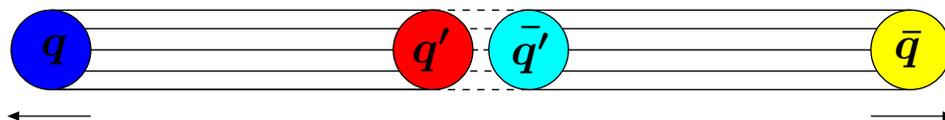


Fig. 1.17: Descrição de uma corda esticada entre um par $q\bar{q}$ em separação. No ponto central, a corda é quebrada, originando um novo par $q\bar{q}$.

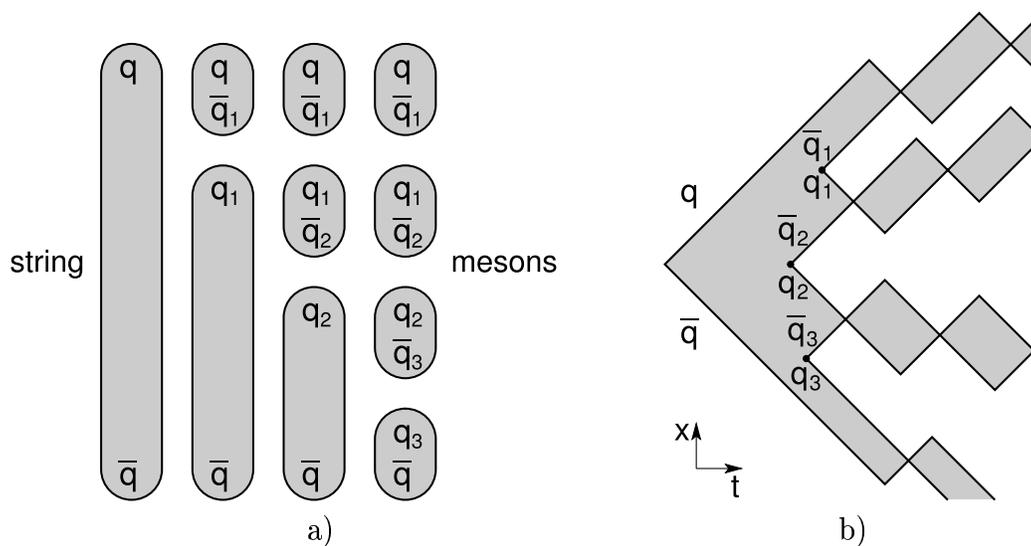


Fig. 1.18: Ilustração de um processo iterativo de fragmentação de cordas até a produção dos hádrons. Em b), hádrons são representados pelos modos ‘ioiô’ de uma corda relativística sem massa.

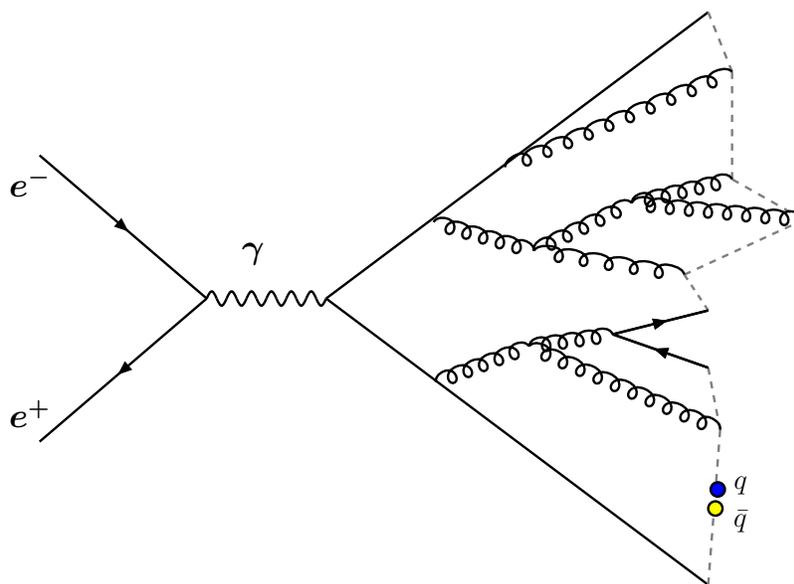


Fig. 1.19: Descrição do modelo de Lund de cordas aplicado ao processo de aniquilação elétron-pósitron em um fóton que dá origem a um par $q\bar{q}$, a partir do qual uma corda unidimensional liga todos os pártons conectados ao par original. Também mostrados os ‘kinks’ na corda representando os glúons.

O movimento do quark e do antiquark conectados por uma corda é equivalente a um modo ‘ioiô’ de uma corda relativística sem massa, como mostrado na Fig. (1.18). No referencial do centro de massa do par $q\bar{q}$, o quark e o antiquark oscilam como num sistema massa-mola. Para a formação de mésons, o quark e o antiquark produzidos em dois processos de quebras de corda adjacentes ajustam sua energia e momentum a fim de atingir a massa do méson. Bárions podem ser criados de maneira similar, juntando-se um diquark com um quark, sendo a probabilidade de formação de diquarks suprimida em relação à de formação de pares $q\bar{q}$.

Uma corda resulta num conjunto de hádrons orientados ao longo do comprimento da corda. Para um sistema de pártons resultantes do espalhamento duro e da evolução de chuviscos partônicos, cada conexão de cor entre os pártons resulta numa corda unidimensional entre eles. Cada glúon, tendo duas conexões de cor, dá origem a dois segmentos de corda. Em outras palavras, glúons são tratados como excitações localizadas (*kinks*) da corda relativística sem massa (vide Fig. 1.19). Este procedimento é finito no infravermelho, pois trata da mesma forma glúons duros e glúons suaves, estes últimos não produzindo singularidades.

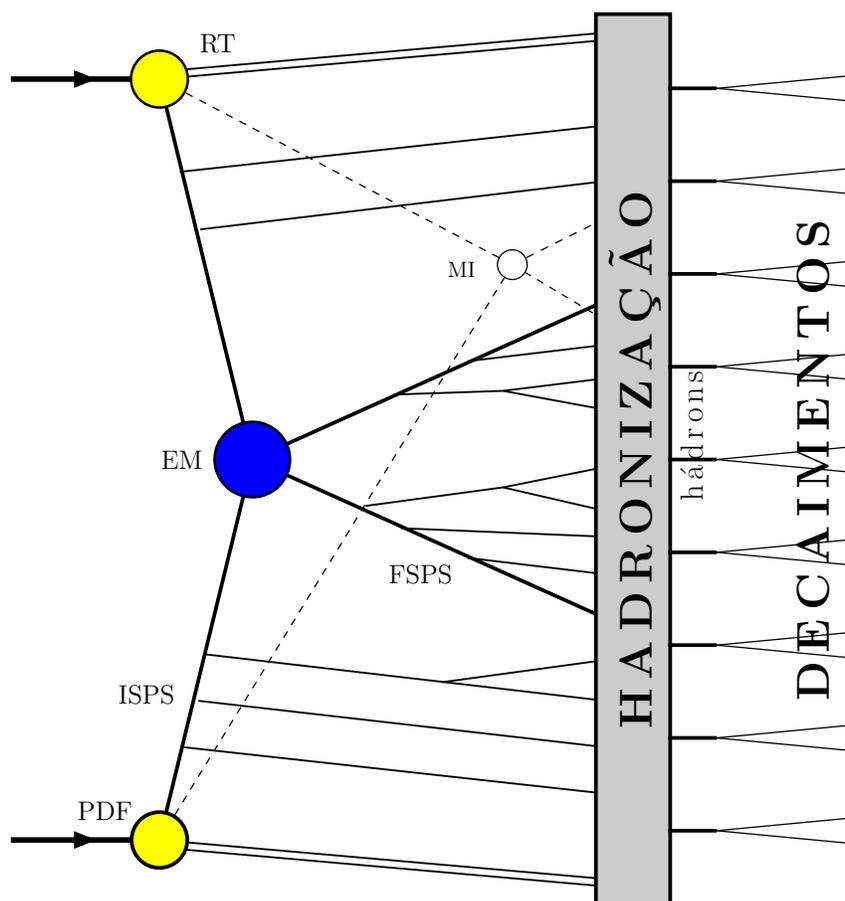


Fig. 1.20: Representação esquemática das diferentes fases que podem estar presentes num gerador de eventos.

1.7 Os Geradores de Eventos QCD

Os geradores de eventos QCD baseiam-se na fatorização do processo físico em diferentes fases tratadas separadamente. Para a descrição de um evento típico de altas energias, a colisão pode ser descrita pelos seguintes passos (vide Fig. 1.20):

- As partículas incidentes têm subestrutura, parametrizada pelas funções de distribuição partônicas (PDF).
- Um parton de cada feixe incidente inicia uma seqüência de desdobramentos (ex. $q \rightarrow qg$), dando origem a um chuveiro partônico de estado inicial (IS), evoluindo através das eq. DGLAP até a escala da interação dura.
- Interação dura entre os dois partons, descrita pelos elementos de matriz (EM) calculados em pQCD.

- Os quarks e glúons provenientes do espalhamento duro desenvolvem os chuveiros partônicos de estado final (FS), uma cadeia de desdobramentos também descritas pela evolução DGLAP.
- Múltiplas interações (MI) : Além do espalhamento duro, outros pártons podem interagir em outros espalhamentos de natureza semidura, ou seja, não completamente caracterizados por uma escala perturbativa.
- Remanescentes (RT): fora os pártons participando nas interações duras, sobra o restante dos hádrons. O tratamento dos remanescentes consiste na modelagem de sua estrutura interna e efeitos nos observáveis finais.
- Hadronização: Campos de força confinantes conectam objetos com cargas de cor (quarks, glúons e remanescentes), produzindo hádrons singlete de cor.
- Muitos dos hádrons produzidos são instáveis e decaem.

Os geradores de eventos QCD permitem um tratamento completo das interações, levando à produção do estado final. Neste tratamento leva-se em conta tanto aspectos da QCD perturbativa quanto de efeitos não-perturbativos, como explicitado acima. Adicionalmente, pode-se incluir particularidades dos detectores como a sua eficiência nas diversas regiões cinemáticas, simulando o processo de detecção. Em outras palavras, com toda a teoria e modelos implementados num código computacional, pode-se obter a distribuição de partículas no estado final, de forma análoga ao experimento real. A versatilidade para se introduzir novos efeitos e combinar todas as partes torna o método Monte Carlo bastante útil para fins práticos. Uma abordagem mais detalhada do método Monte Carlo pode ser encontrada no apêndice B.

Existem vários geradores de eventos QCD, que se diferenciam pela sua abrangência e particularidades no tratamento da parte perturbativa e dos efeitos não-perturbativos. Os dois geradores de eventos QCD mais utilizados no presente são os programas Monte Carlo PYTHIA [67] e HERWIG [69, 70, 71]. Em todas as simulações realizadas nesta tese utilizamos o Monte Carlo PYTHIA, do grupo de Lund, suplementado por rotinas adicionais de acordo com os modelos utilizados. Este é o gerador de eventos QCD melhor documentado na literatura [65, 67, 68], incluindo uma grande variedade de processos físicos.

1.8 Conclusão

Neste capítulo apresentamos uma revisão de física relevante para o desenvolvimento desta tese. O foco central é a descrição da Cromodinâmica Quântica, que é a teoria das interações fortes. Muitos aspectos da QCD são mais facilmente entendidos na descrição de processos típicos como o espalhamento profundamente inelástico e as colisões hadrônicas. Neste formalismo, podemos definir os conceitos básicos de distribuições partônicas, equações de evolução e fatorização da seção de choque. Um aspecto perturbativo de bastante relevância nesta tese, e portanto apresentado em separado, é a descrição de processos com radiação partônica, tratado nos geradores de eventos QCD na forma de chuveiros partônicos.

A QCD não-perturbativa é um problema ainda não resolvido, sendo tratado por meio de modelos e métodos especiais. Revisamos aqui importantes aspectos não-perturbativos da QCD como o confinamento e a hadronização, seguindo em particular a abordagem do modelo de Lund.

Finalmente, efeitos perturbativos e não-perturbativos devem ser combinados para a descrição completa dos eventos físicos. Um tratamento complexo desses efeitos pode ser combinado em geradores de eventos QCD, brevemente descritos nesta Introdução.

Nos capítulos seguintes, segue o estudo específico de processos de produção de quarks pesados, onde os conceitos gerais apresentados neste capítulo serão largamente utilizados.

Capítulo 2

A Produção de Quarks Pesados na QCD perturbativa

Dureza

Neste deserto árido de contas engenhosas
por um instante perdi-me
Laços, glúons suaves, infinitos,
cancelam-se em números finitos.
Quarks pesados:
duros, podem ser domados.

Em vão, tento
mais altas ordens computar...
Então, pra uma multidão
de glúons emitidos,
lanço dados
pesados
por formulescos intrincados
Chuveiros de pártons ressomados!

2.1 Introdução

Este capítulo é destinado à descrição perturbativa de processos de produção de um par de quarks pesados em colisões hadrônicas. Cálculos perturbativos podem ser realizados quando da presença de uma escala perturbativa, tal que a constante de acoplamento nessa escala seja pequena o suficiente para servir como parâmetro numa expansão em série de potências contendo os diagramas de Feynman relevantes. As massas dos quarks pesados são suficientemente grandes para servir como uma escala perturbativa.

Serão consideradas duas abordagens ao cálculo perturbativo. A primeira abordagem é um cálculo QCD completo em NLO, até a ordem $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$. Os cálculos serão apresen-

tados em bastante detalhe, e os resultados serão utilizados nos capítulos subseqüentes, quando da produção de estados ligados de um par de quarks pesados, como charmonium e bottomonium. A segunda abordagem é a aproximação de chuveiros partônicos, que inclui todas as ordens de teoria de perturbação na aproximação de logaritmo dominante.

2.2 Cálculo em NLO

Os subprocessos relevantes são

$$g + g \rightarrow Q + \bar{Q}, \quad q + \bar{q} \rightarrow Q + \bar{Q}, \quad \alpha_s^2, \alpha_s^3, \quad (2.1)$$

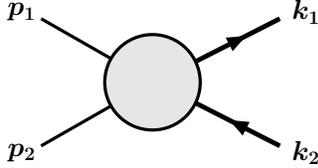
$$g + g \rightarrow Q + \bar{Q} + g, \quad q + \bar{q} \rightarrow Q + \bar{Q} + g, \quad \alpha_s^3, \quad (2.2)$$

$$g + q \rightarrow Q + \bar{Q} + q, \quad g + \bar{q} \rightarrow Q + \bar{Q} + \bar{q}, \quad \alpha_s^3, \quad (2.3)$$

incluindo as ordens $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ e $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$.

2.2.1 Cinemática

As variáveis cinemáticas dos subprocessos partônicos são definidas como segue. Os processos de dois corpos (dois pártons no estado final, conforme figura abaixo), correspondendo às Eqs. (2.1), são descritos em termos dos invariantes



$$s = (p_1 + p_2)^2, \quad (2.4)$$

$$t = (p_1 - k_1)^2 - m_Q^2 = (p_2 - k_2)^2 - m_Q^2, \quad (2.5)$$

$$u = (p_1 - k_2)^2 - m_Q^2 = (p_2 - k_1)^2 - m_Q^2, \quad (2.6)$$

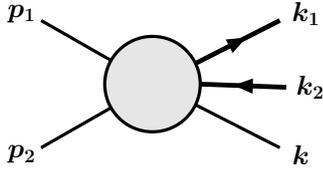
onde $p_{1,2}$ são os momenta dos pártons incidentes e $k_{1,2}$ são os momenta do quark e antiquark pesados, respectivamente. Os pártons estão na camada de massa, ou seja, $p_{1,2}^2 = 0$ e $k_{1,2}^2 = m_Q^2$, onde m_Q é a massa dos quarks pesados. O círculo acima representa o espalhamento duro. O elemento de espaço de fase de duas partículas em $d = 4 - 2\epsilon$ dimensões é dado por (vide Ap. A)

$$d\Phi_2 = \frac{2^{2\epsilon}}{\Gamma(1-\epsilon)} \left(\frac{4\pi}{s}\right)^\epsilon \frac{1}{16\pi} \beta^{1-\epsilon} \sin^{-2\epsilon} \theta_1 d\cos\theta_1, \quad (2.7)$$

onde $\beta = \sqrt{1-\rho}$, $\rho = 4m_Q^2/s$ e θ_1 é o ângulo entre p_1 e k_1 no sistema centro de massa dos pártons incidentes. Segue que

$$t = -\frac{1}{2}s(1 - \beta \cos \theta_1). \quad (2.8)$$

Os processos de três corpos (três pártons no estado final), Eqs. (2.2) e (2.3), são caracterizados por cinco quantidades escalares independentes:



$$s = (p_1 + p_2)^2, \quad (2.9)$$

$$t_k = (p_1 - k)^2, \quad (2.10)$$

$$u_k = (p_2 - k)^2, \quad (2.11)$$

$$q_1 = (p_1 - k_1)^2 - m_Q^2, \quad (2.12)$$

$$q_2 = (p_2 - k_2)^2 - m_Q^2, \quad (2.13)$$

onde k é o momentum do terceiro párton (g, q, \bar{q}) no estado final. Os cinco invariantes restantes podem ser relacionados aos invariantes acima pelas equações

$$s_2 = (k_1 + k_2)^2 = s + t_k + u_k, \quad (2.14)$$

$$\hat{q}_1 = (p_1 - k_2)^2 - m_Q^2 = -s - t_k - q_1, \quad (2.15)$$

$$\hat{q}_2 = (p_2 - k_1)^2 - m_Q^2 = -s - u_k - q_2, \quad (2.16)$$

$$\omega_1 = (k + k_1)^2 - m_Q^2 = -q_1 + q_2 - t_k, \quad (2.17)$$

$$\omega_2 = (k + k_2)^2 - m_Q^2 = -q_1 - q_2 - u_k. \quad (2.18)$$

É conveniente introduzirmos as variáveis x e y , onde $x = s_2/s$, $y = \cos \theta_2$, sendo θ_2 o ângulo entre p_1 e k no sistema CM dos pártons incidentes. Temos que

$$\rho \leq x \leq 1, \quad -1 \leq y \leq 1, \quad (2.19)$$

e

$$t_k = -\frac{1}{2}s(1-x)(1-y), \quad u_k = -\frac{1}{2}s(1-x)(1+y). \quad (2.20)$$

No sistema CM do sistema $Q\bar{Q}$ os quadrimomenta são dados por

$$p_1 = p_1^0(1, 0, 0, 1), \quad (2.21)$$

$$p_2 = p_2^0(1, 0, \sin \psi, \cos \psi), \quad (2.22)$$

$$k = k^0(1, 0, \sin \psi', \cos \psi'), \quad (2.23)$$

$$k_1 = \frac{1}{2}\sqrt{s_2}(1, \beta_x \sin \theta_2 \sin \theta_1, \beta_x \cos \theta_2 \sin \theta_1, \beta_x \cos \theta_1), \quad (2.24)$$

$$k_2 = \frac{1}{2}\sqrt{s_2}(1, -\beta_x \sin \theta_2 \sin \theta_1, -\beta_x \cos \theta_2 \sin \theta_1, -\beta_x \cos \theta_1). \quad (2.25)$$

onde

$$p_1^0 = \frac{s + t_k}{2\sqrt{s_2}}, \quad p_2^0 = \frac{s + u_k}{2\sqrt{s_2}}, \quad k^0 = -\frac{t_k + u_k}{2\sqrt{s_2}}, \quad (2.26)$$

$$\cos \psi = 1 - \frac{s}{2p_1^0 p_2^0}, \quad \sin \psi > 0, \quad (2.27)$$

$$\cos \psi' = 1 - \frac{t_k}{2p_1^0 k^0}, \quad \sin \psi' > 0, \quad (2.28)$$

$$\beta_x = \sqrt{1 - 4m_Q^2/sx}. \quad (2.29)$$

Os invariantes q_1 e q_2 podem ser escritos como

$$q_1 = -\frac{s+t_k}{2}(1-\beta_x \cos \theta_1), \quad (2.30)$$

$$q_2 = -\frac{s+t_k}{2}(1+\beta_x \cos \theta_2 \sin \theta_1 \sin \psi' + \beta_x \cos \theta_1 \cos \psi'). \quad (2.31)$$

Temos agora todos os invariantes escritos em função de x , y , θ_1, θ_2 e s . Podemos também escrever o espaço de fase de três corpos como

$$d\Phi_3 = HN d\Phi_2^{(x)} \frac{s^{1-\epsilon}}{2\pi} (1-x)^{1-2\epsilon} (1-y^2)^{-\epsilon} dy \sin^{-2\epsilon} \theta_2 d\theta_2, \quad (2.32)$$

onde

$$H = \frac{\Gamma(1-\epsilon)}{\Gamma(1+\epsilon)\Gamma(1-2\epsilon)} = 1 - \frac{\pi^2}{3}\epsilon^2 + \mathcal{O}(\epsilon^3), \quad (2.33)$$

$$N = \frac{(4\pi)^\epsilon}{(4\pi)^2} \Gamma(1+\epsilon), \quad (2.34)$$

$$d\Phi_2^{(x)} = \frac{2^{2\epsilon}}{\Gamma(1-\epsilon)} \left(\frac{4\pi}{sx}\right)^\epsilon \frac{1}{16\pi} \beta_x^{1-2\epsilon} \sin^{-2\epsilon} \theta_1 d \cos \theta_1 dx. \quad (2.35)$$

2.2.2 Descrição do cálculo

O cálculo NLO de hadroprodução de um par de quarks pesados está implementado no código HVQMNR [91], que calcula seções de choque totais [92], distribuições de uma partícula [93] e correlações [91]. No caso da seção de choque total, integra-se sobre o espaço de fase de ambos os quarks. As distribuições de uma partícula fornecem informação sobre distribuições de um (anti-)quark pesado no estado final, onde se integra sobre o espaço de fase do segundo quark (antiquark). No caso das correlações, obtém-se informação sobre distribuições em variáveis dependentes dos momenta de ambos quark e antiquark pesado, ou seja, do par quark-antiquark. A implementação do cancelamento das singularidades infravermelhas e colineares entre os diagramas virtuais, reais e as funções de estrutura NLO estão explicadas em detalhe no artigo [91], o que será discutido nesta seção. Limitar-nos-emos a mostrar alguns detalhes gerais da contribuição de fusão glúon-glúon, uma vez que as expressões completas (bem como a sua derivação) são muito extensas para serem apresentadas nesta tese [91, 92, 93, 94, 95, 96, 97]. Além disso, as contribuições de todos os subprocessos estão implementadas no código acima mencionado e que utilizaremos nos capítulos seguintes.

Os diagramas em ordem dominante que contribuem no processo $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ estão mostrados na Fig. 2.1. A amplitude correspondente é dada em LO por

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{ij}^{a_1 a_2} = \bar{u}(k_1) & \left[(-ig\not{p}_2) t_{ik}^{a_2} \frac{i}{\not{k}_1 + \not{p}_2 - m} (-ig\not{p}_1) t_{kj}^{a_1} + (-ig\not{p}_1) t_{ik}^{a_1} \frac{i}{\not{k}_1 + \not{p}_1 - m} (-ig\not{p}_2) t_{kj}^{a_2} \right. \\ & \left. + (-ig\gamma^\rho) t_{ij}^{a_3} \frac{-i}{(p_1 + p_2)^2} (-g) f^{a_1 a_2 a_3} \Gamma^{\rho\mu\nu}(-p_1 - p_2, p_1, p_2) \varepsilon_{1\mu} \varepsilon_{2\nu} \right] v(k_2). \quad (2.36) \end{aligned}$$

O fator de cor no terceiro termo desta equação pode ser escrito como

$$i f^{a_1 a_2 a_3} t_{ij}^{a_3} = t_{ik}^{a_2} t_{kj}^{a_1} - t_{ik}^{a_1} t_{kj}^{a_2}, \quad (2.37)$$

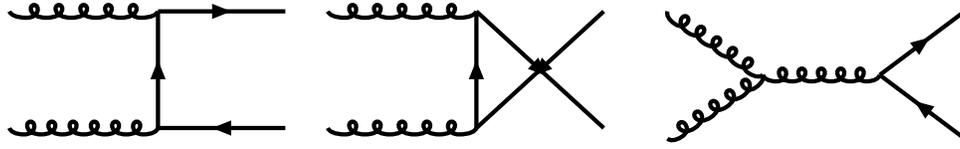


Fig. 2.1: Diagramas em LO para o processo $gg \rightarrow Q\bar{Q}$

e a amplitude $\mathcal{A}_{ij}^{a_1 a_2}$ pode ser escrita como a soma de dois termos com estruturas de cor independentes

$$\mathcal{A}_{ij}^{a_1 a_2} = \mathcal{A}^{(1)} g^2 t_{ik}^{a_1} t_{kj}^{a_2} + \mathcal{A}^{(2)} g^2 t_{ik}^{a_2} t_{kj}^{a_1}, \quad (2.38)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{(1)} = & \bar{u}(k_1) \left[(-i\not{p}_2) \frac{i}{\not{k}_1 + \not{p}_2 - m} (-i\not{p}_1) \right. \\ & \left. - \frac{-i}{(p_1 + p_2)^2} \gamma_\rho \Gamma^{\rho\mu\nu}(-p_1 - p_2, p_1, p_2) \varepsilon_{1\mu} \varepsilon_{2\nu} \right] v(k_2), \end{aligned} \quad (2.39)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{(2)} = & \bar{u}(k_1) \left[(-i\not{p}_1) \frac{i}{\not{k}_1 + \not{p}_1 - m} (-i\not{p}_2) \right. \\ & \left. + \frac{-i}{(p_1 + p_2)^2} \gamma_\rho \Gamma^{\rho\mu\nu}(-p_1 - p_2, p_1, p_2) \varepsilon_{1\mu} \varepsilon_{2\nu} \right] v(k_2). \end{aligned} \quad (2.40)$$

As correções de $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ são de dois tipos: emissões reais e emissões virtuais, conforme mostrado na Fig. 2.2. Para os processos $2 \rightarrow 3$, descritos nas Eqs. (2.2) e (2.3), expressões analíticas compactas são dadas na ref. [96, 97]. O método de regularização dimensional é usado para regularizar as divergências infravermelhas e colineares na integração do espaço de fase dos processos $2 \rightarrow 3$.

Correções virtuais aos termos de Born (LO) foram calculados em $d = 4 - 2\epsilon$ dimensões nas refs. [94, 95, 92]. Estas correções são negativas e divergentes, cancelando divergências presentes nas contribuições suaves e colineares. A seção de choque virtual em $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ é obtida do termo de interferência entre a amplitude virtual e a de Born, $\sum (\mathcal{A}^V \mathcal{A}^{B*} + \mathcal{A}^B \mathcal{A}^{V*})$, com $\mathcal{A}^V \equiv \epsilon^\mu(k_1) \epsilon^\nu(k_2) \mathcal{A}_{\mu\nu}^V$. A amplitude virtual $\mathcal{A}_{\mu\nu}^V$ contém integrações sobre os momenta dos quarks e glúons virtuais presentes nos laços.

A contribuição dos diagramas de emissões reais para o processo $gg \rightarrow Q\bar{Q} + X$ (em d dimensões) é dada por

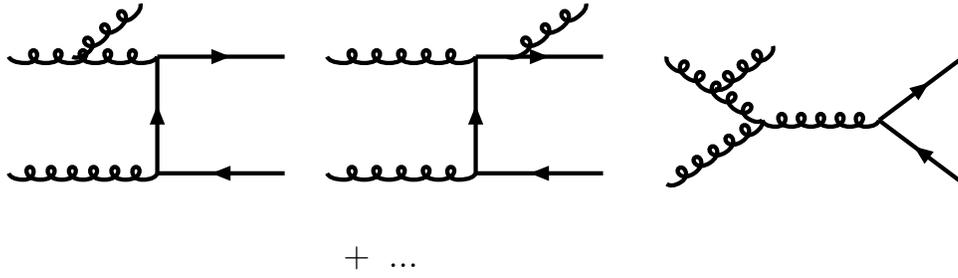
$$d\sigma_{gg}^{(r)} = \mathcal{M}_{gg}^{(r)}(s, t_k, u_k, q_1, q_2) d\Phi_3, \quad (2.41)$$

$$\mathcal{M}_{gg}^{(r)}(s, t_k, u_k, q_1, q_2) = \frac{1}{2s} \frac{1}{[2(1-\epsilon)(N_c^2 - 1)]^2} \sum_{spin, cor} |\mathcal{A}^{(r)}|^2, \quad (2.42)$$

onde $\mathcal{A}^{(r)}$ é a amplitude invariante, e o número de estados de polarização de glúon em $4 - 2\epsilon$ dimensões é dado por $2(1 - \epsilon)$. A seção de choque invariante $\mathcal{M}_{gg}^{(r)}$ apresenta singularidades em $t_k = 0$ e $u_k = 0$, correspondendo à emissão de um glúon suave ($x = 1$) e colinear ($y = \pm 1$). Contudo, pode ser mostrado [91] que a função

$$f_{gg}(x, y, \theta_1, \theta_2) = 4t_k u_k \mathcal{M}_{gg}^{(r)}(s, t_k, u_k, q_1, q_2) \quad (2.43)$$

Diagramas de emissões reais



Diagramas de emissões virtuais

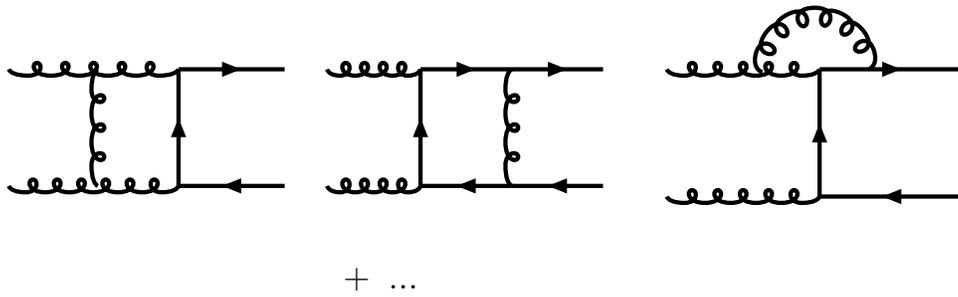


Fig. 2.2: Diagramas de correções reais e virtuais de ordem $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ aos diagramas iniciados por dois glúons, produzindo um par de quarks pesados (e um glúon adicional no caso das correções reais).

é regular para $y = \pm 1$ e $x = 1$. Usando as Eqs. (2.20) e (2.32), obtém-se

$$d\sigma_{gg}^{(\tau)} = HN d\Phi_2^{(x)} \frac{s^{-1-\epsilon}}{2\pi} dy \sin^{-2\epsilon} \theta_2 d\theta_2 (1-x)^{-1-2\epsilon} (1-y^2)^{-1-\epsilon} f_{gg}(x, y, \theta_1, \theta_2). \quad (2.44)$$

A fim de separar a parte da singularidade infravermelha, pode-se expandir o termo $(1-x)^{-1-2\epsilon}$ no limite de ϵ pequeno (vide Eq. (A.6) do Ap. A),

$$(1-x)^{-1-\epsilon} = -\frac{\tilde{\beta}^{-4\epsilon}}{2\epsilon} \delta(1-x) + \left(\frac{1}{1-x} \right)_{\tilde{\rho}} - 2\epsilon \left(\frac{\log(1-x)}{1-x} \right)_{\tilde{\rho}} + \mathcal{O}(\epsilon^2) \quad (2.45)$$

onde $\tilde{\beta}$ é definido por $\tilde{\beta} = \sqrt{1-\tilde{\rho}}$, e as distribuições nos parênteses são definidas de acordo com as prescrições

$$\int_{\tilde{\rho}}^1 h(x) \left(\frac{1}{1-x} \right)_{\tilde{\rho}} dx = \int_{\tilde{\rho}}^1 \frac{h(x) - h(1)}{1-x} dx \quad (2.46)$$

$$\int_{\tilde{\rho}}^1 h(x) \left(\frac{\log(1-x)}{1-x} \right)_{\tilde{\rho}} dx = \int_{\tilde{\rho}}^1 [h(x) - h(1)] \frac{\log(1-x)}{1-x} dx, \quad (2.47)$$

para uma função teste $h(x)$ suficientemente regular. O parâmetro $\tilde{\rho}$ é escolhido na região $\rho < \tilde{\rho} < 1$. Isto assegura a convergência das integrações numéricas, com x suficientemente próximo de 1 (limite suave). A seção de choque de choque pode então ser escrita como

$$d\sigma_{gg}^{(r)} = d\sigma_{gg}^{(s)} + HN d\Phi_2^{(x)} \frac{s^{-1-\epsilon}}{2\pi} dy \sin^{-2\epsilon} \theta_2 d\theta_2 \times \left[\left(\frac{1}{1-x} \right)_{\tilde{\rho}} - 2\epsilon \left(\frac{\log(1-x)}{1-x} \right)_{\tilde{\rho}} \right] (1-y^2)^{-1-\epsilon} f_{gg}(x, y, \theta_1, \theta_2), \quad (2.48)$$

onde

$$d\sigma_{gg}^{(s)} = HN d\Phi_2^{(x)} \frac{s^{-1-\epsilon}}{2\pi} dy \sin^{-2\epsilon} \theta_2 d\theta_2 \times \left[-\frac{\tilde{\beta}^{-4\epsilon}}{2\epsilon} \delta(1-x) \right] (1-y^2)^{-1-\epsilon} f_{gg}(x, y, \theta_1, \theta_2). \quad (2.49)$$

A componente suave da seção de choque é determinada pelo comportamento infravermelho dominante de f_{gg} , que pode ser obtido sem o cálculo completo do elemento de matriz real em d dimensões, mas apenas explorando-se as propriedades gerais da emissão de glúons suaves, no procedimento descrito a seguir.

Limite suave e divergências infravermelhas

Vamos descrever o cálculo da seção de choque para a reação $gg \rightarrow Q\bar{Q}g$, no limite onde o momentum k do glúon emitido vai a zero. Para tanto, consideremos a emissão de um glúon suave a partir de gráficos no nível de Born. Uma singularidade suave aparece somente quando o glúon é emitido de uma linha externa. Para um glúon suave com momentum k , índice de cor b e índice de Lorentz ν emitido de uma linha de glúon com momentum p , índice de cor a e polarização ε , com amplitude de Born $\mathcal{A}_a = \mathcal{A}_a^\mu \varepsilon_\mu$, temos a amplitude (Fig. 2.3a)

$$\mathcal{A}_{ab}^\nu = -g f_{abc} \Gamma^{\mu\nu\rho}(p, -k, k-p) \varepsilon_\mu \frac{-i g_{\rho\sigma}}{(k-p)^2} \mathcal{A}_c^\sigma, \quad (2.50)$$

onde $\Gamma_{\mu\nu\rho}(p, k, r) = g_{\mu\nu}(p-q)_\rho + g_{\nu\rho}(q-r)_\mu + g_{\rho\mu}(r-p)_\nu$ é um tensor associado ao vértice de três glúons.

No limite de pequeno k , usando a transversalidade da polarização de glúon, $p_\mu \varepsilon^\mu = 0$, e a propriedade de calibre $p_\mu \mathcal{A}_a^\mu = 0$, a amplitude (2.50) simplifica para

$$\mathcal{A}_{ab}^\nu = +ig \frac{p^\nu}{p \cdot k} f_{abc} \mathcal{A}_c + \text{termos não singulares}. \quad (2.51)$$

Considerando-se a emissão de um glúon suave de uma linha de quark final com momentum p e índice de cor i e amplitude genérica $\mathcal{A}_i = \bar{u}(p) \tilde{\mathcal{A}}_i$, temos (Fig. 2.3b)

$$\mathcal{A}_{ib}^\nu = \bar{u}(p) (-ig\gamma^\nu) t_{ij}^b \frac{i}{(p+k-m)} \tilde{\mathcal{A}}_j = g \frac{p^\nu}{p \cdot k} t_{ij}^b \mathcal{A}_j + \text{termos não singulares}. \quad (2.52)$$

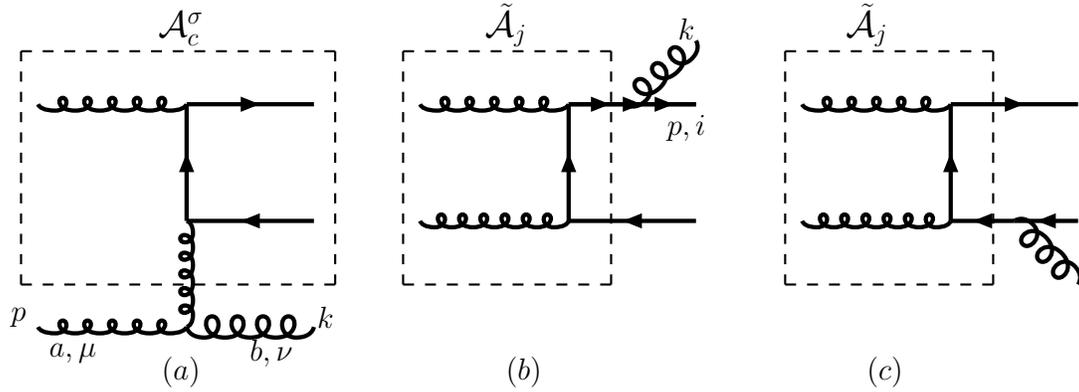


Fig. 2.3: Contribuições para a amplitude $gg \rightarrow Q\bar{Q}g$ no limite quando k (o momentum do glúon emitido) torna-se suave.

Do mesmo modo, para uma emissão suave a partir de uma linha de antiquark final (Fig. 2.3c),

$$\mathcal{A}_{ib}^\nu = -g \frac{p^\nu}{p \cdot k} \mathcal{A}_j t_{ji}^b + \text{termos não singulares.} \quad (2.53)$$

Considerando todas as possibilidades de emissão de um glúon suave a partir do diagrama $gg \rightarrow Q\bar{Q}$, obtém-se a amplitude completa para emissão de um glúon suave

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{ij}^{a_1 a_2, b\nu} = & + \mathcal{A}_{ij}^{ca_2} ig \frac{p_1^\nu}{p_1 \cdot k} f_{a_1 bc} + \mathcal{A}_{ij}^{a_1 c} ig \frac{p_2^\nu}{p_2 \cdot k} f_{a_2 bc} \\ & + t_{ik}^b \mathcal{A}_{kj}^{a_1 a_2} g \frac{k_1^\nu}{k_1 \cdot k} - \mathcal{A}_{ik}^{a_1 a_2} t_{kj}^b g \frac{k_2^\nu}{k_2 \cdot k}, \end{aligned} \quad (2.54)$$

onde a amplitude LO é dada pela eq. (2.36).

Tomando o quadrado da amplitude acima, somando e fazendo a média sobre cor e spin dos pártons finais e iniciais, respectivamente, e dividindo pelo fator de fluxo, pode-se obter a seção de choque no limite suave,

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_{gg}^{(s)} = & \mathcal{M}_1 \frac{T_F}{D_A} \left\{ [(p_1 k_2) + (p_2 k_1)] C_A C_F + [(p_1 k_1) + (p_2 k_2)] C_A \left(C_F - \frac{1}{2} C_A \right) \right. \\
 & \left. + \frac{1}{2} (p_1 p_2) C_A^2 - [(k_2 k_2) + (k_1 k_1)] C_F^2 + 2(k_1 k_2) \left(C_F - \frac{1}{2} C_A \right)^2 \right\} \\
 & + \mathcal{M}_2 \frac{T_F}{D_A} \left\{ [(p_2 k_2) + (p_1 k_1)] C_A C_F + [(p_2 k_1) + (p_1 k_2)] C_A \left(C_F - \frac{1}{2} C_A \right) \right. \\
 & \left. + \frac{1}{2} (p_1 p_2) C_A^2 - [(k_2 k_2) + (k_1 k_1)] C_F^2 + 2(k_1 k_2) \left(C_F - \frac{1}{2} C_A \right)^2 \right\} \\
 & + \mathcal{M}_{12} \frac{T_F}{D_A} \left(C_F - \frac{1}{2} C_A \right) \left\{ [(p_1 k_2) + (p_2 k_2) + (p_1 k_1) + (p_2 k_1)] C_A \right. \\
 & \left. - [(k_2 k_2) + (k_1 k_1)] C_F + 2(k_1 k_2) \left(C_F - \frac{1}{2} C_A \right) \right\}, \tag{2.55}
 \end{aligned}$$

onde

$$\mathcal{M}_1 = \frac{g^6}{2s(2-2\epsilon)^2} \left[\frac{8t(t^2+u^2)}{s^2u} + 8\rho \frac{t}{u} - 2\rho^2 \frac{s^2}{u^2} - 16\epsilon \frac{t(u^2-st)}{s^2u} + 8\epsilon^2 \frac{t}{u} \right] \tag{2.56}$$

$$\mathcal{M}_2 = \frac{g^6}{2s(2-2\epsilon)^2} \left[\frac{8u(t^2+u^2)}{s^2t} + 8\rho \frac{u}{t} - 2\rho^2 \frac{s^2}{t^2} - 16\epsilon \frac{u(t^2-su)}{s^2t} + 8\epsilon^2 \frac{u}{t} \right] \tag{2.57}$$

$$\mathcal{M}_{12} = \frac{g^6}{2s(2-2\epsilon)^2} \left[16 \frac{t^2+u^2}{s^2} + 16\rho - \frac{4s^2\rho^2}{tu} + 32\epsilon \frac{tu-s^2}{s^2} + 16\epsilon^2 \right], \tag{2.58}$$

com $\rho = 4m_Q^2/s$, $C_A = 3$, $C_F = \frac{4}{3}$, $T_F = \frac{1}{2}$, $D_A = 8$, $D_F = 3$. Os fatores eikonais do tipo (vw) são definidos por

$$(vw) = \frac{v \cdot w}{v \cdot k w \cdot k}. \tag{2.59}$$

Integrando-se a expressão acima em x , y e θ_2 , obtém-se a seção de choque no limite suave

$$d\sigma_{gg}^{(s)} = -HN d\Phi_2 \frac{1}{4\pi\epsilon} s^{-1-\epsilon} \tilde{\beta}^{-4\epsilon} f_{gg}^{(s)}(\theta_1), \tag{2.60}$$

onde

$$f_{gg}^{(s)}(\theta_1) = \int dx dy d\theta_2 \delta(1-x)(1-y^2)^{-1-\epsilon} \sin^{-2\epsilon} \theta_2 [4t_k u_k \mathcal{M}_{gg}^{(s)}]_{x=1}, \tag{2.61}$$

onde os resultados das integrações envolvendo os fatores eikonais contêm pólos do tipo $1/\epsilon$, e estão listados no Apêndice A.

Limites colineares

A fim de separar a parte colinear da seção de choque, pode-se expandir o termo $(1-y)^{-1-\epsilon}$ da Eq. (2.48) no limite de ϵ pequeno (vide Eq. (A.7) do Ap. A), retendo apenas termos de

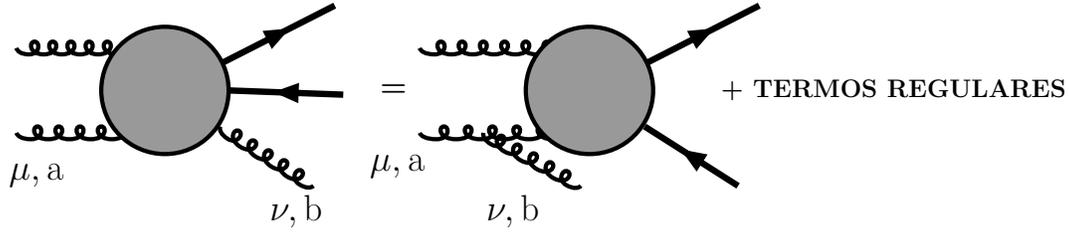


Fig. 2.4: Decomposição da amplitude $gg \rightarrow Q\bar{Q}g$ no limite de k (o momentum do glúon emitido) colinear a p_1 .

ordem ϵ^0 ,

$$(1-y)^{-1-\epsilon} = -[\delta(1+y) + \delta(1-y)] \frac{(2\omega)^{-\epsilon}}{2\epsilon} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{1-y} \right)_\omega + \left(\frac{1}{1+y} \right)_\omega \right] + \mathcal{O}(\epsilon) \quad (2.62)$$

onde as distribuições nos parênteses são definidas de acordo com as prescrições

$$\int_{1-\omega}^1 h(y) \left(\frac{1}{1-y} \right)_\omega dy = \int_{1-\omega}^1 \frac{h(y) - h(1)}{1-y} dy \quad (2.63)$$

$$\int_{-1}^{-1+\omega} h(y) \left(\frac{1}{1+y} \right)_\omega dy = \int_{-1}^{-1+\omega} \frac{h(y) - h(1)}{1+y} dy, \quad (2.64)$$

para uma função teste $h(x)$ suficientemente regular. O parâmetro ω é escolhido na região $0 < \omega \leq 2$, o que assegura a convergência das integrações numéricas, com y suficientemente próximo de ± 1 (limite colinear). A seção de choque (2.48) fica

$$d\sigma_{gg}^{(r)} = d\sigma_{gg}^{(s)} + d\sigma_{gg}^{(c+)} + d\sigma_{gg}^{(c-)} + d\sigma_{gg}^{(f)}, \quad (2.65)$$

onde

$$d\sigma_{gg}^{(c\pm)} = N d\Phi_2^{(x)} \frac{s^{-1-\epsilon}}{2\pi} dy \sin^{-2\epsilon} \theta_2 d\theta_2 \left[\left(\frac{1}{1-x} \right)_{\bar{\rho}} - 2\epsilon \left(\frac{\log(1-x)}{1-x} \right)_{\bar{\rho}} \right] \times \left[-\frac{(2\omega)^{-\epsilon}}{2\epsilon} \delta(1 \mp y) \right] f_{gg}(x, y, \theta_1, \theta_2), \quad (2.66)$$

$$d\sigma_{gg}^{(f)} = N \frac{s^{-1}}{64\pi^2} \beta_x d \cos \theta_1 d\theta_2 dy dx \left(\frac{1}{1-x} \right)_{\bar{\rho}} \left[\left(\frac{1}{1-y} \right)_\omega + \left(\frac{1}{1+y} \right)_\omega \right] f_{gg}(x, y, \theta_1, \theta_2). \quad (2.67)$$

Os limites colineares correspondem à configuração onde o párton de estado final (g , q ou \bar{q}) torna-se colinear a um dos pártons incidentes. No caso $gg \rightarrow Q\bar{Q}g$, k torna-se colinear

a p_1 e $t_k \rightarrow 0$ ($y = \pm 1$), aparecendo termos singulares neste limite [91]. A amplitude pode ser decomposta na soma de dois termos (conforme Fig.2.4)

$$\mathcal{A}_{ab}^{\mu\nu} = \mathcal{A}_c^\alpha \frac{i\mathcal{P}_{\rho\alpha}(p_1 - k)}{(p_1 - k)^2} (-g) \Gamma^{\mu\nu\rho}(p_1, -k, k - p_1) f_{cab} + \mathcal{R}_{ab}^{\mu\nu}, \quad (2.68)$$

onde

$$\mathcal{P}_{\mu\nu}(k) = -g^{\mu\nu} + \frac{\eta^\mu k^\nu + \eta^\nu k^\mu}{\eta \cdot k} \quad (2.69)$$

é o projetor de spin do propagador de glúon. O primeiro termo corresponde às configurações onde o glúon com momentum k é emitido diretamente pela linha inicial com momentum p_1 , e o segundo termo contém todos os outros gráficos, de forma que somente o primeiro termo é singular no limite colinear. Entretanto, podem haver singularidades nos termos de interferência entre o primeiro e o segundo termo. É conveniente trabalhar no calibre do cone de luz, definido em termos de um vetor η , tal que $\eta^2 = 0$ e $\eta \cdot p_1 \neq 0$. Neste calibre, \mathcal{R} não contribui para a parte singular. O momentum k pode ser decomposto como

$$k = (1 - x)p_1 + \eta\xi + k_\perp, \quad (2.70)$$

onde

$$\xi = -\frac{k_\perp^2}{(1 - x)2p_1 \cdot \eta}, \quad (2.71)$$

tal que

$$t_k = (p_1 - k)^2 = -\frac{k_\perp^2}{1 - x}. \quad (2.72)$$

Em termos dessas variáveis, o vértice de três glúons pode ser simplificado, notando que termos proporcionais a $(p_1 - k)^\rho$, p_1^μ e k^ν dão contribuição nula quando contraídos com os projetores de spin correspondentes, resultando

$$\Gamma^{\mu\nu\rho}(p_1, -k, k - p_1) = \frac{2}{x} k_\perp^\rho g^{\mu\nu} + 2k_\perp^\mu g^{\nu\rho} + 2\frac{k_\perp^\nu}{1 - x} g^{\mu\rho} + \mathcal{O}(k_\perp^2). \quad (2.73)$$

A amplitude pode ser reescrita como

$$\mathcal{A}_{ab}^{\mu\nu} = \mathcal{A}_c^\alpha \frac{i\mathcal{P}_{\rho\alpha}(p_1 - k)}{(p_1 - k)^2} (-g) \left[\frac{2}{x} k_\perp^\rho g^{\mu\nu} - 2k_\perp^\mu g^{\nu\rho} + 2\frac{k_\perp^\nu}{1 - x} g^{\mu\rho} + \mathcal{O}(k_\perp^2) \right] f_{cab} + \mathcal{R}_{ab}^{\mu\nu}. \quad (2.74)$$

O primeiro termo acima é de ordem $1/k_\perp$, sendo o quadrado deste termo a única contribuição para a singularidade na potência $1/t_k$, e o segundo termo não contribui. Negligenciando k_\perp no projetor de spin dos glúons, este fator pode ser aproximado por

$$-g_\perp^{\mu\nu} = -g^{\mu\nu} + \frac{p_1^\mu \eta^\nu + p_1^\nu \eta^\mu}{\eta \cdot p_1}. \quad (2.75)$$

O momentum $p_1 - k$ no argumento de \mathcal{A}_c^α pode ser substituído por xp_1 , e \mathcal{A}_c^α torna-se a amplitude de Born. A seção de choque no limite colinear resulta em

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{gg}^{(r)} &= -\frac{4C_A g^2}{t_k} \mathcal{M}_{gg}^{(b)}(xp_1, p_2, k_1) \left[x(1 - x) + \frac{x}{1 - x} + \frac{1 - x}{x} \right] \\ &\quad + \frac{4C_A g^2}{t_k} \frac{(2 - 2\epsilon)(1 - x)}{x} \left[\hat{k}_\perp^\rho \hat{k}_\perp^\sigma - \frac{g_\perp^{\rho\sigma}}{2 - 2\epsilon} \right] \\ &\quad \times \mathcal{M}_{gg}^{(b)\rho\sigma}(xp_1, p_2, k_1), \end{aligned} \quad (2.76)$$

onde $\hat{k}_\perp^\rho = k_\perp^\rho/|k_\perp|$ e $\mathcal{M}_{gg}^{(b)}(xp_1, p_2, k_1) = -\mathcal{M}_{gg\ \rho\sigma}^{(b)}(xp_1, p_2, k_1)g_\perp^{\rho\sigma}$ é a seção de choque invariante para o subprocesso $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ a nível de Born.

Em termos das funções f definidas na Eq. (2.43), pode-se escrever no limite colinear

$$f_{gg}(x, \pm 1, \theta_1, \theta_2) = f_{gg}^{(c\pm)}(x, \theta_1) + \tilde{f}_{gg}^{(c\pm)}(x, \theta_1, \theta_2) \quad (2.77)$$

onde

$$\begin{aligned} f_{gg}^{(c+)}(x, \theta_1) &= 16C_A g^2 s(1-x)\mathcal{M}_{gg}^{(b)}(xp_1, p_2, k_1) \\ &\times \left[x(1-x) + \frac{x}{1-x} + \frac{1-x}{x} \right], \end{aligned} \quad (2.78)$$

$$\begin{aligned} \tilde{f}_{gg}^{(c\pm)}(x, \theta_1, \theta_2) &= -16C_A g^2 s \frac{(2-2\epsilon)(1-x)^2}{x} \left[\hat{k}_\perp^\rho \hat{k}_\perp^\sigma - \frac{g_\perp^{\rho\sigma}}{2-2\epsilon} \right] \\ &\times \mathcal{M}_{gg\ \rho\sigma}^{(b)}(xp_1, p_2, k_1). \end{aligned} \quad (2.79)$$

O primeiro termo contém a função de desdobramento P_{gg} , em $4-2\epsilon$ dimensões. O segundo termo não contribui, pois $\int_0^\pi \tilde{f}_{gg}^{(c\pm)}(x, \theta_1, \theta_2) \sin^{-2\epsilon} \theta_2 d\theta_2 = 0$. Integrando a equação (2.66) em y e θ_2 , obtém-se

$$\begin{aligned} d\sigma_{gg}^{(c\pm)} &= -\frac{s^{-\epsilon}}{\bar{\epsilon}} \left(\frac{2}{\omega} \right)^\epsilon \frac{C_A \alpha_s^{(b)}}{\pi} \left[\left(\frac{1}{1-x} \right)_{\bar{\rho}} - 2\epsilon \left(\frac{\log(1-x)}{1-x} \right)_{\bar{\rho}} \right] \\ &\times \left[x + \frac{(1-x)^2}{x} + x(1-x)^2 \right] \mathcal{M}_{gg}^{(b)}(xs, q_{2,1}) d\Phi_2^{(x)}, \end{aligned} \quad (2.80)$$

onde $\alpha_s^{(b)} = \alpha_s \mu^{2\epsilon}$ é a constante de acoplamento em d dimensões, onde o sufixo (b) denota a quantidade não renormalizada (*bare*). Notemos que a divergência no termo colinear aparece como um pólo na forma

$$\frac{1}{\bar{\epsilon}} = \frac{1}{\epsilon} - \gamma_E + \log(4\pi), \quad (2.81)$$

como predito pelo teorema da fatorização [30].

Cancelamento das divergências

De acordo com o teorema da fatorização, qualquer seção de choque partônica pode ser escrita como

$$d\sigma_{ij}(p_1, p_2) = \sum_{kl} \int d\hat{\sigma}_{kl}(x_1 p_1, x_2 p_2) \Gamma_{ki}(x_1) \Gamma_{lj}(x_2) dx_1 dx_2, \quad (2.82)$$

$$\Gamma_{ij}(x) = \delta_{ij} \delta(1-x) - \frac{1}{\bar{\epsilon}} \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{ij}(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} K_{ij}(x) + \mathcal{O}(\alpha_s^2), \quad (2.83)$$

onde $d\hat{\sigma}$ é livre de singularidades no limite $\epsilon = 0$. Os fatores colineares Γ_{ij} são usualmente absorvidos nas funções de estrutura hadrônicas, e a seção de choque física é expressa como

$$d\sigma_{H_1 H_2}(p_1, p_2) = \sum_{kl} \int d\hat{\sigma}_{kl}(x_1 p_1, x_2 p_2) f_k^{H_1}(x_1, \mu) f_l^{H_2}(x_2, \mu) dx_1 dx_2, \quad (2.84)$$

onde $f_k^{H_{1(2)}}$ é distribuição do parton k no hádron $H_{1(2)}$. Como conseqüência, tanto $d\hat{\sigma}$ quanto as distribuições partônicas dependem da escala μ .

As funções $K_{ij}(x)$ na eq. (2.83) são completamente arbitrárias, mas a definição de $\hat{\sigma}_{kl}$ depende da escolha de $K_{ij}(x)$. A escolha $K_{ij}(x) = 0$ corresponde ao esquema de subtração \overline{MS} [20], ao qual nos limitaremos nesta descrição.

Expandindo-se a eq. (2.82) ordem por ordem em teoria de perturbação, pode-se escrever [91]

$$\begin{aligned} d\hat{\sigma}_{gg}(p_1, p_2) &= d\sigma_{gg}(p_1, p_2) + \frac{1}{\bar{\epsilon}} \frac{\alpha_s}{2\pi} d\sigma_{gg}^{(b)}(x_1 p_1, p_2) P_{gg}(x_1) dx_1 \\ &\quad + \frac{1}{\bar{\epsilon}} \frac{\alpha_s}{2\pi} d\sigma_{gg}^{(b)}(p_1, x_2 p_2) P_{gg}(x_2) dx_2 \end{aligned} \quad (2.85)$$

$$\begin{aligned} &= d\sigma_{gg}(p_1, p_2) + \frac{1}{\bar{\epsilon}} \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{gg}(x) \mathcal{M}_{gg}^{(b)}(xs, q_2) d\Phi_2^{(x)} \\ &\quad + \frac{1}{\bar{\epsilon}} \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{gg}(x) \mathcal{M}_{gg}^{(b)}(xs, q_1) d\Phi_2^{(x)} \end{aligned} \quad (2.86)$$

onde a função de desdobramento pode ser desenvolvida,

$$\begin{aligned} P_{gg} &= 2C_A \left[\frac{x}{(1-x)_+} + \frac{1-x}{x} + x(1-x) + 2\pi b_0 \delta(1-x) \right] \\ &= 2C_A \left[\frac{x}{(1-x)_{\bar{\rho}}} + \frac{1-x}{x} + x(1-x) + (2\pi b_0 + 2 \log \tilde{\beta}) \delta(1-x) \right], \end{aligned} \quad (2.87)$$

onde $b_0 = (11C_A - 4T_F n_{lf})/12\pi$, $C_A = N_C = 3$, $T_F = \frac{1}{2}$, n_{lf} é o número de sabores leves.

A seção de choque partônica, após a subtração das divergências colineares, torna-se

$$d\hat{\sigma}_{gg} = d\sigma_{gg}^{(b)} + d\hat{\sigma}_{gg}^{(c+)} + d\hat{\sigma}_{gg}^{(c-)} + d\hat{\sigma}_{gg}^{(s)} + d\sigma_{gg}^{(v)} + d\sigma_{gg}^{(f)} \quad (2.88)$$

onde

$$\begin{aligned} d\hat{\sigma}_{gg}^{(c\pm)} &= \frac{C_A \alpha_s}{\pi} \left[\left(\log \frac{s}{\mu^2} + \log \frac{\omega}{2} \right) \left(\frac{1}{1-x} \right)_{\bar{\rho}} + 2 \left(\frac{\log(1-x)}{1-x} \right)_{\bar{\rho}} \right] \\ &\quad \times \left[x + \frac{(1-x)^2}{x} + x(1-x)^2 \right] \mathcal{M}_{gg}^{(b)}(xs, q_{2,1}) d\Phi_2^{(x)} \end{aligned} \quad (2.89)$$

$$d\hat{\sigma}_{gg}^{(s)} = d\sigma_{gg}^{(s)} + \frac{C_A \alpha_s}{\pi} \frac{1}{\bar{\epsilon}} (2\pi b_0 + 2 \log \tilde{\beta}) \mathcal{M}_{gg}^{(b)}(x, t) d\Phi_2. \quad (2.90)$$

As singularidades restantes em $d\hat{\sigma}_{gg}^{(s)}$ se cancelam com as singularidades na contribuição virtual, e a quantidade

$$d\sigma_{gg}^{(sv)} = d\hat{\sigma}_{gg}^{(s)} + d\sigma_{gg}^{(v)} \quad (2.91)$$

é finita, conseqüentemente a expressão completa para $d\hat{\sigma}_{gg}$ também é finita. Os termos de emissões reais $d\hat{\sigma}_{gg}^{(c\pm)}$ e $d\sigma_{gg}^{(f)}$ requerem contudo particular atenção. A contribuição de $d\sigma_{gg}^{(f)}$

aos observáveis físicos é dada por

$$\begin{aligned} \sigma_{H_1 H_2}^{(f)} &= \frac{1}{(16\pi^2)(64\pi^2)} \int dx_1 dx_2 f_g^{H_1}(x_1, \mu) f_g^{H_2}(x_2, \mu) \frac{\beta_x}{s} d \cos \theta_1 d \theta_2 dy dx \\ &\times \left(\frac{1}{1-x} \right)_{\tilde{\rho}} \left[\left(\frac{1}{1-y} \right)_{\omega} + \left(\frac{1}{1+y} \right)_{\omega} \right] \\ &\times f_{gg}(x, y, \theta_1, \theta_2) g(x_1, x_2, x, y, \theta_1, \theta_2). \end{aligned} \quad (2.92)$$

A função g é uma quantidade genérica, da qual deve-se calcular a média. Esta função pode envolver um conjunto de funções θ , implementando um conjunto de cortes experimentais no estado final, ou selecionando um histograma para alguma quantidade cinemática de interesse, como uma distribuição. A presença da função g inviabiliza o cálculo analítico da integral acima. A fim de utilizar-se métodos numéricos, tem-se que resolver o problema das singularidades regularizadas de acordo com as prescrições $\tilde{\rho}$ e ω . O método genérico utilizado para obter o espaço de fase a partir de uma distribuição qualquer é explicado no apêndice B. Utilizando as definições das distribuições $\tilde{\rho}$ e ω , Eqs. (2.46), (2.47), (2.63 e (2.64), pode-se escrever a Eq. (2.92) na seguinte forma

$$\begin{aligned} \sigma_{H_1 H_2}^{(f)} &= \frac{1}{(16\pi^2)(64\pi^2)} \int dx_1 dx_2 f_g^{H_1}(x_1, \mu) f_g^{H_2}(x_2, \mu) \frac{d \cos \theta_1 d \theta_2 dy dx}{s(1-x)} \\ &\times \left\{ \beta_x \left[\frac{f_{gg}(x, y)g(x, y) - f_{gg}(x, 1)g(x, 1)}{1-y} + \frac{f_{gg}(x, y)g(x, y) - f_{gg}(x, -1)g(x, -1)}{1+y} \right] \right. \\ &\quad \left. - \beta \left[\frac{f_{gg}(1, y)g(1, y) - f_{gg}(1, 1)g(1, 1)}{1-y} + \frac{f_{gg}(1, y)g(1, y) - f_{gg}(1, -1)g(1, -1)}{1+y} \right] \right\} \\ &= \frac{1}{(16\pi^2)(64\pi^2)} \int dx_1 dx_2 f_g^{H_1}(x_1, \mu) f_g^{H_2}(x_2, \mu) \frac{d \cos \theta_1 d \theta_2 dy dx}{s(1-x)} \\ &\times \left\{ \beta_x \left[\frac{2f_{gg}(x, y)g(x, y)}{1-y^2} - \frac{f_{gg}(x, 1)g(x, 1)}{1-y} - \frac{f_{gg}(x, -1)g(x, -1)}{1+y} \right] \right. \\ &\quad \left. - \beta \left[\frac{2f_{gg}(1, y)g(1, y)}{1-y^2} - \frac{f_{gg}(1, 1)g(1, 1)}{1-y} - \frac{f_{gg}(1, -1)g(1, -1)}{1+y} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (2.93)$$

O cálculo da expressão acima procede segundo os seguintes passos:

- (i) Gerar os valores randômicos $\tilde{x}_1, \tilde{x}_2, \tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{\theta}_1, \tilde{\theta}_2$ (satisfazendo os limites cinemáticos apropriados), com um peso dado por

$$h = \frac{\int dx_1 dx_2 d \cos \theta_1 d \theta_2 dy dx}{n}, \quad (2.94)$$

onde n é o número total de pontos randômicos.

(ii) Calcular as seguintes quantidades:

$$\begin{aligned}
 W &= \frac{h}{(16\pi^2)(64\pi^2)} \frac{\beta_{\tilde{x}}}{\tilde{s}} f_g^{H_1}(\mu, \tilde{x}_1) f_g^{H_2}(\mu, \tilde{x}_2) \frac{2f_{gg}(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{\theta}_1, \tilde{\theta}_2)}{(1-\tilde{x})(1-\tilde{y}^2)}, \\
 W^+ &= \frac{h}{(16\pi^2)(64\pi^2)} \frac{\beta_{\tilde{x}}}{\tilde{s}} f_g^{H_1}(\mu, \tilde{x}_1) f_g^{H_2}(\mu, \tilde{x}_2) \frac{-f_{gg}(\tilde{x}, 1, \tilde{\theta}_1, \tilde{\theta}_2)}{(1-\tilde{x})(1-\tilde{y})}, \\
 W^- &= \frac{h}{(16\pi^2)(64\pi^2)} \frac{\beta_{\tilde{x}}}{\tilde{s}} f_g^{H_1}(\mu, \tilde{x}_1) f_g^{H_2}(\mu, \tilde{x}_2) \frac{-f_{gg}(\tilde{x}, -1, \tilde{\theta}_1, \tilde{\theta}_2)}{(1-\tilde{x})(1+\tilde{y})}, \\
 W^s &= \frac{h}{(16\pi^2)(64\pi^2)} \frac{\beta_{\tilde{x}}}{\tilde{s}} f_g^{H_1}(\mu, \tilde{x}_1) f_g^{H_2}(\mu, \tilde{x}_2) \frac{-2f_{gg}(1, \tilde{y}, \tilde{\theta}_1, \tilde{\theta}_2)}{(1-\tilde{x})(1-\tilde{y}^2)}, \\
 W^{s+} &= \frac{h}{(16\pi^2)(64\pi^2)} \frac{\beta_{\tilde{x}}}{\tilde{s}} f_g^{H_1}(\mu, \tilde{x}_1) f_g^{H_2}(\mu, \tilde{x}_2) \frac{f_{gg}(1, 1, \tilde{\theta}_1, \tilde{\theta}_2)}{(1-\tilde{x})(1-\tilde{y})}, \\
 W^{s-} &= \frac{h}{(16\pi^2)(64\pi^2)} \frac{\beta_{\tilde{x}}}{\tilde{s}} f_g^{H_1}(\mu, \tilde{x}_1) f_g^{H_2}(\mu, \tilde{x}_2) \frac{f_{gg}(1, -1, \tilde{\theta}_1, \tilde{\theta}_2)}{(1-\tilde{x})(1+\tilde{y})}, \tag{2.95}
 \end{aligned}$$

onde $\tilde{s} = \tilde{x}_1 \tilde{x}_2 s_H$, $\beta_{\tilde{x}} = \sqrt{1 - 4m^2/(\tilde{s}\tilde{x})}$. Para $\tilde{\rho} > \rho$ e $\omega < 2$, pode-se fazer as substituições

$$\begin{aligned}
 W &= W\theta(\tilde{y} - 1 + \omega), \\
 W^- &= W^-\theta(-\tilde{y} - 1 + \omega), \\
 W^s &= W^s\theta(x - \tilde{\rho}), \\
 W^{s+} &= W^{s+}\theta(\tilde{y} - 1 + \omega)\theta(x - \tilde{\rho}), \\
 W^{s-} &= W^{s-}\theta(-\tilde{y} - 1 + \omega)\theta(x - \tilde{\rho}), \tag{2.96}
 \end{aligned}$$

(iii) Chamar a rotina de saída, função de $x_1, x_2, x, y, \theta_1, \theta_2$ e w , seis vezes, com argumentos $x_1 = \tilde{x}_1, x_2 = \tilde{x}_2, \theta_1 = \tilde{\theta}_1, \theta_2 = \tilde{\theta}_2$, e

$$x = \tilde{x}, \quad y = \tilde{y}, \quad w = W, \tag{2.97}$$

$$x = \tilde{x}, \quad y = 1, \quad w = W^+, \tag{2.98}$$

$$x = \tilde{x}, \quad y = -1, \quad w = W^-, \tag{2.99}$$

$$x = 1, \quad y = \tilde{y}, \quad w = W^s, \tag{2.100}$$

$$x = 1, \quad y = 1, \quad w = W^{s+}, \tag{2.101}$$

$$x = 1, \quad y = -1, \quad w = W^{s-}, \tag{2.102}$$

respectivamente. A rotina de saída calcula os valores $g(x_1, x_2, x, y, \theta_1, \theta_2)$, multiplica-os pelo peso w e acumula os resultados em histogramas apropriados.

Vejamos agora as contribuições colineares à seção de choque de produção. Deve-se

calcular a seguinte integral

$$\begin{aligned}
 \sigma_{H_1 H_2}^{(c\pm)} &= \frac{N_c \alpha_s}{\pi} \int dx_1 dx_2 f_g^{H_1}(x_1, \mu) f_g^{H_2}(x_2, \mu) \frac{\beta_x}{16\pi} \\
 &\times \left[\left(\log \frac{s}{\mu^2} + \log \frac{\omega}{2} \right) \left(\frac{1}{1-x} \right)_{\tilde{\rho}} + 2 \left(\frac{\log(1-x)}{1-x} \right)_{\tilde{\rho}} \right] \\
 &\times \left[x + \frac{(1-x)^2}{x} + x(1-x)^2 \right] \\
 &\times \mathcal{M}_{gg}^{(b)}(xs, q_{2,1}) g(x_1, x_2, x, \pm 1, \theta_1, \theta_2) d \cos \theta_1 dx. \tag{2.103}
 \end{aligned}$$

Neste caso, a estrutura da singularidade é mais simples que no caso das emissões reais. Os passos para a integração numérica são os seguintes:

- (i) Gerar os valores randômicos $\tilde{x}_1, \tilde{x}_2, \tilde{x}, \tilde{\theta}_1, \tilde{\theta}_2$ (satisfazendo os limites cinemáticos apropriados), com um peso dado por

$$h = \frac{\int dx_1 dx_2 d \cos \theta_1 d \theta_2 dx}{n}, \tag{2.104}$$

onde n é o número total de pontos randômicos.

- (ii) Calcular as seguintes quantidades:

$$\begin{aligned}
 W^{(c\pm)} &= \frac{N_c \alpha_s}{\pi} f_g^{H_1}(x_1, \mu) f_g^{H_2}(x_2, \mu) \frac{\beta_x}{16\pi} \\
 &\times \left[\left(\log \frac{s}{\mu^2} + \log \frac{\omega}{2} \right) \frac{1}{1-x} + 2 \frac{\log(1-x)}{1-x} \right] \\
 &\times \left[x + \frac{(1-x)^2}{x} + x(1-x)^2 \right] \mathcal{M}_{gg}^{(b)}(xs, q_{2,1}) g(x_1, x_2, x, \pm 1, \theta_1, \theta_2) \tag{2.105}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 W_s^{(c\pm)} &= -\frac{N_c \alpha_s}{\pi} f_g^{H_1}(x_1, \mu) f_g^{H_2}(x_2, \mu) \frac{\beta_x}{16\pi} \\
 &\times \left[\left(\log \frac{s}{\mu^2} + \log \frac{\omega}{2} \right) \frac{1}{1-x} + 2 \frac{\log(1-x)}{1-x} \right] \\
 &\times \mathcal{M}_{gg}^{(b)}(xs, q_{2,1}) g(x_1, x_2, 1, \pm 1, \theta_1, \theta_2) \theta(x - \tilde{\rho}). \tag{2.106}
 \end{aligned}$$

- (iii) Chamar a rotina de saída duas vezes, com argumentos $x_1 = \tilde{x}_1, x_2 = \tilde{x}_2, y = \pm 1, \theta_1 = \tilde{\theta}_1, \theta_2 = \tilde{\theta}_2$, e

$$x = \tilde{x}, \quad w = W^{(c\pm)}, \tag{2.107}$$

$$x = 1, \quad w = W_s^{(c\pm)}, \tag{2.108}$$

$$\tag{2.109}$$

respectivamente. A rotina de saída calcula os valores $wg(x_1, x_2, x, y, \theta_1, \theta_2)$, e os acumula nos histogramas apropriados.

O resultado final não depende da escolha particular de $\tilde{\rho}$ e ω , como pode ser visto na Eq. (2.62). Diferentes escolhas levam a diferentes valores para as contribuições separadas $d\sigma_{gg}^{(sv)}$, $d\hat{\sigma}_{gg}^{(c\pm)}$ e $d\sigma_{gg}^{(f)}$, que não são quantidades físicas e somente a sua soma completa faz sentido. Contudo, a escolha $\tilde{\rho} > \rho$ e $\omega < 2$ para facilita o cálculo numérico, pois a subtração dos contratermos só é realizada se x é suficientemente próximo de 1 e y é suficientemente próximo de ± 1 ,

$$\tilde{\rho} > \rho < x < 1, 1 - \omega < y < 1 \text{ ou } -1 < y < -1 + \omega. \quad (2.110)$$

Isto resulta na redução do tempo de cálculo e numa melhor convergência das integrações numéricas. Por outro lado, a escolha de $\tilde{\rho}$ muito próximo de 1 ou ω muito próximo de 0 dá origem a divergências logarítmicas nas contribuições real e colinear, que são canceladas por termos em $\ln \tilde{\beta}$ na contribuição infravermelha mas que prejudicam a convergência do resultado.

O procedimento descrito acima permite o cálculo de correlações na produção de um par de quarks pesados, ou seja, o cálculo de distribuições dependentes de alguma função dos quadrimomenta do sistema quark e antiquark pesado (par $Q\bar{Q}$). A escolha da função g definida acima permite selecionarmos a distribuição desejada, como por exemplo o momentum transversal, a rapidez, e a distribuição angular do par $Q\bar{Q}$, por exemplo. Para comparar os nossos resultados com os de um particular experimento, a função g pode também conter cortes nas variáveis cinemáticas, simulando os set-ups experimentais e/ou a precisão dos detectores.

A escolha de g descrita no parágrafo acima também nos permite combinar este cálculo pQCD com modelos de produção de quarkonium, levando em conta efeitos não-perturbativos. Estes modelos serão descritos no próximo capítulo, e a combinação do cálculo perturbativo com os efeitos não perturbativos será descrita em trabalho original que apresentaremos no capítulo 5 desta tese.

2.2.3 Seção de choque total

Até o momento fizemos a discussão aplicada à seção de choque diferencial de produção de um par de quarks pesados. A seção de choque total correspondente pode ser escrita como

$$\sigma(S) = \sum_{ij} \int dx_1 dx_2 f_i^{H_1}(x_1, \mu) f_j^{H_2}(x_2, \mu) \hat{\sigma}_{ij}(x_1 x_2 S, m^2, \mu^2), \quad (2.111)$$

onde S é o quadrado da energia centro de massa dos hádrons A e B em colisão. A seção de choque total de curta distância $\hat{\sigma}$ pode ser escrita como

$$\hat{\sigma}_{ij}(s, m^2, \mu^2) = \frac{\alpha_s^2(\mu^2)}{m^2} \mathcal{F}_{ij} \left(\rho, \frac{\mu^2}{m^2} \right), \quad (2.112)$$

onde i, j especificam os tipos de pártons. As funções adimensionais \mathcal{F}_{ij} têm a seguinte expansão perturbativa [92]

$$\mathcal{F}_{ij} \left(\rho, \frac{\mu^2}{m^2} \right) = \mathcal{F}_{ij}^{(0)}(\rho) + 4\pi\alpha_s(\mu^2) \left[\mathcal{F}_{ij}^{(1)}(\rho) + \overline{\mathcal{F}}_{ij}^{(1)}(\rho) \ln \frac{\mu^2}{m^2} \right] + \mathcal{O}(\alpha_s^2). \quad (2.113)$$

A dependência da seção de choque com a energia é dada em termos da razão $\rho = 4m^2/s$ e $\beta = \sqrt{1-\rho}$. As funções correspondentes ao termo de ordem dominante são

$$\mathcal{F}_{q\bar{q}}^{(0)}(\rho) = \frac{\pi\beta\rho}{27} [2 + \rho] \quad (2.114)$$

$$\mathcal{F}_{gg}^{(0)}(\rho) = \frac{\pi\beta\rho}{192} \left[\frac{1}{\beta}(\rho^2 + 16\rho + 16) \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) - 28 - 31\rho \right] \quad (2.115)$$

$$\mathcal{F}_{gq}^{(0)}(\rho) = \mathcal{F}_{g\bar{q}}^{(0)}(\rho) = 0. \quad (2.116)$$

No cálculo de \mathcal{F}_{ij} em teoria de perturbação é necessária a fatorização e renormalização das singularidades de massa, e as subtrações são feitas na escala μ . A dependência em μ é mostrada explicitamente em (2.113). A escala μ é um parâmetro não físico; a seção de choque física, contudo, deve ser invariante com respeito a mudanças de μ ordem por ordem de teoria de perturbação. No cálculo de $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$, variações de μ levam a correções de $\mathcal{O}(\alpha_s^4)$,

$$\mu^2 \frac{d}{d\mu^2} \sigma = \mathcal{O}(\alpha_s^4). \quad (2.117)$$

Usando a equação de grupo de renormalização para o acoplamento,

$$\frac{d\alpha_s(\mu^2)}{d \ln \mu^2} = -b_0\alpha_s^2 - b_1\alpha_s^3 + \mathcal{O}(\alpha_s^4), \quad (2.118)$$

e as eqs. DGLAP em mais baixa ordem, Eqs. (1.44) e (1.45),

$$\mu^2 \frac{d}{d\mu^2} f_i(x, \mu^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \sum_k \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{ik}^{(0)}(z) f_k\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) + \dots, \quad (2.119)$$

pode-se obter a partir de (2.117) o termo $\overline{\mathcal{F}}_{ij}^{(1)}$, que controla a dependência em μ das contribuições perturbativas de altas ordens,

$$\begin{aligned} \overline{\mathcal{F}}_{ij}^{(1)}(\rho) = & \frac{1}{8\pi^2} \left[4\pi b_0 \mathcal{F}_{ij}^{(0)}(\rho) - \int_\rho^1 dz_1 \sum_k \mathcal{F}_{kj}^{(0)}\left(\frac{\rho}{z_1}\right) P_{ki}^{(0)}(z_1) \right. \\ & \left. - \int_\rho^1 dz_2 \sum_k \mathcal{F}_{ik}^{(0)}\left(\frac{\rho}{z_2}\right) P_{kj}^{(0)}(z_2) \right]. \end{aligned} \quad (2.120)$$

As expressões das funções $\mathcal{F}_{ij}^{(1)}(\rho)$ e $\overline{\mathcal{F}}_{ij}^{(1)}(\rho)$ são extensas, portanto referimos o leitor para Ref. [92], para as expressões completas. Por exemplo, para a contribuição gg , temos

$$\begin{aligned} \overline{\mathcal{F}}_{gg}^{(1)}(\rho) = & \frac{1}{8\pi^2} \left[\frac{\pi}{192} \left\{ 2\rho(59\rho^2 + 198\rho - 288) \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) \right. \right. \\ & + 12\rho(\rho^2 + 16\rho + 16)h_2(\beta) - 6\rho(\rho^2 - 16\rho + 32)h_1(\beta) \\ & \left. \left. - \frac{4}{15}\beta(7449\rho^2 - 3328\rho + 724) \right\} + 12f_{gg}^{(0)}(\rho) \ln \left(\frac{\rho}{4\beta^2} \right) \right], \end{aligned} \quad (2.121)$$

onde as funções auxiliares h_1 e h_2 são dadas por

$$\begin{aligned} h_1(\beta) &= \ln^2\left(\frac{1+\beta}{2}\right) - \ln^2\left(\frac{1-\beta}{2}\right) + 2Li_2\left(\frac{1+\beta}{2}\right) - 2Li_2\left(\frac{1-\beta}{2}\right), \\ h_2(\beta) &= Li_2\left(\frac{2\beta}{1+\beta}\right) - Li_2\left(\frac{2\beta}{1-\beta}\right), \end{aligned} \quad (2.122)$$

onde Li_2 é a função dilogarítmo (eq. (A.16) do ap. A).

Por completicidade e referências futuras, escrevemos abaixo as seções de choque partônicas em ordem dominante para os processos $g\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ e $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ [100], obtidas diretamente das Eqs. (2.112), (2.114) e (2.115),

$$\hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}}(Q^2) = \frac{4\pi\alpha_s^2(Q^2)}{27Q^2}\beta(2+\rho) \quad (2.123)$$

$$\hat{\sigma}_{g\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}}(Q^2) = \frac{\pi\alpha_s^2(Q^2)}{3Q^2} \left[-\left(7 + \frac{31}{4}\rho\right)\frac{1}{4}\beta + \left(1 + \rho + \frac{1}{16}\rho^2\right)\ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) \right], \quad (2.124)$$

onde $\rho = \frac{4m_Q^2}{Q^2}$, $\beta = (1-\rho)^{1/2}$, e Q^2 é o quadrado da massa invariante do par $Q\bar{Q}$, $Q^2 = x_A x_B s$; x_A e x_B são as frações de momentum dos hádrons A e B portada pelos pártons correspondentes, s é a variável de Mandelstam usual.

2.3 Aproximação de chuweiros partônicos e ordens mais altas

Como um método alternativo para descrever a produção de pares $Q\bar{Q}$ em pQCD, utilizaremos nos capítulos 5, 7 e 8 o programa Monte Carlo PYTHIA [67], onde são incluídos todos os processos QCD $2 \rightarrow 2$

$$\begin{aligned} gq &\rightarrow gq, & g\bar{q} &\rightarrow g\bar{q}, & q\bar{q} &\rightarrow q'\bar{q}', \\ qq' &\rightarrow qq', & gq &\rightarrow q\bar{q}, & q\bar{q} &\rightarrow gg, \end{aligned} \quad (2.125)$$

com os elementos de matriz correspondentes [57, 58], Eqs. (1.94)-(1.102). Os pártons incidentes e espalhados podem irradiar quarks e glúons, ramificando-se como descrito pelas equações de evolução DGLAP [32, 33, 34]. Um par de quarks pesados pode então ser produzido como descrito pelos elementos de matriz LO $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ e $g\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ (com dependência explícita com a massa m_Q) ou pelo desdobramento $g \rightarrow Q\bar{Q}$ nos chuweiros partônicos, já abordados na seção 1.5 desta tese. Uma contribuição típica de chuweiros partônicos está mostrada na fig. 8.2. Em geral, o par $Q\bar{Q}$ pode se originar de qualquer desdobramento a partir dos chuweiros partônicos de estado inicial ou final. No caso de ISPS, pode ocorrer o desdobramento $g \rightarrow Q\bar{Q}$ e o Q ou o \bar{Q} pode inclusive participar do espalhamento duro (por ex, $gQ \rightarrow gQ$, com elementos de matriz não massivos). Apesar dos chuweiros partônicos serem uma aproximação, têm a vantagem de cobrir ordens arbitrariamente mais altas, não sendo limitada a NLO. Nos capítulos seguintes, mostraremos os resultados e as vantagens desta abordagem, especialmente para altas energias.

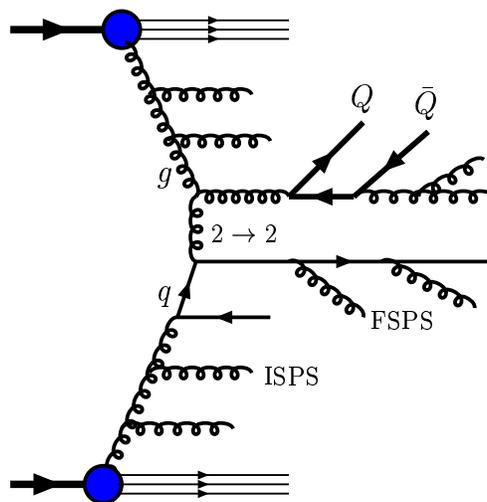


Fig. 2.5: Uma contribuição típica de um par de quarks pesados sendo produzido no chuweiro partônico de estado final (FSPS), após o espalhamento duro (no caso, $gq \rightarrow gq$). Também é mostrada a radiação de quarks e glúons nos chuweiros partônicos de estado inicial (ISPS).

2.4 Conclusões

Neste capítulo, apresentamos duas abordagens para o cálculo perturbativo da produção de um par de quarks pesados. Descrevemos em detalhe um cálculo em segunda ordem dominante (NLO) existente na literatura, que aplicaremos em capítulos seguintes, combinado com modelos de produção de estados ligados de um par de quarks pesados. Este cálculo a nível de um laço contém divergências colineares e infravermelhas (momentum nulo) que são subtraídas pelos diagramas de correções virtuais. O cálculo NLO completo, incluindo o cancelamento numérico das divergências, está implementado num programa computacional capaz de calcular a seção de choque total, distribuições em uma variável (dependo apenas do quark ou do anti-quark pesado) e correlações (variáveis que dependem tanto do quark quanto do anti-quark pesado, por exemplo o momentum transversal do par $Q\bar{Q}$ ou a fração de momentum longitudinal portada por esse par). Descrevemos neste capítulo o procedimento para o cálculo de correlações e da seção de choque total, de interesse para esta tese.

Ainda no âmbito de cálculos perturbativos em ordens mais altas, existem atualmente cálculos perturbativos em ordens além de NLO, que utilizam-se de técnicas de ressumas de correções de glúons suaves na região próxima ao limiar de produção [101, 102]. Contudo, estes cálculos ainda estão limitados à distribuições de uma partícula no estado final, na região próxima ao limiar. Além disso, esforços em direção a um cálculo NNLO, ou seja, a nível de dois laços ainda não têm sido bem-sucedidos dado a sua grande complexidade. Portanto, neste tese, limitamo-nos a melhor descrição teórica suficientemente geral para os nossos propósitos, ou seja, ao cálculo em NLO.

Outra abordagem para o cálculo perturbativo, também descrita neste capítulo (associada

à seção 1.5 do capítulo 1) consiste na abordagem de chuveiros partônicos, implementada em geradores de eventos tais como o Monte Carlo PYTHIA, utilizado nas simulações computacionais desta tese. Este método tem muitas vantagens em relação ao cálculo NLO: por estar implementado em geradores de eventos, pode ser facilmente utilizado para determinação de distribuições em qualquer variável que dependa da configuração final das partículas detectadas, assim qualquer variável experimental pode ser facilmente acessada de forma análoga ao processo real de detecção das partículas. Além disso, este método pode ser combinado com outros efeitos perturbativos e não-perturbativos, contribuindo para uma descrição mais completa dos fenômenos. Outra discussão bastante atual concentra-se em esforços no sentido de implementar-se chuveiros partônicos em NLO (*e.g.*, funções de desdobramento em NLO), onde até o presente momento ainda não se obteve uma abordagem consistente combinando chuveiros partônicos e elementos de matriz em NLO. Por isso, utilizaremos nesta tese apenas um dos programas Monte Carlo disponíveis, no caso o Monte Carlo PYTHIA, que trata os chuveiros partônicos apenas na aproximação de logaritmo dominante.

Em suma, o cálculo NLO e a aproximação de chuveiros partônicos são descrições complementares para a produção perturbativa de pares de quarks pesados. O próximo capítulo (cap. 3) trata da produção e formação de quarkonium a partir de um par de quarks pesados, o que também recebe contribuições de física não-perturbativa, além da física perturbativa estudada neste capítulo. Nos capítulos seguintes (caps. 5 - 8) combinaremos as duas descrições perturbativas desenvolvidas neste capítulo com modelos de produção de quarkonium e efeitos não-perturbativos envolvidos, e faremos extensa fenomenologia com os modelos teóricos resultantes de modelagem original.

Capítulo 3

Produção de Quarkonium e Interações Suaves de Cor

Quarks pesados

De partículas mais leves
surgem os mais pesados quarks
Suprimem infinitos
espúrios, parálíticos.
Enérgicos, bem descritos,
desenhados, calculados
Enxergados?!

Eram duros,
mas suavemente se ligam,
pra depois virar pó de múons!

3.1 Introdução

No capítulo anterior, descrevemos aspectos perturbativos da produção de um par de quarks pesados, onde a presença de uma escala dura associada à massa dos quarks pesados permite a expansão perturbativa na constante de acoplamento da QCD. Entretanto, estes quarks pesados não são encontrados livres na natureza, mas se ligam formando partículas como mésons e bárions. A formação do estado ligado envolve processos com pequena transferência de momentum, que não podem ser descritos somente por QCD perturbativa. Assim, o processo de produção de uma partícula composta de um par de quarks pesados envolve duas etapas distintas - a produção de um par de quarks pesados a nível perturbativo e a subsequente ligação numa partícula que pode então ser detectada nos experimentos envolvendo colisões hadrônicas e leptônicas.

Neste capítulo, fazemos uma revisão dos modelos de produção de quarkonium, que consideram de forma distinta as contribuições perturbativas relevantes e os efeitos de física não-

perturbativa. Muita ênfase será dada nos efeitos não-perturbativos de interações suaves de cor, que tratam de trocas de glúons não-perturbativos (de baixo momentum) e da eliminação da cor levando à formação de estados singleto de cor. Nos capítulos seguintes, empregaremos alguns destes modelos em análises originais da produção de quarkonium, bem como em previsões destes modelos num amplo cenário experimental.

Iniciamos este capítulo com a apresentação do sistema de quarkonium, seguido pela descrição dos modelos para a sua produção.

3.1.1 A espectroscopia do charmonium e do bottomonium

Quarkonium é um estado ligado de um par de quarks pesados $Q\bar{Q}$. O méson charmonium é formado por um par $c\bar{c}$ (charme-anticharme), ao passo que o bottomonium é formado por um par $b\bar{b}$ (bottom-antibottom). No caso do quark top, um par $t\bar{t}$ não chega a formar um estado ligado, pois devido a grande massa, os quarks têm um tempo de vida muito curto e decaem separadamente.

Estados de quarkonium são caracterizados pelos números quânticos J^{PC} , onde J é o momento angular, P a paridade, C a conjugação de carga. A espectroscopia do quarkonium pode ser obtida resolvendo-se a equação de Schrödinger para um potencial confinante entre o par de quarks pesados, tipicamente de QCD de rede [103, 104]. Os estados de paridade e conjugação de carga $PC = -, +, --$ e $++$ têm correspondência unívoca com o estado de momentum angular $^{2S+1}L_J$ do sistema $Q\bar{Q}$ - $^1(L \text{ par})_J, ^1(L \text{ ímpar})_J, ^3(L \text{ par})_J, ^3(L \text{ ímpar})_J$, respectivamente, onde S, L e J são o momentum angular de spin, orbital e total do sistema $Q\bar{Q}$. Os números quânticos são relacionados por $P = (-1)^{L+1}$, $C = (-1)^{L+S}$, além disso pode-se definir a paridade $G = (-1)^{L+S+I}$, onde I é o isospin. Com respeito à corrente, os mésons podem ser classificados em escalares ($J^P = 0^+$), pseudo-escalares ($J^P = 0^-$), vetoriais ($J^P = 1^-$), vetoriais axiais ($J^P = 1^+$), tensoriais ($J^P = 2^+$), pseudo-tensoriais ($J^P = 2^-$), etc.

A espectroscopia do charmonium está esquematizada na Fig. 3.1, onde também estão mostrados os decaimentos hadrônicos e eletromagnéticos observados experimentalmente. Acima do limiar $D\bar{D}$, o par $c\bar{c}$ não permanece ligado, ao invés disso o quark c e o antiquark \bar{c} ligam-se separadamente a antiquarks e quarks leves, respectivamente, produzindo mésons abertos, conforme a tabela 3.1.

A espectroscopia do bottomonium está esquematizada na Fig. 3.2, onde também estão mostrados os decaimentos hadrônicos e eletromagnéticos observados experimentalmente.

	méson	constituição	massa (MeV)		méson	constituição	massa (MeV)
c	$D^+ (D^-)$	$cd (\bar{c}d)$	1869.4	b	$B^+ (B^-)$	$ub (\bar{u}b)$	5279.1
	$D^0 (\bar{D}^0)$	$c\bar{u} (\bar{c}u)$	1864.1		$B^0 (\bar{B}^0)$	$d\bar{b} (\bar{d}b)$	5279.3
	$D_s^+ (D_s^-)$	$c\bar{s} (\bar{c}s)$	1969.0		$B_s^0 (\bar{B}_s^0)$	$s\bar{b} (\bar{s}b)$	5369.6

Tab. 3.1: Exemplos de estados fundamentais de charme e bottom abertos, sua constituição e propriedades [2]. Não incluídos na tabela estados excitados (D^* , etc), nem misturas de estados [2].

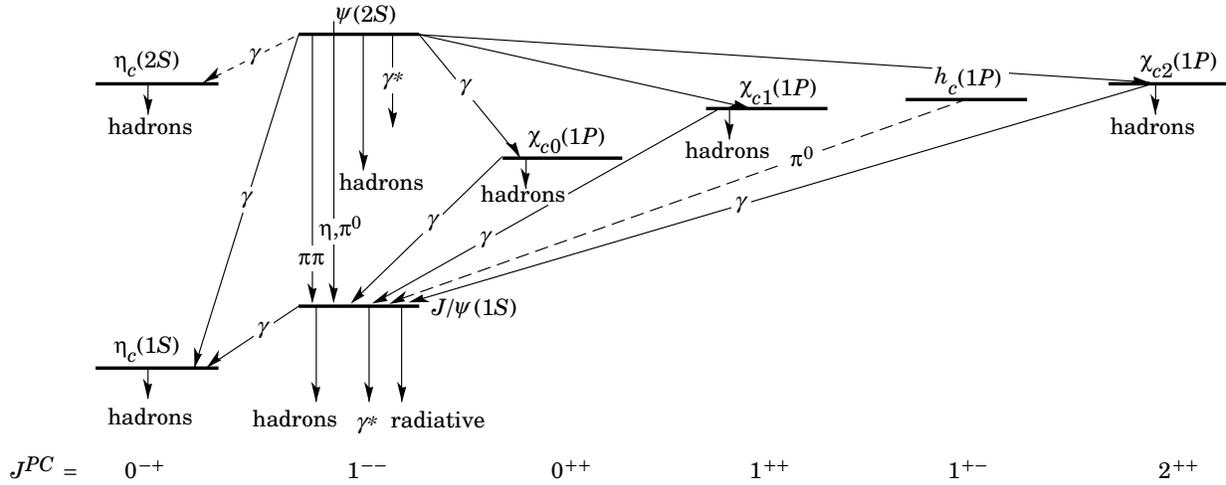


Fig. 3.1: Conhecimento atual do sistema de charmonium e transições [2]. Estados e transições incertos são indicados por linhas tracejadas.

De forma análoga ao sistema de charmonium, acima do limiar $B\bar{B}$ o par $b\bar{b}$ não permanece ligado, sendo que o quark b e o antiquark \bar{b} ligam-se separadamente a antiquarks e quarks leves, respectivamente, produzindo mésons B (vide tabela 3.1).

Os estados de quarkonium podem ser obtidos a partir de pares quark-antiquark pesados, sendo estes últimos produzidos perturbativamente. A transição do par $Q\bar{Q}$ para o estado de quarkonium envolve elementos não perturbativos, como mecanismo de ligação dos quarks nos mésons. A modelagem desta transição é realizada através dos modelos de produção de quarkonium, que constituem o foco principal deste capítulo.

3.1.2 O Modelo Singlete de Cor

Os modelos de produção de quarkonium baseiam-se em fórmulas de fatorização *ad-hoc*, não provenientes de primeiros princípios. Em contraste, a fatorização para processos inclusivos (onde se soma sobre os estados finais) é um resultado de teoria de campos, formalmente provado para todas as ordens de teoria de perturbação[30]. Diferentes modelos de produção de quarkonium assumem diferentes formas de fatorização da seção de choque, combinando de forma diversa as contribuições perturbativas e não perturbativas. A hipótese de fatorização assumida em cada modelo deve então ser verificada através do confronto dos resultados dos modelos de produção com os resultados experimentais.

No modelo singlete de cor [105, 106], baseado em QCD perturbativa, supõe-se a formação direta das ressonâncias pesadas a curtas distâncias. A seção de choque é escrita na forma

$$\sigma(ab \rightarrow {}^{2S+1}L_J + X; \hat{s}, M^2) = \left| \frac{d^l}{dr^l} R_{nl}(0) \right|^2 G_{ab}(\hat{s}, M^2; \alpha_s(m_Q)) , \quad (3.1)$$

onde G_{ab} é um fator de curta distância (calculável perturbativamente) que descreve a produção do par $Q\bar{Q}$ num estado singlete de cor e com os mesmos números quânticos do

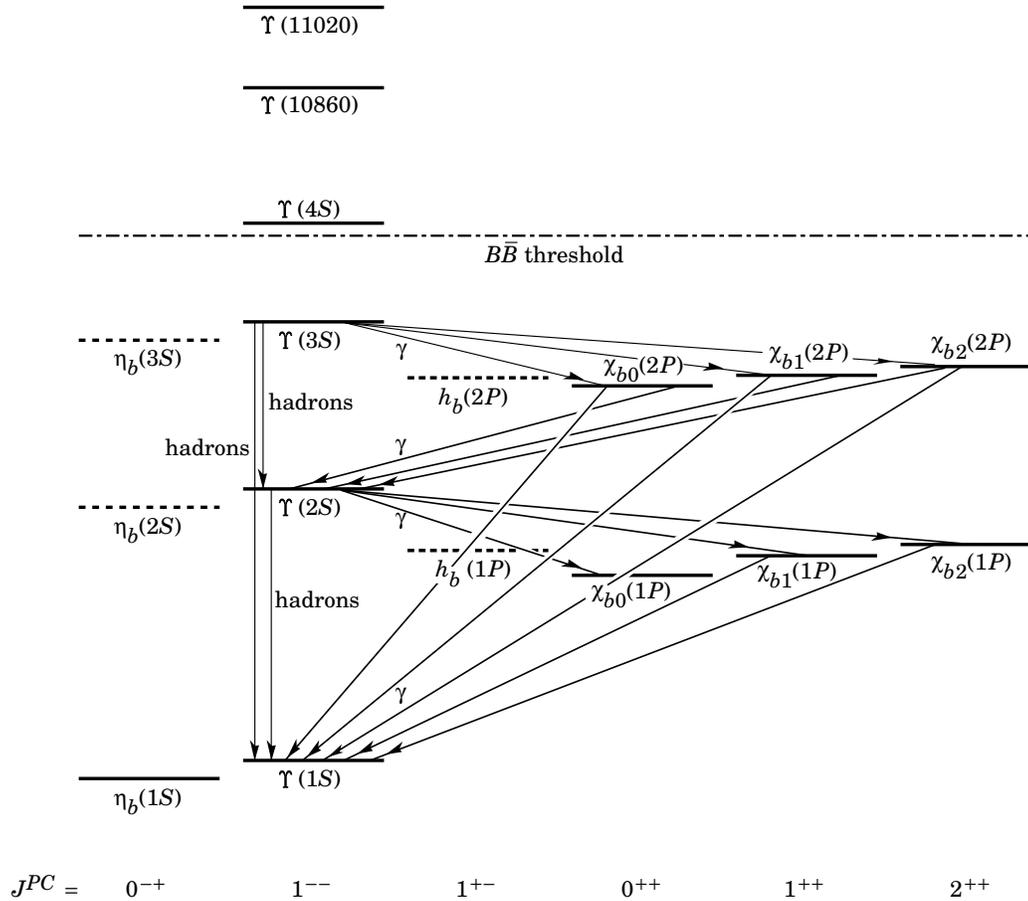


Fig. 3.2: O esquema de níveis dos estados de $b\bar{b}$ no sistema de bottomonium [2]. Estados estabelecidos são mostrados com linhas contínuas. Também são mostradas as transições hadrônicas e radiativas.

estado de quarkonium a ser formado [107]. Como consequência, as regras de seleção de cor e spin restringem a quantidade de diagramas que contribuem e fazem com que diferentes estados de quarkonium sejam produzidos por diferentes dinâmicas. O fator de longa distância é dado pelo módulo quadrado da l -ésima derivada da função de onda na origem, onde R_{nl} é a solução da parte radial da equação de Schrödinger para um potencial fenomenológico que liga o par $Q\bar{Q}$. Este potencial apresenta as características da QCD de liberdade assintótica a curtas distâncias e confinamento a grandes distâncias. Para a partícula J/ψ ou ψ' , a função de onda na origem $R(0)$ pode ser determinada a partir da expressão não-relativística para a largura de decaimentos leptônicos,

$$\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-) = \frac{16\pi\alpha^2 e_c^2}{M_\psi^2} |R_\psi(0)|^2. \quad (3.2)$$

A Fig. 3.3 mostra um exemplo de diagrama singlete de cor, para fotoprodução do méson J/ψ , em ordem mais baixa.

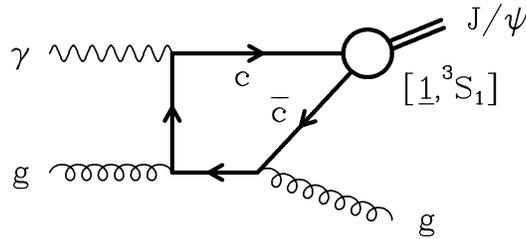


Fig. 3.3: Diagrama contribuindo para fotoprodução de J/ψ no modelo singlete de cor.

Efeitos não-perturbativos não considerados no CSM também são importantes na produção de quarkonium. Com efeito, previsões pQCD do modelo singlete de cor resultam numa seção de choque que subestima por um fator de 50 os dados de produção de charmonium a grande momento transversal no Tevatron [108, 109, 110, 111, 112, 113]. Assim, modelos de produção de quarkonium devem levar em conta os efeitos recíprocos entre QCD perturbativa e não-perturbativa. É o caso dos modelos de evaporação de cor (CEM) [114, 115], de interações suaves de cor (SCI) [116], da lei das áreas generalizada (GAL) [117] e octeto de cor (COM) [118, 119, 120, 121, 122]. Nestes modelos, o par $Q\bar{Q}$ produzido perturbativamente num estado octeto de cor pode ser transformado em singlete de cor através de interações suaves que podem ser vistas como uma troca de glúons não-perturbativos. A consideração das contribuições octeto de cor produz um aumento da seção de choque de produção de quarkonium por mais de uma ordem de magnitude, descrevendo bem os dados do Tevatron para quarkonium produzido com grande momento transversal.

Outra possível solução do problema é o uso do CSM associado ao formalismo de fatorização k_T (vide seção 1.3.4 e cap.9), onde se considera que os partons iniciais estão fora da camada de massa [123, 124, 125].

Nas seções seguintes faremos uma descrição dos modelos de produção de quarkonium, que levam em conta de forma distinta a dinâmica QCD não-perturbativa envolvida na formação dos estados de quarkonium.

3.2 O Modelo de Evaporação de Cor

A hipótese básica no modelo CEM [114, 115] é que a troca de cor nas interações suaves randomizam as cargas de cor, de forma que não permanece nenhuma informação sobre a configuração de cor originada nas interações duras anteriores (vide Fig. 3.4). Probabilidades para estados com uma dada carga de cor podem ser obtidas da álgebra do grupo $SU(3)$ de cor, aplicando a relação $3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8$ ao par $Q\bar{Q}$ composto de um tripleto e anti-tripleto. Como todos os estados de cor têm o mesmo peso, isto implica que o par $Q\bar{Q}$ terá a probabilidade $1/9$ de estar num estado singlete de cor e $8/9$ de estar num estado octeto de cor. Supõe-se então que todos os pares $Q\bar{Q}$ singlete de cor com massa invariante abaixo do limiar para a produção do quark pesado aberto formarão estados de charmonium. Estados singlete de cor acima deste limiar, bem como pares $Q\bar{Q}$ num estado octeto de cor (independente da massa invariante) produzirão quark pesado aberto através do mecanismo

de hadronização. A seção de choque para a produção de quarkonium e de sabor pesado aberto pode ser escrita como

$$\sigma_{\text{quarkonium}} = \frac{1}{9} \int_{2m_Q}^{2m_{D,B}} dm_{Q\bar{Q}} \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dm_{Q\bar{Q}}} \quad (3.3)$$

$$\sigma_{Q \text{ aberto}} = \frac{8}{9} \int_{2m_Q}^{2m_{D,B}} dm_{Q\bar{Q}} \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dm_{Q\bar{Q}}} + \int_{2m_{D,B}}^{\sqrt{s}} dm_{Q\bar{Q}} \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dm_{Q\bar{Q}}}, \quad (3.4)$$

onde $m_{Q\bar{Q}}$ é a massa invariante do par $Q\bar{Q}$, m_Q é a massa do quark charme e $2m_{D,B}$ é o limiar para a produção de mésons $D\bar{D}$ no caso do charme e $B\bar{B}$ no caso do bottom. A seção de choque diferencial a nível partônico $d\sigma_{Q\bar{Q}}/dm_{Q\bar{Q}}$ é a convolução usual da seção de choque calculada em QCD perturbativa com as distribuições partônicas para os hádrons iniciais (incidentes e/ou espalhados).

A seção de choque total de quarkonium é então distribuída nos diferentes estados. No caso de charmonium, temos

$$\sigma_i = \rho_i \sigma_{\text{charmonium}} \quad (i = J/\psi, \eta_c, \chi_c, \psi' \dots). \quad (3.5)$$

onde as frações da seção de choque total de charmonium ρ_i são por hipótese independentes da energia e do processo duro que originou o par $c\bar{c}$. Analogamente, para bottomonium podemos escrever

$$\sigma_i = \rho_i \sigma_{\text{bottomonium}} \quad (i = \Upsilon(1S), \eta_b, \chi_b(1P), \Upsilon(2S), \Upsilon(3S) \dots). \quad (3.6)$$

Os parâmetros não-perturbativos ρ_i são na prática determinados por comparação com os dados experimentais. Para J/ψ , esta fração está na faixa $\rho_{J/\psi} = 0.4-0.5$ [114, 115].

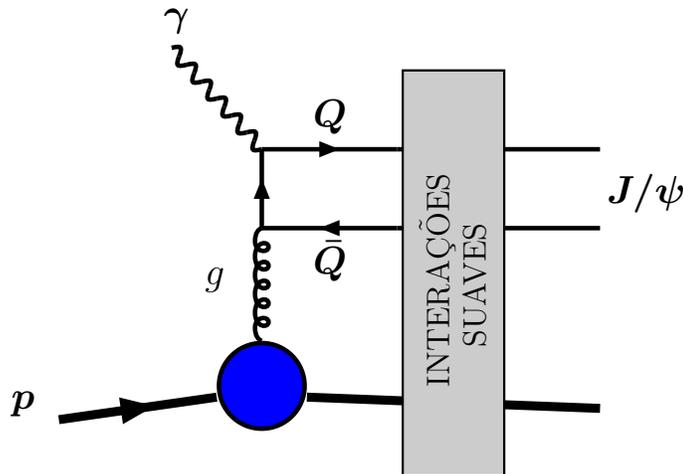


Fig. 3.4: Representação esquemática do CEM. O retângulo representa as interações suaves que eliminam a cor do par $Q\bar{Q}$.

O modelo CEM é uma das abordagens mais simples da neutralização de cor, onde o efeito das interações suaves está implícito nos fatores não-perturbativos. Este modelo fornece uma boa descrição fenomenológica de vários processos de produção até o presente domínio de energia [114, 115, 126, 127, 128, 129, 130, 131]. CEM também fornece uma descrição alternativa aos modelos de Pomeron para a descrição do processo de fotoprodução de J/ψ , D e Υ em HERA [132, 133], bem como a descrição de processos com lacunas de rapidez [134].

3.3 O Modelo de Interações Suaves de Cor

O modelo SCI (Soft Colour Interactions) [135, 136] introduz uma descrição explícita das interações suaves entre pártons e hádrons remanescentes emergindo do processo de espalhamento duro. Nestes processos suaves, as transferências de pequeno momentum são negligenciadas, em primeira aproximação. O efeito importante são as trocas de cor, que mudam a topologia de cor do evento, alterando o estado hadrônico final. O modelo introduz um mecanismo explícito onde a cor-anticor, correspondendo a glúons não-perturbativos, pode ser trocada entre pártons e remanescentes¹. Isto pode ser visto como pártons interagindo suavemente com o campo de cor do meio ou campo de cor de fundo (background) dos hádrons iniciais, ao se propagar por este meio. Este fenômeno é uma parte natural do processo no qual pártons *bare* são vestidos (*dressed*) em não-perturbativos e forma-se um tubo de fluxo de cor confinante entre esses pártons. Estas trocas de cor levam a diferentes topologias dos campos de força confinante de cor (cordas), produzindo diferentes estados hadrônicos após a hadronização.

O modelo SCI está implementado em dois programas conhecidos como Monte Carlo de Lund, são eles o programa LEPTO [137] para espalhamento profundamente inelástico e PYTHIA [67] para colisões hadrônicas. As interações duras a nível partônico são dadas pelos elementos de matriz perturbativos tradicionais e por chuveiros partônicos, que não são alterados por efeitos não-perturbativos mais suaves. A probabilidade de haver a troca de um glúon suave entre pártons e remanescentes não pode ser calculada e é portanto tomada como uma constante dada pelo parâmetro fenomenológico R , que é o parâmetro livre do modelo. Como resultados destas trocas, as conexões de cor, em termos de cordas entre pártons, são alteradas antes de se aplicar o modelo de Lund tradicional [89] para a hadronização.

O modelo SCI fornece uma nova explicação de eventos com lacunas de rapidez tanto no espalhamento profundamente inelástico quanto nos processos duros em colisões $p\bar{p}$ no Tevatron [138, 139], sempre usando o mesmo valor $R = 0.5$ do SCI. Aplicando a mesma implementação Monte Carlo, também se consegue reproduzir os dados de Tevatron para charmonium e bottomonium a grande p_{\perp} [116]. O aumento na taxa de produção ocorre devido à possibilidade de um par $c\bar{c}$ produzido perturbativamente num estado octeto de cor ser transformado num estado singlete de cor como resultado destas interações suaves. O mapeamento dos pares $c\bar{c}$ com massa abaixo do limiar para produção de charme aberto, é feito baseado em estatística de spin, não havendo a necessidade de novos parâmetros livres. Isto resulta numa fração de um estado específico de quarkonium i com momento angular

¹ O conteúdo dos hádrons iniciais que não participa da interação dura é denominado remanescente.

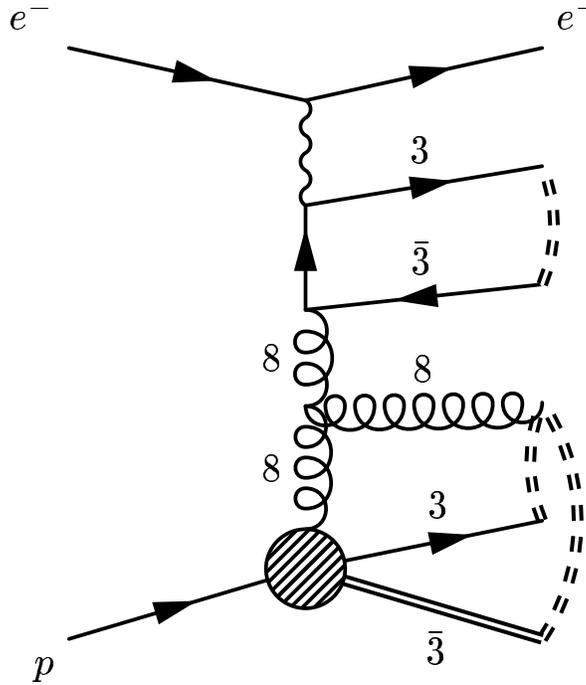


Fig. 3.5: Representação esquemática do SCI. As linhas duplas representam as reconexões das cargas de cor. O glúon tem suas cargas de cor reconectadas aos remanescentes por meio de cordas de cor, no modelo de Lund tradicional. As linhas duplas ligando o par $Q\bar{Q}$ representam as interações suaves por reconexões de cor não-perturbativas, tornando-o um singlete de cor.

total J_i dado por

$$f_i = \frac{\Gamma_i}{\sum_k \Gamma_k} \quad (3.7)$$

onde $\Gamma = (2J_i + 1)/n_i$ corresponde a uma largura parcial. Estados excitados radialmente são suprimidos pelo número quântico principal n_i . Este modelo fornece uma boa descrição da produção de diferentes estados de quarkonium observados no Tevatron [116].

3.4 O Modelo da Lei das Áreas Generalizado

Um modelo alternativo similar ao SCI é o modelo da Lei das Áreas Generalizado (GAL) [117] para as interações suaves de cor, formulado em termos de interações entre cordas conectando os pártons. A troca de cor entre cordas muda a topologia de cor do evento, resultando numa outra configuração de cordas.

A probabilidade de interação entre duas cordas é obtida através de uma generalização da lei de supressão das áreas e^{-bA} , onde A é a área varrida pela corda no espaço de energia-momentum [90]. O modelo usa a medida $A_{ij} = (p_i + p_j)^2 - (m_i + m_j)^2$ para a porção de

corda entre os pártons i e j . Isto resulta na probabilidade

$$R = R_0(1 - e^{-b\Delta A}), \quad (3.8)$$

que depende da variação da área ΔA resultante da mudança de topologia das cordas. O fator exponencial favorece cordas mais curtas e daí favorecendo a produção de quarkonium.

O parâmetro R_0 e alguns parâmetros do modelo de hadronização, por exemplo b , são obtidos do ajuste a dados de espalhamento profundamente inelástico e de aniquilação e^+e^- [117]. Valores recomendados destes parâmetros [140] estão mostrados na tabela 3.2.

Parâmetro	Descrição <i>versão de PYTHIA:</i>	SCI		GAL	
		5.7	6.1	5.7	5.7
MSTP(188)	Master switch for Soft Colour Exchanges	2	2	3	3
PARP(188)	String reconnection probability R_0	0.5	0.5	0.1	0.1
MSTP(187)	Master switch for Sea Quark Treatment	2	2	2	2
PARP(187)	Sea Quark Treatment parameter	0.44	0.44	0.44	0.44
MSTJ(16)	Treatment of small mass systems		0		0
PARJ(42)	String parameter b			0.45	0.45
PARJ(82)	Final cascade Q_0			2.0	2.0
PARJ(62)	Initial cascade Q_0			2.0	2.0
MSTP(81)	Multiple interactions master switch	1	1	1	1
MSTP(82)	Multiple interactions version	1	1	1	1
PARP(81)	Multiple interactions p_{T0}	2.5	2.2	2.0	1.9
MSTP(92)	Energy sharing in remnant	1	1	1	1

Tab. 3.2: Tabela para valores recomendados de parâmetros internos do programa PYTHIA nos modelos SCI e GAL [140].

3.5 O Modelo Octeto de Cor

No modelo Octeto de Cor (COM) [118, 119, 120, 121, 122, 141], a seção de choque é fatorizada numa parte de curta distância, onde um par $Q\bar{Q}$ é produzido num estado com números quânticos bem definidos ($^{2S+1}L_J$), podendo estar num estado octeto de cor, e numa parte de longa distância, associada à probabilidade deste estado se converter não-perturbativamente num estado de quarkonium. Estas probabilidades são dadas pelos elementos de matriz da QCD não-relativística (NRQCD) [122], que é uma teoria de campos efetiva construída a partir da QCD, mas tomando-se o limite não-relativístico nos termos envolvendo quarks pesados. A seção de choque para a produção de um estado de quarkonium H pode ser escrita como

$$\sigma(H) = \sum_n \frac{F_n}{m_Q^{d_n-4}} \langle \mathcal{O}_{(1,8)}^H(^{2S+1}L_J) \rangle, \quad (3.9)$$

onde F_n são os coeficientes que contêm a física de curta distância, $\langle \mathcal{O}_{(1,8)}^H(^{2S+1}L_J) \rangle$ são os elementos de matriz que parametrizam a parte de longa distância, m_Q é a massa do quark

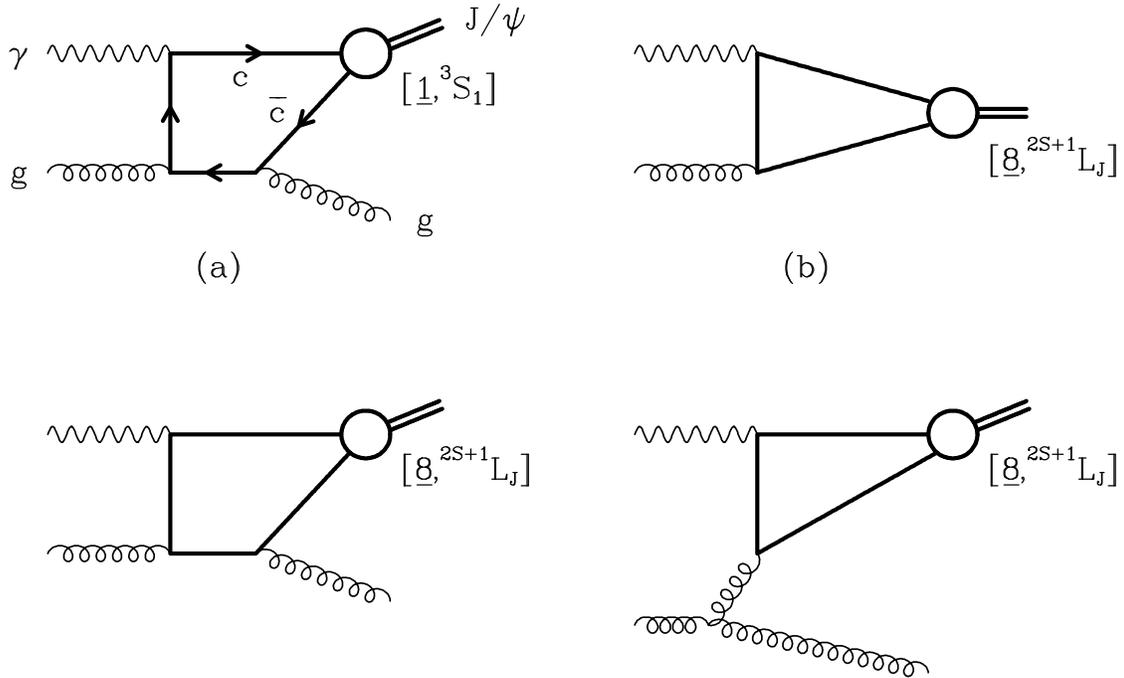


Fig. 3.6: Diagramas contribuindo para fotoprodução de charmonium segundo o modelo octeto de cor [141], incluindo tanto diagramas singlete (a) quanto octeto (b) de cor.

pesado Q , d_n é a dimensão dos elementos de matriz ($d_n = 6, 8$ para estados S, P), de forma que os F_n são adimensionais e eq. (3.9) tem dimensão de seção de choque. A soma se dá sobre os estados contribuindo para o espaço de Fock do hádron H conforme a expansão

$$\begin{aligned}
 |H = n^{2S+1}L_J \rangle &= \mathcal{O}(1)|Q\bar{Q}(^{2S+1}L_J; 1) \rangle + \mathcal{O}(v)|Q\bar{Q}(^{2S+1}(L \pm 1)_J, 8)g \rangle \\
 &+ \mathcal{O}(v^2)|Q\bar{Q}(^{2S+1}L_J; 8)gg \rangle + \dots,
 \end{aligned}
 \tag{3.10}$$

onde v é a velocidade relativa do par $Q\bar{Q}$. Os coeficientes de curta distância F_n são associados com a produção, em distâncias de ordem $1/m_Q$ ou menores, de um par $Q\bar{Q}$ no estado n (momento angular $^{2S+1}L_J$ e cor 1 (singlete de cor) ou 8 (octeto de cor)), podendo ser calculados em teoria de perturbação em $\alpha_s(m_Q)$ usando métodos de diagramas de Feynman. Na Fig. 3.6 são mostrados exemplos de diagramas singlete e octeto de cor, para fotoprodução de charmonium em ordem mais baixa. Efeitos de longa distância, incluindo aqueles relacionados com a hadronização do $Q\bar{Q}$ no estado n para o estado ligado H , são parametrizados pelos elementos de matriz no vácuo de operadores NRQCD $\langle \mathcal{O}_{(1,8)}^H(^{2S+1}L_J) \rangle$, que obedecem leis de escalamento com respeito à v , a velocidade do (anti-)quark pesado no sistema de referência do estado ligado. Portanto, a Eq. (3.9) é uma dupla expansão em α_s e em v . A importância dos seus vários termos é determinada pela ordem em v dos elementos de matriz NRQCD e pela ordem em $\alpha_s(m_c)$ dos coeficientes F_n .

Os elementos de matriz NRQCD não são calculáveis perturbativamente, sendo na prática determinados experimentalmente. Na hipótese de universalidade, ou seja, de serem inde-

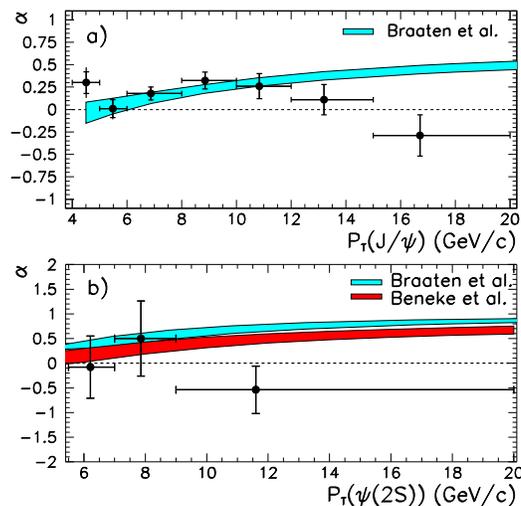


Fig. 3.7: Medidas da polarização do J/ψ e ψ' em colisões hadrônicas no colisor Tevatron, confrontadas com as previsões do COM. Os modelos CEM, SCI e GAL assumem a produção não polarizada, como representado pelas linhas tracejadas.

pendentes da parte de curta distância, é possível extraí-los de um experimento e a partir daí prever as seções de choque para outros processos.

Conforme mencionado, todos os modelos descritos neste capítulo, à exceção do CSM, descrevem os dados de charmonium produzido a grande momentum transversal e altas energias do Tevatron, além de processos de fotoprodução [142]. Além das previsões para as seções de choque de produção de quarkonium, um observável relevante para distinguir entre os modelos é a polarização do estado de quarkonium, podendo ser medida através da distribuição angular no decaimento leptônico

$$\frac{d\Gamma(\psi \rightarrow l^+l^-)}{d\cos\theta} \propto 1 + \cos^2\theta, \quad (3.11)$$

onde θ é o ângulo entre o tri-momentum do lépton no sistema de repouso do ψ e o tri-momentum do ψ no sistema de laboratório. A assimetria polar α pode estar no intervalo $-1 < \alpha < 1$, onde $\alpha = 1$ corresponde à polarização transversal. Na Fig. 3.7 mostramos as medidas da polarização do J/ψ no Tevatron [143] confrontado com o modelo octeto de cor [144]. Nos modelos de interações suaves CEM, SCI e GAL o quarkonium é produzido não polarizado, o que é consistente com os dados atuais.

3.6 Conclusão

O processo de formação de estados ligados também envolve física de longas distâncias ou pequenos momenta, e conseqüentemente elementos não perturbativos, pois nessa região a constante de acoplamento é grande o suficiente para inviabilizar o tratamento perturbativo

via diagramas de Feynman. Uma vez que ainda não se tem uma solução para o problema da QCD não perturbativa, devemos recorrer a modelos fenomenológicos que tentam descrever os seus aspectos essenciais. No capítulo 1, descrevemos o fenômeno da hadronização em termos do estabelecido modelo de Lund, bem como uma descrição heurística do confinamento.

Neste capítulo apresentamos uma descrição detalhada de modelos de produção de quarkonium, com ênfase em modelos de interações suaves, que introduzem uma modelagens específicas para a parte não-perturbativa do processo. Nestes modelos, o par de quarks pesados $Q\bar{Q}$ pode ser produzido perturbativamente num estado octeto de cor, sendo esta cor eliminada posteriormente através de interações de troca de glúons suaves (glúons de baixo momento).

Nos capítulos seguintes, estes modelos serão combinados com as respectivas contribuições perturbativas, em extensa fenomenologia que abordará o papel da QCD perturbativa e não-perturbativa nos mecanismos de produção de quarkonium. Iniciemos com uma aplicação específica do CEM no capítulo 4, em fotoprodução elástica de charmonium e bottomonium. Nos capítulos 5 a 8 abordaremos os modelos de produção mais amplamente, juntamente com diferentes tratamentos perturbativos, aplicados a produção de charmonium e bottomonium em colisões hadrônicas.

Capítulo 4

A Fotoprodução elástica de quarkonium

Proposta alternativa

Um alquimista tentou entender o *diffrato* com uma pilha de formulários intrincados pra o seu pomerão desejado.

Chega, simplista e sorrateiro,
num suave devaneio
para este experimento.
Suave ou duro pomerão,
será mais que abstração?

Ah pomerões...
Nada antes, nada depois.
Durante?
Dois duros, um duro e um suave
No final diferença não se faz!

4.1 Introdução

As colisões hádron-hádron ou lépton-hádron produzem normalmente uma quantidade muito grande de hádrons, que são detectados em todas as direções dentro dos detectores. Processos difrativos são, contudo, uma classe importante de eventos que se caracterizam pela existência de regiões onde não se detecta nenhuma partícula, chamadas lacunas de rapidez¹.

¹ Um ângulo sólido do espaço pode ser determinado através do ângulo azimutal e do ângulo polar θ , este último sendo o ângulo entre a partícula produzida e o eixo de colisão. Uma variável cinemática bastante utilizada é a rapidez, relacionada à variável pseudo-rapidez, dada por $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$. Para partículas sem massa, $\eta = y$. As regiões de rapidez não povoadas por partículas caracterizam as lacunas de rapidez.

Adicionalmente, os hádrons iniciais podem ser detectados intactos após a interação, na direção do tubo do feixe (beam pipe). Estas são as duas características básicas de processos difrativos. A origem destes processos é atribuída ao fato de não haver troca de nenhum número quântico no canal t (por exemplo, de cargas de cor).

A fotoprodução difrativa de mésons vetoriais é usualmente descrita considerando-se a troca de dois glúons (Pomeron perturbativo, em mais baixa ordem de teoria de perturbação), distribuições partônicas não diagonais e a contribuição da parte real da amplitude de espalhamento para a seção de choque. Neste capítulo, analisamos a fotoprodução difrativa de quarkonium em HERA, utilizando uma descrição alternativa em termos do modelo de Evaporação de Cor (CEM), onde a seção de choque é determinada pela seção de choque da fusão bóson-glúon e propriedades do grupo $SU(3)$ de cor para a produção do estado final sem cor. Verificamos que os dados de HERA podem ser bem descritos pelo CEM, tanto para a família do charme (méson J/Ψ) quanto para a família do bottom (méson Υ). Além disso, propomos a análise da razão $R = \sigma_{\Upsilon}/\sigma_{J/\Psi}$ para discriminarmos entre as distintas abordagens. Os resultados desta investigação encontram-se publicados nas Refs. [132, 133].

A operação bem-sucedida do colisionador elétron-próton HERA iniciou uma nova era de investigação teórica e experimental sobre foto- e leptoprodução difrativa de mésons vetoriais. Do ponto de vista experimental, o acelerador HERA estendeu o domínio de energia acessível por mais de uma ordem de magnitude em relação aos experimentos anteriores. Os dados de HERA têm mostrado que as seções de choque para a produção exclusiva de mésons vetoriais crescem rapidamente com a energia, quando comparados a experimentos de alvo fixo, se uma escala dura está presente no processo. Do ponto de vista teórico, a produção de mésons vetoriais foi mostrada ser um processo muito interessante na finalidade de testar a inter-relação entre os regimes perturbativo e não-perturbativo da QCD. (Vide por exemplo a Ref. [146] para um artigo de revisão). Em processos semi-inclusivos, como na produção de sabores pesados, a seção de choque é descrita em termos de um fator perturbativo associado à seção de choque dos subprocessos partônicos, e um fator não-perturbativo representado pelas distribuições partônicas (fatorização da seção de choque). Entretanto, esta fatorização da seção de choque em termos de física dura (perturbativa) e física suave (não-perturbativa) não se aplica a taxas de produção exclusiva de quarkonium [147], que constituem uma pequena fração da seção de choque total de sabores pesados. Isto traz novos desafios à física de quarkonium.

Este capítulo tem um caráter isolado em relação aos capítulos seguintes. Trata, em particular, de uma modelagem para processos de fotoprodução elástica do méson Υ . Consiste também numa extensão do modelo proposto na dissertação de mestrado [148], para a caracterização deste tipo de evento difrativo por meio do modelo de evaporação de cor, descrito no capítulo anterior. Antes de introduzirmos a nossa proposta, iniciemos com uma descrição da abordagem corrente para estes processos difrativos.

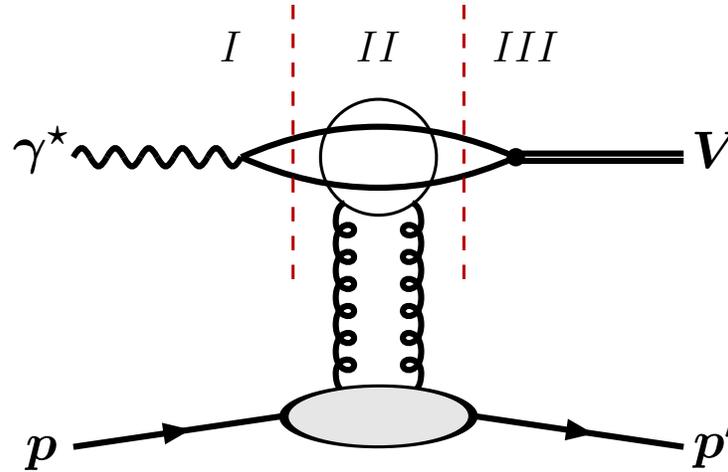


Fig. 4.1: Diagrama para produção difrativa de mésons vetoriais em HERA, $\gamma^* p \rightarrow V p$.

4.2 Fotoprodução elástica de quarkonium na descrição usual

A descrição usual dos processos de foto- e leptoprodução de mésons vetoriais, encontrada na literatura, baseia-se na hipótese de que o méson é produzido num estado singlete de cor já a nível perturbativo. Isso pode ser obtido através da troca de dois glúons (ou do Pomeron, em mais altas ordens), que combinados não portam cor (ou de forma mais geral, portando os números quânticos do vácuo) [149, 150, 151]. Neste formalismo, a amplitude de espalhamento pode ser escrita, no sistema de repouso do alvo (próton), na forma fatorizada de uma seqüência de eventos bem separados no tempo, conforme a fig. 4.1:

- I. o fóton flutua num par quark-antiquark (descrito em termos de uma função de onda do fóton),
- II. este par $q\bar{q}$ é espalhado pelo alvo (próton),
- III. o par $q\bar{q}$ forma (acoplamento) um méson vetorial (descrito em termos de uma função de onda do méson vetorial).

A interação entre o par $q\bar{q}$ e o próton é mediada pela troca de dois glúons num estado singlete de cor. Além disso, a amplitude para a troca de dois glúons é proporcional à distribuição de glúons $xg(x, \bar{Q}^2)$, com $x = (M^2 + Q^2)/W^2$ e $\bar{Q}^2 \approx \frac{1}{4}(M^2 + Q^2)$, onde W é a energia do γp no sistema centro de massa e M é a massa invariante do sistema quark-antiquark. No caso da produção de um méson pesado, a massa do quark pesado funciona como uma escala dura, permitindo a aplicação da QCD perturbativa mesmo no limite de fotoprodução, $Q^2 = 0$. Este formalismo tem sido desenvolvido e refinado, em particular na determinação da função de onda do méson vetorial no sistema do cone de luz [152],

descrevendo razoavelmente os dados de J/Ψ em HERA. Quando aplicado a dados recentes de Υ em HERA [153, 154], a correta descrição dos dados requer a introdução de novos efeitos que contribuem significativamente [155, 156], como:

- distribuições partônicas não diagonais, que são uma generalização das distribuições partônicas convencionais, acessando informação não-perturbativa sobre os hádrons [157].
- a parte real da amplitude de espalhamento [158, 156], por meio de relações de dispersão incluindo uma potência subdominante em $1/x$ [156].

Em Ref. [156], encontrou-se uma forte correlação entre a massa do estado produzido difrativamente e a dependência da seção de choque com a energia. Esta correlação implica numa dependência em energia distinta para fotoprodução de Υ e de J/Ψ . Uma das principais motivações para o estudo de fotoprodução difrativa de mésons vetoriais no modelo de Pomeron é a possibilidade de obter um observável sensível ao comportamento da distribuição de glúons, devido à dependência quadrática da seção de choque com a distribuição de glúons neste modelo [149, 150, 151, 159].

4.3 A evaporação de cor e a fotoprodução elástica de quarkonium

Uma visão alternativa do processo de fotoprodução difrativa foi proposto na Ref. [132], onde a fotoprodução de J/Ψ foi analisada usando o modelo de evaporação de cor (CEM) [160], em lugar do modelo de Pomeron. Neste caso, a seção de choque para o processo é dada essencialmente pela seção de choque da fusão bóson-glúon, mais uma hipótese baseada no grupo de cor $SU(3)$ para a formação do méson sem cor, sem forçar a propriedade singleto de cor a nível perturbativo. No CEM aplicado à fotoprodução difrativa, a seção de choque é linearmente proporcional à distribuição de glúons. Com esta abordagem, obtemos em Ref. [132, 148], uma predição sem parâmetros livres que descreve muito bem os dados de fotoprodução elástica de J/Ψ em HERA.

Neste capítulo, estendemos a aplicação do CEM para dados recentes de Υ em HERA e verificamos que, fixando os parâmetros livres em hadroprodução de Υ , este modelo descreve razoavelmente os resultados experimentais, sem a necessidade de introduzir a troca do Pomeron a nível perturbativo, ou a parte real da amplitude de espalhamento. Além disso, propomos a análise da razão $R = \sigma_{\Upsilon}/\sigma_{J/\Psi}$ para discriminarmos entre as distintas abordagens.

Como já descrevemos o modelo de evaporação de cor no capítulo anterior, faremos aqui uma descrição simplificada na argumentação que se segue, seguindo inicialmente a formulação do CEM pelos autores de [126], ligeiramente diferente da explicada no capítulo 3 (mais tarde, relacionaremos as duas formulações). Uma das principais incertezas na produção de quarkonium está relacionada com a transição do estado com cor para o méson singleto de cor. A maior parte dos pares $Q\bar{Q}$ é em geral produzida num estado octeto de cor, havendo posteriormente a neutralização de sua cor e a formação da ressonância física. Esta neutralização de cor ocorre por interação com o campo de cor que permeia a reação.

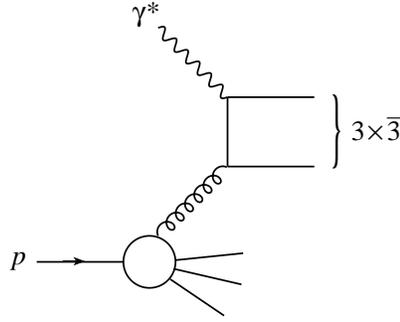


Fig. 4.2: O processo de fotoprodução de um par $Q\bar{Q}$ pelo mecanismo de fusão bóson-glúon.

No caso da fotoprodução difrativa, o fóton e o próton podem interagir de forma que o próton permaneça intacto, e após a reação se tenha um par de quarks pesados sem cor. Forçando-se a produção de um objeto sem cor já a nível perturbativo, baseia-se na hipótese de uma interação dura com o campo de cor. Neste caso, o objeto trocado entre o fóton e o próton consiste de um objeto sem cor (modelos de Pomeron), o que a nível perturbativo pode ser descrito em mais baixa ordem como sendo a troca de dois glúons. Contudo, se o objeto sem cor for produzido a nível não-perturbativo, então não há uma restrição mínima no número de glúons trocado com o próton, podendo inclusive ser um único glúon duro, e os efeitos da troca de cor são neutralizados pela troca posterior de um ou mais glúons suaves, como se efetivamente não houvesse troca de cor. A hadronização nos estados de bottomonium a partir dos pares $b\bar{b}$ é não-perturbativa, envolvendo a emissão dos glúons suaves. Dependendo dos números quânticos do estado final de bottomonium, um diferente elemento de matriz é necessário para a produção deste estado. A média destes elementos de matriz não-perturbativos é combinada no fator $F[nJ^{PC}]$, supostamente universal, ou seja, independente do processo e da cinemática envolvida, e descreve a probabilidade de o par $b\bar{b}$ formar um estado de quarkonium (e.g. $\Upsilon(nJ^{PC})$) com um dado spin J , paridade P , e conjugação de carga C . Uma vez que F seja fixado para cada estado (Υ , Υ' or Υ''), o modelo prediz a dependência da seção de choque com a energia e momentum [126, 127].

Considerando a fotoprodução elástica de Υ em HERA, a seção de choque no CEM é dada por

$$\sigma[\Upsilon(nJ^{PC})] = F[nJ^{PC}] \bar{\sigma}[b\bar{b}], \quad (4.1)$$

onde os fatores de longa distância F podem ser escritos em termos da probabilidade 1/9 de termos um par singlete de cor após as interações suaves, multiplicado pela fração do bottomonium total carregada pelos diferentes estados, de modo similar ao considerado por [160] e Cap. 3, onde os fatores ρ para charmonium são tidos como universais. A contribuição de curta distância é dada por

$$\bar{\sigma}[b\bar{b}] = \int_{2m_b}^{2m_B} dM_{b\bar{b}} \frac{d\sigma[b\bar{b}]}{dM_{b\bar{b}}}. \quad (4.2)$$

Aqui $\sigma[b\bar{b}]$ é a seção de choque mediada sobre cor e spin para a produção de um par de quarks pesados no processo de fusão bóson-glúon $\gamma g \rightarrow b\bar{b}$ (vide Fig. 4.2); $M_{b\bar{b}}$ é a massa

invariante do par $b\bar{b}$, m_b é a massa do quark bottom e $2m_B$ é o limiar do $B\bar{B}$. A seção de choque diferencial é dada pela convolução da seção de choque partônica com a distribuição de glúons no próton (ver por ex. (Eq. (4) na Ref. [132]). A seção de choque partônica do subprocesso de fusão bóson-glúon é bem conhecida, sendo dada em ordem dominante por [100]

$$\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow b\bar{b}}(\hat{s}) = \frac{4\pi\alpha\alpha_s e_b^2}{\hat{s}} \left[\left(1 + \gamma + \frac{1}{2}\gamma^2\right) \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1-\gamma}}{1 - \sqrt{1-\gamma}}\right) - (1 + \gamma)\sqrt{1-\gamma} \right], \quad (4.3)$$

onde $\alpha = 1/137$ é a constante de acoplamento eletromagnética, $\gamma = 4m_b^2/\hat{s}$, $\hat{s} = M_{b\bar{b}}^2$, $e_b = -\frac{1}{3}$ é a carga do quark bottom. Este subprocesso contribui para fotoprodução elástica, pois em LO toda energia do fóton é transferida para o par $b\bar{b}$. Correções de ordens mais altas são importantes para a seção de choque inclusiva e para a seção de choque inelástica. Assim, as interações suaves têm duplo efeito - eliminar a cor do par $Q\bar{Q}$, permitindo a produção de quarkonium, e permitir a produção elástica com a troca de apenas um glúon perturbativo, ocorrendo trocas de glúons suaves na parte não-perturbativa do processo.

Conforme já discutimos no capítulo 3, no CEM o efeito destas interações suaves está implícito nos fatores não-perturbativos. Uma modelagem explícita para as trocas suaves de cor é feita no modelo SCI [135, 136], que é baseado essencialmente na mesma idéia geral. No SCI, requerendo-se lacunas de rapidez ou um próton intacto no estado final (próton detectado no tubo do feixe, como se o próton inicial tivesse continuado sua trajetória sem ter interagido), obteve-se explicitamente uma boa descrição de vários processos difrativos, como produção difrativa de J/ψ e de bottom aberto no Tevatron [138, 139]. Isto mostra que trocas de glúons suaves podem realmente ter um papel significativo em difração.

4.4 Resultados para Υ em DESY HERA

O modelo CEM tem sido usado na predição de Υ em processos hadrônicos e nucleares [126], com os parâmetros $F[n.J^{PC}]$ determinados a partir de resultados experimentais em energias de alvo fixo. Como enfatizado nas referências [127] e [160], bem como no trabalho [129] também apresentado nesta tese, o CEM descreve notavelmente a produção de quarkonium no Tevatron. Os dados de produção de Υ são normalmente apresentados como a soma dos estado S fundamental Υ e dos estados excitados Υ' and Υ'' , devido a baixa resolução de massa para separar claramente os picos, somente o fator global $F[\Upsilon + \Upsilon' + \Upsilon''] = 0.044$ foi determinado. Este fator inclui tanto a produção direta destes estados quanto decaimentos em cadeia de estados de maior massa, conforme explicitados na Fig. 3.2. Conforme discutido na Ref. [161], o isolamento das seções de choque para a produção direta de cada Υ_i requer a detecção dos fótons irradiados associados com os decaimentos em cadeia, o que não foi possível até o momento mas que poderá ser possível com o advento do LHC. Considerando-se algumas suposições com respeito a cadeia de decaimentos, da importância relativa dos estados $\chi_{bi}(1P)$, $\chi_{bi}(2P)$, das razões de produção Υ'/Υ , Υ''/Υ , e das razões de ramificação $Br(\Upsilon_i \rightarrow \mu^+\mu^-)$ [161], foram estimados os seguintes valores de F para a produção direta de Υ_i [161]: $F^d[\Upsilon] = 0.023$, $F^d[\Upsilon'] = 0.02$, $F^d[\Upsilon''] = 0.0074$, onde o índice d indica produção direta. Transcrevendo estes valores de F para o nosso formalismo utilizando os fatores ρ , através da relação $F_i = 1/9\rho_i$, onde $1/9$ é a probabilidade de que o par $b\bar{b}$ esteja num

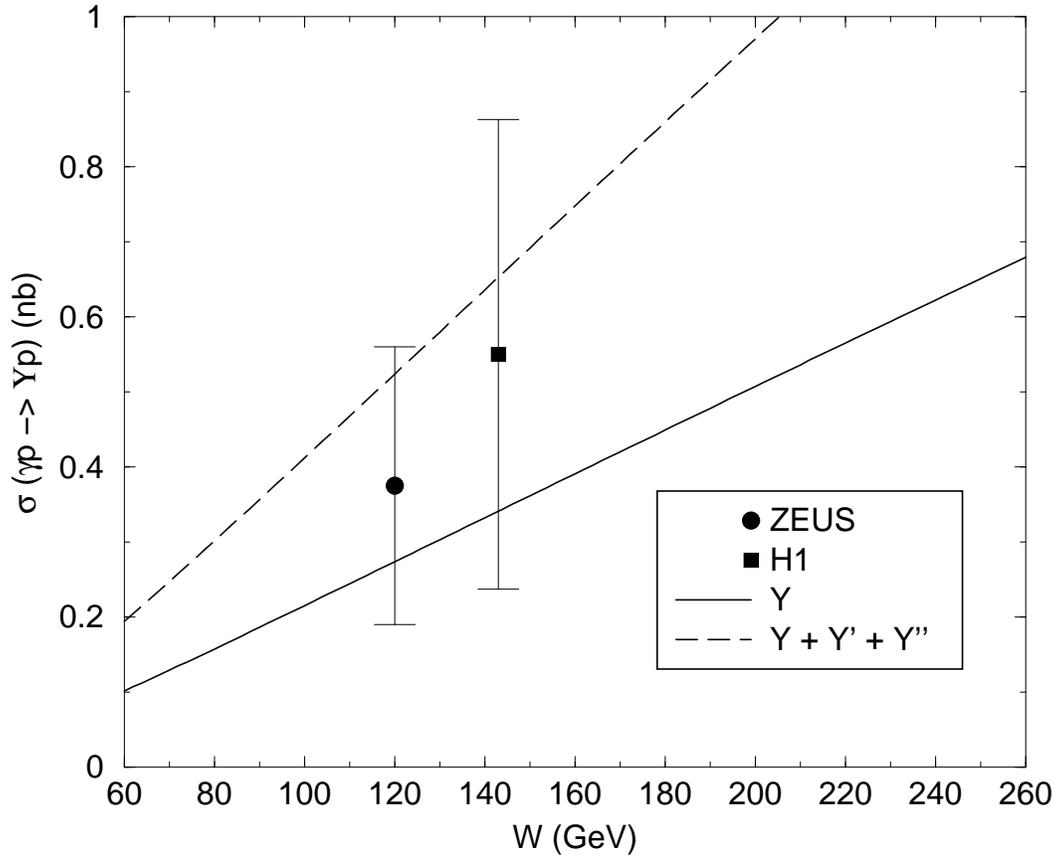


Fig. 4.3: *Predições do Modelo de Evaporação de Cor para a fotoprodução de Υ em HERA. A seção de choque em função da energia de centro de massa do sistema fóton-próton W . Os dados são resultados das colaborações ZEUS [153] e H1 [154] para a fotoprodução direta do estado Υ , que devem ser comparados com a linha cheia. A contribuição total $\Upsilon + \Upsilon' + \Upsilon''$ também é mostrada (linha tracejada).*

estado singlete de cor após as trocas de glúons de baixo momento, e os ρ_i são os fatores supostamente universais correspondentes às frações da seção de choque de bottomonium carregada pelos diferentes estados de bottomonium. Os valores de ρ são, da discussão acima,

$$\rho^d[\Upsilon] = 0.207, \quad \rho^d[\Upsilon'] = 0.18, \quad \rho^d[\Upsilon''] = 0.066. \quad (4.4)$$

Tendo estes parâmetros livres determinados a partir de processos hadrônicos, podemos utilizar o CEM para prever a produção de Υ em reações γp em HERA. Este método também utiliza as hipóteses usadas na análise experimental da colaboração ZEUS [153], de que as taxas de produção relativas de Υ , Υ' e Υ'' são as mesmas que as medidas em colisões hádron-hádron. Neste ponto, o seguinte comentário é pertinente: na Ref. [161] a hadroprodução de Υ foi calculada considerando-se as contribuições NLO para a seção de choque, o que implica em o fator F determinado dos dados não conter contribuições perturbativas além de LO, sendo considerado um fator universal que descreve a probabilidade de formação dos estados

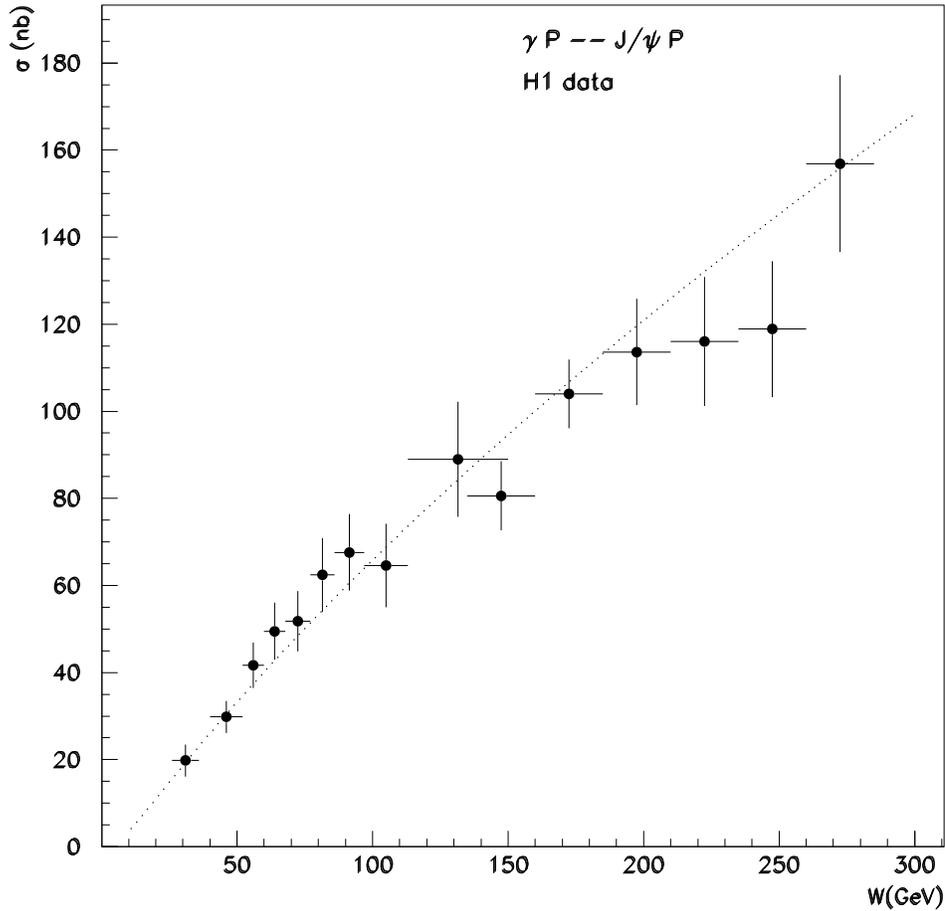


Fig. 4.4: *Predições do Modelo de Evaporação de Cor para a fotoprodução de J/Ψ em HERA: seção de choque em função da energia de centro de massa do sistema fóton-próton W . Os dados são os novos resultados de H1 para fotoprodução de J/Ψ [154].*

de quarkonium. Além disso, nos cálculos na Ref. [161] utilizou-se a parametrização MRS D' das densidades partônicas [162]; contudo, conforme análises posteriores da supressão de Υ para o detector CMS ², foi demonstrado que os dados de Υ também podem ser descritos usando a parametrização GRV 94 LO [163] das densidades partônicas.

A seção de choque $\bar{\sigma}[b\bar{b}]$ é calculada em ordem dominante (LO) usando a parametrização GRV 94 LO [163], $m_b = 4.75$ GeV, $m_B = 5.279$ GeV e escalas de fatorização e renormalização $\mu = (M_{b\bar{b}})^{1/2}$ [160, 132]. Na figura 4.3, apresentamos nossas predições para fotoprodução de Υ em energias de HERA. Mostramos tanto a contribuição total $\Upsilon + \Upsilon' + \Upsilon''$ quanto a contribuição direta Υ , uma vez que as seções de choque medidas pelas cola-

² VOGT, R. CMS NOTE 1998/061.

borações H1 e ZEUS não selecionaram o estado de Υ direto, mas apresentaram os dados integrados sobre o intervalo de massa do $\mu^+\mu^-$ incluindo pelo menos as ressonâncias Υ , Υ' e Υ'' . Verificamos que os resultados experimentais existentes não nos permitem discriminar entre as contribuições distintas. Salientamos que nossos resultados não apresentam nenhum parâmetro livre e que o modelo CEM descreve razoavelmente bem os poucos resultados experimentais existentes.

A simplicidade do CEM contrasta fortemente com o número de suposições necessárias nos modelos de Pomeron para descrever o mesmo conjunto de dados. Neste trabalho, propomos um observável para discriminar entre estes modelos. Como citamos acima, na fotoprodução difrativa de Υ os modelos de Pomeron predizem um crescimento mais rápido com a energia do que na fotoprodução de J/ψ , devido à forte correlação entre a massa do estado produzido difrativamente e a dependência da seção de choque com a energia. Em contraste, no modelo CEM o crescimento da seção de choque é diretamente determinado pela distribuição de glúons $xg(x, \mu)$, onde μ é a escala de fatorização. Portanto, a dependência com a energia da razão

$$R_{CEM} = \frac{\sigma_{\Upsilon}}{\sigma_{J/\psi}} , \quad (4.5)$$

pode ser usada para discriminar entre modelos.

Como um passo intermediário para calcularmos a razão R_{CEM} , mostramos na Fig. 4.4 nosso cálculo prévio de $\sigma_{J/\psi}$, contrastado com os dados mais recentes de HERA [154]. Vemos que estes dados podem ser explicados razoavelmente sem nenhum ajuste de parâmetros, tomados como os previamente usados em publicação anterior [132, 148]. Este fato indica mais uma vez a possibilidade de o CEM poder ser usado para explicar fotoprodução elástica de J/ψ .

Na Fig. 4.5, apresentamos a dependência da razão $R_{CEM} = \sigma_{\Upsilon}/\sigma_{J/\psi}$ com a energia, calculada utilizando o CEM, onde σ_{Υ} representa a produção direta de Υ , e utilizamos os resultados da Ref.[132] para calcularmos $\sigma_{J/\psi}$ e os resultados acima para σ_{Υ} . Nossos resultados mostram que esta razão é quase constante (apresenta um crescimento muito lento) no regime cinemático de HERA, em contraste ao modelo de Pomeron [156], onde é predito um crescimento acentuado desta razão (conforme Ref. [156], $R_{Pom} \propto W$). Esta razão foi também obtida em [155], onde o valor predito concorda com os dados, dentro dos erros experimentais, para o glúon MRS, mas subestima o resultado para o glúon GRV, com um crescimento mais acentuado. No nosso caso, a razão $R_{CEM} = \sigma_{\Upsilon}/\sigma_{J/\psi}$ concorda com o limite inferior da barra de erro observado por ZEUS [153], tanto para a parametrização de glúon MRS quanto para a GRV.

4.5 Conclusão

A motivação original para o estudo de fotoprodução difrativa foi a possibilidade da extração da distribuição de glúons do próton. No entanto, a dependência com a distribuição de glúons é uma das principais diferenças entre as descrições da fotoprodução difrativa no modelo de Pomeron e no CEM. Ao passo que o Modelo de Pomeron tem uma dependência quadrática em xg , no CEM esta dependência é linear. Nossos resultados mostram que antes de extrair a

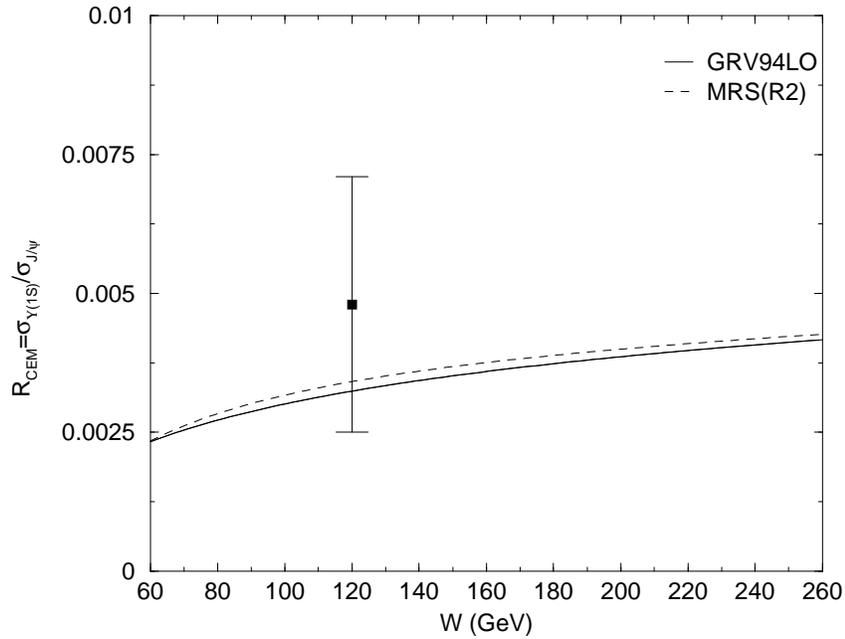


Fig. 4.5: *Predições do Modelo de Evaporação de Cor para a dependência com a energia da razão $R_{CEM} = \frac{\sigma_{\Upsilon}}{\sigma_{J/\psi}}$ em fotoprodução em HERA. Resultado experimental da colaboração ZEUS [153].*

distribuição de glúons dos dados de Υ e J/ψ de HERA, deve-se primeiramente determinar a descrição correta deste processo, por exemplo medindo-se o comportamento com a energia da razão $\sigma_{\Upsilon}/\sigma_{J/\psi}$.

O Modelo de Evaporação de Cor descreve um grande conjunto de dados de hadro e fotoprodução, como mostrado nas Refs. [160, 132, 129] e nos capítulos 5 e 7. Usando este modelo, obtemos neste capítulo uma descrição sem parâmetros livres da fotoprodução de Υ em energias de HERA. Verificamos que este modelo simples descreve razoavelmente os resultados experimentais, similarmente aos modelos de Pomeron. Uma característica distinta entre os modelos é que o CEM prediz um crescimento mais lento com a energia da razão entre as seções de choque de J/ψ e Υ . Claramente, se mais dados precisos se tornarem disponíveis, a discriminação entre os modelos será possível, o que nos permitirá concluir se o CEM é somente um modelo fenomenológico para as energias dos experimentos atuais, ou se contém alguma dinâmica não-perturbativa subjacente importante para o entendimento das interações suaves no processo de neutralização de cor.

Nos capítulos seguintes, apresentamos um estudo mais geral dos modelos de produção, associados com diferentes contribuições perturbativas e não-perturbativas, em colisões hadrônicas produzindo quarkonium, tanto para energias moderadas de alvo fixo quanto para altas energias do Tevatron e do futuro LHC do CERN.

Capítulo 5

Produção de charmonium em colisões hadrônicas: I.

Teoria x Experiência

Confronta teus arabescos
com resultados pitorescos
de aceleradores gigantescos.

Lápis e martelo,
só em conjunção
têm sentido.

5.1 Introdução

Neste capítulo, estudamos aspectos da dinâmica QCD dura e suave em colisões hadrônicas, contribuindo para a produção de charmonium. A inter-relação entre estes dois regimes, ou seja, QCD perturbativa (pQCD) e não-perturbativa, é particularmente importante. A massa do quark charme m_c provê uma escala grande o suficiente para termos a constante de acoplamento forte $\alpha_s(m_c^2)$ suficientemente pequena e aplicarmos pQCD na descrição da produção de um par $c\bar{c}$ a nível partônico. A subsequente formação de um estado ligado de charmonium, por outro lado, é um fenômeno não-perturbativo onde novos efeitos são importantes, como a eliminação de cor do par $c\bar{c}$ produzido num estado octeto de cor. A consideração de determinados efeitos não-perturbativos leva aos vários modelos de produção, cuja apresentação detalhada foi feita no capítulo 3. Por outro lado, a produção perturbativa de um par de quarks pesados foi apresentada em detalhe no capítulo 2, podendo ser aplicada para a produção de charme e de bottom. A descrição completa da produção de charmonium pode ser obtida combinando-se as fases perturbativa e não-perturbativa, sendo este o tema geral deste capítulo. Os resultados aqui obtidos constituem um dos pontos centrais desta tese, estando publicados na Ref. [129].

Para a produção perturbativa de um par $c\bar{c}$, empregamos os elementos de matriz exatos,

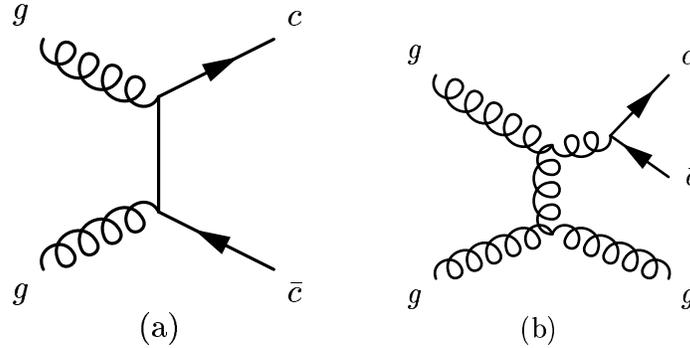


Fig. 5.1: Ilustração de processos de produção de $c\bar{c}$ em (a) ordem dominante e (b) uma contribuição em NLO de pQCD.

disponíveis em NLO [92, 93, 91], cuja descrição do cálculo foi apresentada no capítulo 2. Como um método alternativo, usamos os elementos de matriz em ordem dominante, complementados pela contribuição de chuveiros partônicos, fornecendo um tratamento aproximado de ordens arbitrariamente mais altas. Esta segunda alternativa é utilizada em programas Monte Carlo que também incluem o fenômeno não-perturbativo da hadronização, proporcionando a simulação de eventos completos. Estes geradores de eventos são muito úteis fenomenologicamente, uma vez que qualquer observável físico pode ser extraído e comparado em detalhe com os resultados experimentais. Nossos resultados mostram que estas duas abordagens levam efetivamente a resultados semelhantes, dando suporte teórico ao uso fenomenológico dos geradores de eventos.

Os modelos são testados em detalhe e contrastados com dados de produção de J/ψ em interações hadrônicas. Estes dados são disponíveis de experimentos de alvo fixo e em colisores, cobrindo uma extensa faixa de energia. Seções de choque totais e distribuições diferenciais nas variáveis x_F e p_\perp são em geral bem descritas. Esta análise proporciona, em particular, um maior discernimento dos efeitos suaves, contribuindo para o entendimento da QCD não-perturbativa.

5.2 Descrição teórica da produção de charmonium

A descrição teórica separa as partes duras e suaves do processo, baseando-se no teorema da fatorização em QCD [30]. Assim, consideramos primeiramente a produção perturbativa a nível partônico, seguida pela formação não-perturbativa dos estados ligados de charmonium. Por último, combinaremos essas duas fases em modelos completos e originais que utilizaremos a seguir.

5.2.1 Produção de $c\bar{c}$ em QCD perturbativa

A QCD perturbativa pode ser aplicada na produção de $c\bar{c}$, uma vez que a massa do quark charme m_c é suficientemente grande para tornar $\alpha_s(m_c^2)$ um parâmetro pequeno para a expansão perturbativa. Os processos em ordem dominante são $gg \rightarrow c\bar{c}$ (Fig. 5.1a) e $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$.

Sabe-se contudo que cálculos de produção de quarks pesados têm grandes contribuições de diagramas de próxima ordem depois da dominante (NLO) [92, 93]. Correções virtuais aos processos de ordem dominante juntamente com emissões partônicas colineares e suaves, dão um aumento da seção de choque, o que pode ser descrito aproximadamente por um fator K multiplicado pela seção de choque em ordem dominante. Além disso, alguns diagramas NLO árvore (sem laços) com um terceiro parton duro contribuem significativamente, sendo uma das contribuições mais importantes mostrada na Fig. 5.1b. Apesar de ser um processo em ordem $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$, com um desdobramento do glúon produzido, $g \rightarrow c\bar{c}$, seguido ao processo básico $2 \rightarrow 2$, $gg \rightarrow gg$, este termo é numericamente grande uma vez que $gg \rightarrow gg$ tem uma seção de choque $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ muito maior (cerca de 100 vezes) do que nos processos de produção de $c\bar{c}$ em LO.

A fim de tratarmos todas estas contribuições de forma apropriada, podemos utilizar os cálculos disponíveis dos elementos de matriz em NLO, que consideram explicitamente a massa do quark pesado [92, 93, 91]. A consideração das massas é particularmente importante em energias mais baixas, onde é vital a obtenção do comportamento correto no limiar de produção (ou seja, para energias próximas a duas vezes a massa de um quark pesado). Nossa primeira abordagem é portanto utilizar o código HVQMNR [91], tendo implementado o cálculo NLO descrito no capítulo 2. Neste programa é possível separarmos a contribuição de ordem $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ (LO), tal que o efeito das correções NLO pode ser analisado. Os parâmetros livres do cálculo NLO são a massa do quark charme, m_c , e as escalas de fatorização e renormalização. Quanto ao esquema de renormalização, utilizamos o esquema \overline{MS} , usado extensivamente em cálculos pQCD. Para as escalas de fatorização e renormalização, utilizamos a opção padrão no programa, ou seja o quadrado da massa transversa, $\mu^2 = m_c^2 + \langle p_\perp^2 \rangle$, onde $\langle p_\perp^2 \rangle = (p_{c\perp}^2 + p_{\bar{c}\perp}^2)/2$ é o momento transverso médio dos quarks charme e anticharme. A massa do quark pesado é o principal parâmetro que afeta a normalização da seção de choque. Encontramos que o valor usual $m_c = 1.5$ GeV funciona bem em nossas comparações com os dados abaixo.

Os processos LO isoladamente ou com correções virtuais NLO juntamente com emissões soft e colineares não podem produzir um J/ψ com grande momentum transverso p_\perp . A razão é que o p_\perp essencialmente nulo dos partons iniciais não pode ser conservado se o par $c\bar{c}$ for produzido com grande momento transverso, a menos que exista um outro parton duro para balancear o p_\perp do par de quarks pesados. Relevantes para produção de J/ψ a grande p_\perp são portanto diagramas árvore NLO contendo um terceiro parton duro, ou seja, as contribuições reais discutidas no capítulo 2. A contribuição NLO dominante é mostrada na Fig. 5.1b. Nas altas energias presentes nos colisionadores, ordens ainda mais altas do que NLO podem ser importantes, uma vez que muitos glúons podem ser emitidos e a virtualidade não precisa ser muito alta a fim de permitir um desdobramento num par $c\bar{c}$. Correções de ordens mais altas do que NLO são bastante complexas e ainda não estão disponíveis em termos de elementos de matriz exatos, mas podem ser aproximadamente descritas usando a abordagem de chuveiros partônicos (PS), disponível em alguns geradores de eventos Monte Carlo.

Portanto, como um método alternativo para descrevermos a produção pQCD de pares $c\bar{c}$, usamos o programa Monte Carlo PYTHIA [67], onde são incluídos todos os processos

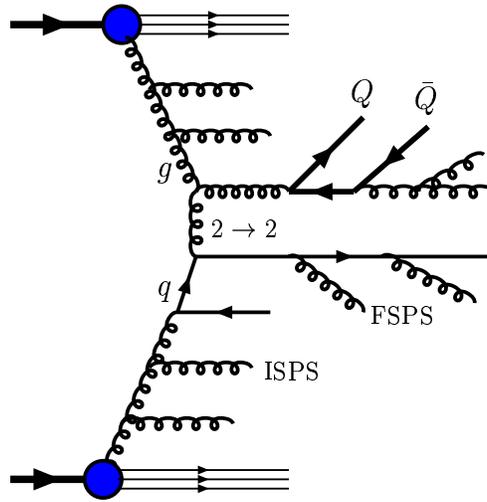


Fig. 5.2: Uma contribuição típica de um par de quarks pesados sendo produzido no chuveiro partônico de estado final (FNPS), após o espalhamento duro (no caso, $gq \rightarrow gq$). Também mostrado a radiação de quarks e glúons nos chuveiros partônicos de estado inicial (ISPS).

QCD $2 \rightarrow 2$

$$gq \rightarrow gq, \quad gg \rightarrow gg, \quad q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}', \quad (5.1)$$

$$qq' \rightarrow qq', \quad gg \rightarrow q\bar{q}, \quad q\bar{q} \rightarrow gg, \quad (5.2)$$

com os elementos de matriz correspondentes (conforme Fig. 1.14 e Eqs. (1.94) - (1.102)). Os pártons incidentes e espalhados podem irradiar quarks e glúons, ramificando-se como descrito pelas equações de evolução DGLAP [32, 33, 34]. Um par de quarks pesados pode então ser produzido como descrito pelos elementos de matriz LO $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ e $gg \rightarrow c\bar{c}$ (com dependência explícita na massa m_c) ou pelo desdobramento $g \rightarrow c\bar{c}$ nos chuveiros partônicos. Em PYTHIA, a escolha de um destes dois modos se dá através da escolha do parâmetro MSEL, onde o modo MSEL=4 gera a produção de $c\bar{c}$ com elementos de matriz massivos, e o modo MSEL=1 gera elementos de matriz não massivos. Neste último caso, a produção de $c\bar{c}$ ocorre nos chuveiros partônicos. Para evitarmos dupla contagem nos dois tipos de processos acima, rejeitamos os eventos que produzem um par $c\bar{c}$ no espalhamento duro, na opção não massiva MSEL=1. Uma contribuição típica de chuveiros partônicos está mostrada na Fig. 5.2. Apesar de ser uma aproximação, tem a vantagem de cobrir ordens arbitrariamente mais altas, não sendo limitada a NLO. Quanto às escalas de fatorização e renormalização, utilizamos os valores pré-determinados em PYTHIA, ou seja o quadrado da massa transversa dos pártons emergentes nos processos $2 \rightarrow 2$ (mesmas escalas que no cálculo NLO). A massa do charme, com bastante influência na normalização da seção de choque, é escolhida como $m_c = 1.35$ GeV para obter-se concordância geral com os dados abaixo.

O método Monte Carlo tem importantes vantagens fenomenológicas. Modelos para processos QCD suaves podem ser adicionados, resultando na geração de eventos completos que podem ser analisados do mesmo modo que em eventos reais. Assim, qualquer observável pode ser extraído, incluindo todo o tipo de corte ou requerimento, propiciando uma comparação detalhada com os dados. Os elementos de matriz NLO, que contêm correções que não podem ser facilmente interpretadas em termos probabilísticos (correções virtuais contribuem negativamente para a seção de choque), não foram implementados em um gerador de eventos. Uma vez que estas duas abordagens para descrever pQCD têm suas vantagens e desvantagens, é importante investigarmos até que ponto elas concordam e podem ser usadas em diferentes aplicações.

5.2.2 Formação de charmonium em QCD não-perturbativa

A formação de estados hadrônicos ligados ocorre através de processos com pequenas transferências de momentum, de forma que o α_s correspondente é grande, impedindo o uso de teoria de perturbação. A falta de um método adequado para calcular processos não-perturbativos nos força a usar modelos fenomenológicos para descrever a formação de estados de charmonium a partir de pares $c\bar{c}$ produzidos perturbativamente. Como mencionado anteriormente, existem alguns modelos que tratam a parte não perturbativa, baseados na idéia geral de que a carga de cor de um par $c\bar{c}$ pode ser convertida de octeto para singleto através de processos QCD suaves. Um par $c\bar{c}$ singleto de cor com uma massa invariante abaixo do limiar para charme aberto ($m_{c\bar{c}} < 2m_D$) pode então formar um estado de charmonium. Deste modo, pares $c\bar{c}$ num estado octeto de cor, mais abundantes, contribuem e aumentam consideravelmente a produção de charmonium. Dois modelos deste tipo serão utilizados nos cálculos deste capítulo, o modelo de Evaporação de Cor (CEM) e o de Interações Suaves de Cor (SCI), já descritos no capítulo 3 desta tese.

5.2.3 Combinando pQCD e QCD não-perturbativa

Em princípio, ambos os modelos CEM e SCI para processos suaves podem ser combinados com as descrições pQCD dos processos duros, *i.e.* com o programa de elementos de matriz NLO ou com o gerador Monte Carlo PYTHIA de elementos de matriz LO mais chuveiros partônicos. O modelo SCI é, contudo, construído como um programa anexo a um Monte Carlo, e na forma presente não pode ser combinado com o programa NLO. Temos portanto três combinações a considerar.

O primeiro modelo, denominado **CEM-NLO** é a combinação do modelo CEM com o programa NLO. Isto é feito implementando-se as fórmulas da seção 3.2 no código do programa HVQMNR [91], que contém o cálculo NLO descrito no capítulo 2. Em outras palavras, separamos as contribuições singleto e octeto de cor, conforme a prescrição do modelo CEM e restringimos o espaço de fase referente às regiões de massa invariante correspondentes a produção de charmonium e de charme aberto. Obtemos assim resultados do modelo CEM acurados até a segunda ordem dominante (NLO) na parte pQCD dos processos.

O segundo modelo, denominado **CEM-PYTHIA**, consiste do modelo CEM implementado no Monte Carlo PYTHIA (versão 5.7) [67]. Os pares $c\bar{c}$ produzidos na parte perturbativa de PYTHIA são tratados de acordo com o modelo CEM, no que concerne aos estados de cor

e projetados nas ressonâncias de charmonium. Aqui, pode-se explorar as vantagens do método Monte Carlo, aplicado ao modelo CEM.

O terceiro modelo, **SCI-PYTHIA**, consiste na versão padrão do modelo SCI, já implementado em PYTHIA 5.7 [67]. Este modelo foi desenvolvido para descrever uma outra classe de fenômenos, de eventos com lacunas de rapidez no espalhamento duro ep and $p\bar{p}$. Estamos, portanto, testando a habilidade desse modelo descrever diferentes fenômenos de forma universal.

Enquanto que o modelo (**SCI-PYTHIA**) é utilizado na sua versão original, a utilização do modelo de evaporação de cor no Monte Carlo PYTHIA consiste numa nova abordagem que introduzimos com o objetivo de comparar formalismos e explorar todas as vantagens advindas do método Monte Carlo.

Conforme a discussão acima a respeito da massa do charme e os resultados que seguirão da escolha deste parâmetro, usamos $m_c = 1.5$ GeV no modelo baseado em NLO e $m_c = 1.35$ GeV nos modelos baseados em PYTHIA. Os modelos completos também incluem alguns outros ingredientes que descrevemos a seguir. Para obtermos a seção de choque de produção de pares de quark charme, devemos convoluir os elementos de matriz pQCD a nível partônico com as distribuições partônicas dos hádrons que participam das colisões. No programa NLO em CEM-NLO, usamos a parametrização CTEQ5M [164] para prótons e SMRS [165] para píons, que são parametrizações em NLO baseadas no esquema de renormalização \overline{MS} . O formalismo pQCD LO em PYTHIA é casado (*matched*) com parametrizações LO. Em CEM-PYTHIA, utilizamos a parametrização CTEQ4L [166], ao passo que em SCI-PYTHIA utilizamos a parametrização CTEQ3L [167], a fim de termos o mesmo modelo SCI que o comparado aos dados em investigações prévias. Para o pión, utilizamos a parametrização LO GRV-P [168] em ambos os modelos baseados no gerador de eventos PYTHIA. A incerteza devido à escolha das parametrizações partônicas foi investigada, sendo pequena quando comparadas as parametrizações CTEQ4L, GRV 94 e MRS, como discutiremos abaixo.

Um elemento adicional é o momento transversal intrínseco k_{\perp} dos pártons dentro dos hádrons incidentes. Tanto no programa NLO quanto em PYTHIA, os componentes de um vetor \vec{k}_{\perp} podem ser escolhidos de uma distribuição gaussiana (o método para gerar pontos do espaço de fase (*e.g.* valores de momentum) a partir de uma função está explicado no apêndice B). A largura da gaussiana é esperada ser de umas poucas centenas de MeV, correspondendo ao movimento de Fermi dentro de um hádron de tamanho 1 *fermi*, mas valores um pouco mais altos são tipicamente usados fenomenologicamente. Usamos a largura de 0.6 GeV tanto em CEM-NLO quanto em CEM-PYTHIA, ao passo que o valor um pouco mais alto de 0.8 GeV foi usado em SCI-PYTHIA. Notamos que o uso destes valores um pouco mais altos do que a escala Λ_{QCD} (que seria a escala de momentum típica para física suave na escala hadrônica) vem ao encontro do novo valor padrão 1 GeV nas últimas versões de PYTHIA 6 [68]. Variações desta largura da gaussiana serão discutidas abaixo.

O efeito de alteração do momento transversal do estado de charmonium produzido devido às trocas de glúons suaves que neutralizam a cor do par $c\bar{c}$ também foi considerado no CEM-PYTHIA. Introduzimos este efeito adicionando ao momentum do charmonium um momento transversal p_{\perp} aleatório, tomado a partir de uma distribuição gaussiana com largura 0.6 GeV, da mesma forma que para o momento transversal intrínseco. No método Monte Carlo, uma forma de gerar esta variação a partir de uma distribuição gaussiana é o que descrevemos a seguir. Lançando mão de um gerador de números aleatórios, e considerando uma gaussiana

	CEM-NLO	CEM-PYTHIA	SCI-PYTHIA
pQCD	cálculo NLO	LO+PS	LO+PS
mecanismo não-pQCD para eliminação de cor parâmetros:	glúons suaves estatística SU(3): 1/9, 8/9	ídem	reconexões de cor pártons probab. $R = 0.5$
$QQ \rightarrow$ quarkonium	$\rho_{J/\psi} = 0.5$ $\rho_{\psi'} = 0.066$	ídem ídem	estatística de spin $\Gamma_i = (2J_i + 1)/n_i$
m_c	1.5 GeV	1.35 GeV	1.35 GeV
próton	CTEQ5M	CTEQ4L	CTEQ3L
píon	SMRS	GRV-P	GRV-P
k_T intrínscico	0.6 GeV	0.6 GeV	0.8 GeV
p_\perp suave (σ_S)	-	0.6 GeV	-
versão de PYTHIA	-	5.7	5.7
pQCD dominante			
alvo fixo	soft+colinear+virtual	LO	LO
Tevatron	diagramas árvore	PS	PS

Tab. 5.1: Parâmetros dos modelos *CEM-NLO*, *CEM-PYTHIA* e *SCI-PYTHIA*, conforme descrito no texto, na comparação com dados de alvo fixo.

de largura σ_s , podemos gerar uma variação de momento do par $c\bar{c}$ numa direção aleatória. Para um par $c\bar{c}$ com momento transversal $\vec{p}_\perp = (p_x, p_y)$, a magnitude e a direção desta variação de momento é dada por

$$\Delta P_{\perp S} = \sigma_S \sqrt{-\ln(R_1)} \quad (5.3)$$

$$\varphi = 2\pi(R_2), \quad (5.4)$$

onde $R_{1,2}$ são dois números randômicos no intervalo $[0, 1]$ obtidos chamando-se por exemplo a função RLU(0) de PYTHIA 5.7. Após as interações suaves, o momento transversal resultante do par $c\bar{c}$ sofre uma pequena alteração ,

$$p'_x = p_x + \Delta P_{\perp S} \cos \varphi \quad (5.5)$$

$$p'_y = p_y + \Delta P_{\perp S} \sin \varphi \quad (5.6)$$

Este efeito afeta obviamente a distribuição de momentum transversal do J/ψ , dentro dos limites da física suave, sendo significativo em processos onde o charmonium é produzido com pequeno momento transversal, como é o caso de experimentos de alvo fixo. No modelo SCI, a variação de momentum nas trocas de glúons suaves é desprezada, sendo essa uma das razões de termos utilizado uma largura efetiva da gaussiana do momento transversal intrínscico ligeiramente maior no caso do SCI (0.8 GeV) para compensar este fato.

Na tabela 5.1, reunimos as informações sobre os modelos quanto as contribuições perturbativas e não-perturbativas, parâmetros dos modelos, etc, como descrito acima. Comparando estes três modelos, podemos separar diferentes efeitos, ou seja, efeitos do tratamento perturbativo e da modelagem não-perturbativa para a formação de charmonium. Tendo

CEM implementado no programa NLO e em PYTHIA, podemos comparar explicitamente as contribuições perturbativas, ou seja NLO versus LO mais a aproximação de chuveiros partônicos a mais altas ordens. Por outro lado, com SCI e CEM implementados em PYTHIA, podemos comparar explicitamente estes dois modelos não-perturbativos e ver até que ponto eles levam em conta os efeitos suaves observados, com isso dando um modesto passo no entendimento de QCD não-perturbativa.

5.3 Resultados e comparação com os dados

Tendo discutido em detalhe os modelos de produção de quarkonium bem como sua combinação com o tratamento perturbativo, apresentamos nesta seção os resultados destes modelos. Comparações detalhadas entre os modelos foram realizadas, bem como uma extensiva comparação com dados tanto de experimento de alvo fixo quanto do colisionador Tevatron no Fermilab.

5.3.1 Resultados para experimentos de alvo fixo

Nesta seção, vamos comparar os modelos aos dados de diferentes experimentos usando feixes de prótons, antiprótons e píons em diferentes energias, na faixa de 125 a 800 GeV. Os alvos são diferentes núcleos, mas os resultados dos experimentos são sempre re-escalados para representar a seção de choque por nucleon. Com isso, comparamos os modelos diretamente com os dados, tratando interações hádron-núcleon sem incluir efeitos nucleares. A concordância relativamente boa entre os modelos e os dados sugere que os modelos fornecem uma descrição efetiva dos resultados, não havendo fortes efeitos nucleares que deveriam ter sido incluídos.

Para cada conjunto feixe-alvo a uma determinada energia, fizemos simulações com um número muito grande de eventos (de até 5×10^6 eventos em alguns casos), no caso dos modelos baseados em PYTHIA. Os cálculos do modelo baseado no cálculo NLO, por outro lado, envolveram um grande número de iterações no cálculo numérico das integrais, resolvidas com o Monte Carlo Vegas [122]. Assim, ambos os procedimentos envolveram um tempo prolongado de cálculo computacional e análises.

Como um primeiro teste importante, comparamos na Fig. 5.3 a dependência na energia da seção de choque para J/ψ , ψ' e charme aberto obtida no modelo CEM-NLO, com os resultados experimentais disponíveis [169, 170, 171, 172, 173, 174, 175, 176, 177, 178, 179, 180, 181, 182, 183, 184, 185, 186, 187, 188, 189, 190]. Como pode ser visto, obtivemos boa concordância tanto para a normalização da seção de choque quanto para a dependência com a energia. Os parâmetros do CEM foram tomados como $\rho_{J/\psi} = 0.5$ e $\rho_{\psi'} = 0.066$. O valor de $\rho_{J/\psi} = 0.5$ é consistente com estudos anteriores, ao passo que o parâmetro $\rho_{\psi'}$ foi aqui extraído por comparação com os dados, sendo uma nova informação. A seção de choque de charme aberto é obtida considerando-se todos os pares $c\bar{c}$ num estado octeto de cor, juntamente com pares $c\bar{c}$ singleto de cor com massa invariante acima do limiar $D\bar{D}$ (conforme eq. (3.4)). Os resultados obtidos concordam com os dados sem fatores K adicionais. A massa do quark charme afeta a normalização da seção de choque, notamos contudo que o valor $m_c = 1.5$ GeV no modelo CEM-NLO descreve o resultado correto em

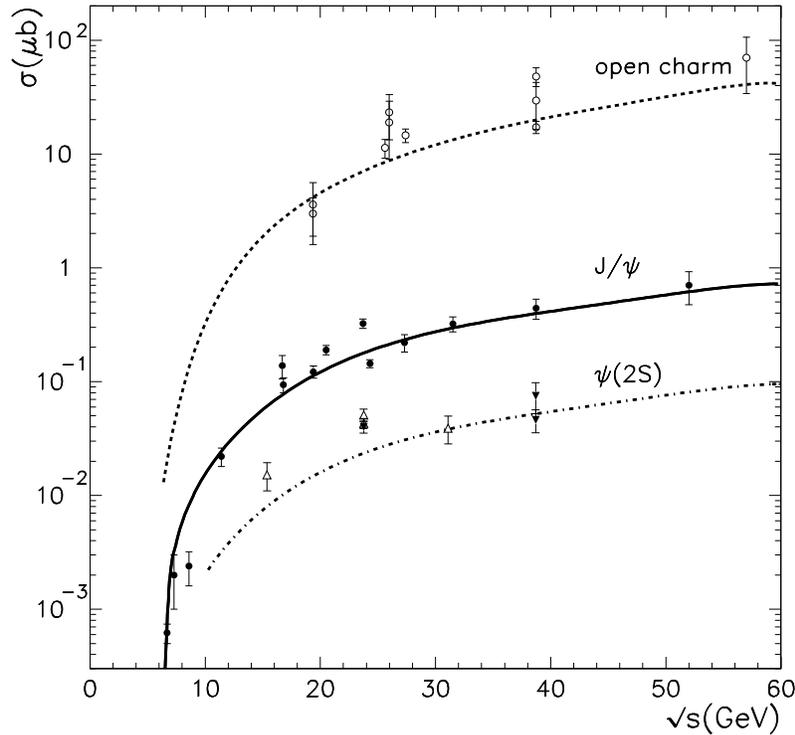


Fig. 5.3: Seção de choque total de J/ψ , ψ' e charme aberto (mésons D) em interações próton-próton, em função da massa invariante \sqrt{s} ; curvas obtidas do modelo CEM-NLO (evaporação de cor combinado com elementos de matriz NLO pQCD), comparadas a uma compilação de dados [169, 170, 171, 172, 173, 174, 175, 176, 177, 178, 179, 180, 181, 182, 183, 184, 185, 186, 187, 188, 189, 190].

todos os estudos realizados neste trabalho.

Embora não tenhamos mostrado explicitamente na Fig. 5.3 o resultado dos outros modelos, ficará implícito da análise das seções de choque diferenciais que eles também descrevem a seção de choque total, pois esta pode ser obtida a partir da integração das seções de choque diferenciais as quais são descritas pelos três modelos, conforme veremos a seguir.

Informações mais detalhadas podem ser obtidas da análise das seções de choque diferenciais. Em particular, concentrar-nos-emos em distribuições na variável de Feynman x_F , definida por $x_F = p_{\parallel}/p_{\parallel\text{max}}$ (fração de momentum longitudinal) no sistema CM hadrônico, e no momento transversal p_{\perp} do J/ψ produzido. Estas distribuições estão mostradas na Fig. 5.4, para feixes de prótons de diferentes energias [187, 188, 189, 191, 192]. Como pode ser visto, os dados são reproduzidos aproximadamente, tanto em forma quanto em normalização, pelos três modelos. Olhando em detalhes das distribuições em x_F , observamos que todas as curvas, em particular a CEM-NLO, decrescem com x_F mais lentamente do que os dados, superestimando um pouco a seção de choque para grande x_F . As distribuições em p_{\perp} são melhor reproduzidas, com somente pequenas diferenças entre os modelos.

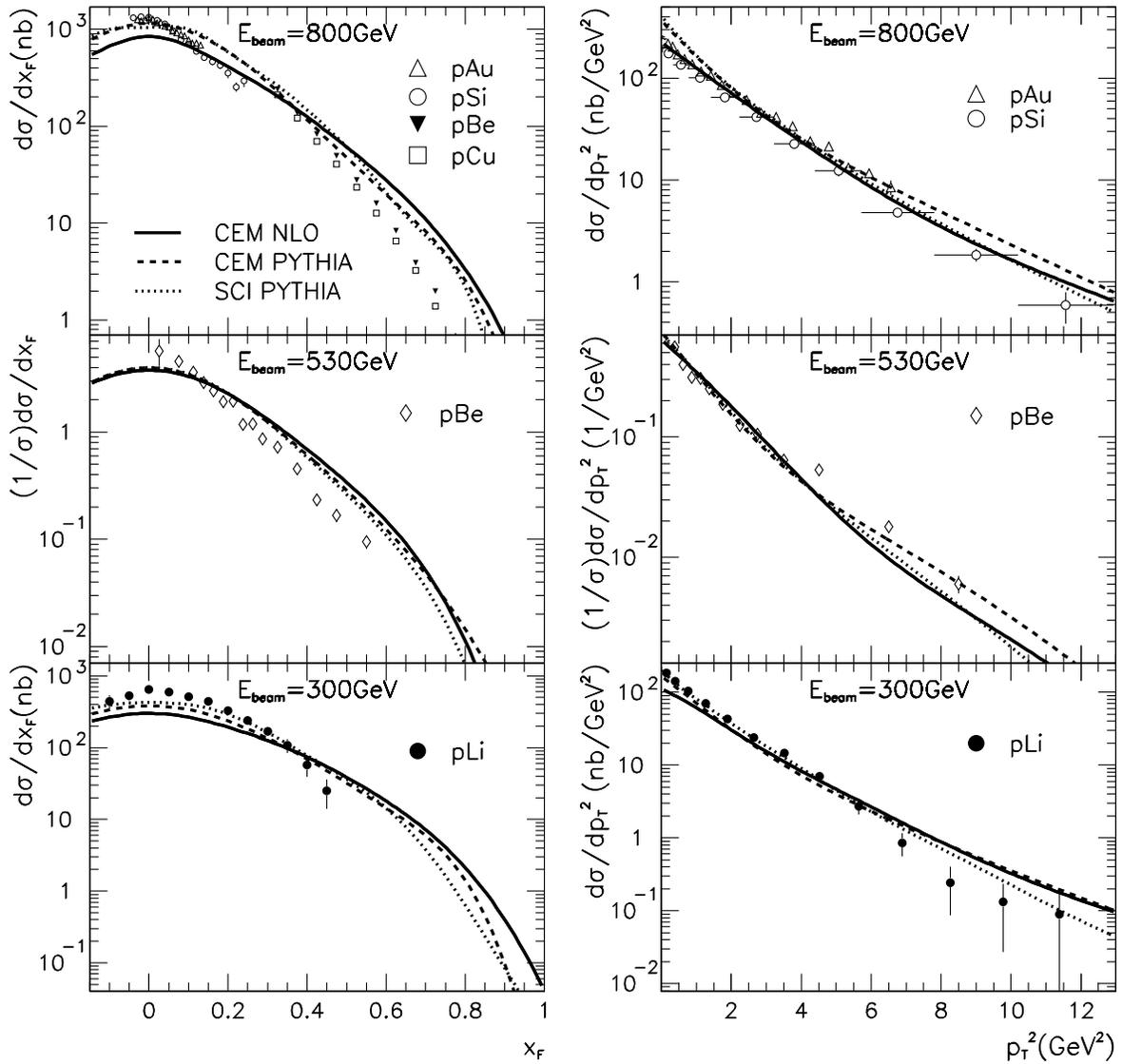


Fig. 5.4: Distribuições em x_F e p_{\perp}^2 do J/ψ produzido com feixes de prótons de energias 800, 530 e 300 GeV em alvo fixo. Dados [187, 188, 189, 191, 192] comparados ao modelo CEM baseado em elementos de matriz NLO pQCD, e CEM e SCI baseados em elementos de matriz LO mais chuviscos partônicos no Monte Carlo PYTHIA .

Tendo o modelo CEM combinado com diferentes tratamentos pQCD da produção de $c\bar{c}$, podemos investigar mais em detalhe efeitos pQCD nas distribuições em x_F e p_{\perp} . A Fig. 5.5 ilustra esta comparação para o caso de prótons incidentes com energia de 800 GeV.

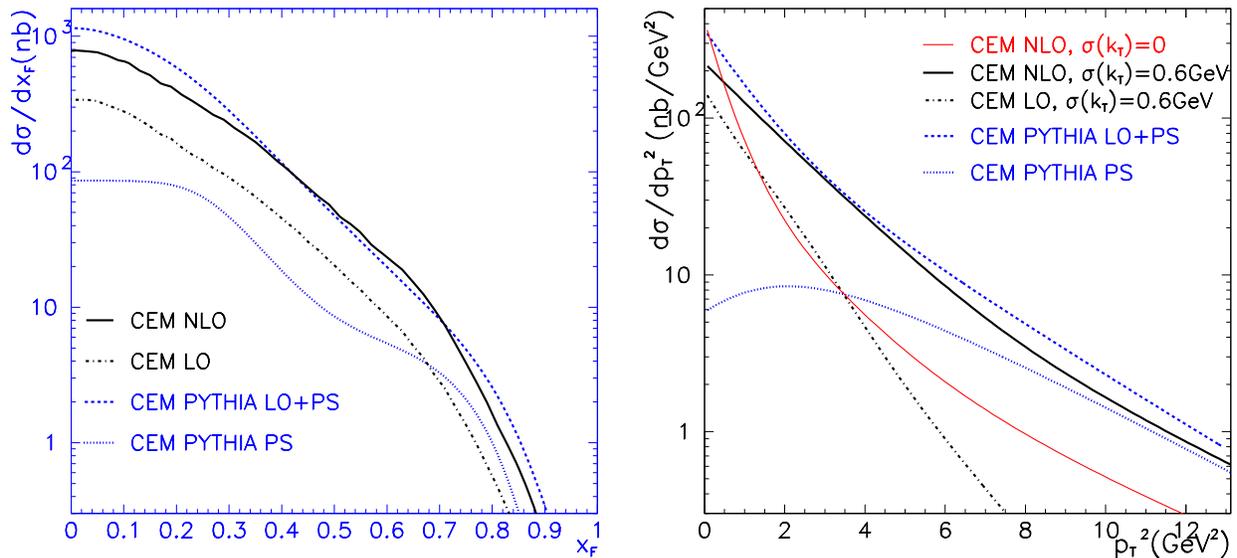


Fig. 5.5: Distribuições em x_F e p_{\perp}^2 do J/ψ (em feixes de prótons de 800 GeV, como na Fig. 5.4) e variações do tratamento pQCD. CEM baseado no programa NLO com $m_c = 1.5$ GeV: elementos de matriz NLO e LO, e NLO sem k_{\perp} intrínseco. CEM baseado em PYTHIA com $m_c = 1.35$ GeV: elementos de matriz LO mais chuveiros partônicos (PS) e a contribuição PS mostrada separadamente.

Para a distribuição em x_F mostrada na Fig. 5.5a, o resultado baseado no programa NLO completo e o baseado nas contribuições LO+PS concordam muito bem, exceto numa diferença de uns 20% a pequeno x_F . A contribuição LO no cálculo NLO corresponde a menos de 50% do resultado total, ou seja, as correções NLO são muito importantes. No resultado LO+PS, contudo, a contribuição PS (com o par $c\bar{c}$ vindo dos chuveiros partônicos de estado inicial e final) nos dá uma contribuição pequena, não importante para a seção de choque total. Assim, nos modelos baseados no programa PYTHIA, a produção de $c\bar{c}$ é dominada pelos processos $2 \rightarrow 2$ em LO, em termos de elementos de matriz contendo explicitamente a massa do quark charme. O uso de um valor de massa menor, $m_c = 1.35$ GeV, em PYTHIA, aumenta a seção de choque, que se torna semelhante à NLO com o valor mais alto de massa, $m_c = 1.5$ GeV. Também verificamos explicitamente este efeito no programa NLO, onde o resultado completo é essencialmente reproduzido, tanto em forma quanto em normalização, pela contribuição LO com o uso da massa do quark charme mais baixa, $m_c = 1.35$ GeV. Isto demonstra que a correção NLO é simulável por um fator K , provindo de correções de emissão de pártons suaves e de correções virtuais. Este fator K pode ser levado em conta efetivamente através do uso de uma massa do quark charme mais baixa nos elementos de matriz LO, fato que suporta o uso fenomenológico do Monte Carlo PYTHIA. Embora a contribuição PS seja pequena na região aqui estudada, esta contribuição torna-se importante para energias CM mais altas, como veremos em resultados posteriores.

Para o entendimento das diferentes contribuições pQCD, as distribuições em p_{\perp} (mostradas na Fig. 5.5b) são ainda mais relevantes. Nos processos LO o par $c\bar{c}$ não pode ser produzido

com p_{\perp} não-nulo, pois não há outros pártons para balancear o p_{\perp} e obter no total o momento transversal essencialmente nulo dos pártons iniciais. Incluindo o momento transversal k_{\perp} intrínseco dos pártons iniciais, descrito por uma distribuição gaussiana, dá origem a uma distribuição decrescente em p_{\perp} . Os resultados experimentais (Fig. 5.4) mostram uma distribuição com maior alcance no domínio de grande p_{\perp} , o que só pode ser reproduzido com a inclusão de processos pQCD de ordens mais altas. O programa NLO dá uma distribuição em p_{\perp} com alcance muito maior no domínio de grande p_{\perp} , mas que ainda é modificada substancialmente pela adição de um k_{\perp} intrínseco, na região de p_{\perp} acessível em energias de alvo fixo. A distribuição em p_{\perp} da abordagem PYTHIA em LO+PS é, para grande p_{\perp} , dominada por desdobramentos de glúons em pares $c\bar{c}$ nos chuveiros partônicos, ao passo que a maior parte da seção de choque vem da região de baixo p_{\perp} onde os diagramas LO dominam. O resultado LO+PS, que também inclui um k_{\perp} intrínseco com a mesma largura da gaussiana, 0.6 GeV, concorda muito bem com o resultado NLO. Isto nos dá uma outra verificação das abordagens NLO e Monte Carlo.

Embora os resultados da Fig. 5.5 sejam para o caso de prótons incidentes com energia de 800 GeV, os principais efeitos vistos acima e as conclusões decorrentes também são válidas para outras energias e partículas-feixe. Portanto, omitimos tais decomposições detalhadas para os casos seguintes, comparando apenas os resultados dos modelos completos com os dados.

Na Fig. 5.6, mostramos as distribuições em x_F e p_{\perp} de J/ψ produzido com feixes de antiprótons de diferentes energias [189, 193]. Como pode ser visto, todos os três modelos reproduzem as características gerais dos dados, tanto em forma quanto em normalização, apesar de ocorrerem desvios menos significantes. Em particular, SCI-PYTHIA tende a superestimar os dados de 125 GeV. Nesta energia, a distribuição em p_{\perp} tende a cair mais lentamente para p_{\perp} mais alto, o que é muito bem descrito pelo modelo CEM-NLO.

A Fig. 5.7 mostra os resultados correspondentes para feixes de píons de diferentes energias [194, 189, 193]. Novamente, os modelos fornecem uma descrição geral razoável dos dados. Em 300 GeV os modelos Monte Carlo descrevem melhor os dados, ao passo que em 125 GeV o modelo CEM-NLO tem uma descrição um pouco melhor do que os modelos Monte Carlo.

Esta comparação com dados de alvo fixo de produção de J/ψ mostra que todos os três modelos reproduzem as principais características dos dados. Focando nos detalhes das diferentes distribuições, vemos várias discrepâncias, de forma que nenhum destes modelos fornece uma descrição excelente de todos os dados. Isto é contudo esperado, visto a simplicidade da parte não-perturbativa destes modelos. As discrepâncias observadas podem portanto estar indicando a necessidade de melhorar os modelos CEM e SCI. Devemos também lembrar que efeitos nucleares foram negligenciados, o que pode não ser apropriado para um entendimento detalhado dos dados. Se considerarmos estes modelos como uma ilustração da incerteza teórica, de forma que as três curvas destes modelos representem uma banda de incerteza, então não há desvios realmente significativos dos dados nas Figs. 5.4, 5.6 and 5.7. Isto mostra que os efeitos físicos essenciais na produção de J/ψ em energias de alvo fixo são levadas em conta por esses modelos que combinam pQCD com trocas suaves de cor.

Dados de produção de ψ' permitem um teste adicional dos modelos CEM e SCI, que consideram todos os estados de charmonium como sendo produzidos pela mesma dinâmica.

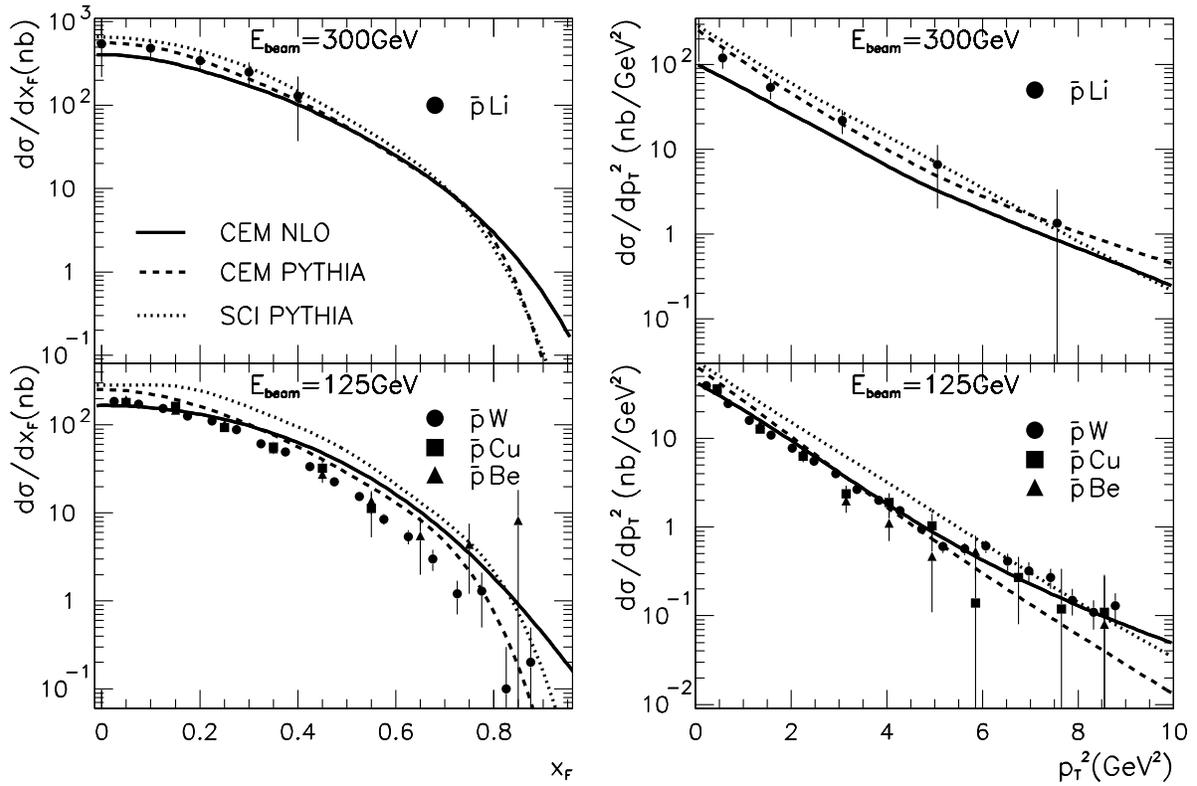


Fig. 5.6: Distribuições em x_F e p_{\perp}^2 do J/ψ produzido com feixes de antiprótons com energias de 300 e 125 GeV em alvo fixo. Dados [189, 193] comparados ao CEM baseado nos elementos de matriz pQCD em NLO, e CEM e SCI baseados nos elementos de matriz em LO mais chuveiros partônicos no Monte Carlo PYTHIA.

Embora não haja tantos dados disponíveis de ψ' quanto para produção de J/ψ , pode-se assim mesmo testar as principais características dos modelos. Na Fig. 5.8 comparamos os modelos aos dados de distribuições em x_F e p_{\perp} para ψ' obtidas com feixes de prótons e de píons. Todos os modelos descrevem muito bem a forma das distribuições. A normalização do CEM é obtida escolhendo-se $\rho_{\psi'} = 0.066$, *i.e.* um fator 7.6 menor do que $\rho_{J/\psi}$. A estatística de spin usada no modelo SCI prediz somente um fator 2 de supressão de ψ' , devendo ser reduzida por um fator 4 adicional para reproduzir os dados. Assim, embora a prescrição da estatística de spin funcione razoavelmente para os dados do Tevatron [116], esta prescrição falha para energias de alvo fixo. Esta discrepância nos instigou a desenvolver um modelo mais elaborado para o mapeamento de pares $c\bar{c}$ em diferentes ressonâncias de charmonium, conforme veremos no capítulo 6.

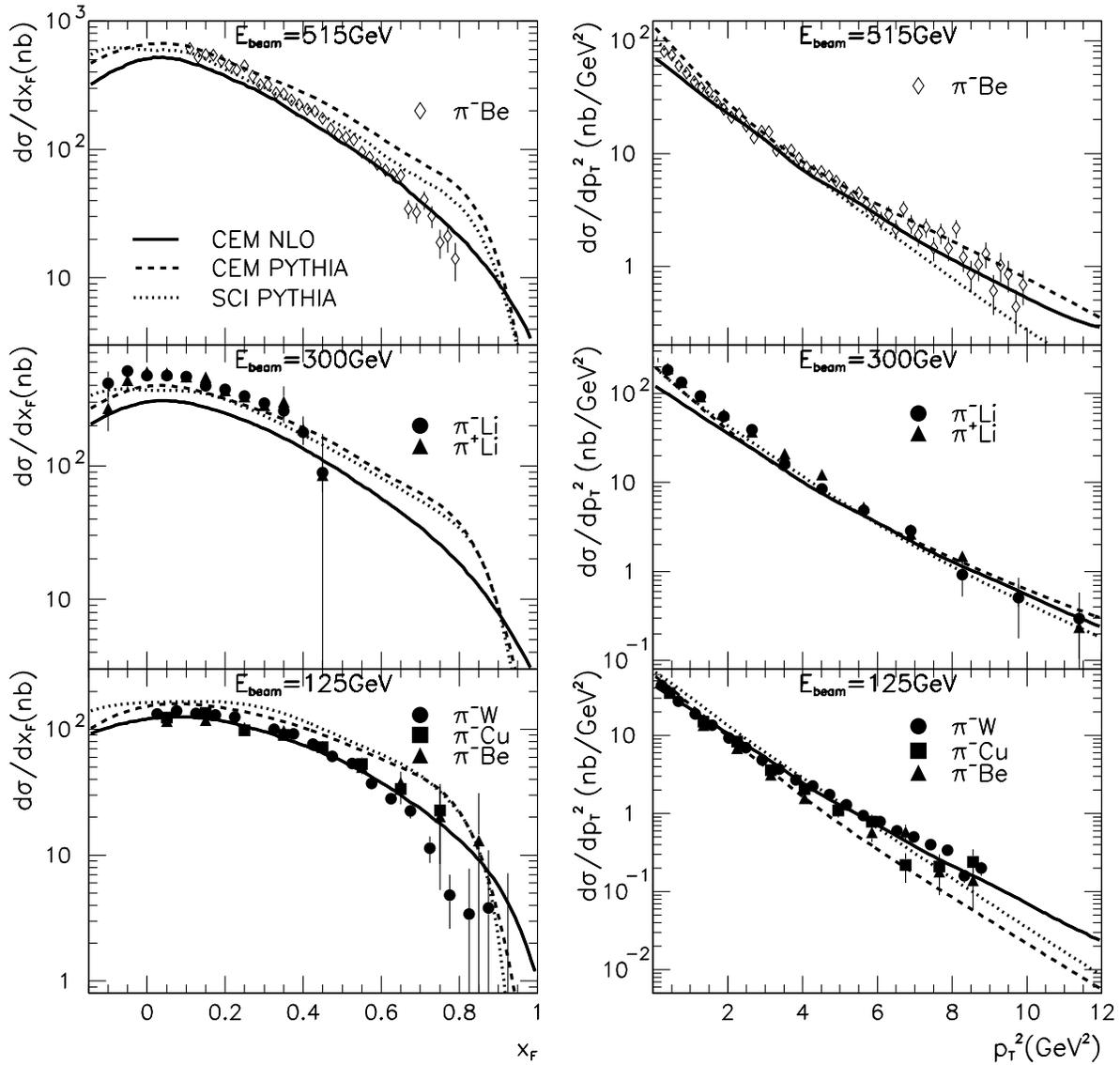


Fig. 5.7: Distribuições em x_F e p_{\perp}^2 do J/ψ produzido com feixes de píons com energias de 515, 300 e 125 GeV em alvo fixo. Dados [194, 189, 193] comparados ao CEM baseado nos elementos de matriz pQCD em NLO, e CEM e SCI baseados nos elementos de matriz em LO mais chuvereiros partônicos no Monte Carlo PYTHIA.

Predições para HERA-B

Nesta seção, apresentamos algumas predições para a produção de charmonium em colisões hadrônicas de alvo fixo a energias de 920 GeV no experimento HERA-B. A medida desta seção de choque poderá auxiliar na distinção entre os modelos de produção. Por um lado,

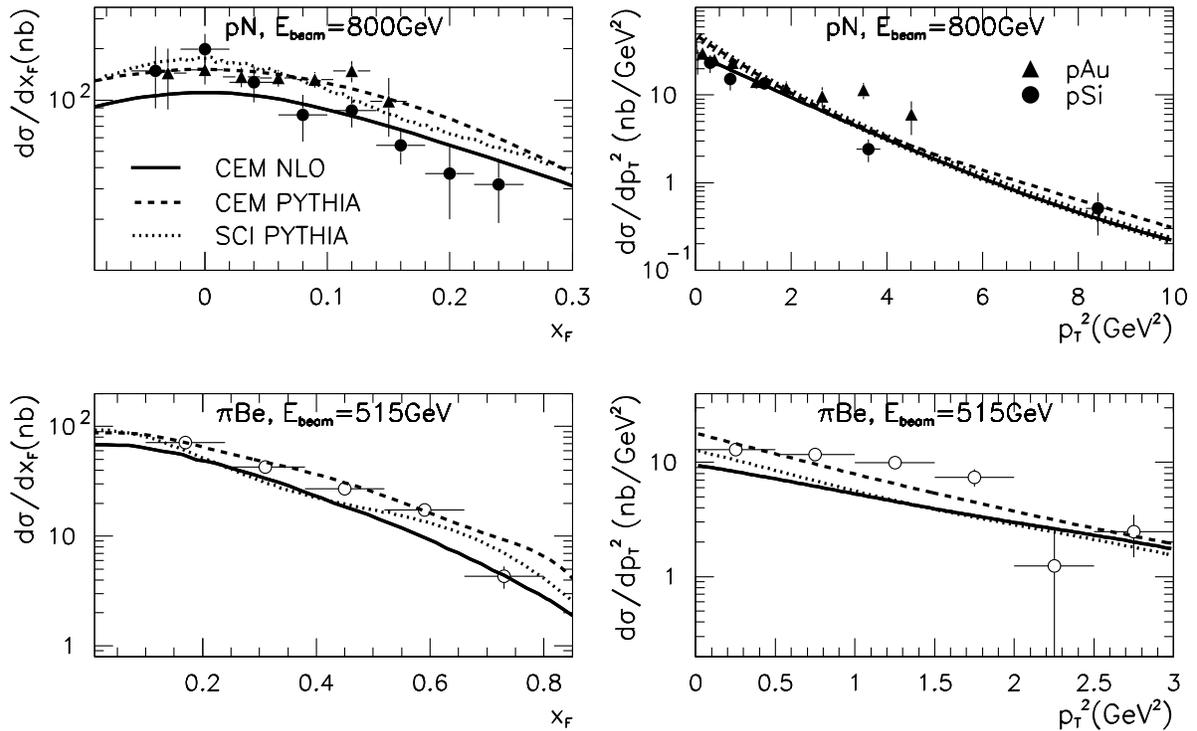


Fig. 5.8: Distribuições em x_F e p_{\perp}^2 de ψ' produzido com feixes de prótons e de píons com energias de 800 e 515 GeV em alvo fixo. Dados [187, 188, 194] comparados ao CEM baseado nos elementos de matriz pQCD em NLO, e CEM e SCI baseados nos elementos de matriz em LO mais chuviscos partônicos no Monte Carlo PYTHIA. A normalização do CEM é dada por $\rho_{\psi'} = 0.066$ e no SCI é incluído um fator de supressão adicional de quatro com respeito à estatística de spin.

este experimento terá uma maior cobertura na região de x_F negativo, em relação a medidas prévias em alvo fixo. Por outro lado, a análise combinada de experimentos de alvo fixo e de colisionadores nos fornece um panorama mais completo de diferentes regiões do espaço de fase, de energias próximas ao limiar de produção (e valores de x relativamente grandes) até altas energias (pequeno x). O comportamento das contribuições perturbativas muda consideravelmente nestes dois regimes. Em energias de alvo fixo, o cálculo NLO é mais apropriado, ao passo que em altas energias termos de ordens mais altas do que NLO são importantes, podendo ser aproximadas pelos chuviscos partônicos a altas ordens na aproximação NLL.

Apresentamos nesta seção uma extensão dos resultados da seção anterior para a produção de J/ψ em HERA-B, o que pode ser medido num futuro próximo. Os resultados mostrados na Fig. 5.9 apresentam um comportamento similar aos da seção anterior, para dados de alvo

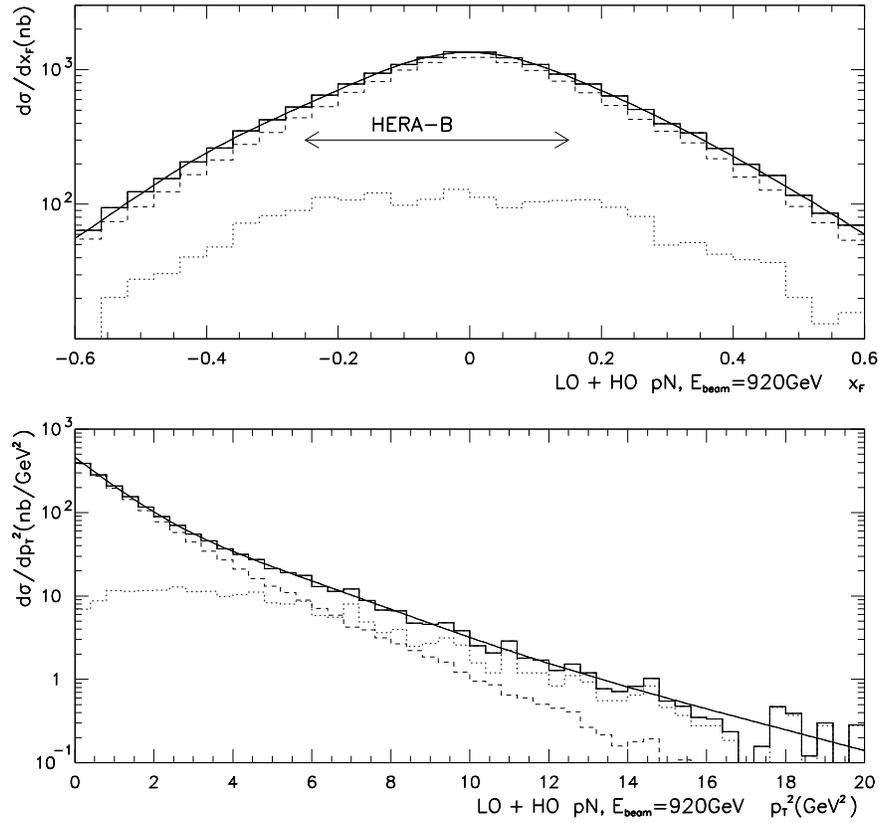


Fig. 5.9: Resultados do modelo CEM para as distribuições em x_F e p_T para a produção de J/ψ em colisões pN em HERA-B.

fixo. A respeito da predição de PYTHIA, a maior parte da seção de choque vem do cálculo massivo, onde o par $c\bar{c}$ é produzido no espalhamento duro por fusão gg e aniquilação $q\bar{q}$, com a massa do charme reduzida conforme discussão anterior. A contribuição do $c\bar{c}$ produzido nos chuveiros partônicos não é importante, exceto na região de mais alto p_\perp da distribuição em p_\perp .

A medida de estados χ_c também será importante para a discriminação do mecanismo de produção correto. Para CEM, permitirá a determinação dos fatores ρ para esses mésons, no caso de a dinâmica perturbativa subjacente ser a mesma para os estados ψ se χ_c (suposição dos modelos CEM, SCI e GAL). Modelos como COM e Singleto de Cor (nas abordagens colinear e da fatorização \mathbf{k}_\perp) empregam diferentes contribuições perturbativas, predizendo comportamentos distintos na seção de choque dos diferentes estados J^{PC} .

5.3.2 Resultados para o colisionador $p\bar{p}$ Tevatron

A fim de investigarmos a dependência dos modelos com a energia, comparamos os resultados com os dados de colisões $p\bar{p}$ de energia $\sqrt{s} = 1800$ GeV no colisionador Tevatron do Fermilab. As colaborações CDF [108, 109, 110, 111] e D0 [112, 113] têm dados para os estados de

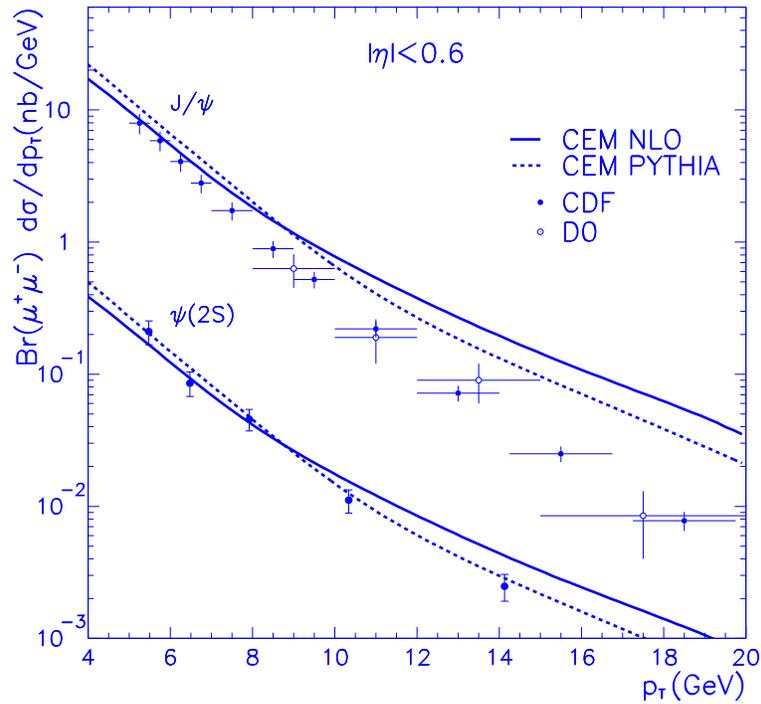


Fig. 5.10: Distribuição em momento transversal de J/ψ e ψ' produzidos em interações $p\bar{p}$ de energia $\sqrt{s} = 1800$ GeV. Dados do colisionador Tevatron das colaborações CDF [108, 109, 110, 111] e D0 [112, 113] comparados aos resultados do CEM combinado com elementos de matriz NLO e ao Monte Carlo PYTHIA.

quarkonium J/ψ , ψ' e Υ . Estes resultados são bem reproduzidos pelo modelo SCI [116]. Nesta seção, fazemos uma comparação similar dos dados com resultados do CEM.

Na Fig. 5.10 mostramos os resultados do CEM, em ambas as versões NLO e Monte Carlo, as quais reproduzem os dados na região de menor momento transversal. Na região de mais alto p_{\perp} os modelos tendem a superestimar os dados, principalmente o modelo CEM-NLO. Neste cálculo, usamos os mesmos parâmetros ρ que os utilizados para energias de alvo fixo, embora se pudesse otimizar a normalização total aos dados do Tevatron tomando o parâmetro ρ uns 10-20% menor.

Como discutido anteriormente, os processos LO para a produção de $c\bar{c}$ não são importantes para produção de charmonium a grande p_{\perp} . É o caso aqui, onde processos pQCD de ordens mais altas dão a contribuição principal, *i.e.* diagramas árvore de ordem $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ na abordagem NLO e chuveiros partônicos na abordagem Monte Carlo. O grande fator K associado com correções de emissão de glúons suaves e correções virtuais aos diagramas LO, pode estar ausente para a região de grande p_{\perp} . Com efeito, a abordagem Monte Carlo não necessita de uma massa do quark charme menor para simular fatores K , mas o mesmo valor $m_c = 1.5$ GeV é usado tanto em CEM-PYTHIA quanto em CEM-NLO. A forma da distribuição em p_{\perp} é bem representada pelos modelos, embora o CEM-NLO em particular tenda a fornecer uma seção de choque muito grande na região de mais alto p_{\perp} .

Os resultados da extrapolação dos modelos para as energias do futuro colisionador LHC

no CERN são apresentados no capítulo 7, onde a produção de J/ψ é considerada como ruído em estudos de violação CP.

5.4 Conclusões

Neste capítulo, desenvolvemos um estudo abrangente da produção de charmonium em interações hadrônicas. Demonstramos a importância tanto de efeitos de dinâmica QCD perturbativa quanto não-perturbativa. Para a produção de um par $c\bar{c}$, mostramos a importância das contribuições de mais altas ordens em teoria de perturbação. Usando um programa computacional contendo os elementos de matriz completos em NLO, há um grande aumento (por um fator dois) da seção de choque total em relação à contribuição de ordem dominante. Uma vez que esta grande contribuição origina-se principalmente de emissões de pártons suaves e colineares combinados com correções virtuais de um laço, pode ser levada em conta efetivamente através de um fator K global. Por esse motivo, os resultados NLO podem ser reproduzidos com os elementos de matriz em ordem dominante tendo a massa do quark charme reduzida a fim de aumentar a seção de choque correspondentemente. Deste modo, podemos usar para fins práticos o Monte Carlo PYTHIA, de grande utilidade fenomenológica. A parte da seção de choque correspondente a alto p_{\perp} do par $c\bar{c}$ é, contudo, dominada por diagramas árvore, disponíveis em $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ no programa NLO, bem como nos chuveiros partônicos da abordagem Monte Carlo.

A formação dos estados de charmonium a partir de um par $c\bar{c}$ é descrita por dinâmica não-perturbativa. A fim de se obter a magnitude da produção de charmonium é necessário levar-se em conta que uma fração dos pares $c\bar{c}$ num estado octeto de cor, mais abundantes, possa ser transformada num estado singleto de cor. Esta é a essência do Modelo de Evaporação de Cor e do Modelo de Interações Suaves de Cor, considerados neste estudo. O CEM utiliza-se de fatores de cor SU(3) para designar uma carga de cor randômica ao par $c\bar{c}$. Para singletos de cor com massa abaixo do limiar do charme aberto, diferentes estados são formados com probabilidades dadas por parâmetros fenomenológicos ($\rho_{J/\psi}$ etc). SCI é um modelo Monte Carlo que simula a troca de glúons suaves entre pártons emergindo do espalhamento duro e remanescentes do estado hadrônico inicial. Os pares $c\bar{c}$ que resultam em singleto de cor (abaixo do limiar do charme aberto) formam diferentes estados de charmonium, baseando-se em estatística de spin.

Combinando-se CEM ou SCI com o tratamento pQCD, obtemos modelos completos que descrevem a produção de charmonium observada. A seção de choque total, bem como as distribuições em x_F e p_{\perp} para J/ψ produzido em colisões de diferentes partículas-feixe e alvos, podem ser razoavelmente bem descritas no largo espectro de energia coberto por experimentos de alvo fixo e no colisionador Tevatron. Ao usarmos os elementos de matriz completos em NLO, não há necessidade de introduzirmos um fator K arbitrário, uma vez que a normalização correta é obtida com o CEM usando-se valores convencionais dos parâmetros. O modelo SCI, tendo seu único parâmetro normalizado por ajuste aos dados de lacunas de rapidez (ou seja, de uma física completamente diferente da de produção de quarks pesados), fornece automaticamente a normalização correta utilizando-se os parâmetros usuais de PYTHIA.

Investigando-se os detalhes dos distribuições em x_F e p_{\perp} , alguns desvios dos resultados

dos modelos dos pontos experimentais podem ser observados. Contudo, considerando-se que os diferentes modelos representam a incerteza teórica, pode-se argumentar que não há desvios muito significantes. Isto mostra que os efeitos físicos essenciais na produção de J/ψ são levados em conta nestes tipos de modelos de trocas suaves de cor, considerados neste trabalho.

Os modelos também são testados com respeito à produção de ψ' , apesar de neste caso existirem muito menos dados disponíveis. As distribuições em x_F e p_\perp disponíveis para ψ' podem ser reproduzidas pelo CEM quando o parâmetro livre $\rho_{\psi'}$ é obtido por ajuste. A estatística de spin, que funciona bem para dados de ψ' no Tevatron, resulta num fator 4 excedente na seção de choque, em relação ao medido em energias de alvo fixo. No capítulo seguinte, desenvolveremos um modelo explícito que reduz esta discrepância.

Os resultados deste capítulo encontram-se publicados no artigo [129], contribuindo para o entendimento dos efeitos recíprocos entre pQCD e interações suaves de cor, mostrando efeitos essenciais dessas duas dinâmicas.

Capítulo 6

Modelo de dinâmica QCD soft para a formação de charmonium

Transformações suaves

Dois quarks pesados
rápidos, homônimos
suavemente se unem
e se perdem
pra certas massas vertem
formam quarkônios.

Pequenas energias
cola imaginária
atrapalham contas
formam matéria.

Neste capítulo, discutimos as taxas relativas de produção de diferentes estados de charmonium, desenvolvendo um modelo para o mapeamento do espectro contínuo de massa do $c\bar{c}$ nos estados de charmonium.

No capítulo anterior, desenvolvemos a fenomenologia dos modelos Modelo de Evaporação de Cor e Modelo de Interações Suaves de Cor para a produção de charmonium em colisões hadrônicas. Uma análise da razão entre a produção de diferentes estados de charmonium revela, contudo, limitações destes modelos de produção, quanto ao mapeamento do espectro contínuo de massa do par $c\bar{c}$ no espectro discreto das ressonâncias físicas de charmonium. Os esquemas usados previamente empregam fatores simples ajustados aos dados no caso do CEM e estatística de spin, conforme referido no cap. 3, seções 3.2 e 3.3, respectivamente. Este último esquema é expandido e melhorado neste capítulo, a fim de se introduzir uma correlação entre as massas dos distintos estados de charmonium. Isto melhora a descrição das taxas relativas observadas, *e.g.*, J/ψ e ψ' .

méson	massa (MeV)	J^{PC}
ψ'	3685.96 ± 0.09	1^{--}
$\eta_c(2S)$	$\sim m_{\chi_{c2}}$	0^{-+}
$\chi_{c2}(1P)$	3556.18 ± 0.13	2^{++}
$h_c(1P)$	$\gtrsim m_{\chi_{c1}}$	1^{+-}
$\chi_{c1}(1P)$	3510.51 ± 0.12	1^{++}
$\chi_{c0}(1P)$	3415.1 ± 0.8	0^{++}
J/ψ	3096.87 ± 0.04	1^{--}
$\eta_c(1S)$	2979.7 ± 1.5	0^{-+}

Tab. 6.1: Valores das massas e números quânticos de momentum angular, paridade e conjugação de carga para os estados de charmonium [2].

6.1 Mapeamento de $c\bar{c}$ em estados de charmonium

Conforme vimos no capítulo anterior, os modelos de produção considerados nesta tese fornecem uma boa descrição dos dados de charmonium, tanto em experimentos de alvo fixo quanto no colisionador Tevatron. Entretanto, os fatores independentes da energia que descrevem o mapeamento do par $c\bar{c}$ nos diferentes estados de charmonium não são entendidos satisfatoriamente. Em particular, a estatística de spin nos fornece uma razão ψ'/ψ aceitável no Tevatron [116], mas falha em energias de alvo fixo, onde se requer um fator de supressão extra de 4 no modelo de interações suaves de cor (SCI). Em outras palavras, a razão ψ'/ψ apresenta uma dependência com a energia, não levada em conta nestes modelos. Neste capítulo, tentamos entender este problema desenvolvendo um modelo que introduz uma correlação entre a massa invariante do par $c\bar{c}$ e a massa do estado final de charmonium.

Nosso modelo é construído inspirado nas seguintes considerações. O par $c\bar{c}$ é produzido num processo pQCD com uma distribuição contínua de massa invariante $m_{c\bar{c}}$. Esta distribuição contínua deve ser mapeada na distribuição discreta de estados físicos de charmonium. As interações suaves que transformam o par $c\bar{c}$ num estado singleto de cor e formam o estado de charmonium podem modificar a massa deste par por algumas centenas de MeV, que é a escala típica das interações suaves, mas grandes alterações do valor da massa deveriam ser suprimidas. Contudo, os diferentes estados de charmonium (η_c , J/ψ , χ_c , ψ') são separados sobre uma região de massa com uma largura de aproximadamente 1 GeV (vide tabela 6.1). Portanto, parece provável que a probabilidade de formar um estado particular de charmonium depende do valor original de $m_{c\bar{c}}$, e não apenas de um fator global como utilizando apenas estatística de spin. Assim, há uma probabilidade maior de formar estados próximos em massa, com uma pequena flutuação do par $c\bar{c}$ no estado de charmonium, do que ocorrer uma maior flutuação de massa e formar um estado de charmonium com massa relativamente longe da massa do par $c\bar{c}$ original. Por exemplo, um par $c\bar{c}$ com massa invariante próxima do limiar de produção $2m_c$ terá uma probabilidade maior de formar um J/ψ do que formar o estado excitado ψ' . Por outro lado, um par $c\bar{c}$ com massa invariante próxima ao limiar do charme aberto $2m_D$ tem uma probabilidade maior de formar ψ' do que o J/ψ . Com base nestas considerações, contruímos o modelo que descrevemos a seguir.

As interações de troca de glúons suaves resultam em flutuações da massa do par $c\bar{c}$, que podem ser modeladas por uma gaussiana

$$G_{sme}(m_{c\bar{c}}, m) = \exp\left(-\frac{(m_{c\bar{c}} - m)^2}{2\sigma_{sme}^2}\right), \quad (6.1)$$

onde $m_{c\bar{c}}$ é a massa do par original, m a massa do par resultante, e a largura de difusão σ_{sme} é da ordem de algumas centenas de MeV. Denotemos as diferentes ressonâncias de charmonium i por funções $F_i(m_i, m)$ centradas em torno de suas massas físicas m_i . Para um par $c\bar{c}$ com uma dada massa invariante $m_{c\bar{c}}$, a probabilidade de formar um certo estado de charmonium é dada por

$$\mathcal{P}_i(m_{c\bar{c}}) = \frac{\int G_{sme}(m_{c\bar{c}}, m) F_i(m_i, m) dm}{\sum_j \int G_{sme}(m_{c\bar{c}}, m) F_j(m_j, m) dm} \quad (6.2)$$

onde a soma se dá sobre todos as ressonâncias de charmonium. Usualmente, as ressonâncias são representadas por funções de Breit-Wigner $\mathcal{P}(m^2)dm^2 = \frac{1}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2\Gamma^2}dm^2$, onde m_i e Γ são a massa e a largura da partícula [2, 65]. Como os estados de charmonium são em geral bastante estreitos, podemos negligenciar a largura destes estados e, conseqüentemente, aproximar as funções F_i por distribuições delta de Dirac $F_i(m_i, m) = s_i\delta(m - m_i)$, onde incluímos um fator peso que leva em conta a estatística de spin, $s_i = (2J_i + 1)/n_i$. Como resultado, temos

$$\mathcal{P}_i(m_{c\bar{c}}) \approx \frac{\int G_{sme}(m_{c\bar{c}}, m) s_i\delta(m - m_i) dm}{\sum_j \int G_{sme}(m_{c\bar{c}}, m) s_j\delta(m - m_j) dm} = \frac{s_i G_{sme}(m_{c\bar{c}}, m_i)}{\sum_j s_j G_{sme}(m_{c\bar{c}}, m_j)}. \quad (6.3)$$

Assim, para uma dada massa invariante $m_{c\bar{c}}$ do par $c\bar{c}$ produzido inicialmente na fase perturbativa, existe uma probabilidade \mathcal{P}_i deste par terminar num estado específico de charmonium.

Uma vez que as interações suaves alteram a massa invariante do par $c\bar{c}$, deve-se também considerar flutuações de massa através do limiar do charme aberto $2m_D$. Assim, um par originalmente abaixo deste limiar pode, através das interações suaves, atingir um valor de massa acima do limiar e daí produzir charme aberto em lugar de charmonium. Da mesma forma, a massa de um par originalmente acima do limiar pode ser reduzida de forma a este par terminar na região de produção de charmonium. Para um dado valor de massa invariante $m_{c\bar{c}}$, a probabilidade do par terminar na região acima do limiar de produção de mésons $D\bar{D}$ é dada pela área da gaussiana das interações suaves nesta região, ou seja,

$$A(m_{c\bar{c}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{sme}} \int_{2m_D}^{\infty} \exp\left(-\frac{(m_{c\bar{c}} - m)^2}{2\sigma_{sme}^2}\right) dm = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{2m_D - m_{c\bar{c}}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{sme}}\right), \quad (6.4)$$

onde $\operatorname{erfc}(x)$ é a função erro complementar. A área complementar $(1 - A)$, multiplicada pela função \mathcal{P}_i , nos dá a probabilidade de produzir um dado estado de charmonium. Estas probabilidades são mostradas na Fig. 6.1 para os vários estados de charmonium. Para um par $c\bar{c}$ original com massa $m_{c\bar{c}}$, temos as frações de produção dos diferentes estados. A probabilidade total resultante para a produção de charmonium, bem como a probabilidade

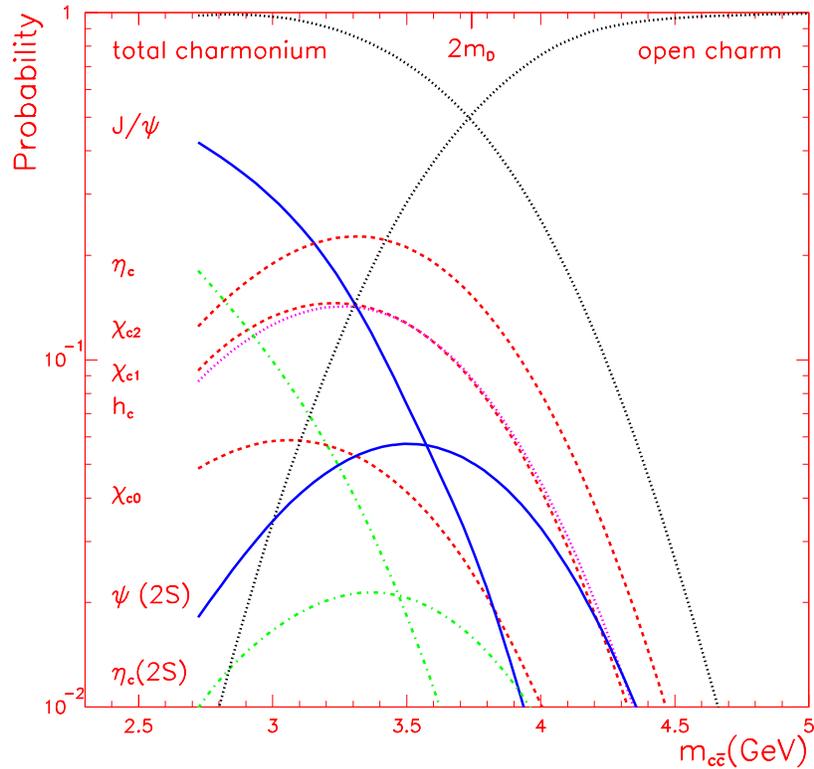


Fig. 6.1: As funções de probabilidade $[1 - A(m_{c\bar{c}})]\mathcal{P}_i(m_{c\bar{c}})$ para os diferentes estados de charmonium, obtidas no modelo de mapeamento, usando uma largura de difusão $\sigma_{sme} = 400 \text{ MeV}$. Também são mostrados a probabilidade total resultante para a produção de charmonium, bem como a probabilidade complementar para a produção de charme aberto.

complementar para a produção de charme aberto, também são mostrados nesta figura. Notemos as contribuições não-nulas para charmonium na região acima do limiar $D\bar{D}$, bem como produção de charme aberto para $m_{c\bar{c}}$ originalmente abaixo deste limiar.

A seção de choque para um dado estado de charmonium pode então ser obtida através da convolução da seção de choque $d\sigma_{c\bar{c}}/dm_{c\bar{c}}$ obtida de pQCD (seção de choque diferencial em massa invariante multiplicada pelas distribuições partônicas das partículas em colisão), com as funções de probabilidade de charmonium, ou seja,

$$\sigma_i = \int_{2m_c}^{\sqrt{s}} dm_{c\bar{c}} \frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{dm_{c\bar{c}}} (1 - A(m_{c\bar{c}})) \mathcal{P}_i(m_{c\bar{c}}). \quad (6.5)$$

Este procedimento para mapear pares $c\bar{c}$ em estados de charmonium pode ser aplicado aos modelos CEM e SCI para fins de comparação aos dados. Neste trabalho, detemo-nos no cálculo de razões entre seções de choque, assim por simplicidade utilizamos na expressão acima apenas o cálculo pQCD em ordem dominante (Eqs. (2.123) e (2.124) do capítulo 2),

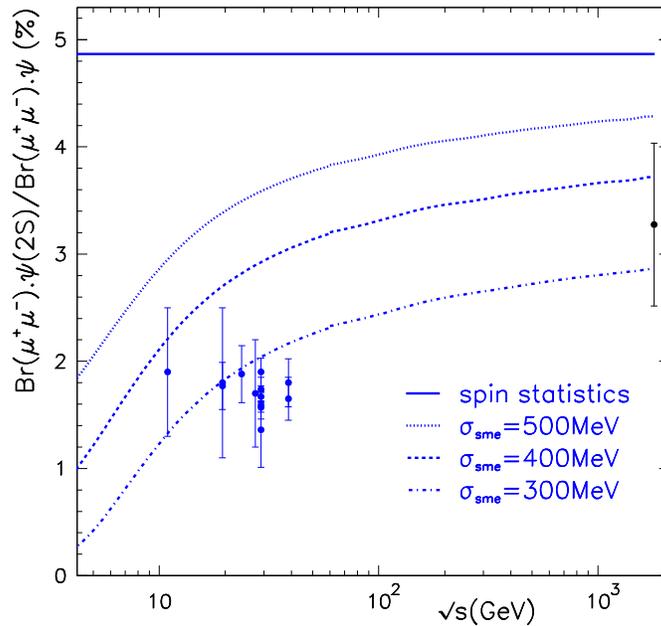


Fig. 6.2: A razão $\psi'/J/\psi$ (multiplicada pelas razões de branching correspondentes para o decaimento em $\mu^+\mu^-$) em interações hádron-hádron de energia CM \sqrt{s} . Dados comparados à estatística de spin e ao nosso modelo de mapeamento, com diferentes larguras da gaussiana das interações suaves, aplicado ao modelo CEM.

e a parametrização GRV94LO [163] para as distribuições partônicas. O fator K proveniente de contribuições de ordens mais altas é o mesmo para os diferentes estados de charmonium, sendo portanto cancelado na razão.

Na figura Fig. 6.2, mostramos a razão entre a produção de ψ' e J/ψ , em função da energia no sistema CM hádron-hádron, para diferentes larguras da gaussiana de interações suaves, comparado a dados de colisões hadrônicas [195, 108, 109, 110, 111]. Neste cálculo, estão incluídos tanto a produção direta de J/ψ como a produção indireta via decaimentos de estados superiores χ_c e ψ' , cujas razões de branching são conhecidas. Estes valores estão mostrados na tabela 6.2 [196]. Como podemos observar na Fig. 6.2, utilizando a estatística de spin isoladamente não se consegue descrever os dados, ao passo que nosso modelo de mapeamento dá uma boa descrição. Em particular, obtemos uma dependência característica com a energia, indicada pelos dados.

As frações de J/ψ produzido diretamente e vindo de decaimentos de estados χ_c e ψ' são mostradas na Fig. 6.3 [190, 197, 108, 109, 110, 111]. Observamos que as taxas de produção direta e J/ψ vindo de decaimentos de χ_c em colisões pión-berílio a energia $\sqrt{s} \cong 31 \text{ GeV}$ [197] desviam significativamente dos outros dados. Da mesma forma que no resultado anterior, fatores simples provenientes de estatística de spin não dão uma boa representação dos dados (excluindo os dois pontos acima citados), ao passo que o nosso modelo fornece uma descrição melhorada, sem grandes discrepâncias.

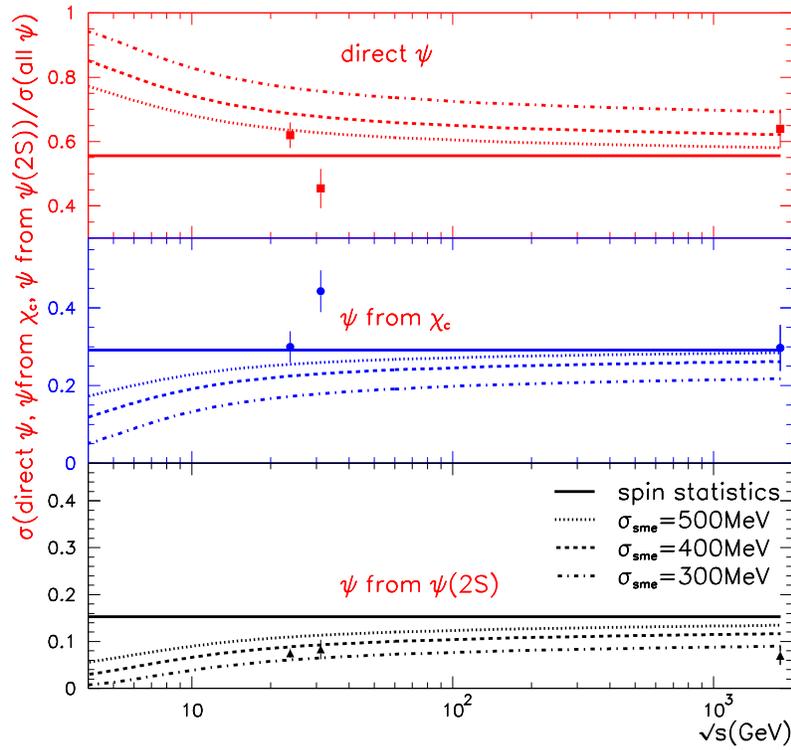


Fig. 6.3: Frações de J/ψ produzido diretamente, e vindo dos decaimentos dos estados de χ_c e ψ' . Dados [190, 197, 108, 109, 110, 111] comparados aos resultados da estatística de spin e ao nosso modelo com diferentes larguras da gaussiana das interações suaves.

A razão χ_{c1}/χ_{c2} é 3 : 5 de acordo com a estatística de spin. Como estes estados de charmonium são muito próximos em massa, a correlação em massa introduzida neste trabalho não altera significativamente o resultado da estatística de spin. Além disso, a situação experimental da determinação desta razão não é clara. O último valor do experimento E771

méson	decaimento	Γ_i/Γ
ψ'	$\rightarrow J/\psi X$	$(55 \pm 5)\%$
ψ'	$\rightarrow \gamma\chi_{c2}(1P)$	$(7.8 \pm 0.8)\%$
ψ'	$\rightarrow \gamma\chi_{c1}(1P)$	$(8.7 \pm 0.8)\%$
ψ'	$\rightarrow \gamma\chi_{c0}(1P)$	$(9.3 \pm 0.9)\%$
$\chi_{c2}(1P)$	$\rightarrow \gamma J/\psi$	$(13.5 \pm 1.1)\%$
$\chi_{c1}(1P)$	$\rightarrow \gamma J/\psi$	$(27.3 \pm 1.6)\%$
$\chi_{c0}(1P)$	$\rightarrow \gamma J/\psi$	$(6.6 \pm 1.8) \times 10^{-3}$

Tab. 6.2: Decaimentos relevantes entre os estados de charmonium e larguras de decaimento conhecidos [196].

é $0.53 \pm 0.20 \pm 0.07$, resultando numa média mundial de 0.31 ± 0.14 para experimentos de alvo fixo [198]. Por outro lado, em colisões $p\bar{p}$ no Tevatron, tem-se taxas de produção aproximadamente iguais para estes dois estados [199].

Temos também verificado que os resultados para J/ψ apresentados no capítulo anterior não mudam significativamente ao usar-se este procedimento de mapeamento ao invés de estatística de spin. A diferença é menor do que 20%, estando portanto dentro da incerteza dos modelos.

Considerando todos os observáveis das Figs. 6.2 e 6.3, o valor preferencial para σ_{sme} é 400 MeV ou menor. Isto vem ao encontro do esperado para a dinâmica não-perturbativa que este modelo deveria descrever (valores característicos em torno de Λ_{QCD}). O novo ingrediente essencial deste modelo, que é a correlação entre a massa invariante do par $c\bar{c}$ e as massas dos diferentes estados de charmonium, nos dá uma melhor descrição de razões dos diferentes estados, comparado ao uso de fatores constantes baseados em estatística de spin. Em particular, estas razões adquirem uma dependência na energia que é particularmente forte em baixas energias, onde os efeitos de limiar são mais pronunciados. Os dados sugerem uma tendência por este efeito, mas uma verificação mais precisa é desejável para confirmar a existência do mesmo.

6.2 Conclusões

Neste capítulo mostramos importantes efeitos da dinâmica de interações suaves na formação dos estados de charmonium em colisões hadrônicas. Além dos modelos de produção estudados nesta tese, fizemos uma generalização do modelo de interações suaves, incluindo novos efeitos não-perturbativos. Assim, as interações suaves de cor não apenas eliminam a cor do par $c\bar{c}$ produzido perturbativamente, mas também modificam a massa desse par, e este efeito torna-se importante na projeção nos diferentes estados de charmonium.

Os modelos de produção de charmonium estudados nesta tese, baseados em interações suaves de cor, funcionam bem para produção de J/ψ . Contudo, para a produção de outros estados, a prescrição de mapeamento dando a taxa de produção de um estado específico, baseada em fatores constantes ad-hoc (CEM) ou em estatística de spin (CEM, SCI), apresenta limitações. Em particular, o modelo SCI baseado em estatística de spin para os diferentes estados de charmonium funciona razoavelmente para dados de ψ' no Tevatron, mas excede por um fator quatro a seção de choque de ψ' em energias de alvo fixo. Esta dependência com a energia das taxas relativas de diferentes estados de charmonium requer características adicionais dos modelos de produção.

Neste capítulo, tentamos resolver este problema desenvolvendo um modelo mais elaborado e original [129], que mapeia os pares $c\bar{c}$ nas ressonâncias de charmonium. A probabilidade de formar um certo estado de charmonium não é dada apenas por estatística de spin, mas também por uma correlação entre a massa invariante do par $c\bar{c}$ e a massa do estado de charmonium. Ressonâncias com massas próximas às do par $c\bar{c}$ original são portanto favorecidas e flutuações através do limiar de charme aberto são consideradas. Este modelo melhora a descrição das taxas relativas de produção de diferentes estados de charmonium, cuja dependência com a energia é indicada pelos dados.

Capítulo 7

Produção de charmonium em colisões hadrônicas: II.

Models

Different models
something in common
similar description
soft intuition.

Beyond all that, the truth.

Neste capítulo, modelos de produção de charmonium contendo dinâmica QCD não-perturbativa são extrapolados para as energias do futuro colisionador LHC. Diferenças de até uma ordem de magnitude ocorrem na predição de J/ψ no LHC, embora todos os modelos descrevam os dados do Tevatron para charmonium a grande p_{\perp} . Um ponto importante no estudo deste capítulo é o tratamento dos efeitos de mais altas ordens, além de NLO. Também discutimos a grande taxa de produção de J/ψ obtida nestes modelos, como fonte de ruído para estudos de violação CP.

7.1 Introdução

Nos capítulos anteriores temos discutido e mostrado em detalhe a interface entre efeitos perturbativos e não-perturbativos da QCD na produção de charmonium, comparando os modelos de produção completos com dados de alvo fixo e de colisionadores. Mostramos também o papel das correções NLO, bem como a descrição efetiva dessas correções nas abordagens baseadas em programas Monte Carlo. Na falta de um entendimento mais profundo de QCD não-perturbativa, utilizamos modelos de produção para um tratamento de efeitos suaves. Os dados do Tevatron [108, 109, 110, 111, 112, 113] para J/ψ , ψ' e Υ produzidos com grande momento transversal, são subestimados por um fator de até 50 pelo modelo

singleto de cor (CSM) [105, 106], baseado em pQCD, onde o par $Q\bar{Q}$ deve ser produzido, já a nível partônico, num estado singleto de cor e com os mesmos números quânticos do estado de quarkonium a ser detectado. Este déficit de um fator 50 na taxa de produção pode ser explicado considerando-se pares $Q\bar{Q}$ produzidos num estado octeto de cor, podendo ser transformados em singleto através de alguma dinâmica soft. Neste capítulo, estendemos a análise para os seguintes modelos: o *Modelo de Evaporação de Cor (CEM)* [114, 115], o *Modelo de Interações Suaves de Cor (SCI)* [116], o *modelo Lei das Áreas Generalizado (GAL)* [117] e o *modelo Octeto de Cor (COM)* [118, 119, 120, 121, 122]. Todos estes modelos podem ser otimizados de forma a descrever os dados do Tevatron.

O resultado mais importante deste capítulo consiste na extrapolação destes modelos para a energia do futuro experimento LHC no CERN, onde examinamos a incerteza teórica na taxa de produção de charmonium. Dados futuros do LHC nos permitirão discriminar entre os modelos, contribuindo para o entendimento dos mecanismos não-perturbativos envolvidos.

A produção de J/ψ é também importante como ruído em estudos de violação da simetria CP (C e P são os operadores conjugação de carga e paridade) baseados em decaimentos de mésons B em $J/\psi X$, sendo X mésons K_s^0 , ϕ etc [200]. O decaimento direto do méson B_b^0 em $J/\psi K_s^0$ não viola a simetria CP. Contudo, no Modelo Padrão esperam-se grandes efeitos de violação CP em reações envolvendo o méson B neutro. A violação CP ocorre devido ao fato de os autoestados de interação fraca diferirem dos autoestados de massa, sendo relacionados por uma matriz de mistura de quarks, a matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM ou V_{CKM}). Por convenção, esta matriz opera apenas nos quarks com carga negativa (d,s,b) relacionando-os com os autoestados de interação fraca (d' , s' , b') por

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (7.1)$$

onde

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (7.2)$$

A unitariedade da matriz CKM leva a um conjunto de relações entre os seus elementos, relacionados aos sistemas de mésons neutros compostos de um quark e um antiquark de diferentes gerações, ou seja, $D^0(c\bar{u})$, $K^0(d\bar{s})$, $B_d^0(d\bar{b})$ e $B_s^0(s\bar{b})$. Para o sistema B_d neutro tem-se a relação

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0, \quad (7.3)$$

que pode ser representada por um triângulo no plano complexo, chamado triângulo de unitariedade, cujos ângulos (α , β , γ) podem ser vinculados através da medida dos vários modos de decaimento dos mésons B. O mecanismo de oscilação do méson B envolve uma constante de acoplamento complexa entre os quarks top e down, presente nos diagramas da Fig. 7.1. A interferência deste acoplamento com o acoplamento de decaimento direto leva à violação da CP, podendo este efeito ser medido de diferentes taxas de decaimento para os dois mésons B neutros decaindo no mesmo estado final. A seção de choque para

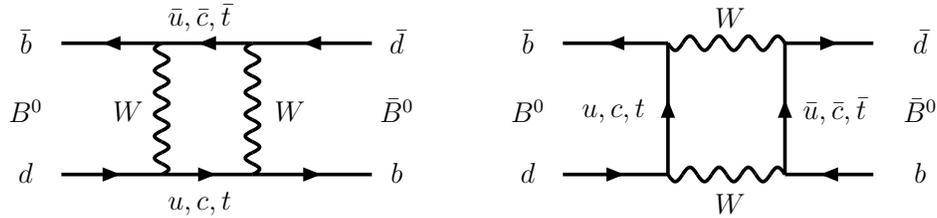


Fig. 7.1: Diagramas de Feynman da mistura B_d^0/\bar{B}_d^0 .

a produção de B no LHC é bastante alta em comparação com colisionadores e^+e^- , mas corresponde a apenas uma pequena fração da seção de choque inelástica total (0.7%). O sistema de filtragem (trigger) para física de B necessita portanto ser muito seletivo, sendo baseado tipicamente em léptons do decaimento do J/ψ . Estudos destes sistemas de filtragem mostram que o J/ψ é de fato uma fonte de ruído [201]. O J/ψ que emerge do vértice de interação primário pode ser distingüido com relativamente boa eficiência do J/ψ proveniente de decaimentos de B , que são produzidos num vértice secundário localizado tipicamente a algumas centenas de micrômetros do vértice primário. Contudo, ainda permanece um ruído de charmonium, que afeta as análises de física de B e estudos associados de violação CP, como medidas do ângulo de mistura $sen2\beta$ [201].

Na seção 7.2 discutimos os modelos de produção e sua normalização aos dados do Tevatron. A extrapolação para a energia do LHC é feita na seção 7.3, onde analisamos as diferenças entre os modelos, e por fim consideramos o J/ψ produzido nas colisões, como fonte de ruído em estudos de violação CP [201]. Os resultados deste capítulo encontram-se publicados na Ref. [202].

7.2 Modelos de interações suaves de cor e comparação com os dados do Tevatron

Uma descrição detalhada dos modelos CEM, SCI e GAL foi desenvolvida no capítulo 3, e várias aplicações fenomenológicas foram apresentadas nos capítulos 4 e 5. A seguir, discutiremos apenas alguns aspectos relevantes para o estudo deste capítulo, que trata de mais aplicações fenomenológicas dos modelos de produção de quarkonium. Os modelos CEM, SCI e GAL são baseados numa abordagem fenomenológica similar, onde interações suaves de cor podem mudar o estado de cor de um par $c\bar{c}$ de octeto para singlete. Estes modelos empregam os mesmos processos pQCD duros para a produção de um par $c\bar{c}$, independentemente do seu estado de spin. Os processos em ordem dominante (LO) são $gg \rightarrow c\bar{c}$ (Fig. 7.2a) e $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$. A produção de quarks pesados recebe grandes contribuições dos diagramas em segunda ordem dominante (NLO) [91, 92, 93]. Correções virtuais aos processos LO juntamente com emissões de glúons colineares e suaves dão um aumento da seção de choque que pode ser aproximado por um fator K multiplicado pela seção de choque LO. Os processos

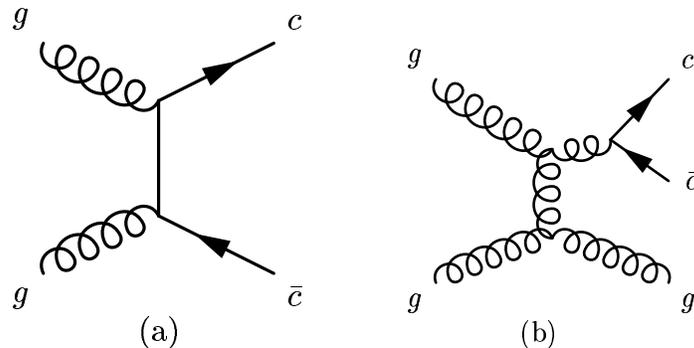


Fig. 7.2: Ilustração de processos de produção de $c\bar{c}$ em (a) ordem dominante (α_s^2) e (b) segunda ordem dominante (α_s^3).

LO e estes processos NLO não podem produzir um J/ψ com grande p_\perp , uma vez que não há nada para compensar o seu p_\perp e resultar no momentum transversal essencialmente nulo dos pártons iniciais. De importância para a produção de J/ψ a grande p_\perp são os diagramas árvore NLO, com um terceiro pártão duro para balancear o p_\perp do par $c\bar{c}$. A contribuição mais importante é dada pelo diagrama da Fig. 7.2b. Embora seja uma correção $\mathcal{O}(\alpha_s)$ em termos do desdobramento gluônico $g \rightarrow c\bar{c}$ aplicado ao processo básico $2 \rightarrow 2$, $gg \rightarrow gg$, é numericamente grande, pois este tem uma seção de choque $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ muito maior do que os processos de produção de $c\bar{c}$ em LO. Elementos de matriz com massas de quarks não nulas estão disponíveis somente até NLO. Ordens ainda mais altas podem ser esperadas ser importantes no Tevatron e no LHC. A razão é que nestas energias muitos glúons podem ser emitidos e sua virtualidade não necessita ser muito grande para permitir um desdobramento num par $c\bar{c}$. Os processos de mais altas ordens podem ser descritos aproximadamente pela abordagem de chuviscos partônicos disponível no Monte Carlo PYTHIA [67], onde em todos os processos QCD $2 \rightarrow 2$ básicos, os pártons incidentes e espalhados podem se ramificar, como descrito pelas equações DGLAP [32, 33, 34].

Neste capítulo, com o intuito de comparar os três modelos de produção, nos restringiremos a implementação destes modelos no gerador de eventos PYTHIA 5.7, cuja descrição resumamos na Tab.7.1. A comparação dos modelos CEM, SCI e GAL com os dados do colisionador Tevatron é mostrada na Fig. 7.3. Como pode ser notado, estes modelos fornecem uma descrição razoável dos dados, embora GAL apresente uma tendência maior de superestimar os dados de grande p_\perp . Apesar de haver desvios no comportamento em momento transversal na região de mais altos valores de p_\perp , a normalização total é descrita corretamente pelos modelos. Para o modelo CEM, tal é obtido ajustando $\rho_{J/\psi} = 0.43$ e massa do charme 1.5 GeV. A parametrização das distribuições partônicas utilizada foi a CTEQ4L [166], mas verificamos que o resultado varia pouco se usamos as parametrizações GRVHO [163] ou CTEQ2L [203] (*e.g.* CTEQ2L reduz a normalização em poucas unidades percentuais). Os modelos SCI e GAL não foram ajustados a estes dados, mas o resultado também é sensível à massa do quark charme (foi utilizado o valor $m_c = 1.35$ GeV, padrão no programa PYTHIA 5.7). Neste caso, as densidades partônicas utilizadas são as mesmas que as de aplicações prévias destes modelos [138, 139, 135, 136, 116, 117], ou seja, CTEQ3L

	CEM	SCI	GAL	COM
mecanismo pQCD	LO+PS	LO+PS	LO+PS	seleção de diagramas NLO
mecanismo não-pQCD	glúons suaves	reconexões de cor pártons	reconexões de cor cordas	glúons suaves
parâmetros:	estatística SU(3): 1/9, 8/9	prob. $R = 0.5$	supressão da área $R = 0.1, b = 0.45$	elementos de matriz NRQCD
$Q\bar{Q} \rightarrow$ quarkonium	parâmetro $\rho_{J/\psi} = 0.43$	estatística de spin $\Gamma_i = (2J_i + 1)/n_i$	estatística de spin	projeção \rightarrow números quânticos
m_c	1.5 GeV	1.35 GeV	1.35 GeV	1.48 GeV
próton	CTEQ4L	CTEQ3L	CTEQ4L	CTEQ2L,MRSTD0
k_T intrínscio	0.6 GeV	0.6 GeV	0.8 GeV	
PYTHIA	5.7	5.7	5.7	5.7
pQCD dominante				
Tevatron	PS	PS	PS	NLO
LHC	PS (altas ordens)	ídem	ídem	NLO

Tab. 7.1: Parâmetros dos modelos CEM, SCI, GAL e COM, conforme descrito no texto, resumizando a descrição dos modelos utilizados neste capítulo.

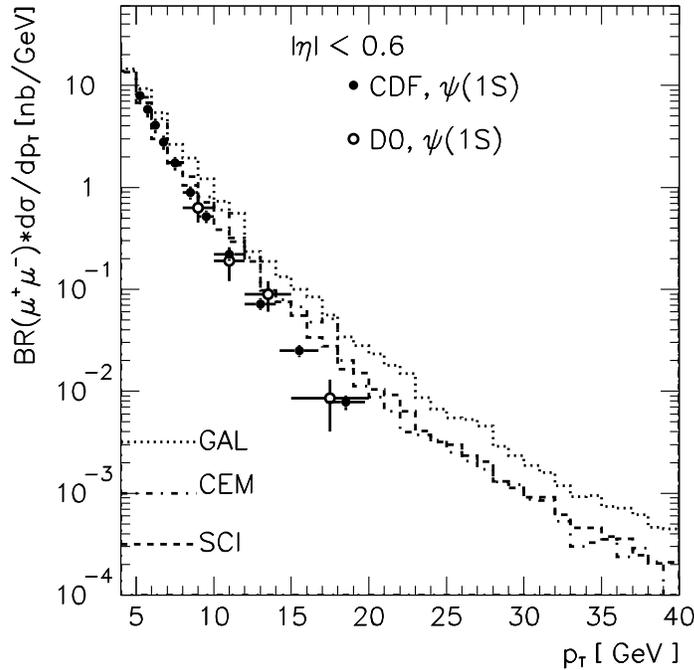


Fig. 7.3: Distribuição em momento transverso de J/ψ como observado pelas colaborações CDF e D0 [108, 109, 110, 111, 112, 113] em interações $p\bar{p}$ no Tevatron e obtidos nos modelos CEM, SCI e GAL.

[167] para SCI e CTEQ4L [166] para GAL. Os valores dos parâmetros essenciais R e R_0 nos modelos SCI e GAL são, como discutido no capítulo 3, dados pela taxa de eventos com lacunas de rapidez no espalhamento profundamente inelástico. Contudo, o modelo SCI é bastante estável com respeito a variações do parâmetro R , tal que R pode ser escolhido na faixa 0.2–0.5. Devemos enfatizar que não há necessidade de um fator K arbitrário em nenhum dos modelos utilizados, uma vez que correções pQCD de ordens mais altas já estão incluídas através da aproximação de chuveiros partônicos.

Tendo em vista a nova tomada de dados no Tevatron com luminosidade aumentada (RUN II), esperam-se novos dados de J/ψ extendendo-se para mais alto momentum transversal, o que ajudaria a melhor testar e vincular os modelos de produção. Incluímos portanto na Fig. 7.3 predições dos modelos para valores mais altos de p_\perp até 40 GeV, mostrando que os modelos CEM e SCI são muito próximos, ao passo que o modelo GAL produz uma seção de choque um tanto mais alta na região de mais alto p_\perp . Novos dados poderiam ajudar a discriminar ou melhorar os modelos, resultando na redução de incertezas nas predições dos modelos.

Baseado na habilidade destes modelos reproduzirem razoavelmente os dados do Tevatron presentes até o momento, vamos a seguir extrapolar para a energia do futuro colisionador LHC no CERN.

7.3 Extrapolação para o LHC

A aplicação destes modelos de produção para a energia mais alta do colisionador LHC, *i.e.* $\sqrt{s} = 14$ TeV, é apropriada uma vez que estes incluem uma dependência razoável com a energia. A produção do par $c\bar{c}$ é dada por processos duros tratados por pQCD, com uma dependência bem definida com a energia. As interações suaves que transformam estados octeto de cor em singletos de cor não têm uma dependência explícita na energia, similarmente ao processo de hadronização normal. No entanto, os modelos SCI e GAL contêm uma dependência implícita na energia, pois eles atuam na topologia do estado partônico (SCI) ou na topologia de cordas (GAL), os quais dependem da energia de colisão.

Resultados dos modelos, mantendo todos os parâmetros fixos da comparação com os dados do Tevatron, são mostrados na Fig. 7.4. A distribuição em p_\perp é bastante similar para os três modelos, apesar de diferirem na região de mais alto- p_\perp , e GAL apresentar um comportamento que decresce um pouco mais lentamente com p_\perp . Estas predições não são esperadas ser muito precisas visto a simplicidade destes modelos que tentam descrever fenômenos da QCD não-perturbativa, ainda não bem conhecida. A normalização das curvas, que é por exemplo sensível ao valor da massa do quark charme, não deveria ser tomada como mais precisa do que dentro de um fator dois.

A fim de considerarmos o que pode realisticamente ser medido, mostramos na Fig. 7.4b a distribuição na pseudo-rapidez do J/ψ , definida como $\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p+p_z}{p-p_z} \right)$, onde p é o módulo do tri-momentum e p_z é o momentum longitudinal do J/ψ . Também indicamos as regiões de

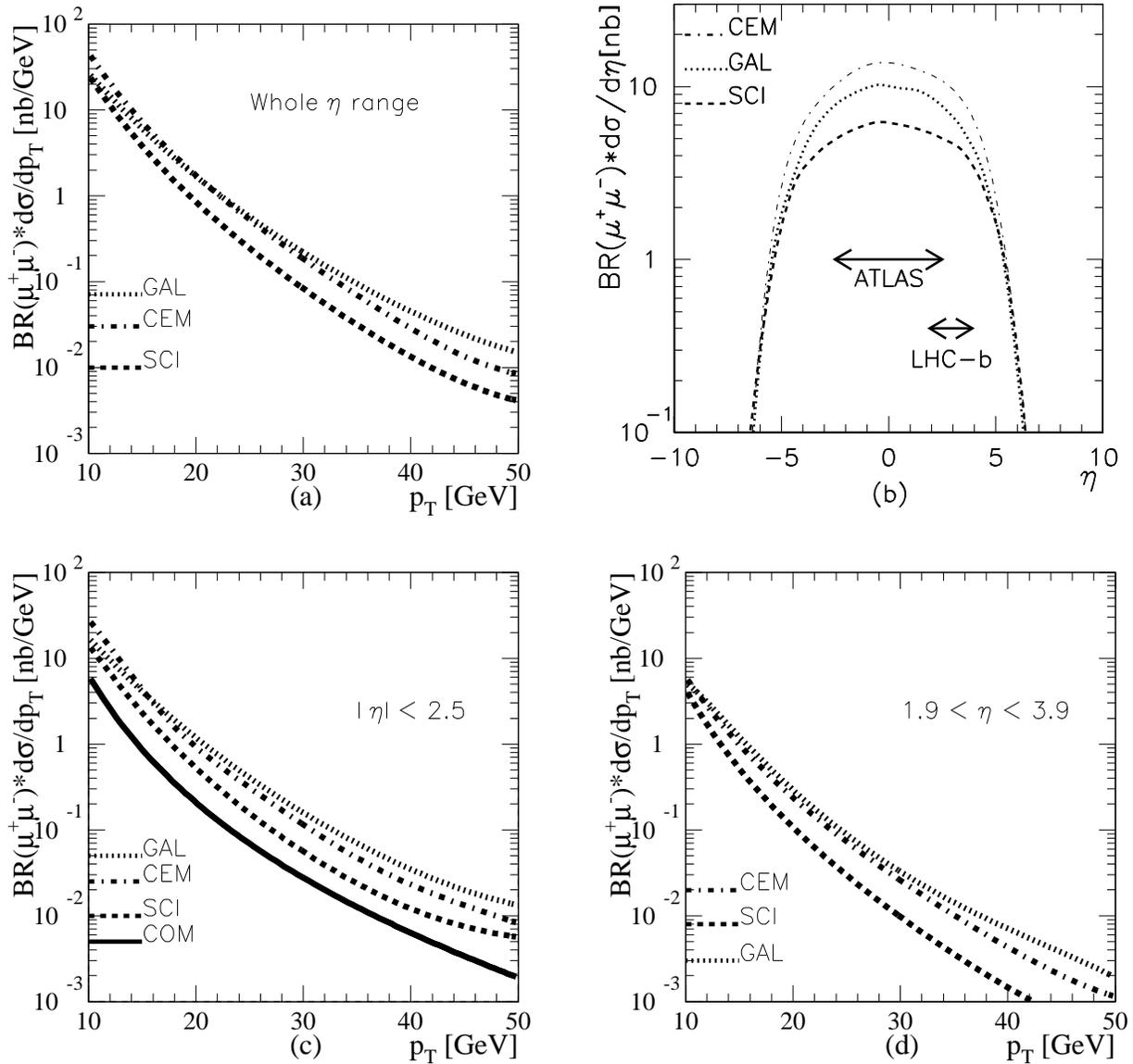


Fig. 7.4: Seções de choque diferenciais em momentum transverso e em rapidez para o J/ψ em colisões pp em energias de $\sqrt{s} = 14$ TeV, baseado nos modelos CEM, SCI e GAL. Em todos os casos, somente J/ψ com $p_{\perp}^{J/\psi} > 10$ GeV são considerados. Em (c, d) considera-se o decaimento do J/ψ em $\mu^+\mu^-$, que são requeridos estarem dentro da região de pseudo-rapidez coberta pelos detectores ATLAS e LHC-b, respectivamente. Por comparação, resultados COM de [204, 205] estão incluídos em (c).

aceitância dos experimentos ATLAS e LHC-b do LHC. Requerendo os múons do decaimento do J/ψ estarem dentro destas regiões de pseudo-rapidez coberta pelos detectores, obtemos os resultados (c) e (d) da Fig. 7.4, os quais mostram seções de choque efetivas mais baixas que no caso geral da Fig. 7.4a, bem como diferenças um pouco maiores entre as curvas dos diversos modelos. Desta forma, a Fig. 7.4 mostra um comportamento muito pouco

diferenciado entre os modelos como função da rapidez e do momentum transversal, mas um estudo mais detalhado das diferenças é prematuro enquanto ainda não se tenha dados disponíveis, mostrando que os modelos dão uma descrição razoável da produção de J/ψ na energia do LHC. Um refinamento dos modelos poderá então reduzir estas diferenças, assim não está tão claro até que ponto estas diferenças podem ser exploradas a fim de discriminarmos entre os mesmos e melhor distinguirmos detalhes do mecanismo de produção de charmonium. Tal discriminação só será possível com a obtenção de dados de alta precisão.

Neste ponto, podemos fazer uma comparação interessante com um cálculo prévio de produção de J/ψ no modelo COM [204, 205]. Como podemos notar na Fig. 7.4c, o resultado do COM está significativamente abaixo dos outros modelos. O resultado do modelo COM baseia-se no uso de elementos de matriz pQCD em NLO. Para alto p_\perp , o processo dominante é, como discutido acima, o processo $gg \rightarrow c\bar{c}g$, de ordem $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ (Fig. 7.2b). Os autores de [205] estimaram o efeito de emissões de glúons em mais altas ordens através da aproximação de um deslocamento da distribuição de momentum do par $c\bar{c}$ (estimando assim efeitos de deslocamento de momentum devido às emissões de chuveiros partônicos). Contudo, uma vez que a contribuição $g \rightarrow c\bar{c}$ dos chuveiros partônicos não foi incluída, estas correções de mais alta ordem aplicadas não alteram a normalização da seção de choque para produção de $c\bar{c}$, mas apenas alteram a forma da distribuição de momentum, que se torna mais suave devido à radiação de glúons.

Nossos cálculos com os modelos CEM, SCI e GAL empregam elementos de matriz em ordem dominante e incluem o mecanismo completo de evolução de chuveiros partônicos, inclusive as contribuições $g \rightarrow c\bar{c}$ em qualquer desdobramento. Este procedimento nos fornece uma estimativa da seção de choque de produção de $c\bar{c}$ incluindo todas as ordens de teoria de perturbação. Para vermos até que ponto esta é a razão para a diferença observada, simulamos os elementos de matriz em $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$, incluindo apenas os pares $c\bar{c}$ provenientes do primeiro desdobramento do chuveiro partônico (conforme a Fig. 7.2b). Isto é feito rodando o programa PYTHIA utilizando a opção MSTP(125)=2, que mostra o evento completo incluindo o detalhamento de todas as emissões intermediárias dos chuveiros partônicos. Com isso, podemos identificar os pares $c\bar{c}$ provenientes da primeira emissão e rejeitar pares $c\bar{c}$ provenientes de emissões posteriores. Por exemplo, eventos contendo a emissão de um par $c\bar{c}$ após a emissão de um ou mais glúons duros são rejeitados, pois representam processos em mais altas ordens do que NLO. Os resultados deste procedimento estão mostrados na Fig. 7.5. Uma vez que estamos interessados em mostrar explicitamente o efeito de omitir a produção de $c\bar{c}$ em mais altas ordens, não alteramos os parâmetros do modelo para um novo ajuste aos dados experimentais (poderíamos por exemplo considerar uma massa do charme menor para compensarmos a perda de contribuições de ordens mais altas). Comparado aos resultados dos modelos completos incluindo $c\bar{c}$ de qualquer desdobramento, a nossa aproximação de primeiro desdobramento resulta de fato numa seção de choque de J/ψ mais baixa. Na energia do Tevatron (Fig. 7.5a), a diferença é pequena e poderia ser ao menos parcialmente absorvida na redefinição dos parâmetros como m_c e α_s . Contudo, na região de baixo p_\perp , onde os dados são mais precisos, notamos um favorecimento do resultado completo incluindo todas as ordens. No LHC (Fig. 7.5), onde se tem muito mais energia disponível para construir um chuveiro partônico bem mais estendido, a diferença entre o modelo completo e a aproximação de primeiro desdobramento é bem maior, alcançando até

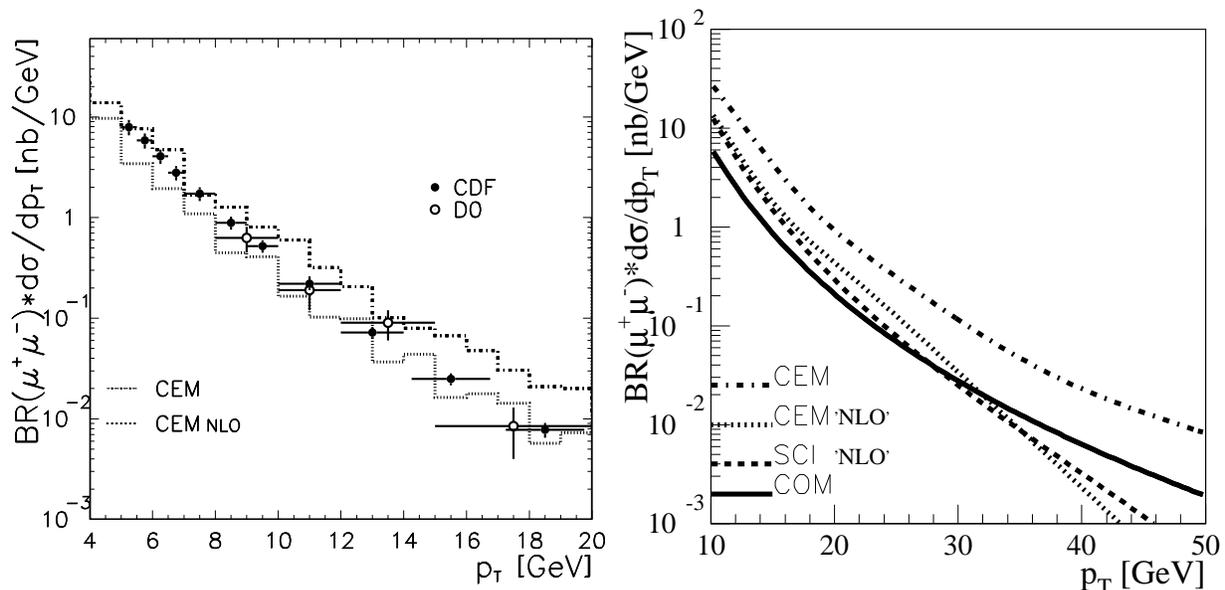


Fig. 7.5: Distribuição em momento transverso de J/ψ produzido (a) no Tevatron e (b) em LHC ($|\eta| < 2.5$ no detector de ATLAS) para o modelo octeto de cor (COM) baseado em elementos de matriz em NLO $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ (das Refs. [204, 205]) e para o modelo de evaporação de cor (CEM) incluindo $g \rightarrow c\bar{c}$ em todas ordens na aproximação de chuveiros partônicos e na aproximação ‘NLO’, onde somente pares $c\bar{c}$ provenientes do primeiro desdobramento foram incluídos. O resultado desta aproximação de primeiro desdobramento aplicado ao modelo de interações suaves (SCI) também é mostrado em (b).

uma ordem de magnitude para grande p_\perp . Como pode ser visto na Fig. 7.5b, esta redução da produção de J/ψ na aproximação de primeiro desdobramento traz os resultados dos modelos CEM e SCI mais próximos do resultado do modelo COM [204, 205]. Este resultado COM foi obtido utilizando uma parametrização mais antiga das densidades partônicas, a CTEQ2L. Checamos explicitamente que o uso desta parametrização causa uma redução da normalização da seção de choque, mas que esta redução é ainda muito inferior do que aquela omitindo-se as emissões $g \rightarrow c\bar{c}$ no chuveiro partônico. Concluímos portanto que a produção de $c\bar{c}$ em ordens mais altas do que $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ são importantes nas energias do LHC.

Como discutido no início deste capítulo, também consideramos a produção de J/ψ como um ruído para estudos de violação CP baseados em decaimentos de mésons B tais como $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, etc [200]. Análises detalhadas foram realizadas para a colaboração ATLAS [206], levando em consideração condições de filtragem, cortes de aceitação, critérios de seleção pós-experimento e métodos de reconstrução. Este estudo reporta uma razão de sinal/ruído de 4.1 para o caso do $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$. A contaminação estimada do processo $pp \rightarrow J/\psi X$ no nível de 3% foi inteiramente devido à produção de J/ψ no modelo COM implementado no software Monte Carlo da colaboração ATLAS. Embora existam ou-

tros ruídos mais importantes do que de J/ψ produzido nas colisões, esta razão sinal/ruído de 4.1 pode mais otimista do que a realidade, em vista de nossos resultados de que o modelo COM fornece uma seção de choque de produção de J/ψ mais baixa do que os modelos CEM, SCI e GAL.

Neste ponto, não é possível discriminarmos realisticamente quais destes modelos de produção são mais confiáveis e fornecem a melhor predição para a produção de J/ψ . A variação nas estimativas destes modelos poderia portanto ser tomada como uma estimativa da incerteza teórica. Como verificamos na Fig. 7.4c, encontramos seções de choque quase uma ordem de magnitude maiores que as predições do modelo COM. Contudo, a razão sinal/ruído não diminui por este fator, pois outros ruídos também estão presentes. No entanto, isto indica que a produção de J/ψ pode ser um ruído importante, resultando numa razão sinal/ruído menor do que as estimativas prévias. Um estudo detalhado deste assunto vai além do objetivo desta tese, mas os nossos resultados mostram que produção de J/ψ como resultado das colisões é um ruído que não deve ser negligenciado em estudos de violação CP.

7.4 Conclusões

A produção de charmonium provê um teste fundamental da QCD, incluindo efeitos perturbativos e não-perturbativos. Vários modelos (COM, CEM, SCI, GAL) foram desenvolvidos, levando em conta a possibilidade de um par $c\bar{c}$ produzido perturbativamente num estado octeto de cor ser transformado num singlete de cor através de interações suaves. Esta hipótese leva ao aumento da produção de charmonium por mais de uma ordem de magnitude, em comparação às expectativas convencionais baseadas no modelo Singlete de Cor. Todos estes novos modelos descrevem a taxa de produção de J/ψ produzido a grande momento transversal no Tevatron, sendo portanto normalizados a esta energia. Devido ao fato dos modelos diferirem mais fortemente para valores mais altos de p_{\perp} , extendemos os nossos cálculos para fornecer predições para uma região de p_{\perp} mais alto, que poderá ser alcançada em tomadas de dados de alta luminosidade no Tevatron. Dados futuros de maior estatística poderão então discriminar entre os modelos ou contribuir para a redução das incertezas nos resultados dos modelos.

Com a extrapolação dos modelos COM, CEM, SCI e GAL para a energia do LHC, encontramos diferenças significativas nas predições das seções de choque de produção de J/ψ , de até uma ordem de magnitude. Em particular, o resultado COM está abaixo dos resultados dos outros modelos. Parte desta diferença está relacionada com o fato de que o modelo COM está baseado em elementos de matriz NLO, ao passo que os outros modelos incluem produção de $c\bar{c}$ em ordens ainda mais altas através da aproximação de chuveiros partônicos em pQCD.

O J/ψ produzido nas colisões também é um ruído para estudos de decaimentos de mésons B em J/ψ , importantes para estudos de violação CP. Uma estimativa anterior baseada no modelo COM forneceu uma razão favorável sinal/ruído de 4.1. Usando a maior

taxa de produção de J/ψ dos outros modelos, provoca uma redução da razão sinal/ruído. A produção de J/ψ deve portanto ser melhor entendida a fim de se controlar esta contribuição como um ruído para estudos de violação CP.

Este capítulo encerra o estudo desenvolvido nesta tese sobre a produção de charmonia, estados ligados de um par de quarks charme-anticharme, sendo que os resultados aqui apresentados encontram-se publicados na Ref. [202]. No capítulo seguinte, desenvolvemos um estudo análogo para a família do quark bottom.

Capítulo 8

Produção de bottomonium em colisões hadrônicas

Famílias

Pra cima, pra baixo
estranhos quarks !

Com charme, galanteou-se
No fundo, encontrou-se
Do topo, libertou-se.

8.1 Introdução

O cálculo NLO descrito no capítulo 2 pode ser aplicado para a produção do quark bottom, onde se poderia esperar uma maior confiabilidade dos cálculos do que no caso do charme. Enquanto que uma escala da ordem da massa do charm ($m_c \sim 1.3$ GeV) está no limite de aplicabilidade da QCD perturbativa, a massa do bottom ($m_b = 4.5$ GeV) fornece uma escala um tanto mais confiável para a aplicabilidade da pQCD, estando acima de tal limite. Entretanto, resultados recentes baseados no cálculo NLO [92, 93] subestimam os dados do Tevatron [207, 208, 209, 210, 211, 212, 112, 113] por um fator 2 ou 3, sugerindo a existência de correções de ordens ainda mais altas. O cálculo de ordens mais altas do que NLO é extremamente complexo e ainda não está disponível na forma de correlações de duas partículas, a saber distribuições em variáveis cinemáticas de um par bottom-antibottom. Para nossos propósitos neste capítulo, limitamo-nos ao cálculo NLO suplementado por fenomenologia para a descrição efetiva destes processos. Correções de ordens arbitrariamente mais altas podem, por exemplo, ser incluídas na aproximação de chuveiros partônicos, o que consideramos nas abordagens baseadas no Monte Carlo PYTHIA.

Neste capítulo, ampliamos a gama de investigação dos modelos de interações suaves e contribuições perturbativas para a família do quark bottom. Concentramo-nos na produção

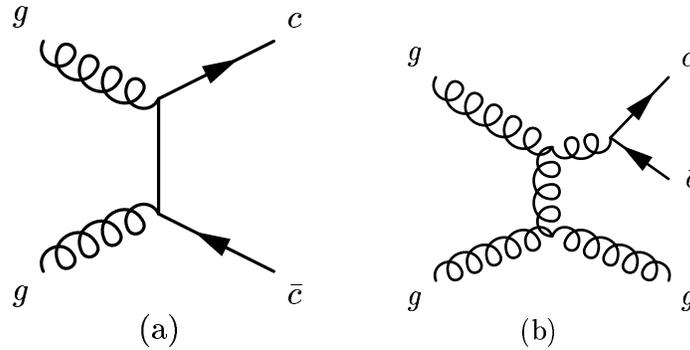


Fig. 8.1: Ilustração dos processos de produção de $b\bar{b}$ em (a) ordem dominante e (b) uma contribuição em NLO de pQCD.

de bottomonium, estados ligados de bottom-antibottom, em colisões hadrônicas, analogamente ao estudo desenvolvido nos capítulos 5 e 7. Nossos resultados para a fenomenologia desenvolvida neste capítulo incluem a produção de Υ no colisionador Tevatron, para o qual existem resultados experimentais disponíveis, bem como previsões para o experimento de alvo fixo HERA-B e para o futuro colisionador LHC do CERN.

8.2 Modelos teóricos para produção de bottomonium

A descrição teórica da produção de bottomonium segue linhas análogas às da produção de charmonium, ou seja, na separação das partes duras e suaves do processo, baseando-se no teorema da fatorização em QCD [30]. Consideremos então os vários estágios do cálculo, com a produção perturbativa a nível partônico, seguida pela formação não-perturbativa dos estados ligados de bottomonium, e a combinação dessas duas fases em modelos completos e originais que utilizaremos a seguir.

8.2.1 Produção de $b\bar{b}$ em QCD perturbativa

A QCD perturbativa pode ser aplicada na produção de $b\bar{b}$, uma vez que a massa do quark bottom m_b é suficientemente grande para tornar $\alpha_s(m_b^2)$ um parâmetro pequeno para expansão perturbativa. Os processos em ordem dominante são $gg \rightarrow b\bar{b}$ (Fig. 8.1a) e $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$. Sabe-se contudo que cálculos de produção de quarks pesados têm grandes contribuições de diagramas de próxima ordem além da dominante (NLO) [92, 93]. Correções virtuais aos processos de ordem dominante juntamente com emissões partônicas colineares e soft, dão um aumento da seção de choque, o que pode ser descrito aproximadamente por um fator K multiplicado pela seção de choque em ordem dominante. Além disso, alguns diagramas NLO árvore (sem laços) com um terceiro parton duro contribuem significativamente, sendo uma das contribuições mais importantes mostrada na Fig. 8.1b. Apesar de ser um processo

em ordem $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$, com um desdobramento do glúon produzido, $g \rightarrow b\bar{b}$, seguido ao processo básico $2 \rightarrow 2$, $gg \rightarrow gg$, este termo é numericamente grande uma vez que $gg \rightarrow gg$ tem uma seção de choque $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ muito maior do que nos processos de produção de $b\bar{b}$ em LO.

A fim de tratarmos todas estas contribuições de forma apropriada, podemos utilizar os cálculos disponíveis dos elementos de matriz em NLO, que consideram explicitamente a massa do quark pesado [92, 93, 91]. A consideração das massas é particularmente importante em energias mais baixas, onde é vital a obtenção do comportamento correto no limiar de produção (ou seja, para energias próximas a duas vezes a massa de um quark pesado). Em nossa primeira abordagem utilizamos o programa computacional HVQMNR [91], tendo implementado o cálculo NLO descrito no capítulo 2. Os parâmetros livres do cálculo NLO são a massa do quark bottom, m_b , e as escalas de fatorização e renormalização. Quanto ao esquema de renormalização, utilizamos o esquema \overline{MS} , usado extensivamente em cálculos pQCD. Para as escalas de fatorização e renormalização, utilizamos a opção padrão no programa, ou seja o quadrado da massa transversa, $\mu^2 = m_b^2 + \langle p_\perp^2 \rangle$, onde $\langle p_\perp^2 \rangle = (p_{b\perp}^2 + p_{\bar{b}\perp}^2)/2$ é o momentum transverso médio dos quarks bottom e antibottom. A massa do quark pesado é o principal parâmetro que afeta a normalização da seção de choque. Em nossos cálculos utilizamos o valor $m_b = 4.8$ GeV, que é o valor padrão no gerador de eventos PYTHIA, que constitui a segunda abordagem perturbativa utilizada neste capítulo.

Para a produção de Υ com grande momentum transversa é necessário um terceiro parton duro para balancear o p_\perp do par de quarks pesados, conservando o momentum essencialmente nulo dos partons iniciais. Relevantes para produção de Υ a grande p_\perp são portanto diagramas árvore NLO contendo um terceiro parton duro, ou seja, as contribuições reais discutidas no capítulo 2. A contribuição NLO dominante é mostrada na Fig. 8.1b. Nas altas energias presentes nos colisionadores, ordens ainda mais altas do que NLO podem ser importantes, uma vez que muitos glúons podem ser emitidos e a virtualidade não precisa ser muito alta a fim de permitir um desdobramento num par $b\bar{b}$. Correções de ordens mais altas do que NLO são bastante complexas e ainda não estão disponíveis em termos de elementos de matriz exatos, mas podem ser aproximadamente descritas usando a abordagem de chuveiros partônicos (PS), disponível em alguns geradores de eventos Monte Carlo.

Portanto, como um método alternativo para descrevermos a produção pQCD de pares $b\bar{b}$, usamos o programa Monte Carlo PYTHIA [67], onde são incluídos todos os processos QCD $2 \rightarrow 2$

$$gq \rightarrow gq, \quad gg \rightarrow gg, \quad q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}', \quad (8.1)$$

$$qq' \rightarrow qq', \quad gg \rightarrow q\bar{q}, \quad q\bar{q} \rightarrow gg, \quad (8.2)$$

com os elementos de matriz correspondentes (conforme Fig. 1.14 e Eqs. (1.94) - (1.102)). Os partons incidentes e espalhados podem irradiar quarks e glúons, ramificando-se como descrito pelas equações de evolução DGLAP [33, 32, 34]. Um par de quarks pesados pode então ser produzido como descrito pelos elementos de matriz LO $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$ e $gg \rightarrow b\bar{b}$ (com dependência explícita na massa m_b) ou pelo desdobramento $g \rightarrow b\bar{b}$ nos chuveiros partônicos. Em PYTHIA, a escolha de um destes dois modos se dá através do parâmetro MSEL, onde o modo MSEL=5 gera a produção de $b\bar{b}$ com elementos de matriz massivos, e o modo

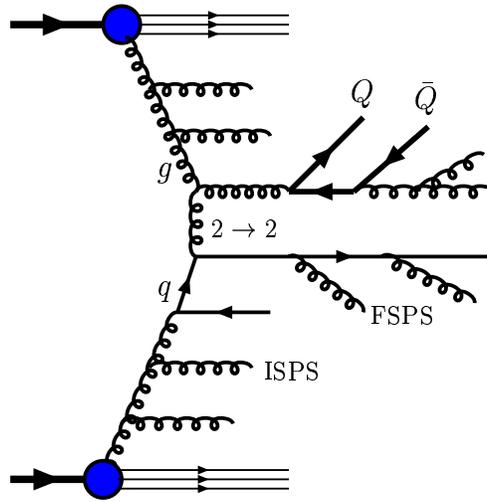


Fig. 8.2: *Uma contribuição típica de um par de quarks pesados sendo produzido no chuveiro partônico de estado final (FNPS), após o espalhamento duro (no caso, $gq \rightarrow gq$). Também mostrada a radiação de quarks e glúons nos chuveiros partônicos de estado inicial (ISPS).*

MSEL=1 gera elementos de matriz não-massivos. Neste último caso, a produção de $b\bar{b}$ ocorre nos chuveiros partônicos. Para evitarmos dupla contagem nos dois tipos de processos acima, rejeitamos os eventos que produzem um par $b\bar{b}$ no espalhamento duro, na opção não-massiva MSEL=1. Uma contribuição típica de chuveiros partônicos está mostrada na Fig. 8.2. Apesar de ser uma aproximação, tem a vantagem de cobrir ordens arbitrariamente mais altas, não sendo limitada a NLO. Quanto às escalas de fatorização e renormalização, utilizamos o valor padrão em PYTHIA, ou seja o quadrado da massa transversa dos pártons emergentes nos processos $2 \rightarrow 2$ (mesmas escalas que no cálculo NLO). A massa do bottom, com bastante influência na normalização da seção de choque, é escolhida como $m_b = 4.8 \text{ GeV}$ em concordância com os valores-padrão no Monte Carlo PYTHIA utilizado.

Neste capítulo, mostramos que as abordagens NLO e PYTHIA apresentam os seus melhores resultados em regiões complementares do espaço de fase, fornecendo uma descrição efetiva dos processos duros. Em energias de alvo fixo, há pouco espaço para a evolução do chuveiro partônico juntamente com a produção de pares $b\bar{b}$, e efeitos de limiar são importantes. Por isso, espera-se que o cálculo em NLO forneça uma melhor descrição. Em energias da ordem ou maiores que as do collisionador Tevatron, o cálculo NLO subestima a seção de choque, requerendo o cálculo de contribuições em ordens mais altas do que NLO. Estas ordens mais altas podem ser levadas em conta aproximadamente pela abordagem de chuveiros partônicos.

8.2.2 Formação de bottomonium e QCD não-perturbativa

A formação de estados hadrônicos ligados ocorre através de processos com pequenas transferências de momentum, de forma que o α_s correspondente é grande, impedindo o uso de teoria de perturbação. Devido à falta de um método adequado para calcular processos não-perturbativos, usamos modelos fenomenológicos para descrever a formação de estados de bottomonium a partir de pares $b\bar{b}$ produzidos perturbativamente. Como mencionado anteriormente, existem alguns modelos que tratam a parte não perturbativa, baseados na idéia geral de que a carga de cor de um par $b\bar{b}$ pode ser convertida de octeto para singleto através de processos QCD suaves. Um par $b\bar{b}$ singleto de cor com uma massa invariante abaixo do limiar para bottom aberto ($m_{b\bar{b}} < 2m_B$) pode então formar um estado de bottomonium. Deste modo, pares $b\bar{b}$ num estado octeto de cor, mais abundantes, contribuem e aumentam consideravelmente a produção de bottomonium. Três modelos deste tipo serão utilizados nos cálculos deste capítulo, o modelo de Evaporação de Cor (CEM), o de Interações Suaves de Cor (SCI) e o da Lei das Áreas Generalizada (GAL), já descritos no capítulo 3 desta tese.

8.2.3 Produção de bottomonium: QCD perturbativa e não-perturbativa

Em princípio quaisquer dos modelos CEM, SCI e GAL para processos suaves podem ser combinados com as descrições pQCD dos processos duros, *i.e.* com o programa de elementos de matriz NLO ou com o gerador Monte Carlo PYTHIA de elementos de matriz LO mais chuveiros partônicos. Os modelos SCI e GAL são, contudo, construídos como programas anexos a um Monte Carlo, e na forma presente não podem ser combinados com o programa NLO. Restam portanto algumas combinações a considerar.

- O primeiro modelo, denominado **CEM-NLO** é a combinação do modelo CEM com o programa NLO. Este procedimento já foi descrito na seção 5.2.3 do capítulo 5. Outrossim, para a produção de bottomonium, analisamos eventos com a produção de um par bottom-antibottom. A prescrição do modelo CEM para a região permitida do espaço de fase deve portanto ser adaptada aos limiares de produção de bottomonium e de bottom aberto, conforme descrito na seção 3.2 do capítulo 3. A combinação do CEM com o cálculo NLO produz resultados do modelo CEM acurados até a segunda ordem dominante (NLO) na parte pQCD dos processos.
- O segundo modelo, denominado **CEM-PYTHIA**, consiste no modelo CEM implementado no Monte Carlo PYTHIA (versão 6.2) [67], conforme descrito na seção 5.2.3 do capítulo 5. Os pares $b\bar{b}$ produzidos na parte perturbativa de PYTHIA são tratados de acordo com o modelo CEM, no que concerne aos estados de cor e projetados nas ressonâncias de bottomonium. Neste capítulo, realizamos ajustes aos dados do Tevatron para melhor vincular os parâmetros do modelo CEM, especialmente o parâmetro ρ_{Υ} , a fim de se obter uma descrição otimizada dos resultados experimentais e predições sem parâmetros livres.

- O terceiro modelo, **SCI-PYTHIA**, consiste na versão padrão do modelo SCI, já implementado em PYTHIA 5.7 [67]. Este modelo foi desenvolvido para descrever uma outra classe de fenômenos, de eventos com lacunas de rapidez no espalhamento duro ep and $p\bar{p}$. Portanto, estamos testando a habilidade desse modelo descrever universalmente diferentes fenômenos.
- O quarto modelo, **GAL-PYTHIA**, consiste em utilizar o modelo da Lei das Áreas Generalizado como implementado em PYTHIA 5.7 [67]. Este modelo foi desenvolvido para outros propósitos, na descrição de eventos de espalhamento profundamente inelástico e aniquilação e^+e^- . No capítulo 7, realizamos uma fenomenologia deste modelo para a produção de charmonium no Tevatron e no LHC. Aqui fazemos outro teste deste modelo, na produção de bottomonium no Tevatron, e além de realizamos previsões para LHC.

As três primeiras combinações já foram consideradas no capítulo 5, enquanto que a quarta combinação foi adicionada no capítulo 7 e incluída neste capítulo. Enquanto os modelos **SCI-PYTHIA** e **GAL-PYTHIA** são utilizados em suas versões originais, a utilização do modelo de evaporação de cor no Monte Carlo PYTHIA consiste numa nova abordagem que introduzimos com o objetivo de comparar formalismos e explorar todas as vantagens advindas do método Monte Carlo. Neste capítulo, um melhoramento em relação à implementação Monte Carlo de **CEM-PYTHIA** descrita nos capítulos 5 e 7, foi utilizar a versão atualizada do Monte Carlo PYTHIA, ou seja, a versão 6.2 [68].

Conforme já especificado, usamos $m_b = 4.8$ GeV tanto no modelo baseado no cálculo em NLO quanto nos modelos baseados em PYTHIA. Alguns ingredientes adicionais destes modelos completos devem ser descritos. Os elementos de matriz pQCD a nível partônico devem ser convoluídos com as distribuições partônicas nos hádrons incidentes, a fim de se obter a seção de choque hadrônica para a produção de quarks bottom. No programa NLO do modelo CEM-NLO, usamos a parametrização CTEQ5M [164] para prótons, que é uma parametrização em NLO baseada no esquema \overline{MS} . No formalismo pQCD em ordem dominante presente em PYTHIA, empregamos parametrizações também em ordem dominante (LO). Para CEM-PYTHIA, utilizamos CTEQ5L [164], enquanto que para utilizamos CTEQ3L [167] para SCI-PYTHIA e CTEQ4L [166] para GAL-PYTHIA, a fim de se ter exatamente os mesmos modelos SCI e GAL, que foram comparados com os dados em investigações prévias.

Um outro aspecto a respeito das implementações CEM é o momentum transversal intrínseco k_\perp dos partons nos hádrons incidentes. Tanto no programa NLO quanto em PYTHIA, os componentes de um vetor \vec{k}_\perp podem ser escolhidos de uma distribuição gaussiana. A largura da gaussiana seria esperada ser de umas poucas centenas de MeV, correspondendo ao movimento de Fermi dentro de um hádron de tamanho um fermi, mas valores um tanto maiores são tipicamente usados fenomenologicamente [213, 214, 215, 216]. Em nossos estudos deste capítulo, utilizamos as larguras 0.6-2 GeV. Notemos contudo que o uso destes valores um tanto mais altos vão ao encontro do novo valor padrão de 1 GeV na última versão de PYTHIA [68].

Através de comparações entre esses quatro procedimentos descritos acima, podemos separar diferentes efeitos perturbativos e não-perturbativos. Tendo o modelo CEM implementado no programa NLO e no Monte Carlo PYTHIA, podemos comparar explicitamente as contribuições perturbativas, ou seja, NLO versus LO mais a aproximação de chuveiros partônicos a ordens mais altas. Por outro lado, tendo CEM, SCI e GAL implementados em PYTHIA, podemos comparar explicitamente as contribuições não-perturbativas e detalhes específicos para o processo de neutralização de cor.

Em suma, através de vários modelos fenomenológicos e contribuições perturbativas, pretendemos estudar a dinâmica QCD no contexto da produção de bottomonium. Concluída a descrição dos procedimentos teóricos, procedemos a seguir na aplicação destes modelos na fenomenologia da produção de bottomonium em colisões hadrônicas. Apresentamos os resultados por ordem crescente de energia, iniciando com energias de alvo fixo, passando a seguir para energias dos colisionadores Tevatron e do futuro LHC.

8.3 Produção de Υ em alvo fixo em DESY-HERA-B

Nesta seção, apresentamos previsões para a produção de bottomonium em colisões pN de alvo fixo em energias de 920 GeV em HERA-B. A medida destas seções de choque pode ser útil para melhor vincular ou distinguir entre os modelos de produção. Conforme já comentado no capítulo 5, estas medidas terão uma melhor cobertura na região de x_F negativo, $-0.25 < x_F < 0.15$. Por outro lado, a análise combinada de experimentos de alvo fixo e de colisionadores permite obtermos um panorama mais completo das diferentes regiões do espaço de fase, desde energias próximas ao limiar de produção (e x relativamente grande) até altas energias (x pequeno). O comportamento das contribuições perturbativas muda consideravelmente nestes dois regimes. Em energias de alvo fixo, o cálculo NLO é mais apropriado, ao passo que em altas energias, termos de ordens mais altas do que NLO são importantes. A aproximação de chuveiros partônicos a mais altas ordens leva em consideração termos além de NLO, na aproximação NLL.

O estudo da produção de bottomonium em HERA-B, paralelamente ao colisionador Tevatron permite verificarmos a robustez dos modelos, no comportamento com a energia e contribuições perturbativas em diferentes regiões do espaço de fase, ou seja, de energias de alvo fixo até as energias dos colisionadores [129, 202]. Nesta seção, limitemo-nos ao estudo das diferenças nas abordagens perturbativa. Utilizaremos neste estudo o modelo CEM nas abordagens NLO e Monte Carlo/chuveiros partônicos. Comparação mais geral entre vários modelos de produção será realizada para as energias do Tevatron e LHC, onde a abordagem Monte Carlo mostra-se mais robusta.

Resultados para bottomonium estão mostrados na Fig. 8.3 para ambas as versões CEM-NLO e CEM-PYTHIA. Analogamente ao caso da produção de charmonium em energias de alvo fixo, o resultado de Pythia é dominado pelos elementos de matriz massivos em LO, e a contribuição dos chuveiros partônicos não é importante exceto na região de mais alto p_T . Em ambos os cálculos, utilizamos os mesmos valores para a massa do quark bottom e

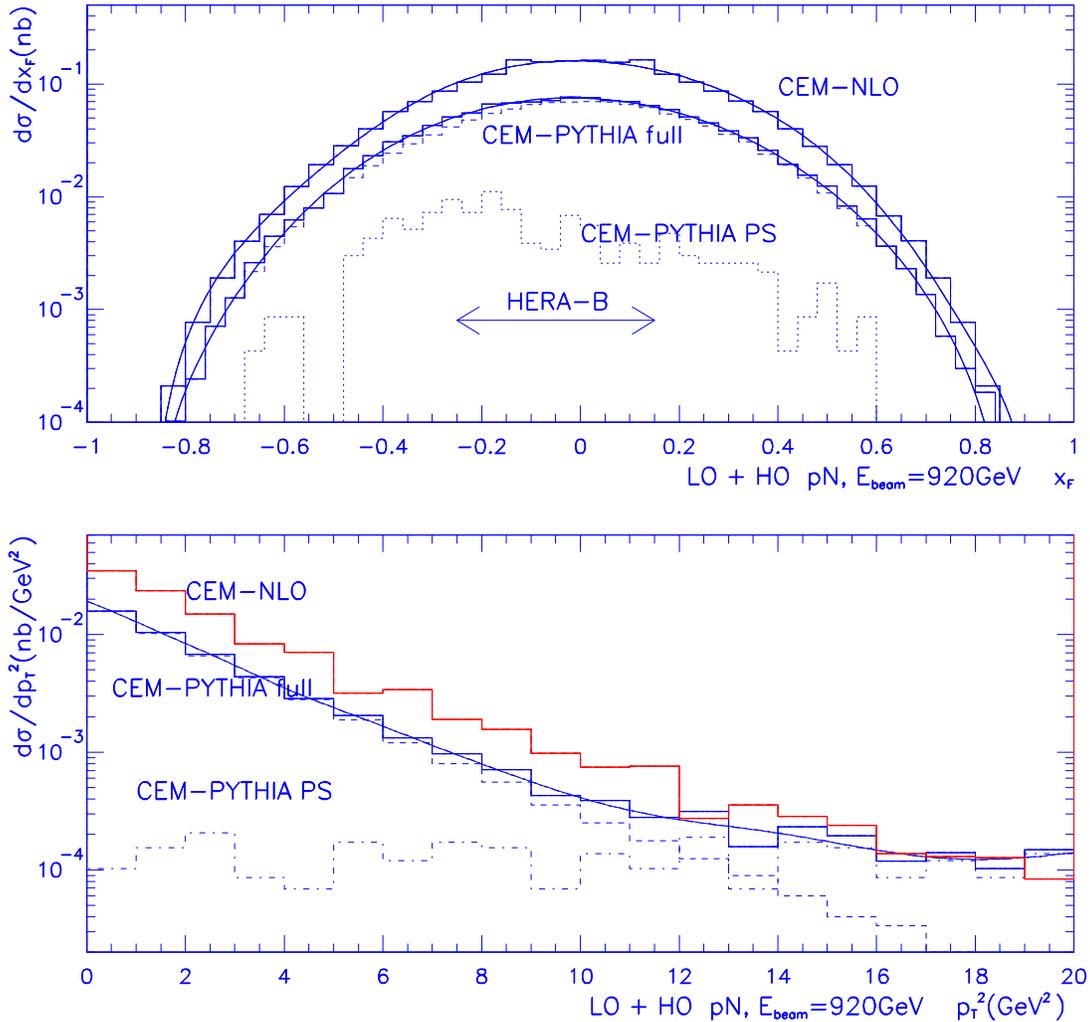


Fig. 8.3: Resultados para as distribuições em x_F e p_T para produção de $\Upsilon(1S)$ em colisões pN de alvo fixo em HERA-B. Resultados do modelo CEM em ambas as versões NLO e Monte Carlo aplicado à produção de bottomonium.

para o fator ρ_Υ , ou seja, $m_b = 4.8$ (valor padrão em PYTHIA 6) e $\rho_\Upsilon = 0.23$ (vide próxima seção para a extração do parâmetro ρ_Υ dos dados do Tevatron). Como podemos observar, o resultado de PYTHIA está abaixo do resultado NLO. Este fato é consistente com o caso do charme, onde foi usada uma massa do charme mais baixa (1.35 GeV) em CEM-PYTHIA a fim de simularmos os fatores K. Como ainda não há dados disponíveis para este observável, não é relevante o ajuste da normalização, limitando-nos a mostrar o comportamento das duas abordagens.

Os resultados de CEM-PYTHIA mostram a limitação natural da aproximação de chuveiros partônicos em energias de alvo fixo. Isto é de certa forma esperado, pois as energias relativamente baixas e a massa do bottom relativamente alta tornam mais difícil a produção de um par de quarks bottom nos chuveiros partônicos, aparte do espalhamento duro. Nesta região, um cálculo NLO é mais apropriado, pois as correções NLO são importantes. Perto do

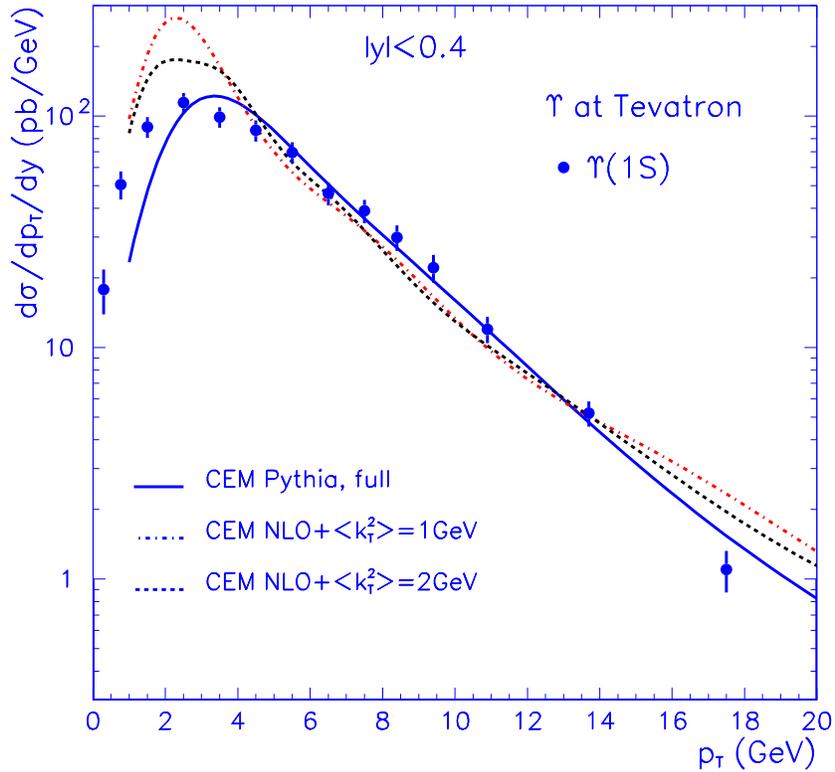


Fig. 8.4: Distribuições em p_{\perp} para a produção de $\Upsilon(1S)$ no Tevatron. Resultados do modelo CEM implementados em PYTHIA e num cálculo em NLO $pQCD$ e considerando um k_T intrínseco. O fator $\rho_{\Upsilon(1S)}$ do modelo CEM foi obtido por um melhor ajuste (*best fit*) aos dados.

limiar de produção, ordens além de NLO são melhor levadas em conta através de técnicas de ressonâncias [101, 102]. Para nossos objetivos, mais direcionados à fenomenologia, utilizamos apenas as versões-padrão CEM-NLO e CEM-PYTHIA, em todos os resultados do modelo CEM deste trabalho, que são mais simples de implementar e comparações mais diretas podem ser obtidas.

8.4 Produção de bottomonium no Tevatron

Nesta seção, comparamos nossos resultados com dados recentes de colisões $p\bar{p}$ à energia de $s^{1/2} = 1.8$ TeV no Fermilab Tevatron [108, 217, 218]. Uma vez que as energias envolvidas são muito mais altas que nos experimentos de alvo fixo, a produção de pares $b\bar{b}$ é bem mais abundante e os mecanismos de produção podem ser melhor estudados.

O estudo deste capítulo segue linhas similares aos capítulos 5 e 7, comparando os resultados dos modelos aos dados de Υ no Tevatron. Contudo, um novo elemento introduzido neste trabalho é a obtenção dos parâmetros do modelo CEM para bottomonium. Da análise dos resultados e comparação com os dados, podemos vincular com maior precisão os fatores ρ do modelo CEM para os diferentes estados de Υ . Seguimos um procedimento similar ao usado na Ref. [219, 220], onde os autores obtêm os elementos de matriz não-perturbativos da NRQCD para a produção de bottomonium no Modelo Octeto de Cor.

Na Fig. 8.4 mostramos nossos resultados para produção de $\Upsilon(1S)$ tanto na versão Monte Carlo quanto na versão NLO, na região de cobertura do Tevatron, $|y| < 0.4$. Para a versão Monte Carlo, obtemos o valor $\rho_{\Upsilon(1S)} = 0.23$ a partir de um ajuste otimizado (best fit) aos dados. Não é de se esperar que os dados de baixo p_{\perp} sejam bem descritos, uma vez que a seção de choque nesta região depende bastante da escolha do momentum transversal mínimo p_{Tmin} presente nos processos duros (a seção de choque diverge para $p_{Tmin} = 0$ no cálculo não-massivo) e do valor de momentum transversal intrínseco dos hádrons iniciais; portanto, os fits para determinar o parâmetro ρ_{Υ} são mais confiáveis na região $p_T > m_b$. O ajuste envolve apenas este parâmetro, sendo o comportamento funcional das curvas dado pelos resultados dos modelos.

Também mostramos na Fig. 8.4 resultados do cálculo NLO com diferentes valores de k_T intrínseco. Neste caso, o valor $\rho_{\Upsilon(1S)} = 0.23$ não é suficiente para descrever os dados, e um fator adicional de 2.5 (2.3) é requerido para um ajuste otimizado aos dados para um k_T intrínseco de largura 1 GeV (2 GeV). Esta discrepância também está presente no cálculo NLO de produção de bottom aberto no Tevatron, que subestima os dados por um fator

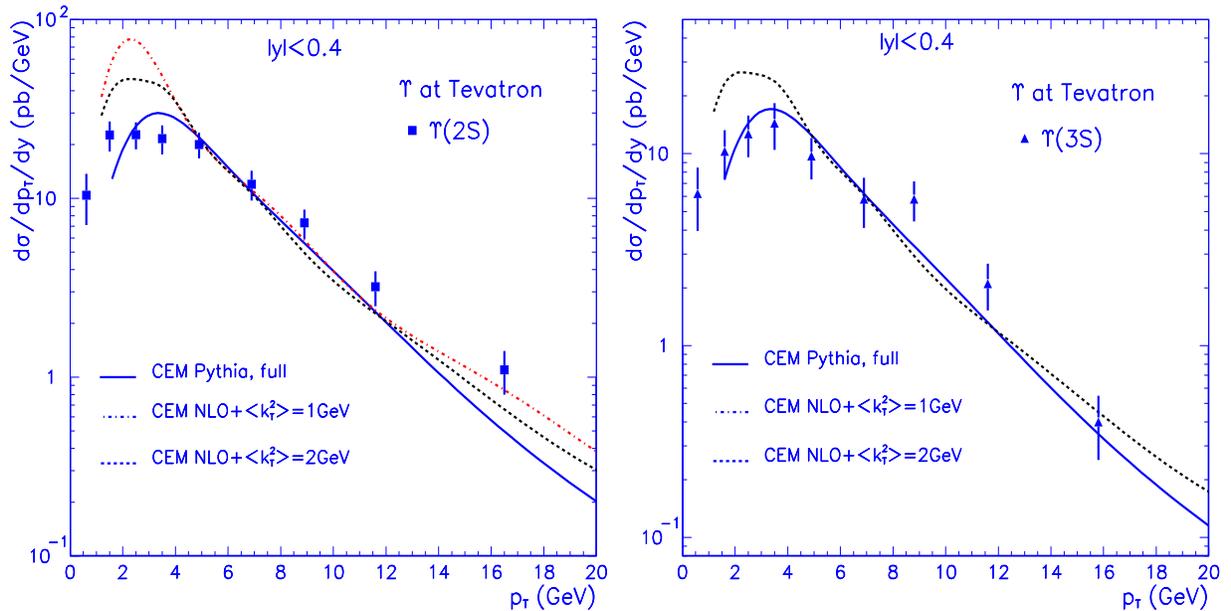


Fig. 8.5: O mesmo que na figura anterior, para a produção de $\Upsilon(2S)$ (esquerda) e $\Upsilon(3S)$ (direita) no Tevatron. Os fatores ρ do modelo CEM foram obtidos por ajuste otimizado aos dados.

2-3 [221, 222, 223, 224]. Uma vez que a parte pQCD da seção de choque CEM-NLO de Υ está diretamente relacionada à seção de choque para a produção de quarks b , já se poderia esperar um fator comparável na normalização de seção de choque de Υ .

A Fig. 8.5 mostra resultados similares para a produção das ressonâncias $\Upsilon(2S)$ e $\Upsilon(3S)$. Fatores ρ correspondentes para o modelo baseado em PYTHIA são determinados por ajuste otimizado da normalização aos dados, resultando $\rho_{\Upsilon(2S)} = 0.10$ e $\rho_{\Upsilon(3S)} = 0.04$. Para o modelo baseado no cálculo NLO, o procedimento de ajuste otimizado requer um fator K extra de 1.9 – 3.2 (1.8 – 2.7) para o $\Upsilon(2S)$, para k_T intrínseco de largura 1 GeV (2 GeV), onde o primeiro e o segundo valor correspondem a um ajuste incluindo os dados de $p_T > 3$ GeV e $p_T > 4$ GeV. Para a ressonância $\Upsilon(3S)$, os fatores K correspondentes requeridos nos cálculos NLO são 3 (2.7) para k_T intrínseco de largura 1 GeV (2 GeV). Em média, os fatores K requeridos são similares aos da produção de bottom aberto. Espera-se portanto que a parte faltante da seção de choque possa ser obtida de contribuições de mais altas ordens, já importantes nas energias do Tevatron. Como ainda não há um cálculo completo em NNLO para correlações na produção de um par $b\bar{b}$ e a fim de mantermos a simplicidade na análise, usamos os fatores K como determinados acima nos parâmetros efetivos $\rho_{\Upsilon(ns),NLO} = K_{\Upsilon(ns)} \times \rho_{\Upsilon(ns),Pythia}$, na extrapolação para o LHC que faremos na próxima seção.

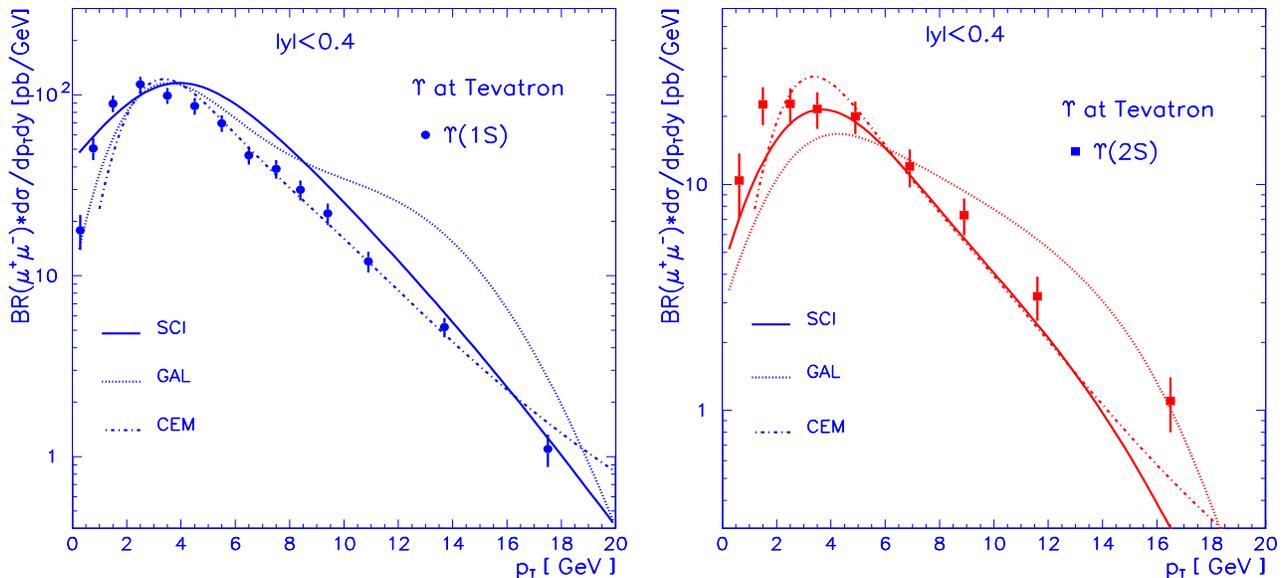


Fig. 8.6: Resultados dos modelos SCI, GAL e CEM para as distribuições em p_{\perp} na produção de $\Upsilon(1S)$ (esquerda) e $\Upsilon(2S)$ (direita) no Tevatron.

Resultados do modelo SCI para produção de bottomonium no Tevatron estão mostrados na Fig. 8.6. Estas previsões não têm a sua normalização ajustada aos dados, uma vez que usamos a versão convencional do SCI como em aplicações prévias deste modelo [138, 139, 135, 136, 116]. A boa concordância com os dados mostra que as interações suaves de

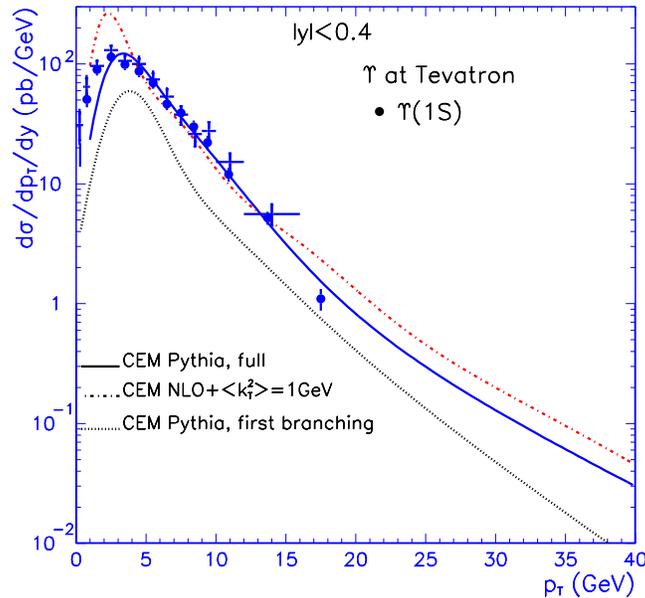


Fig. 8.7: Distribuições em p_{\perp} para a produção de $\Upsilon(1S)$ no Tevatron. Resultados do modelo CEM implementados em PYTHIA na geração completa como na Fig. [5] e considerando apenas os pares $b\bar{b}$ provenientes da primeira emissão do chuveiro partônico (curva pontilhado-tracejado).

cor podem explicar a produção de Υ nas energias do Tevatron. Resultados similares para o modelo GAL são mostrados na Fig. 8.6. Há em geral uma boa descrição dos dados, embora GAL inicie a superestimar os dados de $\Upsilon(1S)$ para p_{\perp} em torno de 10 GeV. Esta tendência já foi observada nos resultados do capítulo anterior, para produção de J/ψ no Tevatron, o que pode mostrar uma limitação deste modelo para descrever o comportamento para grande momentum transversal. Se este decréscimo mais lento com p_{\perp} é consequência da hipótese das interações entre cordas, ou se este desvio pode ser minimizado através de um refinamento dos seus parâmetros para estas interações, permanece para ser investigado, numa análise envolvendo um número maior de observáveis.

Neste ponto, podemos fazer uma análise interessante da importância de termos de ordens mais altas do que NLO na aproximação de logaritmo dominante, de forma similar à realizada no capítulo 7. Nossos cálculos com o modelo CEM baseado em PYTHIA usam elementos de matriz em ordem dominante e incluem a evolução completa do chuveiro partônico, incluindo a produção de $g \rightarrow b\bar{b}$ em qualquer desdobramento. Isto dá uma estimativa da seção de choque de produção de $b\bar{b}$ incluindo todas as ordens mais altas. A fim de investigarmos a importância de ordens além de NLO, simulamos os elementos de matriz em $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$, incluindo apenas os pares $b\bar{b}$ provenientes do primeiro desdobramento do chuveiro partônico (cf. Fig. 1b), dando os resultados mostrados na Fig. 8.7. Em comparação ao resultado standard, incluindo $b\bar{b}$ de qualquer branching, esta aproximação de ‘primeiro desdobramento’ resulta de fato numa redução da seção de choque de Υ , o que explica parcialmente a neces-

sidade de fatores ρ mais altos na implementação CEM-NLO. Estes fatores ρ mais altos têm incorporado efetivamente um fator K (em torno de 2-3), em concordância com resultados NLO para a produção de bottom em energias do Tevatron [91], que subestimam os dados [221, 222, 223, 224]. Estes resultados seguem linhas similares com os achados do capítulo 7, onde implementamos a aproximação de primeiro desdobramento aplicada à produção de charmonium [202]. Com suporte nestes resultados e tendo em mente que estamos levando em conta contribuições de mais altas ordens na implementação CEM-NLO através do uso de um fator K implícito nos fatores ρ obtidos do fit aos dados do Tevatron, vamos manter os fatores dos nossos fits na análise posterior para energias de LHC.

8.5 Predições para bottomonium no LHC

Nesta seção, realizamos uma extrapolação dos modelos utilizados acima para a energia do LHC, *i.e.* de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Esta extrapolação não envolve parâmetros livres, tendo os parâmetros já fixados da comparação com os dados do Tevatron. Esta extrapolação é apropriada uma vez que os modelos incluem uma dependência com a energia na produção do par $b\bar{b}$, dada pelos processos QCD duros. Além disso, LHC irá produzir Υ numa maior cobertura em p_{\perp} .

Resultados dos modelos, mantendo todos parâmetros fixos da comparação com os dados do Tevatron, são mostrados na Fig. 8.8 para a produção de $\Upsilon(1S)$ no LHC, na região de rapidez do experimento ATLAS, $|y| < 2.5$. Os resultados CEM-NLO e CEM-PYTHIA

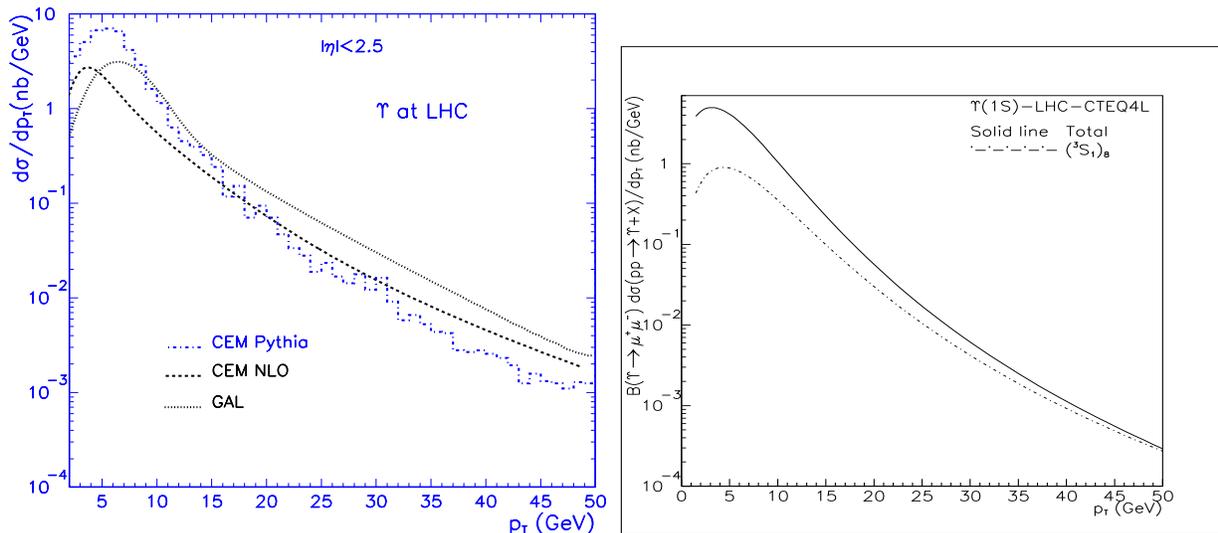


Fig. 8.8: Distribuições em p_{\perp} para a produção de $\Upsilon(1S)$ no LHC (ATLAS). Resultados do modelo CEM implementado em PYTHIA 6.2 e no programa NLO, e do modelo GAL (esquerda). O gráfico da direita é um resultado do modelo octeto de cor, tirado da Ref. [219] para fins de comparação.

são consistentes, dando uma normalização comparável, e o resultado Pythia produz uma distribuição em p_{\perp} com um decréscimo um pouco mais rápido com p_{\perp} . Estas predições não deveriam, contudo, serem tomadas como muito precisas, em vista da simplicidade destes modelos que tentam descrever efeitos de QCD não-perturbativa ainda não conhecidos de primeiros princípios. A normalização da seção de choque é sensível ao valor da massa do quark bottom e depende da magnitude das ordens mais altas do que NLO, portanto não deve ser considerada como melhor do que um fator 2. Fig. 8.8 também mostra resultados do modelo GAL para a produção de Υ (1S) e Υ (2S) no LHC. Os resultados são comparáveis com os resultados do modelo CEM. Existe uma incerteza razoável na região de baixo p_{\perp} , especialmente para valores de momentum transverso menores do que a massa do quark bottom. Também incluímos, para efeito de comparação, um resultado do modelo octeto de cor, conforme Ref. [219]. Em geral, os resultados dos diferentes modelos concordam em ordem de magnitude. Para uma comparação mais enfática na discriminação entre os modelos, será necessária a análise destes resultados juntamente com os dados futuros do colisionador LHC.

8.6 Conclusão

Com este capítulo encerramos a parte desta tese destinada à produção de quarkonium, onde combinou-se diferentes modelos e cálculos perturbativos para a descrição da produção de estados ligados de quarks pesados. Neste capítulo, abordamos a família do quark bottom, estudando a produção da ressonância Υ em colisões hadrônicas, desde energias de alvo fixo até energias do futuro colisionador LHC do CERN.

Devido a maior massa do quark bottom, esperar-se-ia uma maior confiabilidade dos cálculos perturbativos, com supressão de incertezas na escolha das escalas de fatorização e renormalização. Contudo, cálculos recentes da produção de um par de quarks bottom apresentam um déficit na taxa de produção. Este resultado da literatura está em acordo com os aqui obtidos, onde, também para os estados ligados a seção de choque medida está acima da calculada. Uma descrição efetiva pode contudo ser obtida para altas energias, com o uso de modelos fenomenológicos combinados com o formalismo de chuveiros partônicos. A descrição dos dados não é excelente. Em especial, para baixo momentum transverso as distribuições são sensíveis à escolha da largura das flutuações devido ao movimento de Fermi dentro dos hádrons (k_{\perp} intrínseco), e larguras um tanto altas são necessárias para se descrever os dados do Tevatron para a região de baixo p_T . Contudo, nas regiões de p_T moderado, os modelos fornecem uma boa descrição dos dados do Tevatron para as diversas ressonâncias de Υ . No modelo CEM, obtivemos os parâmetros ρ_{Υ} a partir ajustes aos dados, permitindo obter-se resultados para HERA-B e LHC sem o uso de parâmetros livres.

Nossos resultados mostram que as abordagens perturbativas (NLO versus chuveiros partônicos) complementam-se nas diversas regiões cinemáticas. Para resultados de alvo fixo em HERA-B, espera-se que a abordagem NLO seja mais eficiente, pois não há energia abundante para uma evolução estendida dos chuveiros partônicos, com a produção de um par $b\bar{b}$ que posteriormente torna-se bottomonium. Contudo, para energias do Tevatron, os

chuveiros partônicos contribuem substancialmente, onde a abordagem NLO falha por um fator 2-3 em descrever os dados. Este fato é consistente com os resultados da literatura para a produção de bottom aberto no Tevatron. Este déficit na taxa de produção pode portanto estar relacionado com ordens além da segunda ordem dominante (NLO). Por ser uma aproximação a mais altas ordens de teoria de perturbação, o mecanismo de chuveiros partônicos apresenta uma melhor eficiência nas energias do Tevatron.

Uma vez que os modelos estejam ajustados aos dados do Tevatron, podem ser extrapolados para as altas energias do futuro colisionador LHC do CERN, o que permite analisarmos o seu comportamento com a energia. Para estas energias, apresentamos previsões que concordam em ordem de magnitude, estando análises mais precisas vinculadas à análise desses dados vindouros.

Capítulo 9

Fatorização k_{\perp} e a fotoprodução de quarks pesados

Separação virtual

Livrando-se de movimentos intrínsecos
Confinou-se a região suave
E saturou-se pequenos momentos.
Um novo regime analítico se fez.

Nos capítulos anteriores, abordamos a produção de quarkonium no formalismo da fatorização colinear. Para tanto, combinamos o cálculo perturbativo da produção de um par de quarks pesados com a descrição não-perturbativa da formação do estado de quarkonium. O cálculo perturbativo continha a simplificação usual de se considerar os pártons iniciais na camada de massa, desprezando-se as suas virtualidades. Isto implica na necessidade de se introduzir efeitos fenomenológicos como momentum transversal intrínseco dos hádrons iniciais. Neste capítulo, dedicamo-nos ao estudo da produção perturbativa de quarks pesados, considerando as virtualidades não-nulas dos pártons iniciais. O estudo aqui desenvolvido limita-se ao processo de fotoprodução de quarks pesados, com ênfase nos resultados para o colisionador HERA.

9.1 Introdução

A investigação da produção de quarks pesados em altas energias possibilita um melhor entendimento da estrutura interna dos hádrons. Em particular, as massas dos quarks pesados são suficientemente grandes para serem tomadas como uma escala dura, de forma que a constante de acoplamento forte seja pequena e permita um tratamento perturbativo do processo via QCD. No colisionador HERA, quarks pesados são produzidos na reação claramente identificável $\gamma p \rightarrow Q\bar{Q}$, onde o fóton incidente (real ou virtual) funciona como

uma sonda que investiga o próton em altas energias de CM, W . Existe uma grande quantidade de dados de produção de quarks pesados em HERA, o que tem gerado muitos estudos analisando a interface entre os regimes duro e suave da QCD [225, 142]. Contudo, dados de produção aberta de quarks pesados têm sido limitados por baixa estatística, e o intervalo de energia intermediária entre os experimentos de alvo fixo e as altas energias de HERA ainda não foi coberto. Na hadroprodução no colisionador $p\bar{p}$ Tevatron a situação é um pouco melhor, existindo dados precisos da distribuição de momentum transversal dos quarks pesados produzidos [226, 227]. Antes de prosseguirmos ao cálculo propriamente dito da fotoprodução de quarks pesados, façamos uma pequena introdução comparativa entre os formalismos fatorização colinear usual e de fatorização k_T .

9.1.1 O formalismo de fatorização colinear

O mecanismo subjacente na produção de quarks pesados em HERA é o da fusão fóton-glúon: um fóton acoplado ao elétron espalhado interage com um glúon do próton, produzindo um par quark-antiquark, e.g. $c\bar{c}$ (charme) ou $b\bar{b}$ (bottom). Na abordagem colinear da QCD, baseada no bem conhecido teorema de fatorização colinear [30] (vide seções 1.3.1 e 1.4), o processo é descrito através de elementos de matriz com os pártons na camada de massa (*on-shell*), descrevendo os subprocessos partônicos, convoluídos com as distribuições partônicas. Em altas energias, a dinâmica é governada pelos glúons, evoluindo em virtualidades segundo as eqs. de evolução DGLAP [33, 32, 34]. O momentum transversal das partículas incidentes é tomado como zero, e no cálculo das seções de choque toma-se a média sobre os dois estados de polarização transversal do glúon inicial. Assim, o cálculo do processo requer o conhecimento da função de distribuição de glúons no próton e o cálculo do subprocesso γg . A densidade de glúons em função da fração de momentum longitudinal x e da escala de virtualidade Q^2 é conhecida com boa precisão da análise global das violações de escalamento da função de estrutura do próton F_2 medida em HERA [164, 228, 229]. Os elementos de matriz QCD dos processos partônicos foram calculados em NLO [230, 231], ainda permanecendo grandes incertezas teóricas advindas da massa do quark pesado e das escalas de fatorização e renormalização, μ_F e μ_R .

A abordagem da fatorização colinear tem produzido uma descrição bem sucedida de distribuições de uma partícula e seções de choque totais para a produção de quarks pesados. Por outro lado, apesar de muitos sucessos fenomenológicos, alguns resultados desta abordagem estão em contradição com dados de correlações azimutais e em distribuições de momentum transversal do par de quarks pesados produzido [232] (para produção de quarkonium na abordagem colinear, vide e.g. Refs. [142, 129, 202] e capítulos anteriores desta tese). Este problema é em geral contornado pela introdução de momentum transversal intrínseco (k_{\perp}) para os pártons incidentes, parametrizado por um perfil gaussiano. Contudo, o valor médio de k_{\perp} necessário para descrever correlações azimutais e o espectro em p_{\perp} chega a alcançar valores como $\langle k_{\perp} \rangle \simeq 1$ GeV ou até mesmo 2 – 3 GeV, o que não é adequado em argumentos não-perturbativos. Além disso, cálculos recentes em NLO da produção de bottom em colisões hadrônicas [207, 208, 209, 210, 211, 212] subestimam os dados do Tevatron por um fator de 2 ou 3, sugerindo que contribuições importantes foram negligenciadas.

9.1.2 O formalismo de fatorização k_{\perp}

Em altas energias, outro teorema de fatorização passa a ser importante, tratando-se da fatorização k_{\perp} ou abordagem semidura [41, 233, 234, 235], descrito na seção 1.3.4. Nos diagramas relevantes, considera-se as virtualidades e polarizações dos pártons iniciais, levando-se em conta o momentum transversal $q_{1\perp}$ e $q_{2\perp}$ dos pártons incidentes. Os processos são descritos através da convolução de elementos de matriz para os subprocessos partônicos com os pártons fora da camada de massa (*off-shell*), com as distribuições de pártons não-integradas, $\mathcal{F}(x, \mathbf{k}_{\perp})$ (vide seção 1.3.4). Estas últimas podem recobrir as distribuições partônicas usuais no limite de duplo logaritmo dominante (DLL), através da integração do momentum transversal \mathbf{k}_{\perp} . No limite de energia assintótico, a distribuição de glúons não-integrada deve obedecer à equação de evolução BFKL [37, 38, 39, 40]. Até o momento, inexistia uma determinação acurada desta quantidade, no mesmo nível que para as densidades partônicas usuais. Os elementos de matriz calculados para os subprocessos relevantes no formalismo de fatorização k_{\perp} são mais intrincados que aqueles necessários na abordagem colinear, já em ordem dominante. Por outro lado, parte significativa das correções NLO e mesmo parte das correções NNLO às contribuições LO da abordagem colinear, relacionadas à contribuição de momentum transversal não nulo dos pártons incidentes, já estão incluídas na contribuição LO do formalismo de fatorização k_{\perp} [232]. Além disso, parte das correções virtuais podem ser ressonadas na função de glúon não integrada [232]. Recentemente, o cálculo das correções NLO aos subprocessos tem sido realizado e cálculos completos nesta ordem devem aparecer num futuro próximo [236, 237, 238, 239]. Uma característica importante do formalismo é a equivalência na aproximação de logaritmo dominante com o formalismo de dipolos de cor [240], tendo este último sido usado numa vasta fenomenologia em HERA [241, 242, 243, 244, 245, 246]. Além disso, uma questão muito importante é a consistência do formalismo de fatorização k_{\perp} incluindo efeitos de logaritmo subdominante (*nonleading-log*) com a fatorização colinear além da ordem dominante [42]: as funções coeficiente e as funções de desdobramento fornecendo $q(x, Q^2)$ e $G(x, Q^2)$ são suplementadas com a ressonância em todas as ordens das contribuições $[\alpha_s \ln(1/x)]$ em altas energias, em contraste com o cálculo de teoria de perturbação em ordem fixa.

Dois ingredientes adicionais devem ser levados em conta na abordagem semidura: o setor infravermelho e efeitos de saturação. A função de glúon não integrada deve evoluir em momentum transversal através da evolução BFKL para altas energias, levando à difusão em \mathbf{k}_{\perp} dos glúons iniciais no processo de evolução [247] (vide seção 1.3.5). Neste cenário de difusão, os valores dos momenta transversos são difundidos para a região infravermelha (e ultravioleta), onde a descrição perturbativa não é completamente confiável. Portanto, a evolução deve levar em conta o comportamento correto nesta região. Correções não lineares calculadas recentemente no formalismo BFKL [248] introduzem um tratamento natural para estas dificuldades, onde a escala de saturação Q_s fornece um corte adequado controlando os problemas na região infravermelha. A medida que a fração de momentum longitudinal $x \simeq Q^2/W^2$ decresce, correções de unitariedade tornam-se importantes e controlam o crescimento acentuado da distribuição de glúon. Neste domínio a distribuição de glúon pode saturar completamente, ou atingir um crescimento logarítmico suave. A abordagem mais atraente que leva em conta tanto as noções de comportamento infravermelho (confinamento) quanto

do fenômeno de saturação partônica é o *modelo de saturação* [249, 250], que é um modelo do tipo eikonal baseado no formalismo de dipolos de cor, construído para interações de altas energias. Neste formalismo, o cenário físico é bastante simplificado de forma que a expressão para a escala de saturação pode ser prontamente calculada. Os parâmetros ajustáveis do modelo são obtidos a partir de um ajuste numérico aos dados de HERA na região de pequeno x . Estes dados envolvem a medida da função de estrutura inclusiva e da seção de choque total de fotoprodução, assim sendo os parâmetros obtidos deste ajuste são adequados para outras aplicações do modelo em quantidades mais exclusivas tais como a produção de quarks pesados.

Este capítulo baseia-se em análises fenomenológicas originais [251] e está organizado como segue. Na próxima seção apresentaremos a descrição do formalismo de fatorização k_{\perp} seguido pelas principais fórmulas para a fotoprodução de quarks pesados no formalismo de fatorização k_{\perp} (seção (9.2)), definindo as variáveis cinemáticas relevantes. Além disso, investigamos a distribuição de glúon não integrada do modelo de saturação, em comparação com os resultados da derivada da distribuição de glúon integrada, $x\mathcal{G}(x, \mathbf{k}_{\perp})$. Na seção (9.3), apresentamos os nossos resultados para a seção de choque total de fotoprodução de charme e de bottom, bem como estimativas para a distribuição em p_{\perp} do quark pesado produzido. Investigaremos em detalhe os desvios do resultados confrontando a aproximação de dipolos com um procedimento mais conservador da fatorização k_{\perp} . Ou seja, as escolhas de escala para a constante de acoplamento e a fração de momentum longitudinal adequada no argumento da função de glúon não integrada. As predições da derivada da função de glúon colinear também são estudadas. Na última seção, apresentamos as conclusões e considerações finais.

9.2 Fotoprodução de quarks pesados no formalismo de fatorização k_{\perp}

Nesta seção, investigamos o espalhamento de um próton por um fóton quase-real, no formalismo semiduro. No caso de fotoprodução de quarks leves, há um pobre entendimento das massas efetivas dos quarks leves, associadas a aspectos não-perturbativos do processo e necessárias para regular divergências. No caso de fotoprodução de quarks pesados, o problema é resolvido naturalmente graças às massas dos quarks pesados. A abordagem semidura é válida no domínio da seguinte desigualdade dupla: $s \gg \mu^2 \simeq \hat{s} \gg \Lambda_{QCD}^2$, i.e. a escala de interação partônica típica é muito maior do que o parâmetro de cut-off da QCD Λ_{QCD}^2 , e muito menor do que a energia de centro de massa, \sqrt{s} .

O formalismo de fatorização k_{\perp} ressona na aproximação de logaritmo dominante todas as contribuições proporcionais a $[\alpha_s \ln(\mu^2/\Lambda_{QCD}^2)]^n$, $[\alpha_s \ln(\mu^2/\Lambda_{QCD}^2) \ln(1/x)]^n$ e $[\alpha_s \ln(1/x)]^n$, correspondendo à ressona DGLAP colinear [33, 32, 34], à contribuição de duplo logaritmo e à ressona BFKL [37, 38, 39, 40], respectivamente. Estas ressonas geram a distribuição de glúon não integrada, $\mathcal{F}(x, \mathbf{k}_{\perp})$, que também depende da escala μ^2 . Esta distribuição nos dá a probabilidade de encontrarmos um párton portando uma fração de momentum longitudinal x e momentum transversal \mathbf{k}_{\perp} .

Requerendo que no limite de duplo logaritmo dominante (DLL), a seção de choque transversa total de foto-absorção escrita no formalismo de fatorização \mathbf{k}_\perp seja consistente com o mesmo limite do formalismo DGLAP, a distribuição de glúons colinear pode ser obtida a partir da não integrada por

$$x G(x, \mu^2) = \int^{\mu^2} \frac{dk_\perp^2}{k_\perp^2} \mathcal{F}(x, k_\perp^2), \quad (9.1)$$

onde μ^2 é a escala do processo, que pode ser Q^2 , a massa do quark pesado ou o momentum transverso p_\perp das partículas produzidas, por exemplo. Em particular, na obtenção da Eq. (9.1), considera-se a condição de ordenamento forte $\mathbf{k}_\perp^2 \ll \mathbf{p}_\perp^2 \ll \mu^2$, onde \mathbf{p}_\perp é o momentum transverso do laço quark-antiquark no vértice do fóton.

A fim de calcularmos a seção de choque de um processo físico [252, 253], devemos convoluir a função de glúon não integrada com os elementos de matriz para os subprocessos partônicos relevantes, com os pártons fora da camada de massa. Nestes elementos de matriz o tensor de polarização do glúon virtual é dado por $L_{\mu\nu}^{(g)} = \overline{\varepsilon_g^\mu \varepsilon_g^{*\nu}} = k_\perp^\mu k_\perp^\nu / |\mathbf{k}_\perp|^2$. Vamos a seguir calcular a seção de choque total e diferencial de fotoprodução de quarks pesados (charme e bottom), levando em consideração os diagramas mostrados na Fig. (9.1). Mais detalhes da derivação em formas alternativas podem ser encontrados nas Refs. [41, 254]. O elemento de matriz correspondente se escreve como

$$i\mathcal{M} = e_Q \sqrt{4\pi\alpha_{em}} \sqrt{4\pi\alpha_s} T_{ij}^a \varepsilon_\gamma^\mu \varepsilon_g^\nu \left(\bar{u}(p_1) i\gamma_\mu \frac{i(\not{k} - \not{p}_2 + m_Q)}{(k - p_2)^2 - m_Q^2} i\gamma_\nu v(p_2) + \bar{u}(p_1) i\gamma_\nu \frac{i(\not{q} - \not{p}_2 + m_Q)}{(q - p_2)^2 - m_Q^2} i\gamma_\mu v(p_2) \right) \quad (9.2)$$

onde, como mostrado na Fig. (9.1), p_1 e p_2 são os quadrimomenta dos quarks pesados produzidos, q e k são os quadrimomenta do fóton e do glúon, respectivamente. α_{em} , α_s são as constantes de acoplamento eletromagnética e da QCD, m_Q , e_Q são a massa e a carga do quark pesado, i e j são os índices de cor dos quarks (i, j de 1 a 3) da matriz de cor T^a ($a = 1, 2, \dots, 8$). Somando-se \mathcal{M} sobre estados finais de cor i, j e tomando-se a média sobre o estado inicial de cor a , obtém-se o fator de cor $\frac{1}{8} T_{ij}^a T_{ji}^a = \frac{1}{8} T^a T^a = \delta^{aa}/16 = \frac{1}{2}$. Os espiniores dos quarks e antiquarks pesados satisfazem

$$\sum_{spin\ 1} u(p_1) \bar{u}(p_1) = \not{p}_1 - m_Q \quad (9.3)$$

$$\sum_{spin\ 2} v(p_2) \bar{v}(p_2) = \not{p}_2 - m_Q. \quad (9.4)$$

As somas sobre polarizações dos pártons iniciais no calibre covariante são dadas por

$$\sum_{pol.\ \gamma} \varepsilon_\gamma^\mu \varepsilon_\gamma^{*\rho} \rightarrow -g^{\mu\rho} \quad (9.5)$$

$$\sum_{pol.\ g} \varepsilon_g^\nu \varepsilon_g^{*\sigma} \rightarrow -g^{\nu\sigma}. \quad (9.6)$$

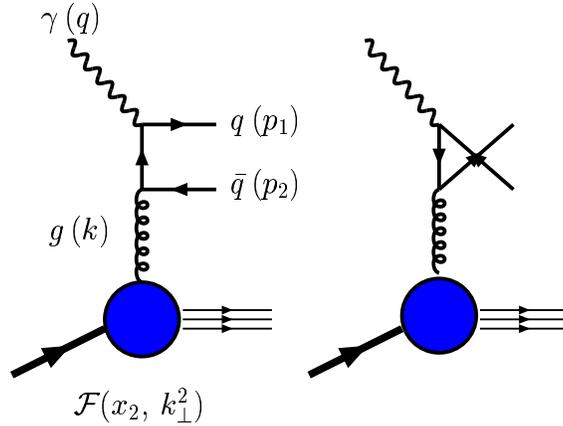


Fig. 9.1: Os diagramas QCD em ordem dominante para a produção de quarks pesados via o mecanismo de fusão fóton-glúon. Os momenta das partículas são mostrados e o círculo representa a cadeia de emissões de glúons incluídos na distribuição de glúon não integrada, $\mathcal{F}(x_2, \mathbf{k}_\perp^2)$.

O quadrado dos elementos de matriz somados e mediados sobre cores e polarizações resulta em

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{1}{2} \times \frac{1}{2} \times e_Q^2 16\pi^2 \alpha_{em} \alpha_s \sum_{spin\ 1} \sum_{spin\ 2} (M_{11} + M_{12} + M_{21} + M_{22}), \quad (9.7)$$

onde

$$M_{11} = \bar{u}(p_1) \gamma_\mu \frac{(\not{k} - \not{p}_2 + m_Q)}{(k - p_2)^2 - m_Q^2} \gamma_\nu v(p_2) \bar{v}(p_2) \gamma^\nu \frac{(\not{k} - \not{p}_2 + m_Q)}{(k - p_2)^2 - m_Q^2} \gamma^\mu u(p_1) \quad (9.8)$$

$$M_{12} = \bar{u}(p_1) \gamma_\mu \frac{(\not{k} - \not{p}_2 + m_Q)}{(k - p_2)^2 - m_Q^2} \gamma_\nu v(p_2) \bar{v}(p_2) \gamma^\mu \frac{(\not{q} - \not{p}_2 + m_Q)}{(q - p_2)^2 - m_Q^2} \gamma^\nu u(p_1) \quad (9.9)$$

$$M_{21} = \bar{u}(p_1) \gamma_\nu \frac{(\not{q} - \not{p}_2 + m_Q)}{(q - p_2)^2 - m_Q^2} \gamma_\mu v(p_2) \bar{v}(p_2) \gamma^\nu \frac{(\not{k} - \not{p}_2 + m_Q)}{(k - p_2)^2 - m_Q^2} \gamma^\mu u(p_1) \quad (9.10)$$

$$M_{22} = \bar{u}(p_1) \gamma_\nu \frac{(\not{q} - \not{p}_2 + m_Q)}{(q - p_2)^2 - m_Q^2} \gamma_\mu v(p_2) \bar{v}(p_2) \gamma^\mu \frac{(\not{q} - \not{p}_2 + m_Q)}{(q - p_2)^2 - m_Q^2} \gamma^\nu u(p_1). \quad (9.11)$$

O resultado final da soma sobre spins, traços e contrações pode ser convenientemente expresso em termos das variáveis de Sudakov para o processo $ep \rightarrow Q\bar{Q}X$ em altas energias, definidas por

$$p_1 = \alpha_1 P_1 + \beta_1 P_2 + \mathbf{p}_{1\perp}, \quad q = x_1 P_1 + \mathbf{q}_\perp, \quad (9.12)$$

$$p_2 = \alpha_2 P_1 + \beta_2 P_2 + \mathbf{p}_{2\perp}, \quad k = x_2 P_2 + \mathbf{k}_\perp, \quad (9.13)$$

onde $\mathbf{p}_{1\perp}$, $\mathbf{p}_{2\perp}$, \mathbf{q}_\perp e \mathbf{k}_\perp são os momenta transversos do quark e antiquark pesados, do fóton e do glúon, respectivamente. Os momenta do elétron e do próton são denotados

por P_1 e P_2 . No sistema centro de massa do processo, temos $P_1 = (\sqrt{s}/2, 0, 0, \sqrt{s}/2)$, $P_2 = (\sqrt{s}/2, 0, 0, -\sqrt{s}/2)$, $P_1^2 = P_2^2 = 0$ e $(P_1 \cdot P_2) = s/2$, sendo \sqrt{s} a energia de centro de massa. Por inspeção simples das Eqs. (9.12) e (9.13) e usando a lei de conservação de energia-momentum, obtemos as relações,

$$p_1^2 = p_2^2 = m_Q^2, \quad q^2 = \mathbf{q}_\perp^2, \quad k^2 = \mathbf{k}_\perp^2, \quad (9.14)$$

$$\mathbf{q}_\perp + \mathbf{k}_\perp = \mathbf{p}_{1\perp} + \mathbf{p}_{2\perp}. \quad (9.15)$$

As variáveis de Sudakov podem ser escritas em termos das massas transversas $m_{1,2\perp}^2 = m_Q^2 + \mathbf{p}_{1,2\perp}^2$, onde m_Q é a massa do quark pesado, e da rapidez dos quarks pesados, $y_{1,2}^*$, do seguinte modo

$$\alpha_1 = \frac{m_{1\perp}}{\sqrt{s}} \exp(y_1^*), \quad \alpha_2 = \frac{m_{2\perp}}{\sqrt{s}} \exp(y_2^*), \quad (9.16)$$

$$\beta_1 = \frac{m_{1\perp}}{\sqrt{s}} \exp(-y_1^*), \quad \beta_2 = \frac{m_{2\perp}}{\sqrt{s}} \exp(-y_2^*), \quad (9.17)$$

$$x_1 = \alpha_1 + \alpha_2, \quad x_2 = \beta_1 + \beta_2. \quad (9.18)$$

onde no caso de fotoprodução $q = P_1$, a variável x_1 simplifica para $x_1 = 1$ e pode-se definir $\alpha_1 \equiv z$ e $\alpha_2 \equiv 1 - z$. As variáveis z e $(1 - z)$ correspondem à fração de momentum longitudinal portada pelo quark pesado tendo momentum transverso $\mathbf{p}_{1\perp}$ e $\mathbf{p}_{2\perp}$, respectivamente.

Tendo introduzido as definições e variáveis relevantes, a seção de choque diferencial para a fotoprodução é expressa como uma convolução da função de glúon não integrada com os elementos de matriz fora da camada de massa [255, 41, 252],

$$\frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow Q\bar{Q}X)}{d^2\mathbf{p}_{1\perp}} = \int dy_1^* d^2\mathbf{k}_\perp \frac{\mathcal{F}(x_2, \mathbf{k}_\perp^2) |\mathcal{M}|^2(\text{fora cam. massa})}{\pi\alpha_2}, \quad (9.19)$$

onde os elementos de matriz fora da camada de massa em LO são dados por [255, 252],

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2(\text{fora cam. massa}) &= \alpha_{em} \alpha_s(\mu^2) e_Q^2 \left[\frac{z^2 + (1-z)^2}{[(p_2 - k)^2 - m_Q^2][(p_1 - k)^2 - m_Q^2]} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2m_Q^2}{k_\perp^2} \left(\frac{z}{(p_1 - k)^2 - m_Q^2} - \frac{1-z}{(p_2 - k)^2 - m_Q^2} \right)^2 \right], \quad (9.20) \end{aligned}$$

onde $\alpha_{em} = 1/137$ é a constante de acoplamento eletromagnética e e_Q é a carga elétrica do quark pesado produzido. A escala μ na constante de acoplamento forte será especificada mais adiante. Em geral, é tomada como sendo igual à virtualidade do glúon, $\mu^2 = \mathbf{k}^2$ em conexão com o esquema BLM [256]. Na aproximação de $\ln(1/x)$ dominante, α_s toma um valor constante. Quando os momenta transversos dos pártons incidentes são suficientemente menores do que os dos quarks pesados produzidos, obtém-se o resultado da abordagem colinear. A expressão final para a seção de choque de fotoprodução considerando a componente

direta do fóton pode ser escrita como [253]

$$\begin{aligned} \sigma_{tot}^{foto} &= \frac{\alpha_{em} e_Q^2}{\pi} \int dz d^2\mathbf{p}_{1\perp} d^2\mathbf{k}_\perp \frac{\alpha_s(\mu^2) \mathcal{F}(x_2, \mathbf{k}_\perp^2; \mu^2)}{\mathbf{k}_\perp^4} \\ &\times \left\{ [z^2 + (1-z)^2] \left(\frac{\mathbf{p}_{1\perp}}{D_1} + \frac{(\mathbf{k}_\perp - \mathbf{p}_{1\perp})}{D_2} \right)^2 + m_Q^2 \left(\frac{1}{D_1} + \frac{1}{D_2} \right)^2 \right\}, \end{aligned} \quad (9.21)$$

onde $D_1 \equiv \mathbf{p}_{1\perp}^2 + m_Q^2$ e $D_2 \equiv (\mathbf{k}_\perp - \mathbf{p}_{1\perp})^2 + m_Q^2$.

Na Eq. (9.21) a função de glúon não integrada também depende da escala μ^2 , levada em consideração em várias parametrizações de \mathcal{F} (ver por exemplo Ref. [257] para uma compilação de várias parametrizações. Temos agora todos os ingredientes para o cálculo das seções de choque diferencial e total para o processo, escolhendo convenientemente uma função de glúon não integrada $\mathcal{F}(x_2, \mathbf{k}_\perp^2; \mu^2)$. O procedimento prático neste capítulo é considerar uma das parametrizações mais simples disponível na literatura, cobrindo um tratamento consistente da região infravermelha e levando em consideração os efeitos de saturação esperados em altas energias. Estas características são satisfeitas no modelo de saturação, que revisaremos a seguir. Este modelo não é contudo a única escolha possível para a distribuição de glúon não-integrada, existindo uma variedade de funções propostas na literatura [257]. Neste trabalho, contrastamos o modelo de saturação abaixo apresentado com a função de glúon não integrada proveniente da derivada da função de glúons colinear,

$$x \mathcal{G}(x, \mathbf{k}_\perp^2) = \frac{\partial [x G(x, \mathbf{k}_\perp^2)]}{\partial \ln \mathbf{k}_\perp^2}, \quad (9.22)$$

que pode ser obtida formalmente derivando-se a equação 9.1, onde $G(x, \mu^2)$ é a distribuição de glúon integrada, podendo ser tomada das parametrizações disponíveis na literatura [164, 228, 229].

9.2.1 O modelo de saturação

O modelo de saturação [249, 250] baseia-se no formalismo de dipolos de cor [258, 259, 260]. A interação é representada no sistema de repouso do alvo (vide Fig. 9.2), onde o tamanho transversal \mathbf{r} do dipolo quark-antiquark, provindo de flutuações do estado de Fock do fóton virtual, é fixo durante a interação. Esta representação pode ser obtida do formalismo de fatorização \mathbf{k}_\perp na aproximação de logaritmo dominante através da transformada de Fourier entre os espaços de tamanho transversal e de momentum. A seção de choque total de foto-absorção é escrita como uma convolução da função de onda do fóton virtual com a seção de choque efetiva para a interação dipolo-alvo,

$$\sigma_{tot}^{\gamma^* p}(x, Q^2) = \int dz \int d^2\mathbf{r} (|\Psi_T(z, \mathbf{r}, Q^2)|^2 + |\Psi_L(z, \mathbf{r}, Q^2)|^2) \sigma_{dip}(x, \mathbf{r}), \quad (9.23)$$

onde a seção de choque de dipolo (vide Fig. 9.3) interpola entre o comportamento da transparência de cor para a configuração de dipolos de pequeno tamanho e as características

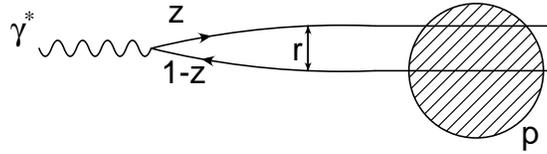


Fig. 9.2: Representação no referencial de repouso do próton, da flutuação do fóton virtual num dipolo $q\bar{q}$ interagindo com o próton.

do confinamento para dipolos de grande tamanho, valendo

$$\sigma_{dip} = \sigma_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\mathbf{r}^2}{4R_0^2(x)}\right) \right], \quad (9.24)$$

$$R_0^2(x) = \frac{1}{\text{GeV}^2} \left(\frac{x}{x_0}\right)^\lambda, \quad (9.25)$$

onde $R_0(x)$ é o raio de saturação, que decresce quando $x \rightarrow 0$. Os parâmetros σ_0 , x_0 e λ são determinados de um ajuste a dados de HERA a x pequeno. Um parâmetro adicional é a massa efetiva dos quarks leves, $m_q = 140$ MeV, necessária para se obter resultados finitos para a seção de choque total de fotoprodução. A escala de saturação fornece um limiar a partir do qual a seção de choque de dipolo deixa de crescer (em outras palavras, satura) com o aumento do tamanho do dipolo, sendo definida como $Q_s^2 = 1/R_0^2(x)$: para $rQ_s/2 \ll 1$ o modelo reproduz a propriedade da transparência de cor, $\sigma_{dip} \sim r^2$, ao passo que para $rQ_s/2 \geq 1$ a seção de choque tende a um valor constante em grande rQ_s (simulando confinamento), $\sigma_{dip} \sim \sigma_0$. Na região $rQ_s/2 \sim 1$, o modelo simula a física de ressonância de troca de glúons em espalhamentos múltiplos através de uma forma eikonal representando o limite de disco negro do próton. No modelo original [249, 250], a constante de acoplamento é tomada como fixa, $\alpha_s = 0.2$, e a fim de se considerar o limite formal de fotoprodução, a variável de Bjorken é modificada da seguinte forma,

$$x = x_{Bj} \left(1 + \frac{4m_q^2}{Q^2}\right) = \frac{Q^2 + 4m_q^2}{W^2}. \quad (9.26)$$

Partindo do formalismo de fatorização \mathbf{k}_{\perp} para a seção de choque total de foto-absorção, mas negligenciando a dependência no momentum transversal do argumento da constante de acoplamento forte e na variável x , pode-se obter um resultado analítico para a transformada de Fourier entre o espaço de momentum e de tamanho transversal,

$$\sigma_{dip}(x, \mathbf{r}) = \frac{2\pi}{3} \int \frac{d^2\mathbf{k}_{\perp}}{\mathbf{k}_{\perp}^4} \alpha_s \mathcal{F}(x, \mathbf{k}_{\perp}^2) \left(1 - e^{i\mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{r}}\right) \left(1 - e^{-i\mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{r}}\right). \quad (9.27)$$

Portanto, a Eq. (9.27) pode ser usada para a extração da função de glúon não integrada do modelo no espaço de tamanho transversal \mathbf{r} , uma vez que a seção de choque de dipolo

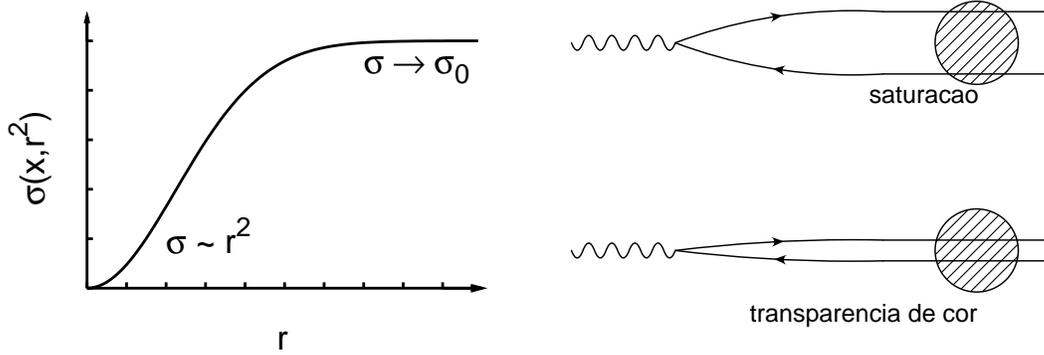


Fig. 9.3: A seção de choque de dipolos nos regimes de transparência de cor e saturação.

tem um limite finito em $\mathbf{r} \rightarrow 0$, denotado por $\sigma_{dip}^{(\infty)}(x)$. A função de glúon não integrada pode ser escrita como [261]

$$\alpha_s \mathcal{F}(x, \mathbf{k}_\perp^2) = \frac{3}{4\pi} \int \frac{d^2\mathbf{r}}{(2\pi)^2} \exp(i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}) \left[\sigma_{dip}^{(\infty)}(x) - \sigma_{dip}(x, \mathbf{r}) \right] \mathbf{k}_\perp^4, \quad (9.28)$$

$$= \frac{3}{8\pi^2} \int_0^\infty dr r J_0(k_\perp r) \left[\sigma_{dip}^{(\infty)}(x) - \sigma_{dip}(x, r) \right] k_\perp^4. \quad (9.29)$$

Após termos escrito a expressão para a função de glúon não integrada que será empregada em estudos da próxima seção, fazemos algumas considerações. O modelo de saturação é bastante bem sucedido na região de x pequeno, além de ter sido estendido para descrever simultaneamente o DIS difrativo [249, 250]. Contudo, quando $x \rightarrow 1$ (energias mais baixas), o modelo não é mais adequado, devendo-se introduzir fatores de correção de limiar. O modo mais simples de implementar estas correções é considerar regras de corte dimensionais. Para um subprocesso tendo n_{espec} quarks espectadores que não interagem com o fóton, o fator de limiar correspondente é dado por $(1-x)^{2n_{espec}-1}$. Por exemplo, incluindo os quarks leves e também o quark charme, o número de espectadores é $n_{espec} = 4$, assim incluímos em nossa análise o fator de correção multiplicativo $(1-x)^7$ na função de glúon não integrada do modelo de saturação [262, 263]. Na próxima seção, esta correção provê uma descrição correta da região de energias de alvo fixo, ao passo que os resultados do modelo original permanecem inalterados em energias intermediárias e em altas energias.

Para nossos propósitos nesta investigação, usamos os seguintes parâmetros correspondendo à parametrização que inclui o quark charme: $\sigma_0 = 29.12$ mb, $\lambda = 0.277$ e $x_0 = 4.1 \cdot 10^{-3}$ [249, 250]. Das Eqs. (9.28) e (9.24), a distribuição de glúon não integrada do modelo de saturação original suplementada pelo fator de limiar é dada por

$$\mathcal{F}(x, \mathbf{k}_\perp^2) = \frac{3\sigma_0}{4\pi^2\alpha_s} R_0^2(x) \mathbf{k}_\perp^4 \exp(-R_0^2(x) \mathbf{k}_\perp^2) (1-x)^7. \quad (9.30)$$

Ilustramos na Fig. (9.4) (gráfico da esquerda), a função de glúon não integrada da Eq. (9.30) como função do momentum transversal \mathbf{k}_\perp^2 para valores típicos da variável x ,

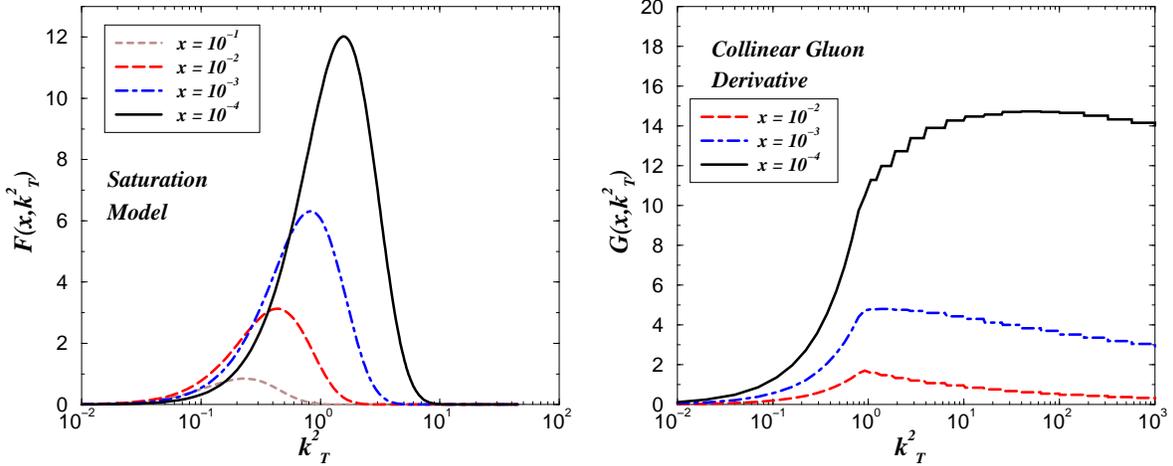


Fig. 9.4: *Esquerda:* A distribuição de glúon não integrada do modelo de saturação (GBW) em função de \mathbf{k}_{\perp}^2 para valores típicos de x . *Direita:* a derivada da distribuição de glúon colinear (parametrização GRV98) em função de \mathbf{k}_{\perp}^2 para valores típicos de x .

coabrindo grandes e pequenas frações de momentum longitudinais. A região de x pequeno corresponde à $x \leq 10^{-2}$. As principais características são bem claras: a função tem um pico em $\mathbf{k}_{\perp}^2 = 2Q_s^2$, com uma distribuição estreita em torno deste valor, sendo um levemente assimétrica para grande x . Portanto, o pico é deslocado para valores mais altos de \mathbf{k}_{\perp}^2 quando x decresce. A característica mais importante é a grande contribuição do setor de momentum transversal muito pequeno, $\mathbf{k}_{\perp} \leq 1 \text{ GeV}^2$ para grande x . Além disso, a distribuição de glúon não integrada é fortemente suprimida para grande \mathbf{k}_{\perp}^2 devido ao fato de que o modelo original não inclui evolução partônica. Esta limitação é sanada na implementação recente da evolução DGLAP na distribuição de glúon não integrada [261].

A fim de investigarmos a importância da cascata QCD de emissões partônicas no aumento em \mathbf{k}_{\perp} , apresentamos no gráfico da Fig. (9.4) o resultado da derivada da distribuição de glúons colinear, $\mathcal{G}(x, \mathbf{k}_{\perp}^2)$. Neste cálculo, utilizamos a parametrização LO GRV98 [229] para a distribuição de glúons colinear. O uso da derivada da distribuição de glúons permite-nos verificar a consistência de introduzirmos elementos da evolução DGLAP no formalismo de fatorização \mathbf{k}_{\perp} . A parametrização LO GRV 98 tem como escala de evolução inicial a virtualidade $Q_0^2 = 0.8 \text{ GeV}^2$, assim para virtualidades menores que Q_0^2 é necessária uma suposição para o comportamento de \mathcal{G} . Em nossa análise, aplicamos o seguinte procedimento:

$$\begin{aligned} \mathcal{G}(x, \mathbf{k}_{\perp}^2) &= \mathbf{k}_{\perp}^2 \left. \frac{\partial [x G(x, \mathbf{k}_{\perp}^2)]}{\partial \mathbf{k}_{\perp}^2} \right|_{\mathbf{k}_{\perp}^2 = Q_0^2} \Theta(Q_0^2 - \mathbf{k}_{\perp}^2) \\ &+ \frac{\partial [x G(x, \mathbf{k}_{\perp}^2)]}{\partial \ln \mathbf{k}_{\perp}^2} \Theta(\mathbf{k}_{\perp}^2 - Q_0^2), \end{aligned} \quad (9.31)$$

onde o primeiro termo recobra a distribuição de glúons colinear $xG(x, Q_0^2)$ através da integração em momentum transversal de 0 até Q_0^2 . Este procedimento não é único e outros

Ansätze poderiam ser igualmente introduzidos. Por exemplo, poderíamos considerar um limite inferior de integração $\mathbf{k}_{\perp min}^2 \simeq Q_0^2$, argumentando que nas curvas teóricas este corte afetaria principalmente a normalização da seção de choque. Como esperado, em nossos resultados o espectro de momentum transverso é mais largo, em contraste com o modelo de saturação. Na região de x pequeno, o desvio é pronunciado tanto em comportamento quanto em normalização. A região de x grande é corretamente descrita, uma vez que a função de glúon colinear é ajustada em toda a ampla região cinemática de HERA. Verificou-se também que usando a distribuição de glúon colinear em NLO, os desvios do resultado LO são negligenciáveis [264]. Uma observação mais técnica é o comportamento dentado da função $\mathcal{G}(x, \mathbf{k}_{\perp}^2)$ acima de Q_0^2 , que não tem nenhum significado físico, surgindo do uso das rotinas de interpolação de grid usadas para obtermos a função de glúon colinear, e este efeito desaparece nas quantidades integradas, não afetando nossos próximos resultados.

Na próxima seção, investigaremos o modelo de saturação no cálculo da seção de choque total e diferencial de fotoprodução de quarks pesados, e a comparação com a derivada da função de glúon colinear será usada para estudarmos os efeitos de evolução QCD.

9.3 Resultados e discussões

Os dados disponíveis de fotoprodução de quarks pesados [265, 266, 267, 268, 269, 270, 271, 272, 273, 274] vão desde energias de experimentos de alvo fixo de algumas dezenas de GeV até a energia de HERA em torno de $W \sim 200$ GeV. Cinematicamente, os dados de baixa energia correspondem a $x \simeq 10^{-1}$ e os de alta energia correspondem a $x \simeq 10^{-4}$. Os erros experimentais são bastante grandes e a região intermediária entre baixas e altas energias não está inteiramente coberta pelos experimentos. Produção de bottom em HERA é suprimida por duas ordens de magnitude com respeito ao charme, devido à maior massa e menor carga elétrica do quark b .

A seção de choque total e diferencial são calculadas da Eq. (9.21) e da função de glúon não integrada do modelo de saturação, Eq. (9.30). Para as massas do quark pesado, tomamos $m_c = 1.5$ GeV para o charme e $m_b = 4.8$ GeV para o bottom. A fim de investigarmos em detalhe os resultados emergindo da abordagem de fatorização \mathbf{k}_{\perp} e tentarmos ir além da aproximação de logaritmo dominante $\ln(1/x)$, consideramos em nossa análise os seguintes procedimentos:

- I. Mantivemos as características originais do modelo de saturação [249, 250]. Ou seja, constante de acoplamento fixa, $\alpha_s = 0.2$, e fração de momentum longitudinal x_2 sendo o limite de fotoprodução de x_{Bj} (x de Bjorken), dada Eq. (9.26), entrando no argumento da distribuição de glúon não integrada. Este procedimento é equivalente a usar o formalismo de dipolos de cor e o modelo de saturação, abordado na Ref. [275] em estudo detalhado. Nosso resultado é mostrado nas curvas pontilhado-tracejadas na Fig. (9.5), para a seção de choque total de fotoprodução de charme (gráfico à esquerda) e de bottom (gráfico à direita). Há uma boa concordância com os dados de baixa energia, ao passo que os dados de alta energia são subestimados. Para uma

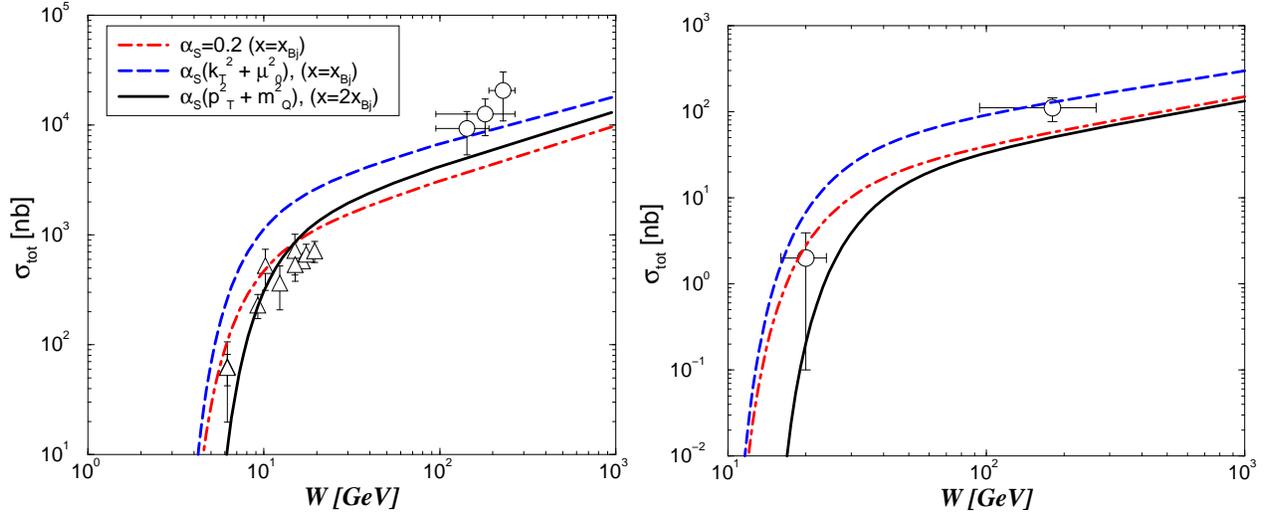


Fig. 9.5: *Esquerda:* A seção de choque total de fotoprodução de charme em função da energia centro de massa W e os resultados do formalismo de fatorização k_{\perp} usando o modelo de saturação e diferentes procedimentos técnicos no cálculo (vide texto). *Direita:* O mesmo que o anterior, para a seção de choque total de fotoprodução de bottom.

boa descrição dos dados de alvo fixo (baixa energia) é necessário incluímos o fator de correção de limiar $(1-x)^7$, ao passo que o modelo original sem este fator superestimaria os dados desde a região de baixas energias até a de energias intermediárias. Para altas energias, estes efeitos de limiar são completamente negligenciáveis em $W \gtrsim 20$ GeV para charme e $W \gtrsim 50$ GeV para bottom. Conclusões similares são obtidas na Ref. [275]. Há uma pequena diferença entre o nosso procedimento e o da Ref. [275], onde o autor utiliza a prescrição $x_Q = m_Q^2/z(1-z)$ para a fração de momentum longitudinal. Considerando um valor médio de $z = 0.5$ para a fração de momentum do quark, os resultados são completamente equivalentes, fato corroborado pela similaridade entre nossa predição e a da Ref. [275].

II. Consideramos o argumento da constante de acoplamento forte variando com a escala $\mu^2 = k_{\perp}^2 + \mu_0^2$. Este procedimento ainda é muito próximo ao modelo de saturação, sendo o procedimento geral utilizado por outros grupos [253, 252]. O termo μ_0^2 é introduzido a fim de evitar divergências vindas da constante de acoplamento variável na região infravermelha. Utilizamos o valor $\mu_0^2 = 1$ GeV², motivados pelo valor da escala de saturação Q_s , assegurando que a região de baixo momentum transverso seja dominada por esta escala. Este resultado não apresenta a boa concordância com os dados para baixas energias do caso (1), como mostrado nas curvas tracejadas na Fig. (9.5). Contudo obtemos uma melhor descrição dos dados de altas energias. Concluímos que introduzir o acoplamento variável no cálculo aumenta a normalização geral, pelo aumento do perfil em k_{\perp}^2 na seção de choque não integrada.

III. Finalmente, consideramos um procedimento mais conservador do formalismo de fato-

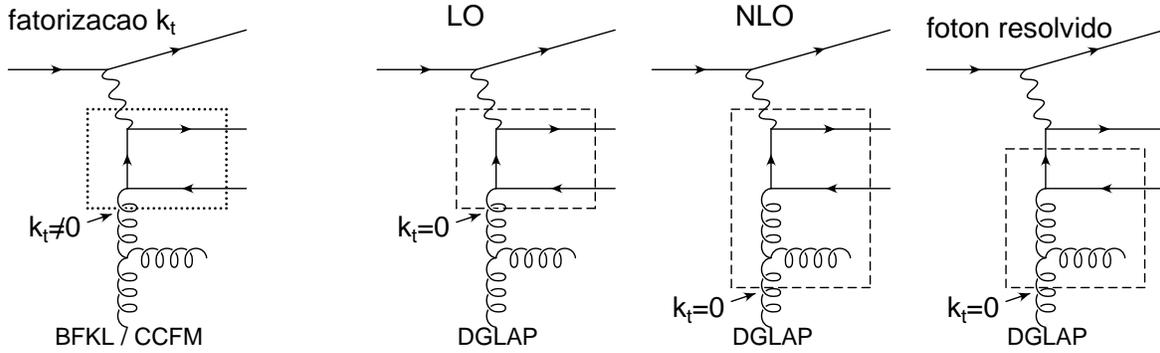


Fig. 9.6: Contribuição do termo de fusão fóton-glúon nas distintas abordagens: fatorização k_{\perp} , fatorização colinear em LO e NLO, contribuição fóton-resolvido. O retângulo representa o espalhamento duro.

rização k_{\perp} , onde o argumento da constante de acoplamento forte varia com o momento transversal do quark pesado produzido. Além disso, adotamos uma prescrição para a variável x_2 que difere da Eq. (9.26). O valor correto para a fração de momento longitudinal no argumento da função $\mathcal{F}(x_2, \mathbf{k}_{\perp}^2)$ é dado pelas definições nas Eqs. (9.18) e (9.17). Ou seja, a fração de momentum é dada por

$$x_2 = \frac{m_{1\perp}^2}{zW^2} + \frac{m_{2\perp}^2}{(1-z)W^2} = \frac{m_Q^2 + (\mathbf{p}_{\perp} - \mathbf{k}_{\perp})^2}{z} + \frac{m_Q^2 + \mathbf{p}_{\perp}^2}{1-z}, \quad (9.32)$$

onde utilizamos as Eqs. (9.16) e (9.17) e a lei de conservação de energia-momento, Eq. (9.15). Embora a Eq. (9.32) seja bem definida, é suficientemente intrincada para dificultar o cálculo numérico; por simplicidade, baseamo-nos na seguinte aproximação derivada na Ref. [276], onde se obteve resultados do formalismo de fatorização k_{\perp} aplicado em colisões ep , em particular para a função de estrutura do próton. Foi verificado que para virtualidades Q^2 não muito altas (incluindo fotoprodução), uma aproximação adequada é $x_2 = 2x_{Bj}$. Este valor foi obtido através de uma investigação cuidadosa das contribuições no domínio de integração em momentum transversal, para a parte DGLAP e para a abordagem semidura. Os resultados usando o procedimento acima estão mostrados nas linhas contínuas na Fig. (9.5), apresentando um comportamento intermediário entre o primeiro e o segundo procedimentos. Em particular, os dados de alvo fixo são bem descritos e a descrição para altas energias é levemente melhorada em comparação ao resultado (1), equivalente ao de dipolos (especialmente os resultados para o quark charme).

Um estudo mais detalhado considerando a parte resolvida do fóton está além do objetivo da presente análise. Na Ref. [275], onde o formalismo de dipolos de cor é aplicado à fotoprodução de quarks pesados usando o modelo de saturação, é incluída uma componente de dominância de méson vetorial para a estrutura do fóton. Nas Refs. [277, 278], a componente

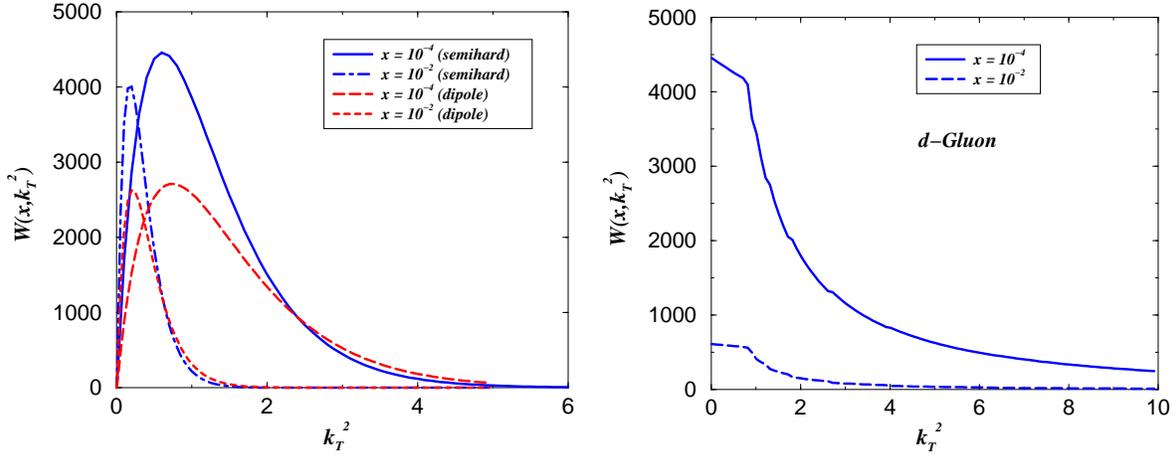


Fig. 9.7: *Esquerda:* O perfil em \mathbf{k}_{\perp} (charme) para a seção de choque não integrada do modelo de saturação para dois procedimentos diferentes no tratamento da constante de acoplamento e da fração de momentum (vide texto). *Direita:* O perfil em \mathbf{k}_{\perp} (charme) para a seção de choque da derivada da distribuição de glúon colinear (parametrização LO GRV98).

resolvida é considerada incluindo elementos de matriz fora da camada de massa idênticos aos de hadroprodução de quarks pesados, convoluídos com as distribuições partônicas não integradas do próton e do fóton [262, 278], também considerando colisões de dois fótons. Em nossa análise, consideramos apenas os elementos de matriz da componente direta do fóton. Segundo os autores da Ref. [279], a componente $\gamma \rightarrow c\bar{c}$ do fóton é incluída automaticamente no formalismo de fatorização \mathbf{k}_{\perp} , pelo fato de que não há nenhuma restrição no momentum transversal ao longo da cadeia de evolução. Além disso, é mostrado na Ref. [279], em particular no cálculo da seção de choque diferencial $d\sigma/dx_{\gamma}$ para a produção de mésons D^* , que parte da contribuição resolvida do fóton é incluída efetivamente pelas equações de evolução BFKL ou CCFM [44, 45, 46, 47], ou seja, está incluída na evolução da distribuição de glúon não integrada, e os elementos de matriz fora da camada de massa contêm somente a componente direta do fóton. No uso destas abordagens em fotoprodução, a contribuição resolvida não tem sido incluída explicitamente a fim de se evitar dupla contagem, uma vez que o glúon fora da camada de massa da evolução BFKL já leva em conta uma parte desta contribuição. Na Fig. 9.6 mostramos qualitativamente as distintas contribuições acima descritas.

A fim de investigarmos a influência dos procedimentos acima na predição da seção de choque total e encontrarmos o domínio de momentum transversal responsável pela contribuição dominante, propomos considerar o perfil em \mathbf{k}_{\perp} da seção de choque não integrada. Esta quantidade, denotada por $W(x, \mathbf{k}_{\perp}^2)$, é obtida desfazendo-se a integração em \mathbf{k}_{\perp}^2 na Eq. (9.21). Na Fig. (9.7) mostramos as funções perfil para o charme, usando o modelo de saturação (esquerda) e a derivada da distribuição de glúon colinear (direita), para energias de alvo fixo (fração de momentum $x = 10^{-2}$) e altas energias ($x = 10^{-4}$). Para o modelo de saturação, consideramos dois dos procedimentos acima, a aproximação de dipolos (α_s

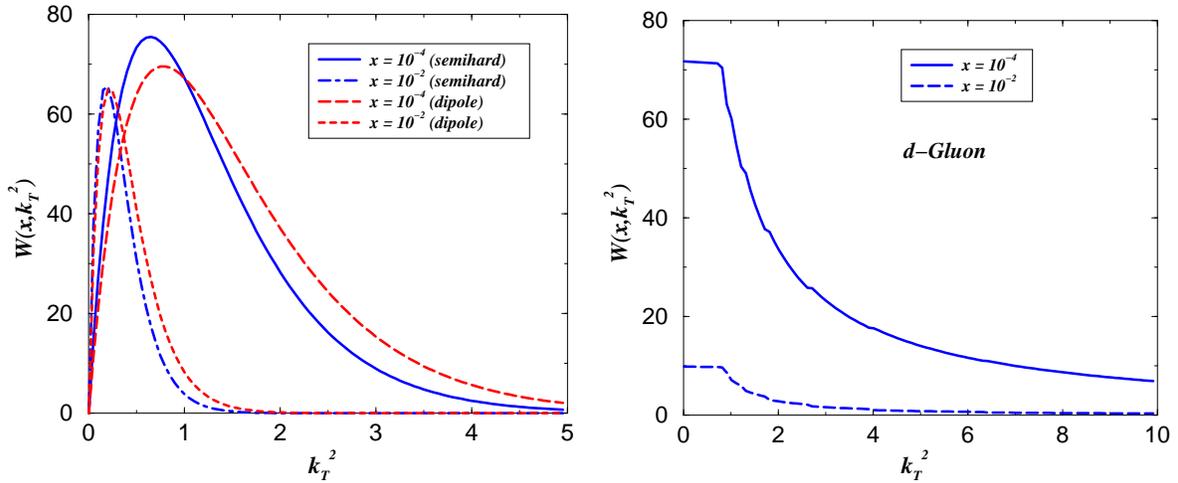


Fig. 9.8: *Esquerda:* O perfil em \mathbf{k}_{\perp} (bottom) para a seção de choque não integrada do modelo de saturação para dois procedimentos diferentes no tratamento da constante de acoplamento e da fração de momentum (vide texto). *Direita:* O perfil em \mathbf{k}_{\perp} (bottom) para a seção de choque da derivada da distribuição de glúon colinear (parametrização LO GRV98).

fixo e $x_2 = x_{Bj}$) e a abordagem semidura (α_s variável com $\mu^2 = \mathbf{p}_{\perp}^2 + m_Q^2$ e $x_2 = 2x_{Bj}$). Em $x = 10^{-2}$ as funções perfil tem um pico em torno de $\mathbf{k}_{\perp}^2 \simeq 0.3 \text{ GeV}^2$, ao passo que em $x = 10^{-4}$ o pico é deslocado em direção a $\mathbf{k}_{\perp}^2 \simeq 1 \text{ GeV}^2$. Como esperado dos resultados para a seção de choque total (Fig. 9.5), os resultados da abordagem semidura têm uma normalização maior que a no caso de dipolos. Uma característica importante emergindo destes resultados é a dominância da região de pequeno \mathbf{k}_{\perp}^2 para a seção de choque total de charme. De fato, em altas energias o pico é da ordem da escala de saturação, $\mathbf{k}_{\perp}^2 \simeq Q_s^2$, e contribuições para $\mathbf{k}_{\perp}^2 \gtrsim 10 \text{ GeV}^2$ são negligenciáveis.

Para a derivada da distribuição de glúon colinear (denotada por *d-Gluon*), escolhemos a escala $\mu^2 = \mathbf{p}_{\perp}^2 + m_Q^2$ e $x_2 = 2x_{Bj}$. Podemos notar na Fig. (9.7b) o efeito da descontinuidade na derivada na função de glúon, Eq. (9.31) em $Q_0^2 = 0.8 \text{ GeV}^2$: a função perfil tem um pico neste valor para $\mathbf{k}_{\perp}^2 \geq Q_0^2$, apresentando pouca variação para \mathbf{k}_{\perp}^2 abaixo de Q_0^2 . Também podemos notar que o perfil em \mathbf{k}_{\perp} para a derivada da distribuição de glúon é mais largo que no modelo de saturação. Ainda assim, a principal contribuição vem da região de pequeno \mathbf{k}_{\perp} , embora valores intermediários de momentum transversal também contribuam consideravelmente. Estes efeitos trarão predições mais próximas dos resultados experimentais, como veremos abaixo.

Na Fig. (9.8) apresentamos os resultados para o perfil em \mathbf{k}_{\perp} para o quark bottom, onde comparamos os diferentes procedimentos e funções de glúon não integradas, similarmente ao caso do charme. Algumas diferenças são contudo evidentes. Nos cálculos com o modelo de saturação, os resultados do procedimento de dipolos e do procedimento semiduro são bastante similares, uma vez que a escala $\mu^2 = \mathbf{p}_{\perp}^2 + m_Q^2$ provê uma virtualidade alta mesmo para momentum transversal pequeno, devido à grande massa do bottom. Com isso,

a constante de acoplamento fica muito próxima do valor $\alpha_s = 0.2$ em todo o domínio de \mathbf{p}_\perp , como suposto no modelo de saturação original. Os resultados da derivada da distribuição de glúon colinear segue o mesmo padrão que no caso do charme, tendo um perfil em \mathbf{k}_\perp mais largo em comparação com o modelo de saturação.

O estudo do perfil em \mathbf{k}_\perp mostra as regiões dominantes no domínio de \mathbf{k}_\perp e o efeito de escolhermos diferentes escalas para o acoplamento e para as frações de momentum longitudinais. Dos perfis discutidos acima, esperamos que o espectro mais largo para a derivada da função de glúon colinear irá aumentar a normalização da seção de choque total em altas energias, melhorando a descrição dos dados em comparação com as previsões do modelo de saturação. Motivados por esta expectativa, comparamos a seção de choque total obtida utilizando a função de glúon não integrada do modelo de saturação e da derivada da função de glúon colinear. Em ambos os casos a escolha padrão da escala e fração de momentum é $\mu^2 = \mathbf{p}_\perp^2 + m_Q^2$ e $x_2 = 2x_{Bj}$. Esta comparação está mostrada na Fig. (9.9) para a seção de choque total de charme e de bottom. O modelo de saturação subestima os dados de altas energias, uma vez que o tratamento da evolução QCD não foi considerado no modelo original. Recentes desenvolvimentos levando em conta a evolução QCD deveriam resolver este problema [261]. A derivada da distribuição de glúon colinear descreve melhor os dados de alta energia, uma vez que inclui evolução QCD. Como esperado, está em desacordo com os dados de baixas energias, uma vez que o conteúdo de valência não foi incluído na análise. Além disso, verificamos que a função de glúon não integrada toma valores negativos nesta região. Na parametrização KMR [280], este problema é resolvido via ressonância de correções virtuais através da introdução do fator de forma de Sudakov,

$$T(\mathbf{k}_\perp^2, \mu^2) = \exp \left(- \int_{\mathbf{k}_\perp^2}^{\mu^2} \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{d\mathbf{k}'_\perp{}^2}{\mathbf{k}'_\perp{}^2} \int_0^{(1-\delta)} P(z') dz' \right), \quad (9.33)$$

onde $P(z)$ são as funções de desdobramento e δ é um corte infravermelho para evitar singularidades soft $1/(1-z)$ nessas funções.

Para fins de ilustração, também apresentamos os resultados do modelo de pártons, a abordagem colinear, considerando apenas o processo em LO $\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}$, onde usamos os valores $m_c = 1.3$ GeV, $m_b = 4.75$ GeV, e $\mu^2 = \hat{s}$. Isto fornece uma descrição razoável dos dados uma vez que se use massas dos quarks pesados mais baixas, ou alternativamente considerando correções de mais altas ordens ao cálculo LO. Em contraste, a abordagem semidura nos dá uma descrição razoável dos dados já em nível LO. A dependência com a energia é distinta nas duas abordagens: no modelo de saturação tem-se um crescimento moderado com a energia, ao passo que na abordagem colinear este crescimento é mais acentuado. A abordagem colinear e o resultado semiduro usando a derivada da função de glúon apresentam um comportamento similar, com desvios pronunciados apenas na região de baixas energias, próximo ao limiar de produção.

Por último, calculamos a distribuição em \mathbf{p}_\perp para charme e para bottom usando o modelo de saturação (usando os três procedimentos discutidos acima) e a derivada da distribuição de glúon colinear em energias de centro de massa de $W = 200$ GeV. As previsões são mostradas na Fig. (9.10). Uma característica marcante é o comportamento finito e bem

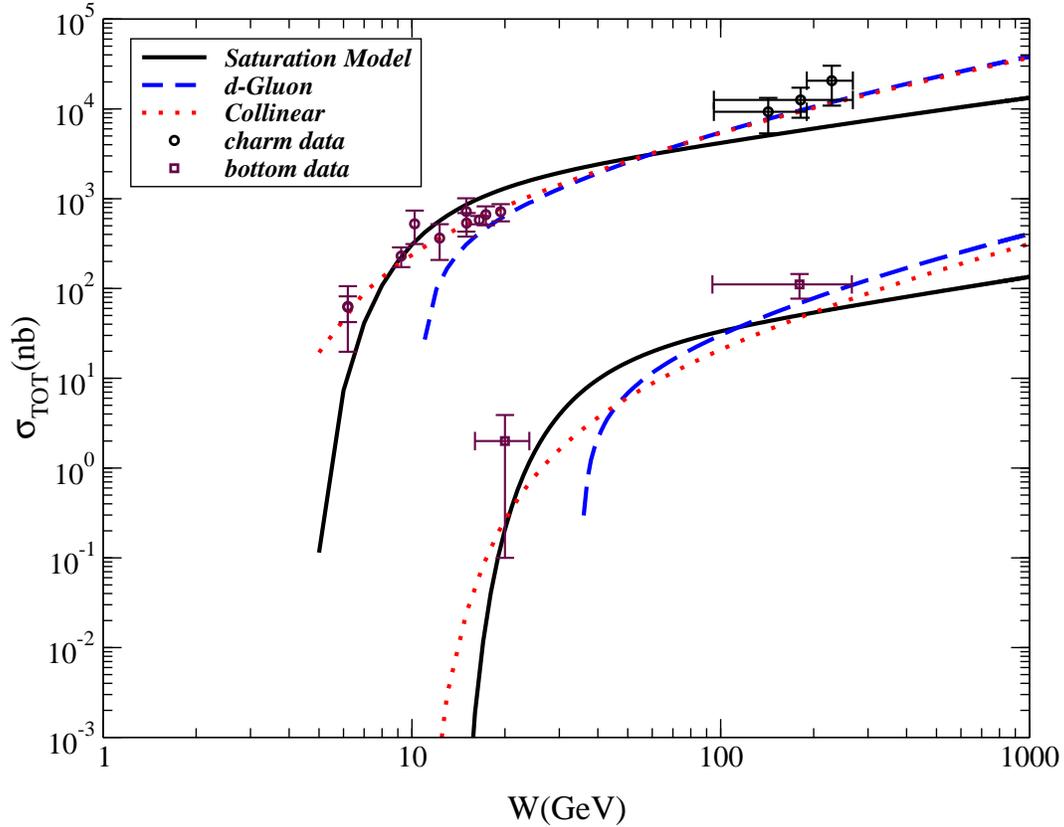


Fig. 9.9: Os resultados para a seção de choque total de charme e de bottom considerando o modelo de saturação, a derivada da distribuição de glúon colinear e o modelo de pártons colinear.

controlado para pequeno momentum transversal, independente da função de glúon não integrada. Reconhecemos também o comportamento decrescente usual da distribuição na região de grande momentum transversal. Uma das principais vantagens da abordagem semidura é o fato de se obter resultados finitos no cálculo LO, para momentum transversal nulo. Nossos resultados são comparáveis aos das Refs.[253, 252], que consideram outras parametrizações para a função de glúon não integrada. Nossos resultados para o modelo de saturação são bastante similares, mesmo usando diferentes prescrições para a escala α_s e para a fração de momentum longitudinal, com um leve desvio para momentum transversal mais alto. O comportamento decrescente para pequeno \mathbf{p}_{\perp} é menos acentuado para o bottom do que para o charme, devido à maior massa do bottom no argumento de α_s . A derivada da distribuição de glúon colinear (*d-Gluon*) produz um comportamento similar em \mathbf{p}_{\perp} , mas com uma normalização um pouco mais alta.

9.4 Conclusões

Neste capítulo, apresentamos uma análise fenomenológica original [251] do formalismo de fatorização \mathbf{k}_{\perp} ou abordagem semidura, aplicado à fotoprodução de quarks pesados. Neste

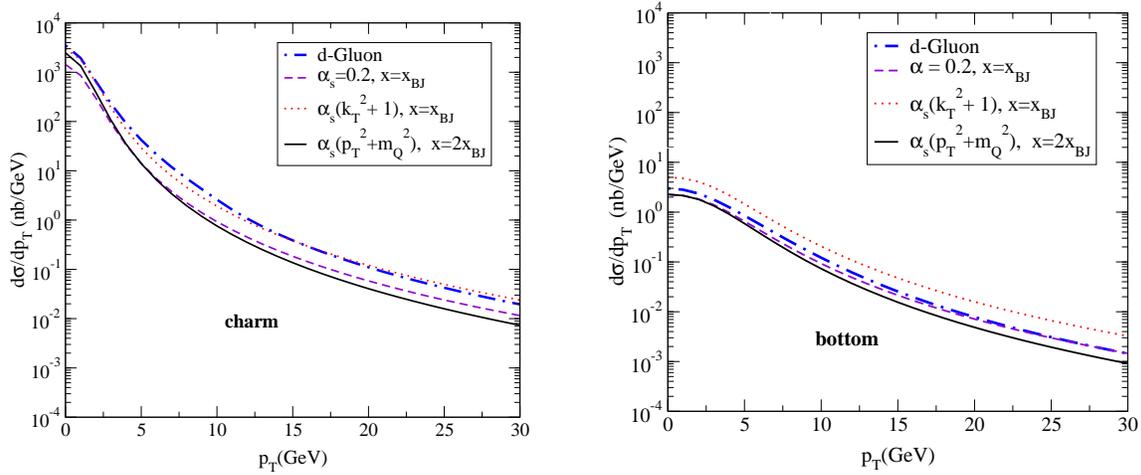


Fig. 9.10: *Esquerda:* A distribuição em \mathbf{p}_{\perp} para charme, do modelo de saturação (usando três procedimentos distintos) e da derivada da distribuição de glúon colinear para $W = 200$ GeV. *Direita:* O mesmo, para a produção de bottom.

formalismo a seção de choque é dada pela convolução de elementos de matriz fora da camada de massa com as distribuições de partons não integradas, $\mathcal{F}(x_2, \mathbf{k}_{\perp}^2)$. Os elementos de matriz são atualmente conhecidos em ordem dominante (LO), e incluem a maior parte dos diagramas NLO e mesmo alguns diagramas em ordem NNLO, do formalismo de fatorização colinear. Este fato é vantajoso na produção de quarks pesados, uma vez que cálculos NLO no formalismo colinear subestimam os dados experimentais (especialmente os dados do Tevatron para bottom). Existem várias parametrizações para a função de glúon não integrada baseando-se na solução de equações de evolução ou em considerações fenomenológicas. Investigamos o uso da parametrização do modelo de saturação, que nos fornece um tratamento seguro da região infravermelha e inclui o fenômeno de saturação partônica. Além disso, os parâmetros ajustados deste modelo são extraídos dos dados de alta energia de HERA, portanto os resultados não têm parâmetros livres.

Com o intuito de irmos além da aproximação de logaritmo dominante $\ln(1/x)$, consideramos uma constante de acoplamento variável e usamos uma fração de momentum longitudinal adequada no argumento da \mathcal{F} . A descrição dos dados para a seção de choque total depende fortemente destes procedimentos. Um ingrediente adicional nos cálculos é um fator de correção de limiar levando em conta o comportamento em baixa energia. Os melhores resultados são obtidos com o uso da prescrição $\mu^2 = \mathbf{p}_{\perp}^2 + m_Q^2$ e $x_2 = 2x_{BJ}$. Contudo, em qualquer caso o modelo de saturação subestima ligeiramente os resultados experimentais de altas energias. Isto se origina do fato de que a evolução QCD não está presente no modelo original. A fim de investigarmos o papel das emissões partônicas da evolução QCD, consideramos a derivada da distribuição de glúon colinear, que fornece uma conexão mais próxima com o formalismo DGLAP. De fato, os resultados para as seções de choque totais

de charme e bottom estão em bom acordo tanto para baixas quanto para altas energias. Espera-se que os recentes melhoramentos do modelo de saturação [261] considerando essas emissões produzam resultados similares.

Verificamos que o estudo do perfil em \mathbf{k}_{\perp} fornece informação importante sobre a região de momentum transversa dominante para o processo. Para o modelo de saturação, a parte mais importante da seção de choque apresenta um pico em torno da escala de saturação $\mathbf{k}_{\perp}^2 \simeq Q_s^2$. O espectro em \mathbf{k}_{\perp} é mais largo para a derivada da distribuição de glúon, $\mathcal{G}(x_2, \mathbf{k}_{\perp}^2)$. A distribuição em \mathbf{p}_{\perp} dos quarks pesados produzidos também foi calculada, mostrando os efeitos da escolha das diferentes prescrições para as escalas consideradas. Os resultados para o modelo de saturação são bastante similares, mesmo usando diferentes prescrições para as escalas no argumento de α_s e para a fração de momentum longitudinal, com ligeiro desvio na região de grande momentum transversa. O crescimento da seção de choque ao se aproximar de valores pequenos de \mathbf{p}_{\perp} é menos acentuado no caso do bottom do que no caso do charme. A derivada da distribuição de glúon colinear produz um comportamento em \mathbf{k}_{\perp} similar. O estudo da fotoprodução de quarks pesados no formalismo da abordagem semidura melhora o entendimento da dinâmica QCD, tanto na região infravermelha quanto na região perturbativa.

Conclusões e Perspectivas

O objetivo central deste trabalho foi abordar sistematicamente a física da produção de quarks pesados em colisões de altas energias, com ênfase nos aspectos perturbativos e não-perturbativos da Cromodinâmica Quântica, que é a teoria das interações fortes. No âmbito de colisões hadrônicas, o enfoque principal constitui a produção de quarkonium, um estado ligado de um par de quarks pesados. Isto envolve tanto física perturbativa, ligada à produção de um par de quarks pesados, quanto física não-perturbativa, na formação de estados ligados a partir do par produzido perturbativamente. O tratamento desses dois regimes constitui o ponto central deste trabalho de tese. Para tanto, utilizamos as abordagens perturbativas disponíveis na literatura, bem como modelos fenomenológicos para a obtenção do estado final de quarkonium.

As contribuições originais são apresentadas nos capítulos 4 a 9, com aplicações fenomenológicas, modelagem e desenvolvimentos teóricos que contribuem para um melhor entendimento da física de produção de quarks pesados. Estes trabalhos encontram-se em sua maioria publicados em revistas internacionais com árbitro [129, 132, 133, 202, 251].

A descrição de eventos difrativos pelo mecanismo de evaporação de cor é apresentada no capítulo 4, que possui um caráter independente em relação aos capítulos seguintes, podendo ser entendido como uma aplicação fenomenológica do modelo de evaporação de cor (CEM). Outrossim, estudamos o processo de produção elástica de quarkonium em colisões fóton-hádron [132, 133], onde apresentamos uma forma alternativa via CEM para a descrição dos processos difrativos, descritos correntemente pela abordagem de Pomeron. A dependência com a distribuição de glúons xg é uma das principais diferenças, sendo quadrática no modelo de Pomeron e linear no CEM. Nossos resultados mostram que antes de extrair a distribuição de glúons dos dados de Υ e J/ψ de HERA, deve-se primeiramente determinar a descrição correta deste processo, por exemplo medindo-se o comportamento com a energia da razão $\sigma_{\Upsilon}/\sigma_{J/\psi}$, proposta neste trabalho como uma forma de discriminar entre os modelos. Uma característica distinta entre os modelos é que o CEM prediz um crescimento mais lento com a energia da razão entre as seções de choque de J/ψ e Υ . Necessita-se contudo de mais resultados experimentais para que tal observável seja útil na discriminação entre os modelos.

Os capítulos 5 a 8 constituem o foco central deste trabalho de tese, onde desenvolvemos extensa fenomenologia da produção de quarkonium em interações hadrônicas. No capítulo 5, desenvolvemos um estudo abrangente da produção de charmonium em interações hadrônicas [129], considerando vários aspectos da dinâmica QCD perturbativa e não-perturbativa. A

metodologia geral desenvolvida foi combinar as abordagens perturbativas para a produção de um par $c\bar{c}$, com modelos não-perturbativos para formação de charmonium. Na produção de pares $c\bar{c}$, mostramos a importância das contribuições de mais altas ordens em teoria de perturbação, tanto através de um cálculo NLO, quanto através da aproximação de chuveiros partônicos a mais altas ordens. Os elementos de matriz completos em NLO estão disponíveis num programa computacional, os quais mostramos a sua importância frente a contribuição de ordem mais baixa. Em energias de alvo fixo, esta grande contribuição origina-se principalmente de emissões de pártons suaves e colineares combinados com correções virtuais de um laço, podendo ser levada em conta efetivamente através de um fator K global. Assim, os resultados NLO podem ser reproduzidos com os elementos de matriz em ordem dominante tendo a massa do quark charme reduzida a fim de aumentar a seção de choque correspondentemente, e podemos usar para fins práticos o Monte Carlo PYTHIA, de grande utilidade fenomenológica. A parte da seção de choque correspondente a alto p_{\perp} do par $c\bar{c}$ é, contudo, dominada por diagramas árvore, disponíveis em $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ no programa NLO, bem como nos chuveiros partônicos da abordagem Monte Carlo.

A formação dos estados de charmonium a partir de um par $c\bar{c}$ é descrita por dinâmica não-perturbativa, envolvendo processos com transferência de pequeno momentum. A fim de se obter a magnitude da produção de charmonium é necessário levar-se em conta que uma fração dos pares $c\bar{c}$ num estado octeto de cor, mais abundantes, possa ser transformada num estado singlete de cor. Estas contribuições são consideradas pelos modelos CEM e SCI, considerados neste estudo. Embora envolvam distintas hipóteses para o tratamento de interações com glúons de baixo momentum, os resultados obtidos por estes dois modelos são bastante próximos, o que sugere estarem associados a uma dinâmica não-perturbativa subjacente, comum aos dois modelos.

Combinando-se CEM ou SCI com o tratamento pQCD, obtemos modelos completos que descrevem a produção de charmonium observada. Os modelos completos consistem no modelo CEM combinado com um cálculo NLO ou implementado no Monte Carlo PYTHIA, bem como na versão padrão do modelo SCI implementado em PYTHIA. Enquanto que a abordagem NLO nos permite estudar os efeitos de um cálculo completo até a segunda ordem dominante, tendo CEM e SCI implementados em PYTHIA nos permite uma comparação direta entre estes modelos de produção, além de contarmos com as vantagens fenomenológicas dos geradores de eventos. Nossos resultados envolvem uma grande gama de experimentos, envolvendo diferentes partículas-feixe e alvos, bem como um largo espectro de energia. Para o J/ψ produzido em alvo fixo, obtivemos distribuições em x_F e p_{\perp} para feixes de prótons, antiprótons e píons de várias energias, descrevendo a produção de J/ψ em colisões p-Au, p-Si, p-Be e p-Cu a 800 GeV, p-Be a 530 GeV, p-Li a 300 GeV, \bar{p} -Li a 300 GeV, \bar{p} -W, \bar{p} -Cu e \bar{p} -Be a 125 GeV, π^- -Be a 515 GeV, π^{\pm} -Li a 300 GeV, π^- -W, π^- -Cu e π^- -Be a 125 GeV. Também obtivemos distribuições em p_{\perp} para J/ψ e ψ' produzidos no colisionador Tevatron, onde feixes de prótons e antiprótons colidem com energias de 1,8 TeV no sistema de centro de massa do $p\bar{p}$. A seção de choque total, bem como as distribuições em x_F e p_{\perp} para J/ψ produzido nos experimentos acima citados, podem ser razoavelmente bem descritas no largo espectro de energia coberto por experimentos de alvo fixo e no colisionador Tevatron. Ao usarmos os elementos de matriz completos em NLO, não há necessidade de introduzirmos um fator K arbitrário, uma vez que a normalização correta é obtida com

o CEM usando-se valores convencionais dos parâmetros. O modelo SCI, tendo seu único parâmetro normalizado por ajuste aos dados de lacunas de rapidez (ou seja, de uma física completamente diferente da de produção de quarks pesados), fornece automaticamente a normalização correta utilizando-se os parâmetros usuais de PYTHIA. Os desvios entre os resultados dos modelos e os pontos experimentais não são significativos, mostrando que os efeitos físicos essenciais na produção de J/ψ são levados em conta nestes tipos de modelos de trocas suaves de cor, considerados neste trabalho.

Os modelos de produção de charmonium estudados nesta tese, baseados em interações suaves de cor, descrevem razoavelmente a taxa de produção de J/ψ . Com respeito à produção de ψ' , os poucos dados disponíveis indicam que os modelos necessitam algum input ou refinamento extra. No CEM, determinamos o parâmetro livre $\rho_{\psi'}$, que descreve tanto dados de alvo fixo quanto do Tevatron. A estatística de spin falha na descrição de dados de alvo fixo, o que nos levou a generalizar esta prescrição, no trabalho descrito no capítulo 6, onde mostramos a importância das interações suaves na formação dos estados de charmonium em colisões hadrônicas. Neste trabalho, desenvolvemos um modelo mais elaborado e original [129], que mapeia os pares $c\bar{c}$ nas ressonâncias de charmonium. A probabilidade de formar um certo estado de charmonium não é dada apenas por estatística de spin, mas também por uma correlação entre a massa invariante do par $c\bar{c}$ e a massa do estado de charmonium. Ressonâncias com massas próximas às do par $c\bar{c}$ original são portanto favorecidas e flutuações através do limiar de charme aberto são consideradas. Este modelo melhora a descrição das taxas relativas de produção de diferentes estados de charmonium, cuja dependência com a energia é indicada pelos dados.

No capítulo 7, cujos resultados encontram-se publicados na Ref. [202], enfatizamos a comparação direta entre os modelos de interações suaves (CEM, SCI, GAL, COM), implementados no Monte Carlo PYTHIA. Todos estes modelos descrevem a taxa de produção de J/ψ produzido a grande momento transversal no Tevatron, sendo portanto normalizados a esta energia. Devido ao fato dos modelos diferirem mais fortemente para valores mais altos de p_{\perp} , estendemos os nossos cálculos para fornecer previsões para uma região de p_{\perp} mais alto, que poderá ser alcançada em tomadas de dados de alta luminosidade no Tevatron. Dados futuros de maior estatística poderão então discriminar entre os modelos ou contribuir para a redução das incertezas nos seus resultados. Com a extrapolação destes modelos para a energia do futuro LHC, encontramos diferenças significativas nas previsões das seções de choque de produção de J/ψ , de até uma ordem de magnitude. Em particular, o resultado COM está abaixo dos resultados dos outros modelos. Parte desta diferença está relacionada com o fato de que o modelo COM está baseado em elementos de matriz NLO, ao passo que os outros modelos incluem produção de $c\bar{c}$ em ordens ainda mais altas através da aproximação de chuveiros partônicos em pQCD.

Também analisamos o J/ψ produzido nas colisões como um ruído para estudos de decaimentos de mésons B em J/ψ , importantes para estudos de violação CP. Uma estimativa anterior baseada no modelo COM forneceu uma razão favorável sinal/ruído de 4.1. Usando a maior taxa de produção de J/ψ dos outros modelos, provoca uma redução da razão sinal/ruído. A produção de J/ψ deve portanto ser melhor entendida a fim de se controlar esta contribuição como um ruído para estudos de violação CP.

No capítulo 8, desenvolvemos um estudo análogo ao dos capítulos 5 e 7, para a família do quark bottom. Neste capítulo, estudamos a produção das ressonâncias Υ em colisões hadrônicas, desde energias de alvo fixo até energias do futuro colisionador LHC do CERN. Devido a maior massa do quark bottom, esperar-se-ia uma maior confiabilidade dos cálculos perturbativos, com supressão de incertezas na escolha das escalas de fatorização e renormalização. Contudo, nossos resultados utilizando o cálculo NLO para bottomonium mostram um déficit na taxa de produção, por um fator 2-3, indo ao encontro de resultados recentes da literatura quanto à produção de um par de quarks bottom, que apresentam a mesma discrepância. Uma descrição razoável pode contudo ser obtida para altas energias, com o uso de modelos fenomenológicos combinados com o formalismo de chuveiros partônicos. Nas regiões de p_T moderado, os modelos fornecem uma boa descrição dos dados do Tevatron para as diversas ressonâncias de Υ . No modelo CEM, obtivemos os parâmetros ρ_T a partir de ajustes aos dados, permitindo obter-se resultados para HERA-B e LHC sem o uso de parâmetros livres. Nossos resultados mostram que as abordagens perturbativas (NLO versus chuveiros partônicos) complementam-se nas diversas regiões cinemáticas. Para resultados de alvo fixo em HERA-B, espera-se que a abordagem NLO seja mais eficiente, pois não há energia abundante para uma evolução estendida dos chuveiros partônicos, com a produção de um par $b\bar{b}$ que posteriormente se liga em bottomonium. Contudo, para energias do Tevatron, os chuveiros partônicos contribuem substancialmente, onde a abordagem NLO falha por um fator 2-3 em descrever os dados. O déficit na taxa de produção pode portanto estar relacionado com ordens além da segunda ordem dominante (NLO). Por ser uma aproximação a mais altas ordens de teoria de perturbação, o mecanismo de chuveiros partônicos apresenta uma melhor eficiência nas energias do Tevatron. Estando os modelos ajustados aos dados do Tevatron, podem ser extrapolados para as altas energias do futuro colisionador LHC do CERN, o que permite analisarmos o seu comportamento com a energia. Para estas energias, apresentamos predições que concordam em ordem de magnitude, estando análises mais precisas vinculadas à análise desses dados vindouros.

No capítulo 9, realizamos um estudo do formalismo de fatorização \mathbf{k}_\perp ou abordagem semidura, aplicado à produção perturbativa de quarks pesados em colisões fóton-hádron. Com análises fenomenológicas originais [251], estudamos o papel do momento transversal dos pártons dentro dos hádrons de estado inicial, e considerando os pártons participantes do espalhamento duro estando fora da camada de massa. Neste formalismo, a seção de choque é dada pela convolução de elementos de matriz fora da camada de massa com as distribuições de pártons não integradas, $\mathcal{F}(x_2, \mathbf{k}_\perp^2)$. Uma informação importante é a distribuição de glúons não-integrada, para qual existem várias parametrizações na literatura. Investigamos o uso da parametrização do modelo de saturação, que inclui uma transição suave entre a física perturbativa e não-perturbativa, fornecendo um tratamento seguro da região infravermelha e incluindo o fenômeno de saturação partônica. Com o intuito de irmos além da aproximação de logaritmo dominante $\ln(1/x)$, consideramos uma constante de acoplamento variável e usamos uma fração de momentum longitudinal adequada no argumento da \mathcal{F} . Os melhores resultados são obtidos com o uso da prescrição $\mu^2 = \mathbf{p}_\perp^2 + m_Q^2$ e $x_2 = 2x_{Bj}$. Contudo, em qualquer caso o modelo de saturação subestima ligeiramente os resultados experimentais de altas energias. Isto se origina do fato de que a evolução QCD não está presente no modelo original. A fim de investigarmos o papel das emissões partônicas da evolução QCD,

consideramos a derivada da distribuição de glúon colinear, fornecendo uma conexão mais próxima com o formalismo DGLAP. De fato, os resultados para as seções de choque totais de charme e bottom estão em bom acordo tanto para baixas quanto para altas energias. Espera-se que os recentes melhoramentos do modelo de saturação considerando essas emissões produzam resultados similares. Além da seção de choque total, o estudo do perfil em \mathbf{k}_\perp e da distribuição em \mathbf{p}_\perp dos quarks pesados fornecem informações adicionais sobre a dinâmica vigente. Um dos passos mais importantes a ser dado nesta área, consiste na determinação da distribuição de glúon não integrada, levando em conta efeitos de evolução QCD.

Em suma, esta tese trata da conexão de aspectos perturbativos e não-perturbativos da QCD, tanto na produção de quarks pesados quanto de estados ligados de quarkonium. Perspectivas futuras abrem-se com a construção de novos aceleradores como o LHC do CERN, onde serão necessárias análises mais detalhadas, comparações adicionais e refinamento dos modelos para dinâmica QCD, especialmente quanto ao tratamento da QCD não-perturbativa e do confinamento, um dos problemas mais importantes a serem resolvidos no futuro da física de partículas. Os resultados obtidos nesta tese contribuem para um melhor entendimento dos efeitos recíprocos entre QCD perturbativa e interações suaves de cor, mostrando efeitos essenciais dessas duas dinâmicas.

Apêndice A

Fórmulas úteis no cálculo NLO

Neste apêndice, relacionamos algumas fórmulas úteis para o cálculo em segunda ordem de teoria de perturbação (NLO), descrito no capítulo 2.

Expansões em ϵ e Distribuições

No esquema da regularização dimensional, as divergências aparecem na forma de pólos do tipo $1/\epsilon$. Para isolar estes pólos, uma expansão útil para ϵ pequeno é a seguinte

$$\frac{1}{(1-z)^{1+2\epsilon}} = \frac{1}{(1-z)^{1+2\epsilon}} - \left[\delta(1-z) \int_0^1 \frac{dz'}{(1-z')^{1+2\epsilon}} + \frac{1}{2\epsilon} \delta(1-z) \right], \quad (\text{A.1})$$

onde os dois termos nos parênteses se cancelam, pois $\int_0^1 \frac{dz'}{(1-z')^{1+2\epsilon}} = \frac{1}{-2\epsilon}$ para $\epsilon \rightarrow 0^-$. O primeiro e o segundo termo da expressão acima podem ser combinados de forma a definir a distribuição ‘+’ (vide abaixo), resultando

$$\frac{1}{(1-z)^{1+2\epsilon}} \equiv \left[\frac{1}{(1-z)^{1+2\epsilon}} \right]_+ - \frac{1}{2\epsilon} \delta(1-z) \quad (\text{A.2})$$

$$= \frac{1}{(1-z)_+} - 2\epsilon \left[\frac{\ln(1-z)}{(1-z)} \right]_+ + \mathcal{O}(\epsilon^2) - \frac{1}{2\epsilon} \delta(1-z), \quad (\text{A.3})$$

onde utilizou-se a expansão

$$\frac{1}{(1-z)^{2\epsilon}} = 1 - 2\epsilon \ln(1-z) + \dots \quad (\text{A.4})$$

A distribuição ‘+’ é definida por

$$\begin{aligned} \int_0^1 dz f(z) \left[\frac{1}{1-z} \right]_+ &\equiv \int_0^1 dz \frac{f(z)}{1-z} - \int_0^1 dz f(z) \delta(1-z) \int_0^1 \frac{dz'}{1-z'} \\ &= \int_0^1 dz \frac{f(z) - f(1)}{1-z}, \quad \text{que é finita.} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Analogamente, no cálculo NLO do capítulo 2, necessita-se isolar os pólos do tipo $1/\epsilon$ que aparecem no limite de emissões suaves (momentum nulo) e de emissões colineares. Utiliza-se, pois, as seguintes expansões para pequeno ϵ ,

$$(1-x)^{-1-\epsilon} = -\frac{\tilde{\beta}^{-4\epsilon}}{2\epsilon}\delta(1-x) + \left(\frac{1}{1-x}\right)_{\tilde{\rho}} - 2\epsilon \left(\frac{\log(1-x)}{1-x}\right)_{\tilde{\rho}} + \mathcal{O}(\epsilon^2) \quad (\text{A.6})$$

$$(1-y)^{-1-\epsilon} = -[\delta(1+y) + \delta(1-y)]\frac{(2\omega)^{-\epsilon}}{2\epsilon} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{1-y}\right)_{\omega} + \left(\frac{1}{1+y}\right)_{\omega} \right] + \mathcal{O}(\epsilon) \quad (\text{A.7})$$

onde as distribuições nos parênteses são definidas de acordo com as prescrições

$$\int_{\tilde{\rho}}^1 h(x) \left(\frac{1}{1-x}\right)_{\tilde{\rho}} dx = \int_{\tilde{\rho}}^1 \frac{h(x) - h(1)}{1-x} dx \quad (\text{A.8})$$

$$\int_{\tilde{\rho}}^1 h(x) \left(\frac{\log(1-x)}{1-x}\right)_{\tilde{\rho}} dx = \int_{\tilde{\rho}}^1 [h(x) - h(1)] \frac{\log(1-x)}{1-x} dx \quad (\text{A.9})$$

$$\int_{\tilde{\rho}}^1 h(y) \left(\frac{1}{1-y}\right)_{\omega} dy = \int_{1-\omega}^1 \frac{h(y) - h(1)}{1-y} dy \quad (\text{A.10})$$

$$\int_{-1}^{-1+\omega} h(y) \left(\frac{1}{1+y}\right)_{\omega} dy = \int_{-1}^{-1+\omega} \frac{h(y) - h(1)}{1+y} dy, \quad (\text{A.11})$$

para uma função teste $h(x)$ suficientemente regular. Definimos $\tilde{\beta} = \sqrt{1-\tilde{\rho}}$. Os parâmetros $\tilde{\rho}$ e ω são escolhidos na região $\rho < \tilde{\rho} < 1$ e $0 < \omega \leq 2$. Isto assegura a convergência das integrações numéricas, com x suficientemente próximo de 1 (limite soft) e y suficientemente próximo de ± 1 (limite colinear).

Integrais relevantes

No cálculo das contribuições suaves, as integrais contendo os fatores eikonais $(vw) = \frac{v \cdot w}{v \cdot k w \cdot k}$ são do tipo,

$$I_{(vw)} = \int dy d\theta_2 (1-y^2)^{-1-\epsilon} \sin^{-2\epsilon} \theta_2 [4t_k u_k(vw)]_{x=1}. \quad (\text{A.12})$$

As integrais relevantes são

$$\begin{aligned}
 I_{(p_1 p_2)} &= -8s \frac{\pi}{\epsilon} \\
 I_{(p_1 k_1)} &= 4s\pi \left[-\frac{1}{\epsilon} + \ln \frac{-t}{m^2} + \ln \frac{-t}{s} - \frac{\epsilon}{2} \ln^2 \frac{1+\beta}{1-\beta} + 2\epsilon Li_2 \left(1 + \frac{-2t}{s(1-\beta)} \right) \right. \\
 &\quad \left. + 2\epsilon Li_2 \left(1 + \frac{-2t}{s(1+\beta)} \right) + 2\epsilon \ln \left(\frac{-2t}{s(1+\beta)} \right) \ln \left(\frac{-2t}{s(1-\beta)} \right) \right] \\
 I_{(p_2 k_1)} &= 4s\pi \left[-\frac{1}{\epsilon} + \ln \frac{-u}{m^2} + \ln \frac{-u}{s} - \frac{\epsilon}{2} \ln^2 \frac{1+\beta}{1-\beta} + 2\epsilon Li_2 \left(1 + \frac{-2u}{s(1-\beta)} \right) \right. \\
 &\quad \left. + 2\epsilon Li_2 \left(1 + \frac{-2u}{s(1+\beta)} \right) + 2\epsilon \ln \left(\frac{-2u}{s(1+\beta)} \right) \ln \left(\frac{-2u}{s(1-\beta)} \right) \right] \\
 I_{(p_1 k_2)} &= I_{(p_2 k_1)} \\
 I_{(p_2 k_2)} &= I_{(p_1 k_1)} \\
 I_{(k_1 k_1)} &= 8s\pi \left(1 + \frac{\epsilon}{\beta} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} \right) \\
 I_{(k_2 k_2)} &= I_{(k_1 k_1)} \\
 I_{(k_1 k_2)} &= 8s \left(1 - \frac{\rho}{2} \right) \frac{\pi}{\beta} \left[\ln \frac{1+\beta}{1-\beta} + \epsilon \left(Li_2 \frac{2\beta}{1+\beta} - Li_2 \frac{2\beta}{1-\beta} \right) \right]. \tag{A.13}
 \end{aligned}$$

Funções especiais

- função beta B :

$$B(\alpha, \beta) = \frac{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)}{\Gamma(\alpha+\beta)} = \int_0^1 dy y^{\alpha-1} (1-y)^{\beta-1} \tag{A.14}$$

$$= \int_0^\infty dy y^{\alpha-1} (1+y)^{-\alpha-\beta} \tag{A.15}$$

- A função dilogarítmo Li_2 é definida por:

$$Li_2(x) = - \int_0^x \frac{dz}{z} \ln(1-z) \tag{A.16}$$

Espaço de fase de duas partículas em n dimensões

$$\int_{PS_{2(p)}} dk dq = \int \frac{d^{n-1}\vec{k}}{(2\pi)^{n-1}2k_0} \frac{d^{n-1}\vec{q}}{(2\pi)^{n-1}2q_0} \cdot (2\pi)^n \delta^n(p-q-k), \tag{A.17}$$

onde $k^\mu = (k_0, \vec{k})$. Usando $\frac{d^{n-1}\vec{q}}{2q_0} = \int d^n q \delta^+(q^2 - Q^2)$, obtém-se

$$\int_{PS_2(p)} dk dq = \frac{1}{(2\pi)^{n-2}} \int \frac{d^{n-1}\vec{k}}{2k_0} \delta^+((p-q)^2 - Q^2) \quad (\text{A.18})$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^{n-2}} \int \frac{dk k^{n-3}}{2} \int d\Omega_{n-2} \delta(\hat{s} - 2k\sqrt{\hat{s}} - Q^2), \quad (\text{A.19})$$

onde $p^2 \equiv \hat{s}$, $k^2 = 0$, $k = |\vec{k}|$. Usando $n = 4 - 2\epsilon$, obtém-se no sistema c.m. ($p^\mu = (\sqrt{\hat{s}}, \vec{0})$),

$$\int_{PS_2(p)} dk dq = \frac{\Omega_{n-3}}{(2\pi)^{2-2\epsilon}} \int \frac{dk k^{1-2\epsilon}}{4\sqrt{\hat{s}}} \int_0^\pi d\theta (\sin \theta)^{1-2\epsilon} \cdot \delta\left(k - \frac{\hat{s} - Q^2}{2\sqrt{\hat{s}}}\right). \quad (\text{A.20})$$

Utilizando novas variáveis definidas como

$$z = \frac{Q^2}{\hat{s}}, y = \frac{1}{2}(1 + \cos \theta) \Rightarrow k = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}(1 - z), \quad \text{resulta} \quad (\text{A.21})$$

$$\int_{PS_2(p)} dk dq = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{4\pi}{Q^2}\right)^\epsilon \frac{z^\epsilon (1-z)^{1-2\epsilon}}{\Gamma(1-\epsilon)} \int_0^1 dy [y(1-y)]^{-\epsilon}, \quad (\text{A.22})$$

que é o espaço de fase de duas partículas em n dimensões. O espaço de fase de três partículas pode ser obtido de forma análoga, resultando na expressão 2.32 do capítulo 2.

Apêndice B

O Método Monte Carlo

O método Monte Carlo pode ser usado tanto no cálculo de integrais quanto na simulação de processos físicos. Nos dois casos, o procedimento básico consiste em gerar pontos do espaço de fase pesados pela função a ser integrada ou pela seção de choque diferencial dos processos a serem simulados.

Técnicas Monte Carlo

A mecânica quântica introduz o conceito de randomicidade no comportamento dos processos físicos. No geradores de eventos, esta randomicidade pode ser simulada pelo uso de técnicas Monte Carlo. Existem várias técnicas para simular uma distribuição de probabilidade.

O primeiro ingrediente é a existência de um gerador de números randômicos, geralmente uma função (*e.g.* Fortran) que a cada vez que é chamada, retorna como resultado um número R no intervalo $[0, 1]$. Combinado com distribuições de probabilidade que podem ser tanto seções de choque diferenciais como simples integrandos, pode-se gerar o espaço de fase a partir do qual se faz uma amostragem significativa dos eventos.

Este método é em geral mais eficiente do que métodos numéricos, quando o objetivo é o cálculo de integrais multidimensionais de funções não triviais. Neste apêndice, descrevemos técnicas existentes para a obtenção do espaço de fase a partir de funções combinadas com números randômicos [65, 2].

Seleção a partir de uma distribuição

Seja uma função $f(x)$ não-negativa no domínio $x_{\min} \leq x \leq x_{\max}$. Nosso objetivo é selecionar um valor de x 'randômico' tal que a probabilidade num pequeno intervalo dx em torno de um dado x seja proporcional a $f(x) dx$. Por exemplo, x pode representar uma ou várias variáveis do espaço de fase e $f(x)$ pode representar uma seção de choque diferencial para um dado processo. Neste caso, a tarefa do Monte Carlo é, por um lado, gerar eventos físicos um a um, e por outro lado estimar a seção de choque total. Existem vários métodos para gerar o espaço de fase a partir de distribuições, que apresentamos a seguir.

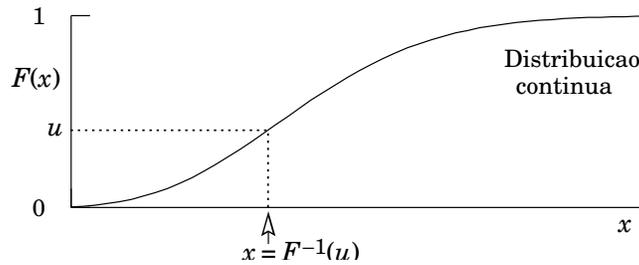
Método 1: Amostragem Direta

Se for possível encontrar uma função primitiva $F(x)$ com função inversa conhecida $F^{-1}(x)$, podemos obter um valor de x como segue:

$$\int_{x_{\min}}^x f(x) dx = R \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} f(x) dx$$

$$\implies x = F^{-1}(F(x_{\min}) + R(F(x_{\max}) - F(x_{\min}))) . \quad (\text{B.1})$$

A primeira linha diz que a fração R da área total sob $f(x)$ deve estar à esquerda de x . Este método está ilustrado na fig.



Este método é bastante limitado, pois raramente é possível encontrar a função inversa. Em alguns casos onde a função não for integrável, pode-se fazer alguma transformação resultando numa função integrável. Seja por exemplo a geração de uma gaussiana $f(x) = \exp(-x^2)$. Esta função não é integrável, mas se combinarmos esta gaussiana com outra distribuição idêntica mas numa segunda variável y , é possível a transformação para coordenadas polares

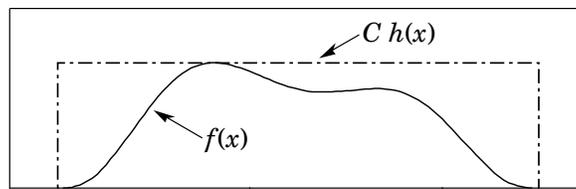
$$f(x) dx f(y) dy = \exp(-x^2 - y^2) dx dy = r \exp(-r^2) dr d\varphi , \quad (\text{B.2})$$

sendo que as distribuições r e φ podem ser geradas facilmente e re combinadas para obter-se x . Ao mesmo tempo consegue-se um segundo número y , que também pode ser usado. Para a geração de momentum transverso em fragmentação, isto é muito conveniente, uma vez que estamos interessados em designar dois graus transversos de liberdade.

Método 2: Acerto-ou-Erro (Hit-or-miss)

Se o máximo de $f(x)$ é conhecido, $f(x) \leq f_{\max}$ no domínio de x considerado, podemos usar o método de ‘acerto-ou-erro’, que consiste nos seguintes passos:

- I. selecionar x com probabilidade even na região permitida, i.e. $x = x_{\min} + R(x_{\max} - x_{\min})$;
- II. comparar um (novo) R com a razão $f(x)/f_{\max}$; se $f(x)/f_{\max} \leq R$, rejeitar o valor de x e retornar ao ponto 1 para uma nova tentativa;
- III. caso contrário, o valor de x mais recente é retido como resposta final.



Este método está ilustrado na fig. acima. A probabilidade de que $f(x)/f_{\max} > R$ é proporcional a $f(x)$; daí a distribuição correta de valores de x retidos. A eficiência deste método, i.e. a probabilidade média de que um x será retido, é $(\int f(x) dx)/(f_{\max}(x_{\max} - x_{\min}))$. O método é aceitável se este número não for muito baixo, i.e. se $f(x)$ não flutua demasiadamente.

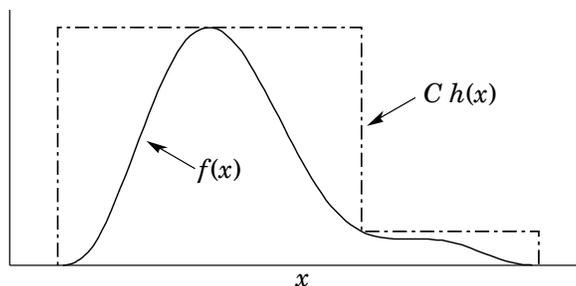
Freqüentemente, a $f(x)$ tem narrow spikes, e pode nem mesmo ser possível definir uma f_{\max} . Neste caso, transformações de variáveis podem ser usadas para obter-se uma função mais suave. Por exemplo, uma função $f(x)$ que diverge como $1/x$ para $x \rightarrow 0$, com um x_{\min} próximo de 0, fica praticamente constante se transformada para a variável $y = \ln x$.

Método 3: Amostragem de importância

A estratégia de transformação de variáveis pode ser vista como uma combinação dos métodos 1 e 2, como segue. Assumindo a existência de uma função $g(x)$, com $f(x) \leq g(x)$ sobre o domínio de interesse de x . Aqui $g(x)$ é tomada como uma função 'simples', tal que a função primitiva $G(x)$ e a sua inversa $G^{-1}(x)$ são conhecidas. Então (método 3):

- I. selecionar um valor de x de acordo com a distribuição $g(x)$, usando o método 1;
- II. comparar um (novo) R com a razão $f(x)/g(x)$; se $f(x)/g(x) \leq R$, então rejeitar o valor de x e retornar ao ponto 1 para nova tentativa;
- III. caso contrário o valor mais recente de x é retido como resposta final.

Um exemplo deste método está ilustrado na fig. abaixo, onde se faz mais tentativas para valores de x na região onde a função é mais importante.



Este método funciona, pois o primeiro passo é selecionar x com uma probabilidade $g(x) dx = dG(x)$ e então reter esta escolha com a probabilidade $f(x)/g(x)$. A probabilidade total de tomar um valor de x é então o produto das duas probabilidades, $f(x) dx$.

Método 4: Se $f(x)$ tem vários spikes (bicos), o método 3 pode funcionar para cada spike separadamente, mas pode não ser possível encontrar uma $g(x)$ que cubra todo o domínio e ao mesmo tempo tenha uma função primitiva inversível. Vamos contudo assumir que seja possível encontrar uma função $g(x) = \sum_i g_i(x)$, tal que $f(x) \leq g(x)$ sobre o domínio de x considerado, e que as funções $g_i(x)$ individuais sejam positivas e simples, ou seja, que seja possível encontrar as funções primitivas e suas inversas. Neste caso, (método 4):

- I. selecionar randomicamente uma partição i , com probabilidades relativas dadas por pelas integrais

$$\int_{x_{\min}}^{x_{\max}} g_i(x) dx = G_i(x_{\max}) - G_i(x_{\min}) ;$$

- II. para a partição i selecionada, usar o método 1 para encontrar um valor de x , i.e.

$$x = G_i^{-1}(G_i(x_{\min}) + R(G_i(x_{\max}) - G_i(x_{\min}))) ;$$

- III. comparar um (novo) R com a razão $f(x)/g(x)$; se $f(x)/g(x) \leq R$, rejeitar este valor de x e retornar ao ponto 1 para uma nova tentativa;

- IV. caso contrário o valor mais recente de x é retido como resposta final.

Este método é uma extensão trivial do método 3, onde os passos 1 e 2 asseguram que, em média, cada valor de x da amostragem esteja distribuído de acordo com $g(x)$: o primeiro passo toma a partição i com probabilidade relativa $\int g_i(x) dx$, o segundo passo toma x com uma probabilidade absoluta $g_i(x) / \int g_i(x) dx$ (aqui a normalização deve ser levada em conta exatamente); o produto das duas probabilidades é portanto $g_i(x)$ e a soma sobre todos os intervalos i reproduz a função $g(x)$.

Com isso, dispomos de uma abordagem suficientemente powerful para uma grande variedade de problemas. Em geral, para uma função $f(x)$ que possui vários picos (sharp peaks) em seu domínio, o comportamento genérico em cada pico separadamente pode ser coberto por uma algumas funções mais simples $g_i(x)$, que podem ser adicionadas para cobrir o comportamento básico longe dos picos. Por meio de uma seleção adequada da importância relativa das diferentes g_i 's, é possível encontrar uma função $g(x)$ que reproduz o comportamento geral de $f(x)$, resultando numa eficiência razoável do Monte Carlo.

A principal complicação adicional é quando x é uma variável multidimensional. Usualmente o problema não é a função $f(x)$ em si, mas sim os contornos do espaço de fase, que podem ser muito complicados. Se os contornos fatorizam, é possível escolher pontos do espaço de fase restritos à região desejada. Caso contrário, a região pode ter de ser inscrita num hiper-retângulo, com pontos tomados de dentro do hiper-retângulo, mas somente reter estes pontos se estão dentro da região permitida. Isto pode levar a uma significativa perda na eficiência. Transformações de variáveis frequentemente facilitam o tratamento da região permitida.

Existem dois métodos principais que tratam problemas multidimensionais. O primeiro método é baseado num ansatz de fatorização, i.e. tenta-se encontrar uma função $g(\mathbf{x})$, maior

que $f(\mathbf{x})$ em todo domínio, e que pode ser fatorizada em $g(\mathbf{x}) = g^{(1)}(x_1) g^{(2)}(x_2) \cdots g^{(n)}(x_n)$, onde $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_n)$. Aqui cada $g^{(j)}(x_j)$ pode por sua vez ser uma soma de funções $g_i^{(j)}$, como no método 4 acima. Primeiro, cada x_j é selecionado independentemente, e depois disso a razão $f(\mathbf{x})/g(\mathbf{x})$ é usada para determinar se o ponto gerado deve ou não ser retido.

O segundo método é útil se os contornos da região permitida podem ser escritos numa forma onde o domínio máximo de x_1 é conhecido, o domínio permitido de x_2 depende apenas de x_1 , o de x_3 somente de x_1 e x_2 , e assim por diante, até x_n , cujo domínio pode depender de todas as variáveis precedentes. Neste caso, pode ser possível encontrar uma função $g(\mathbf{x})$ que pode ser integrada sobre x_2 até x_n , resultando numa função simples de x_1 , de acordo com a qual x_1 é selecionado. Feito isto, x_2 é selecionado de acordo com uma distribuição que depende de x_1 , mas com x_3 até x_n integrados. Em particular, o domínio permitido para x_2 é conhecido. O procedimento continua até se chegar em x_n , onde a função depende de todos os valores precedentes de x_j . No final, a razão $f(\mathbf{x})/g(\mathbf{x})$ é utilizada para se determinar se o ponto obtido deve ser retido.

O Algoritmo Veto

Problemas do tipo ‘decaimento radioativo’ são bastante comuns, em particular na abordagem de chuviros partônicos. Neste tipo de problemas existe uma variável t , que pode ser pensada como fornecendo uma espécie de eixo temporal ao longo do qual diferentes eventos são ordenados. A probabilidade de ‘alguma coisa acontecer’ (ex. um desdobramento partônico) no tempo t é descrita por uma função $f(t)$ não negativa no domínio dos valores de t estudados. Contudo, esta probabilidade naïve é modificada pelo requerimento adicional de que o evento só poderá ocorrer num tempo t se ainda não ocorreu em tempos anteriores $t' < t$. (Por exemplo, um núcleo não pode decair novamente se já o fez; o possível decaimento dos produtos é outra questão).

A probabilidade de que nada tenha acontecido até o tempo t é expressa pela função $\mathcal{N}(t)$ e a probabilidade diferencial de que alguma coisa aconteça no tempo t por $\mathcal{P}(t)$. A equação básica é, então,

$$\mathcal{P}(t) = -\frac{d\mathcal{N}}{dt} = f(t)\mathcal{N}(t) . \quad (\text{B.5})$$

Por simplicidade, suponhamos que o processo inicie no tempo $t = 0$, com $\mathcal{N}(0) = 1$.

A equação acima pode ser resolvida facilmente se notarmos que $d\mathcal{N}/\mathcal{N} = d \ln \mathcal{N}$:

$$\mathcal{N}(t) = \mathcal{N}(0) \exp \left\{ - \int_0^t f(t') dt' \right\} = \exp \left\{ - \int_0^t f(t') dt' \right\} , \quad (\text{B.6})$$

e assim

$$\mathcal{P}(t) = f(t) \exp \left\{ - \int_0^t f(t') dt' \right\} . \quad (\text{B.7})$$

Para $f(t) = c$ isto nada mais é do que a fórmula do decaimento radioativo, encontrada nos livros-textos. Em particular, para tempos pequenos a probabilidade de decaimento correta,

$\mathcal{P}(t)$, concorda bem com o input, $f(t)$, pois o fator exponencial é próximo da unidade. Para maiores valores de t , a exponencial provoca um amortecimento que assegura que a integral de $\mathcal{P}(t)$ nunca exceda a unidade, mesmo que a integral de $f(t)$ o faça. A exponencial pode ser vista como a probabilidade de que nada aconteça entre o tempo original 0 e o tempo final t . Na linguagem de chuveiros partônicos, isto corresponde ao chamado fator de forma de Sudakov.

Se $f(t)$ tem uma função primitiva com uma inversa conhecida, é fácil selecionar valores de t corretamente:

$$\int_0^t \mathcal{P}(t') dt' = \mathcal{N}(0) - \mathcal{N}(t) = 1 - \exp \left\{ - \int_0^t f(t') dt' \right\} = 1 - R, \quad (\text{B.8})$$

cuja solução é

$$F(0) - F(t) = \ln R \quad \Longrightarrow \quad t = F^{-1}(F(0) - \ln R). \quad (\text{B.9})$$

Se $f(t)$ não é suficientemente bem comportada, pode-se tentar encontrar uma função melhor comportada $g(t)$, com $f(t) \leq g(t)$ para todo $t \geq 0$. Contudo o uso do método 3 com este $g(t)$ não funcionaria, uma vez que o método não levaria em conta corretamente o termo exponencial em $\mathcal{P}(t)$. Ao invés disso é conveniente usar o chamado algoritmo veto:

- I. iniciar com $i = 0$ e $t_0 = 0$;
- II. adicionar 1 a i e selecionar $t_i = G^{-1}(G(t_{i-1}) - \ln R)$, i.e. de acordo com $g(t)$, mas com o vínculo $t_i > t_{i-1}$,
- III. comparar um (novo) R com a razão $f(t_i)/g(t_i)$; se $f(t_i)/g(t_i) \leq R$, então retornar ao ponto 2 para nova tentativa;
- IV. caso contrário t_i é retido como resposta final.

Pode não parecer claro por que isto funciona. Considere, contudo, os vários modos os quais se pode selecionar um tempo específico t . A probabilidade de a primeira tentativa funcionar, $t = t_1$, i.e. que nenhum valor intermediário de t seja rejeitado, é dada por

$$\mathcal{P}_0(t) = \exp \left\{ - \int_0^t g(t') dt' \right\} g(t) \frac{f(t)}{g(t)} = f(t) \exp \left\{ - \int_0^t g(t') dt' \right\}, \quad (\text{B.10})$$

onde a exponencial multiplicada por $g(t)$ vem da eq. (B.7) aplicada à g , e a razão $f(t)/g(t)$ é a probabilidade de t ser aceito. Considere agora o caso onde um tempo intermediário t_1 seja rejeitado e $t = t_2$ só seja aceito num segundo passo. Isso resulta em

$$\mathcal{P}_1(t) = \int_0^t dt_1 \exp \left\{ - \int_0^{t_1} g(t') dt' \right\} g(t_1) \left[1 - \frac{f(t_1)}{g(t_1)} \right] \exp \left\{ - \int_{t_1}^t g(t') dt' \right\} g(t) \frac{f(t)}{g(t)}, \quad (\text{B.11})$$

onde a primeira exponencial multiplicada por $g(t_1)$ dá a probabilidade de t_1 ser selecionado primeiro, os parênteses quadrados dão a probabilidade de t_1 ser subsequentemente rejeitado,

a parte seguinte dá a probabilidade que $t = t_2$ seja selecionado partindo de t_1 , e o fator final de que t seja retido. Tudo isso tem que ser integrado sobre todos os possíveis tempos intermediários t_1 . As exponenciais dão conjuntamente uma integral sobre o domínio de 0 to t , assim como em \mathcal{P}_0 , e o fator para o passo final sendo aceito é também o mesmo, portando obtém-se que

$$\mathcal{P}_1(t) = \mathcal{P}_0(t) \int_0^t dt_1 [g(t_1) - f(t_1)] . \quad (\text{B.12})$$

Isto pode ser generalizado. Em \mathcal{P}_2 deve-se considerar dois tempos intermediários, $0 \leq t_1 \leq t_2 \leq t_3 = t$, e assim

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_2(t) &= \mathcal{P}_0(t) \int_0^t dt_1 [g(t_1) - f(t_1)] \int_{t_1}^t dt_2 [g(t_2) - f(t_2)] \\ &= \mathcal{P}_0(t) \frac{1}{2} \left(\int_0^t [g(t') - f(t')] dt' \right)^2 . \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

A última igualdade é mais facilmente vista ao se considerar a região alternativa $0 \leq t_2 \leq t_1 \leq t$, onde os papéis de t_1 e t_2 foram permutados, e a integral tem portanto o mesmo valor como na região considerada. Somando-se as duas regiões, contudo, as integrais sobre t_1 e t_2 desacoplam, tendo ambas o mesmo valor. Em geral, para \mathcal{P}_i , os tempos intermediários i podem ser ordenados em $i!$ modos diferentes. Portanto a probabilidade total de aceitar t , em qualquer passo, é

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(t) &= \sum_{i=0}^{\infty} \mathcal{P}_i(t) = \mathcal{P}_0(t) \sum_{i=0}^{\infty} \frac{1}{i!} \left(\int_0^t [g(t') - f(t')] dt' \right)^i \\ &= f(t) \exp \left\{ - \int_0^t g(t') dt' \right\} \exp \left\{ \int_0^t [g(t') - f(t')] dt' \right\} \\ &= f(t) \exp \left\{ - \int_0^t f(t') dt' \right\} , \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

que é a resposta desejada.

Se o processo tiver de ser interrompido em alguma escala t_{\max} , i.e. se o interesse for obter uma fração $\mathcal{N}(t_{\max})$ dos eventos onde nada acontece (nenhum branching), isso pode ser facilmente incluído no algoritmo veto: basta iterar até um valor de t como usual, mas interromper o processo se nenhum desdobramento é encontrado antes de t_{\max} .

Usualmente $f(t)$ também é uma função de variáveis adicionais x . Os métodos da seção precedente podem ser facilmente generalizados se for possível encontrar uma função adequada $g(t, x)$ com $f(t, x) \leq g(t, x)$. A $g(t)$ usada no algoritmo veto é a integral de $g(t, x)$ sobre x . Cada vez que t_i for selecionada também um x_i é escolhido, de acordo com $g(t_i, x) dx$, e o ponto (t, x) é retido com probabilidade $f(t_i, x_i)/g(t_i, x_i)$.

Referências

- [1] GAILLARD, M. K.; GRANNIS, P. D.; SCIULLI, F. J. The standard model of particle physics. *Rev. Mod. Phys.*, Melville, v. 71, n. 2, p. S96-S111, Mar. 1999.
- [2] HAGIWARA, K. et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 66, n. 1, 010001 974p., July 2002.
- [3] GLASHOW, S. L. Partial symmetries of weak interactions. *Nucl. Phys.*, Amsterdam, v. 22, n. 4, p. 579-588, Feb. 1961.
- [4] WEINBERG, S. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, New York, v. 19, n. 21, p. 1264-1266, Nov. 1967.
- [5] WEINBERG, S. Physical processes in a convergent theory of the weak and electromagnetic interactions. *Phys. Rev. Lett.*, New York, v. 27, n. 24, p. 1688-1691, Dec. 1971.
- [6] SALAM, A.; WARD, J. C. Electromagnetic and weak interactions. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 13, n. 2, p. 168-171, Nov. 1964.
- [7] SALAM, A. Gauge unification of fundamental forces. *Rev. Mod. Phys.*, New York, v. 52, n. 3, p. 525-538, July 1980.
- [8] KIM, J. E. et al. A theoretical and experimental review of the weak neutral current: a determination of its structure and limits on deviations from the minimal SU(2)-L X U(1) electroweak theory. *Rev. Mod. Phys.*, New York, v. 53, n. 2, p. 211-252, Apr. 1981.
- [9] MUTA, T. *Foundations of quantum chromodynamics: an introduction to perturbative methods in gauge theories*. 2. ed. Singapore: World Scientific, 1997.
- [10] CAVALLI, D. et al. The Higgs working group: summary report. Disponível em: <<http://arXiv.org/pdf/hep-ph/0203056>>. Acesso em: 01 abr. 2002.
- [11] ENGLERT, F.; BROUT, R. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, New York, v. 13, n. 9, p.321-323, Aug. 1964.
- [12] HIGGS, P. W. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys. Lett.*, Amsterdam, v. 12, n. 2, p. 132-133, Sept. 1964.

- [13] HIGGS, P. W. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, New York, v. 13, n. 16, p. 508-509, Oct. 1964.
- [14] ALTARELLI, G. The standard electroweak theory and beyond. In: SUMMER SCHOOL ON PHENOMENOLOGY OF GAUGE INTERACTIONS, 2000, Zuoz, Switzerland. *Proceedings of the ...* Villigen: Paul Scherrer Institute, 2000. p. 1-59. (PSI proceedings 00-01)
- [15] AZUELOS, G. et al. The beyond the standard model working group: summary report. Disponível em: <<http://arXiv.org/pdf/hep-ph/0204031>>. Acesso em: 01 maio 2002.
- [16] GREINER, W.; SCHÄFER, A. *Quantum chromodynamics*. New York: Springer-Verlag, 1994.
- [17] STERMAN, G. et al. Handbook of perturbative QCD. *Rev. Mod. Phys.*, Woodbury, v. 67, n. 1, p. 157-248, Jan. 1995.
- [18] FEYNMAN, R. P. Space-time approach to nonrelativistic quantum mechanics. *Rev. Mod. Phys.*, New York, v. 20, n. 2, p. 367-387, Apr. 1948.
- [19] GOMES, M. O. C. *Teoria quântica dos campos*. São Paulo: Editora da Universidade de São Paulo, 2002.
- [20] BARDEEN, W. A. et al. Deep-inelastic scattering beyond the leading order in asymptotically free gauge theories. *Phys. Rev. D*, New York, v. 18, n. 11, p. 3998-4017, Dec. 1978.
- [21] BETHKE, S. Determination of the QCD coupling α_s . *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, Bristol, v. 26, n. 7, p. R27-R66, July 2000.
- [22] CANAL, C. A.; GAY DUCATI, M. B.; SIMÕES, J. A. M. *Notes in deep inelastic scattering*. Strasbourg: Centre de Recherches Nucléaires, Université Louis Pasteur, 1979. 93p. (Séries des cours et conférences sur la physique des hautes énergies, 15).
- [23] HALZEN, F.; MARTIN, A. D. *Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics*. New York: John Wiley, 1984.
- [24] FIELD, R. *Application of perturbative QCD*. Reading: Addison Wesley, 1995.
- [25] BARONE, V.; PREDAZZI, E. *High-energy particle diffraction*. Berlin: Springer Verlag, 2002.
- [26] BLOOM, E. D. et al. High-energy inelastic $e - p$ scattering at 6° and 10° . *Phys. Rev. Lett.*, New York, v. 23, n. 16, p. 930-934, Oct. 1969.
- [27] BJORKEN, J. D.; PASCHOS, E. A. Inelastic electron-proton and gamma-proton scattering and structure of nucleon. *Phys. Rev.*, New York, v. 185, n. 5, p. 1975-1982, Sept. 1969.

- [28] GELL-MANN, M. A Schematic model of baryons and mesons. *Phys. Lett.*, Amsterdam, v. 8, n. 3, p. 214-215, Feb. 1964.
- [29] ROBERTS, R. G. *The structure of the proton*. Cambridge: Cambridge University Press, 1990.
- [30] COLLINS, J. C.; SOPER, D. E.; STERMAN, G. Factorization of hard processes in QCD. In: MULLER, A. H. (Ed.). *Perturbative quantum chromodynamics*. Singapore: World Scientific, 1989. p. 1-91.
- [31] COLLINS, J. C. *Renormalization: an introduction to renormalization, the renormalization group and the operator-product expansion*. Cambridge: Cambridge University Press, 1986.
- [32] DOKSHITZER, Y. L. Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics. *Sov. Phys. JETP*, New York, v. 46, n. 4, p. 641-653, Oct. 1977.
- [33] GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. Deep inelastic ep scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys*, New York, v. 15, n. 4, p. 438-450, Oct. 1978.
- [34] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic freedom in parton language. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 126, n. 2, p. 298-318, Aug. 1977.
- [35] MARTIN, A. D. et al. NNLO global parton analysis. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 531, n. 3/4, p. 216-224, Apr. 2002.
- [36] KLEIN, M. Structure functions in deep inelastic lepton-nucleon scattering. *Int. J. Mod. Phys. A*, Singapore, v. 15, p. 467-494, July 2000. Suppl. 1B.
- [37] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S. Pomeranchuk singularity in asymptotically free theories. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 60, n. 1, p. 50-52, Dec. 1975.
- [38] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S. Multiregge processes in the Yang-Mills theory. *Sov. Phys. JETP*, New York, v. 44, n. 3, p. 443-451, Sept. 1976.
- [39] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S. The Pomeranchuk singularity in nonabelian gauge theories. *Sov. Phys. JETP*, New York, v. 45, n. 2, p. 199-204, Feb. 1977.
- [40] BALITSKY, Y.; LIPATOV, L. N. Pomeranchuk singularity in quantum chromodynamics. *Sov. J. Nucl. Phys.*, New York, v. 28, n. 6, p. 822-829, Dec. 1978.
- [41] CATANI, S.; CIAFALONI, M.; HAUTMANN, F. High energy factorization and small-x heavy flavour production. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 366, n. 1, p. 135-188, Nov. 1991.
- [42] CATANI, S.; HAUTMANN, F. High-energy factorization and small-x deep inelastic scattering beyond leading order. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 427, n. 3, p. 475-524, Oct. 1994.

- [43] FORSHAW, J. R.; ROSS, D. A. *Quantum chromodynamics and the Pomeron*. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- [44] CIAFALONI, M. Coherence effects in initial jets at small Q^2/S . *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 296, n. 1, p. 49-74, Jan. 1988.
- [45] CATANI, S.; FIORANI, F.; MARCHESINI, G. QCD Coherence in initial state radiation. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 234, n. 3, p. 339-345, Jan. 1990.
- [46] CATANI, S.; FIORANI, F.; MARCHESINI, G. Small-x behaviour of initial state radiation in perturbative QCD. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 336, n. 1, p. 18-85, May 1990.
- [47] MARCHESINI, G. QCD coherence in the structure-function and associated distributions at small-x. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 445, n. 1, p. 49-78, July 1995.
- [48] GAY DUCATI, M. B. High density QCD. *Braz. J. Phys.*, São Paulo, v. 31, n. 2, p. 115-130, June 2001.
- [49] GAY DUCATI, M. B. The challenge of high density QCD: the onset of nonlinear aspects. *Rev. Mex. Fis.*, México, v. 48, p. 26-36, Nov. 2002. Supl. 2.
- [50] GRIBOV, L. V.; LEVIN, E. M.; RYSKIN, M. G. Semihard processes on QCD. *Phys. Rep.*, Amsterdam, v. 100, n. 1/2, p. 1-150, Nov. 1983.
- [51] AYALA, A. L.; GAY DUCATI, M. B.; LEVIN, E. M. QCD evolution of the gluon density in a nucleus. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 493, n. 1/2, p. 305-353, May 1997.
- [52] AYALA, A. L.; GAY DUCATI, M. B.; LEVIN, E. M. Parton densities in a nucleon. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 511, n. 1/2, p. 355-395, Feb. 1998.
- [53] KOVCHEGOV, Yu. Unitarization of the BFKL Pomeron on a nucleus. *Phys Rev. D*, Melville, v. 61, n. 7, 074018 15 p., Apr. 2000.
- [54] McLERRAN, L.; VENUGOPALAN, R. Computing quark and gluon distribution functions for very large nuclei. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 49, n. 5, p. 2233-2241, Mar. 1994.
- [55] AYALA, A. et al. Quantum corrections to the Weizsäcker-Williams gluon distribution function at small x. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 53, n. 1, p. 458-475, Jan. 1996.
- [56] ELLIS, R. K.; STIRLING, W. J.; WEBBER, B. R. *QCD and collider physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1996.
- [57] COMBRIDGE, B. L.; KRIPFGANZ, J.; RANFT, J. Hadron production at large transverse-momentum and QCD. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 70, n. 2, p. 234-238, Sept. 1977.
- [58] CUTLER, R.; SIVERS, D. Quantum-chromodynamic gluon contributions to large-pt reactions. *Phys. Rev. D*, New York, v. 17, n. 1, p. 196-211, Jan. 1978.

- [59] BENGTSSON, M.; SJÖSTRAND, T. Coherent parton showers versus matrix-elements: implications of Petra PEP data. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 185, n. 3/4, p. 435-440, Feb. 1987.
- [60] BENGTSSON, M.; SJÖSTRAND, T. A comparative-study of coherent and noncoherent parton shower evolution. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 289, n. 3/4, p. 810-846, Aug. 1987.
- [61] NORRBIN, E.; SJÖSTRAND, T. QCD radiation off heavy particles. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 603, n. 1/2, p. 297-342, June 2001.
- [62] SJÖSTRAND, T. A model for initial state parton showers. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 157, n. 4, p. 321-325, July 1985.
- [63] BENGTSSON, M.; SJÖSTRAND, T.; VANZIJJ, M. Initial state radiation effects on W and jet production *Z. Phys. C*, Berlin, v. 32, n. 1, p. 67-83, Aug. 1986.
- [64] MIU, G.; SJÖSTRAND, T. W production in an improved parton-shower approach. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 449, n. 3/4, p. 313-320, Mar. 1999.
- [65] SJÖSTRAND, T. et al. PYTHIA 6.2: physics and manual. Disponível em: <<http://arXiv.org/pdf/hep-ph/0108264>>. Acesso em: 30 abr. 2002.
- [66] SUDAKOV, V. V. Vertex parts at very high energies in quantum electrodynamics. *Sov. Phys. JETP*, New York, v. 3, n. 1, p. 65-71, Aug. 1956.
- [67] SJÖSTRAND, T. High-energy-physics event generation with PYTHIA-5.7 and JETSET-7.4. *Comput. Phys. Commun.*, Amsterdam, v. 82, n. 1, p. 74-89, Aug. 1994.
- [68] SJÖSTRAND, T. et al. High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1. *Comput. Phys. Commun.*, Amsterdam, v. 135, n. 2, p. 238-259, Apr. 2001.
- [69] MARCHESINI, G.; WEBBER, B.R. Monte-Carlo simulation of general hard processes with coherent QCD radiation. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 310, n. 3/4, p. 461-526, Dec. 1988.
- [70] MARCHESINI, G. et al. HERWIG 5.1 - a Monte-Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. *Comput. Phys. Commun.*, Amsterdam, v. 67, n. 3, p. 465-508, Jan. 1992.
- [71] CORCELLA, G. et al. HERWIG 6: An event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes). *J. High Energy Phys.*, Trieste, n. 1, 010 95p., Jan. 2001.
- [72] LÖNNBLAD, L. ARIADNE version 4: a program for simulation of QCD cascades implementing the color dipole model. *Comput. Phys. Commun.*, Amsterdam, v. 71, n. 1/2, p. 15-31, Aug. 1992.
- [73] BARGER, V. D.; PHILLIPS, R. J. N. *Collider physics*. Reading: Addison-Wesley, 1997.

- [74] MUELLER, A. H. On the multiplicity of hadrons in QCD jets. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 104, n. 2, p. 161-164, Aug. 1981.
- [75] ERMOLAEV, B. I.; FADIN, V. S. Doubly logarithmic asymptotic form of exclusive cross-sections in quantum chromodynamics. *JETP Lett.*, New York, v. 33, n. 5, p. 269-272, Mar. 1981.
- [76] CHUDAKOV, A. E.; NESTEROVA, N. M. On the observation of Cerenkov radiation accompanying broad atmospheric showers of cosmic rays. *Soviet Phys. JETP*, New York, v. 1, n. 2, p. 388-389, Sept. 1955.
- [77] AMATI, D. et al. . A treatment of hard processes sensitive to the infrared structure of QCD. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 173, n. 3, p. 429-455, Oct. 1980.
- [78] CURCI, G.; FURMANSKI, W.; PETRONZIO, R. Evolution of parton densities beyond leading order: the non-singlet case. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 175, n. 1, p. 27-92, Nov. 1980.
- [79] WILSON, K. G. Confinement of quarks. *Phys. Rev. D*, New York, v. 10, n. 8, p. 2445-2459, Oct. 1974.
- [80] KOGUT, J. B. The lattice gauge-theory approach to quantum chromodynamics. *Rev. Mod. Phys.*, Woodbury, v. 55, n. 3, p. 775-836, Apr. 1983.
- [81] SHIFMAN, M. A.; VAINSHTEIN, A. I.; ZAKHAROV, V. I. QCD and resonance physics: theoretical foundations. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 147, n. 5, p. 385-447, Feb. 1979.
- [82] SHIFMAN, M. A.; VAINSHTEIN, A. I.; ZAKHAROV, V. I. QCD and resonance physics: applications. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 147, n. 5, p. 448-518, Feb. 1979.
- [83] GASSER, J.; LEUTWYLER, H. Chiral perturbation theory to one loop. *Ann. Phys.*, New York, v. 158, n. 1, p. 142-210, Nov. 1984.
- [84] SCHAFER, T.; SHURYAK, E. V. Instantons in QCD. *Rev. Mod. Phys.*, Woodbury, v. 70, n. 2, p. 323-425, Apr. 1998.
- [85] 't HOOFT, G. Planar diagram theory for strong interactions. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 72, n. 3, p. 461-473, Apr. 1974.
- [86] AGLIETTI, U. Introduction to perturbative QCD. Disponível em: <<http://arXiv.org/pdf/hep-ph/9705277>>. Acesso em: 01 fev. 2003.
- [87] ASHCROFT, N. W.; MERMIN, N. D. *Solid state physics*. Philadelphia: Saunders College, 1976. p. 731.
- [88] CHENG, T. P.; LI, L. F. *Gauge theory of elementary particle physics*. Oxford: Oxford University Press, 1988. p. 322-335.

- [89] ANDERSSON, B. et al. Parton fragmentation and string dynamics. *Phys. Rep.*, Amsterdam, v. 97, n. 2/3, p. 31-145, July 1983.
- [90] ANDERSSON, B. *The Lund model*. Cambridge: Cambridge University Press, 1998.
- [91] MANGANO, M. L.; NASON, P.; RIDOLFI, G. Heavy quark correlations in hadron collisions at next-to-leading order. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 373, n. 2, p. 295-345, Apr. 1992.
- [92] NASON, P.; DAWSON, S.; ELLIS R. K. The total cross-section for the production of heavy quarks in hadronic collisions. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 303, n. 4, p. 607-633, July 1988.
- [93] NASON, P.; DAWSON, S.; ELLIS R. K. The one particle inclusive differential cross section for heavy quark production in hadronic collisions. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 327, n. 1, p. 49-92, Nov. 1989. Uma errata para o artigo foi publicada no v. 335, n. 1, p. 260, Nov. 1989.
- [94] BEENAKKER, W. et al. QCD corrections to heavy quark production in hadron-hadron collisions. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 351, n. 3, p. 507-560, Mar. 1991.
- [95] BEENAKKER, W. et al. QCD corrections to heavy-quark production in ppbar collisions. *Phys. Rev. D*, New York, v. 40, n. 1, p. 54-82, July 1989.
- [96] ELLIS R. K.; SEXTON, J. C. QCD radiative corrections to parton parton scattering. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 269, n. 2, p. 445-484, June 1986.
- [97] ELLIS R. K.; SEXTON, J. C. Explicit formulas for heavy flavor production. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 282, n. 3/4, p. 642-652, Mar 1987.
- [98] GLÜCK, M.; OWENS, J. F.; REYA, E. Gluon contribution to hadronic J / Psi production. *Phys. Rev. D*, New York, v. 17, n. 9, p. 2324-2331, May 1978.
- [99] COMBRIDGE, B. L. Associated production of heavy flavor states in P P and anti-P P interactions: some QCD estimates. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 151, n. 3, p. 429-456, May 1979.
- [100] GLÜCK, M.; REYA, E. Duality predictions for the production of heavy quark systems in QCD. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 79, n. 4/5, p. 453-458, Dec. 1978.
- [101] BONCIANI, R. et al. NLL resummation of the heavy-quark hadroproduction cross-section. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 529, n. 1/2, p. 424-450, Sept. 1998.
- [102] KIDONAKIS, N. et al. Sudakov resummation and finite order expansions of heavy quark hadroproduction cross sections. *Phys. Rev. D*, Mellville, v. 64, n. 11, 114001 36p., Dec. 2001.
- [103] LEPAGE, G. P. et al. Improved nonrelativistic QCD for heavy quark physics. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 46, n. 9, p. 4052-4067, Nov. 1992.

- [104] BALI, G. S. QCD forces and heavy quark bound states. *Phys. Rep.*, Amsterdam, v. 343, n. 1/2, p. 1-136, Mar. 2001.
- [105] BAIER, R.; RÜCKL, R. Hadronic collisions: a quarkonium factory. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 19, n. 3, p. 251-266, Aug. 1983.
- [106] BERGER, E. L.; JONES, D. Inelastic photoproduction of J/ψ and Υ by gluons. *Phys. Rev. D*, New York, v. 23, n. 7, p. 1521-1530, Apr. 1981.
- [107] SCHULER, G. A. Quarkonium production and decays. Disponível em: <<http://preprints.cern.ch/archive/electronic/hep-ph/9403/9403387.pdf>>. Acesso em: 15 maio 1998.
- [108] ABE, F. et al. Upsilon production in P-PBAR collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TEV. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 75, n. 24, p. 4358-4363, Dec. 1995.
- [109] ABE, F. et al. J/ψ and $\psi(2S)$ production in $p(\bar{p})$ collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 79, n. 4, p. 572-577, July 1997.
- [110] ABE, F. et al. Production of J/ψ mesons from $\chi(c)$ meson decays in $p(\bar{p})$ collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 79, n. 4, p. 578-583, July 1997.
- [111] PAPADIMITRIOU, V. Quarkonia production at CDF. *Int. J. Mod. Phys. A*, Singapore, v. 12, n. 22, p. 3867-3876, Sept. 1997.
- [112] ABACHI, S. et al. J/Ψ production in p - \bar{p} collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 370, n. 1/2, p. 239-248, Mar. 1996.
- [113] ABACHI, S. et al. Rapidity dependence of the inclusive J/Ψ production in p - \bar{p} collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV. Disponível em: <<http://library.fnal.gov/archive/1996/conf/Conf-96-249-E.pdf>>. Acesso em: 01 mar. 1999.
- [114] AMUNDSON, J. F. et al. Quantitative tests of color evaporation: charmonium production. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 390, n. 1/4, p. 323-328, Jan. 1997.
- [115] ÉBOLI, O. J. P.; GREGORES, E. M.; HALZEN, F. Forward J/ψ production at the Fermilab Tevatron. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 60, n. 11, 117501 2p., Dec. 1999.
- [116] EDIN, A.; INGELMAN, G.; RATHSMAN, J. Quarkonium production at the Fermilab Tevatron through soft color interactions. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 56, n. 11, p. 7317-7320, Dec. 1997.
- [117] RATHSMAN, J. A generalised area law for hadronic string reinteractions. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 452, n. 3/4, p. 364-371, Apr. 1999.
- [118] BRAATEN, E.; YUAN, T. C. Gluon fragmentation into P-wave heavy quarkonium. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 50, n. 5, p. 3176-3180, Sept. 1994.

- [119] BRAATEN, E.; YUAN, T. C. Gluon fragmentation into spin-triplet S-wave quarkonium v. 52, n. 11, p. 6627-6629, Dec. 1995.
- [120] CHO, P. L.; LEIBOVICH, A. K. Color octet quarkonia production. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 53, n. 1, p. 150-162, Jan. 1996.
- [121] CHO, P. L.; LEIBOVICH, A. K. Color-octet quarkonia production II. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 53, n. 11, p. 6203-6217, June 1996.
- [122] BODWIN, G. T.; BRAATEN, E.; LEPAGE, G. P. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 51, n. 3, p. 1125-1171, Feb. 1995. Uma errata para o artigo foi publicada no v. 55, n. 9, p. 5853-5854, May 1997.
- [123] HÄGLER, P. et al. Towards a solution of the charmonium production controversy: $k(T)$ factorization versus color octet mechanism. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 86, n. 8, p. 1446-1449, Feb. 2001.
- [124] YUAN, F.; CHAO, K.-T. Color-singlet direct J/ψ and ψ' production at the Fermilab Tevatron in the $k(t)$ factorization approach. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 63, n. 3, 034006 4p., Feb. 2001.
- [125] SALEEV, V. A. Photoproduction of J/ψ mesons at high energies in parton model and $k(T)$ -factorization approach. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 65, n. 5, 054041 7p., Mar. 2002.
- [126] GAVAI, R. et al. Quarkonium production in hadronic collisions. *Int. J. Mod. Phys. A*, Singapore, v. 10, n. 20/21, p. 3043-3070, Aug. 1995.
- [127] SCHULER, G. A.; VOGT, R. Systematics of quarkonium production. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 387, n. 1, p. 181-186, Oct. 1996.
- [128] GREGORES, E. M.; HALZEN, F.; EBOLI, O. J. Prompt charmonium production in Z decays *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 395, n. 1/2, p. 113-117, Mar. 1997.
- [129] MARIOTTO, C. B.; GAY DUCATI, M. B.; INGELMAN, G. Soft and hard QCD dynamics in hadroproduction of charmonium. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 23, n. 3, p. 527-538, Apr. 2002.
- [130] EBOLI, O. J.; GREGORES, E. M.; HALZEN, F. Color evaporation description of inelastic photoproduction of J/ψ at DESY HERA. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 67, n. 5, 054002 5p., Mar. 2003.
- [131] EBOLI, O. J.; GREGORES, E. M.; MIZUKOSHI, J. K. Testing color evaporation in photon photon production of J/ψ at CERN LEP II. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 68, n. 9, 094009 5p., Nov. 2003.
- [132] GAY DUCATI, M. B.; MARIOTTO, C. B. The color evaporation model in diffractive J/ψ photoproduction. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 464, n. 3/4, p. 286-292, Oct. 1999.

- [133] GAY DUCATI, M. B.; GONCALVES, V. P.; MARIOTTO, C. B. Color evaporation and elastic Υ photoproduction at DESY HERA. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 65, n. 3, 037503 4p., Feb. 2002.
- [134] EBOLI, O. J. P.; GREGORES, E. M.; HALZEN, F. Color evaporation induced rapidity gaps. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 61, n. 3, 034003 9p., Feb. 2000.
- [135] EDIN, A.; INGELMAN, G.; RATHSMAN, J. Soft colour interactions as the origin of rapidity gaps in DIS. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 366, n. 1/4, p. 371-378, Jan. 1996.
- [136] EDIN, A.; INGELMAN, G.; RATHSMAN, J. Unified description of rapidity gaps and energy flows in DIS final states. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 75, n. 1, p. 57-70, June 1997.
- [137] INGELMAN, G.; EDIN, A.; RATHSMAN, J. LEPTO 6.5: a Monte Carlo generator for deep inelastic lepton-nucleon scattering. *Comput. Phys. Commun.*, Amsterdam, v. 101, n. 1/2, p. 108-134, Apr. 1997.
- [138] ENBERG, R.; INGELMAN, G.; TIMNEANU, N. Rapidity gaps at HERA and the Tevatron from soft colour exchanges. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, Bristol, v. 26, n. 5, p. 712-715, May 2000.
- [139] ENBERG, R.; INGELMAN, G.; TIMNEANU, N. Soft color interactions and diffractive hard scattering at the Fermilab Tevatron. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 64, n. 11, 114015 19p., Dec. 2001.
- [140] Homepage do grupo Theoretical High Energy Physics, Uppsala University. Disponível em: <<http://www3.tsl.uu.se/thep/MC/>>. Acesso em: 01 fev. 2002.
- [141] CACCIARI, M.; KRAMER, M. Color-octet contributions to J/ψ photoproduction. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 76, n. 22, p. 4128-4131, May 1996.
- [142] KRAMER, M. Quarkonium production at high-energy colliders. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, Amsterdam, v. 47, n. 1, p. 141-201, 2001.
- [143] AFFOLDER, T. et al. Measurement of J/ψ and $\psi(2S)$ polarization in p anti-p collisions at $s^{*}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 85, n. 14, p. 2886-2891, Oct. 2000.
- [144] BRAATEN, E.; KNIEHL, B. A.; LEE, J. Polarization of prompt J/ψ at the Tevatron. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 62, n. 9, 094005 4p., Nov. 2000.
- [145] YUAN, F.; CHAO, K.-T. Polarizations of J/ψ and ψ' in hadroproduction at Tevatron in the $k(t)$ factorization approach. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 87, n. 2, 022002 4p., July 2001.
- [146] ABRAMOWICZ, H.; CALDWELL, A. C. HERA collider physics. *Rev. Mod. Phys.*, Melville, v. 71, n. 5, p. 1275-1409, Oct. 1999.

- [147] BRAATEN, E.; FLEMING, S.; YUAN, T. C. Production of heavy quarkonium in high-energy colliders. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, Palo Alto, v. 46, p. 197-235, 1996.
- [148] MARIOTTO, C. B. *Efeitos de massa e de cor na produção de quarks pesados*. 1999. 86 f. Dissertação (Mestrado em Física) - Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 1999.
- [149] RYSKIN, M. G. Diffractive J/psi electroproduction in LLA QCD *Z. Phys. C*, Berlin, v. 57, n. 1, p. 89-92, Jan. 1993.
- [150] BRODSKY, S. J. et al. Diffractive leptonproduction of vector-mesons in QCD. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 50, n. 5, p. 3134-3144, Sept. 1994.
- [151] RYSKIN, M. G. et al. Diffractive J/psi photoproduction as a probe of the gluon density. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 76, n. 2, p. 231-239, Oct. 1997.
- [152] FRANKFURT, L.; KOEPF, W.; STRIKMAN, M. Diffractive heavy quarkonium photoproduction and electroproduction in QCD. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 57, n. 1, p. 512-526, Jan. 1998.
- [153] BREITWEG, J. et al. Measurement of elastic Υ photoproduction at HERA. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 437, n. 3/4, p. 432-444, Oct. 1998.
- [154] ADLOFF, C. et al. Elastic photoproduction of J/psi and gamma mesons at HERA. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 483, n. 1/3, p. 23-35, June 2000.
- [155] MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. G.; TEUBNER, T. Upsilon photoproduction at HERA compared to estimates of perturbative QCD. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 454, n. 3/4, p. 339-345, May 1999.
- [156] FRANKFURT, L.; McDERMOTT, M. F.; STRIKMAN, M. Diffractive photoproduction of Upsilon at HERA. *J. High Energy Phys.*, Trieste, n. 2, 002 14p., May 1999.
- [157] JI, X. D. Off-forward parton distributions. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, Bristol, v. 24, n. 7, p. 1181-1205, July 1998.
- [158] GRIBOV, V. N.; MIGDAL, A. A. Properties of Pomeron pole and branch cuts related to it at low momentum transfers. *Sov. J. Nucl. Phys.*, New York, v. 8, n. 5, p. 583-590, May 1969.
- [159] EPELE, L. N.; GARCIA CANAL, C. A.; GAY DUCATI, M. B. Nuclear effects in J-psi-hadronproduction. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 226, n. 1/2, p. 167-170, Aug. 1989.
- [160] AMUNDSON, J. F. et al. Colorless states in perturbative QCD: charmonium and rapidity gaps. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 372, n. 1/2, p. 127-132, Apr. 1996.
- [161] GUNION, J. F.; VOGT, R. Determining the existence and nature of the quark-gluon plasma by Υ suppression at the LHC. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 492, n. 1/2, p. 301-337, May 1997.

- [162] MARTIN, A. D.; STIRLING, W. J.; ROBERTS, R. G. Parton distributions updated. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 306, n. 1/2, p. 145-150, May 1993. Uma errata para o artigo foi publicada no v. 309, n. 3/4, p. 492-492, July 1993.
- [163] GLUCK, M.; REYA, E.; VOGT, A. Dynamical parton distributions of the proton and small- x physics. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 67, n. 3, p. 433-447, July 1995.
- [164] LAI, H. L. et al. Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 12, n. 3, p. 375-392, Feb. 2000.
- [165] SUTTON, P. J. et al. Parton distributions for the pion extracted from Drell-Yan and prompt photon experiments. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 45, n. 7, p. 2349-2359, Apr. 1992.
- [166] LAI, H. L. et al. Improved parton distributions from global analysis of recent deep inelastic scattering and inclusive jet data. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 55, n. 3, p. 1280-1296, Feb. 1997.
- [167] LAI, H. L. et al. Global QCD analysis and the CTEQ parton distributions. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 51, n. 9, p. 4763-4782, May 1995.
- [168] GLÜCK, M.; REYA, E.; VOGT, A. Pionic parton distributions. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 53, n. 4, p. 651-655, Mar. 1992.
- [169] BAMBERGER, A. et al. J-psi production by 24 GeV-c protons. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 134, n. 1, p. 1-13, Mar. 1978.
- [170] AUBERT, J. J. et al. Experimental observation of a heavy particle-J. *Phys. Rev. Lett.*, New York, v. 33, n. 23, p. 1404-1406, Dec. 1974.
- [171] CORDEN, M. J. et al. Experimental results on J-psi production by $\pi^{+/-}$, $K^{+/-}$, p and pbar incident on hydrogen at 39.5 GeV-c. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 98, n. 3, p. 220-224, Jan. 1981.
- [172] ANTIPOV, Yu. M. et al. J-psi particle production by 70 GeV-c protons. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 60, n. 3, p.309-312, Jan. 1976.
- [173] ANDERSON, K. J. et al. Inclusive mu-pair production at 150 GeV by $\pi^{+/-}$ mesons and protons. *Phys. Rev. Lett.*, New York, v. 37, n. 13, p. 799-802, Sept. 1976.
- [174] BADIÉ, J. et al. Experimental J/psi hadronic production from 150-GeV/c to 280-GeV/c. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 20, n. 2, p. 101-116, Oct. 1983.
- [175] ANDERSON, K. J. et al. Production of muon pairs by 225-GeV-c $p^{+/-}$, K^{+} , $p^{+/-}$ beams on nuclear targets. *Phys. Rev. Lett.*, New York, v. 42, n. 15, p. 944-947, Apr. 1979.
- [176] MOREL, C. et al. Measurement of the inclusive J/psi production cross-sections in pbar and pp collisions at square-root $s=24.3$ GeV. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 252, n. 3, p.505-510, Dec. 1990.

- [177] SNYDER, H. D. et al. Production of $\psi(3100)$ and $\psi'(3700)$ in p-Be collisions at 400 GeV. *Phys. Rev. Lett.*, New York, v. 36, n. 24, p. 1415-1418, June 1976.
- [178] NAGY, E. et al. Observation of high mass $\mu^+\mu^-$ pairs at ISR. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 60, n. 1, p.96-100, Dec. 1975.
- [179] COBBAERT, H. et al. The holographic bubble-chamber experiment and the determination of the effective charmed quark mass and the K-factor for hadronic charm production. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 36, n. 4, p. 577-591, Nov. 1987.
- [180] BARLAG, S. et al. Production of D, D-STAR and DS mesons in 200 GeV/c-pi-, K- and p-Si interactions. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 39, n. 4, p. 451-460, July 1988.
- [181] RITCHIE, J. L. et al. Forward production of charm states and prompt single muons in 350 GeV p-Fe interactions. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 126, n. 6, p.499-505, July 1983.
- [182] AGUILAR-BENITEZ, M. et al. Lifetime measurement of charm mesons produced in pi-p and pp interactions at 360 GeV/c. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 122, n. 3/4, p. 312-316, Mar. 1983.
- [183] AGUILAR-BENITEZ, M. et al. Charm D-meson production in 360 GeV/c pp interactions: comparison with pi-p at the same energy. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 123, n. 1/2, p. 103-107, Mar. 1983.
- [184] AMMAR, R. et al. Inclusive charm cross-sections in 800-GeV/c pp interactions. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 183, n. 1/2, p. 110-114, Jan. 1987. Uma errata para o artigo foi publicada no v. 192, n. 3/4, p. 478-478, July 1987.
- [185] AMMAR, R. et al. D-meson production in 800-GeV/c pp interactions. *Phys. Rev. Lett.*, New York, v. 61, n. 19, p. 2185-2188, Nov. 1988.
- [186] CLARK, A. G. et al. Muon-electron events in high-energy proton proton collisions. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 77, n. 3, p. 339-343, Aug. 1978.
- [187] SCHUB, M. H. et al. Measurement of J/psi and psi' production in 800 GeV/c proton-gold collisions. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 52, n. 3, p. 1307-1315, Aug. 1995.
- [188] ALEXOPOULOS, T. et al. Differential cross sections of J/psi and psi' in 800 GeV/c p-Si interactions. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 55, n. 7, p. 3927-3932, Apr. 1997.
- [189] ANTONIAZZI, L. et al. Measurement of J/psi and psi' production in 300-GeV/c proton, antiproton, and pi+/- interactions with nuclei. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 46, n. 11, p. 4828-4835, Dec. 1992.
- [190] ANTONIAZZI, L. et al. Production of J/psi via psi' and chi decay in 300-GeV/c proton-nucleon and pi+/- nucleon interactions. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 70, n. 4, p. 383-386, Jan. 1993.

- [191] KOWITT, M.S. et al. Production of J/psi at large x(F) in 800 GeV/c p-copper and p-beryllium collisions. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 72, n. 9, p. 1318-1321, Feb. 1994.
- [192] GRIBUSHIN, A. et al. Production of J/psi mesons in pBe collisions at 530 and 800 GeV/c. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 62, n. 1, 012001 11p., July 2000.
- [193] AKERLOF, C. et al. ψ production in $\bar{p}N$ and π^-N interactions at 125 GeV/c and a determination of the gluon structure functions of the \bar{p} and the π^- . *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 48, n. 11, p. 5067-5080, Dec. 1993.
- [194] GRIBUSHIN, A. et al. Production of J/psi and psi(2S) mesons in pi(-)Be collisions at 515 GeV/c. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 53, n. 9, p. 4723-4733, May 1996.
- [195] ABREU, M.C. et al. Charmonia production in 450 GeV/c proton induced reactions. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 444, n. 3/4, p. 516-522, Dec. 1998.
- [196] GROOM, D. E. et al. Review of particle physics. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 15, n. 1/4, p. 1-878, July 2000.
- [197] KORESHEV, V. et al. Production of charmonium states in pi- Be collisions at 515-GeV/c. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 77, n. 21, p. 4294-4297, Nov. 1996.
- [198] ALEXOPOULOS, T. et al. Hadroproduction of the chi(1) and chi(2) states of charmonium in 800-GeV/c proton-silicon interactions. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 62, n. 3, 032006 4p., Aug. 2000.
- [199] AFFOLDER, T. et al. Production of chi(c1) and chi(c2) in p(p)over-bar collisions at root s=1.8 TeV. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 86, n. 18, p. 3963-3968, Apr. 2001.
- [200] DAMET, J. *Physics and detector simulation studies of B-meson decays in ATLAS*. 2001. 32 [65] p. Thesis (Doctor of Philosophy in High Energy Physics) - Faculty of Science and Technology, Uppsala University, Uppsala, 2001.
- [201] The ATLAS collaboration, ATLAS trigger performance, CERN/LHCC 98-15, 1998. Disponível em: <<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DAQTRIG/SIMULATION/TP/rev02/tp.bk.pdf>>. Acesso em: 1 out. 2000.
- [202] DAMET, J.; INGELMAN, G.; MARIOTTO, C. B. Prompt J/psi production at the LHC. *J. High Energy Phys.*, Trieste, n. 9, 014 10p., Sept. 2002.
- [203] BOTTS, J. et al. CTEQ parton distributions and flavor dependence of sea quarks. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 304, n. 1/2, p. 159-166, Apr. 1993.
- [204] CANO-COLOMA, B.; SANCHIS-LOZANO, M. A. J/psi production at the LHC. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 406, n. 3, p.232-236, Aug. 1997.
- [205] SANCHIS-LOZANO, M. A. New extraction of color-octet NRQCD matrix elements from charmonium hadroproduction. *Nucl. Phys. B*, Proc. Suppl., Amsterdam, v. 86, p. 543-546, June 2000.

- [206] The ATLAS collaboration. The ATLAS detector and physics performance technical design report, CERN-LHCC-99-15, 1999. Disponível em: <<http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/access.html>>. Acesso em: 1 out. 2000.
- [207] ABE, F. et al. Measurement of the bottom-quark production cross-section using semileptonic decay electrons in p-pbar collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 71, n. 4, p. 500-504, July 1993.
- [208] ABE, F. et al. Measurement of bottom quark production in 1.8 TeV P-PBAR collisions using muons from B-quark decays. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 71, n. 15, p. 2396-2400, Oct. 1993.
- [209] ABE, F. et al. Measurement of correlated mu-bbar jet cross sections in p-pbar collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 53, n. 3, p. 1051-1065, Feb. 1996.
- [210] ABE, F. et al. Measurement of $b(\bar{b})$ production correlations B_0 - $B_{\text{bar}0}$ mixing, and a limit on $\epsilon(B)$ in $p(\bar{p})$ collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 55, n. 5, p. 2546-2558, Mar. 1997.
- [211] ABACHI, S. et al. Inclusive mu and B-quark production cross-sections in p pbar collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 74, n. 18, p. 3548-3552, May 1995.
- [212] ABBOTT, B. et al. The b anti-b production cross section and angular correlations in p anti-p collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ -TeV. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 487, n. 3/4, p. 264-272, Aug. 2000.
- [213] FRIXIONE, S. et al. Heavy-quark production. In: BURAS, A. J.; LINDNER, M. (Eds.). *Heavy flavours II*. Singapore: World Scientific, 1997.
- [214] APANASEVICH, L. et al. k(T) effects in direct photon production. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 59, n. 7, 074007 13p., Apr. 1999.
- [215] NASON, P. et al. Bottom production. Disponível em: <<http://arXiv.org/pdf/hep-ph/0003142>>. Acesso em: 7 set. 2001.
- [216] RYSKIN, M. G.; SHABELSKI, Y. M.; SHUVAEV, A. G. Heavy quark production in hadron collisions. Disponível em: <<http://arXiv.org/pdf/hep-ph/0011111>>. Acesso em: 15 nov. 2000.
- [217] AFFOLDER, T. et al. Production of Upsilon(1S) mesons from chi(b) decays in p pbar collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 84, n. 10, p. 2094-2099, Mar. 2000.
- [218] ACOSTA, D. et al. Upsilon production and polarization in p anti-p collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 88, n. 16, 161802 6p., Apr. 2002.

- [219] DOMENECH, J. L.; SANCHIS-LOZANO, M. A. Results from bottomonia production at the Tevatron and prospects for the LHC. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 601, n. 1/2, p. 395-421, May 2001.
- [220] DOMENECH, J. L.; SANCHIS-LOZANO, M. A. Bottomonium production at the Tevatron and the LHC. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 476, n. 1/2, p. 65-72, Mar. 2000.
- [221] ABE, F. et al. Measurement of the B meson differential cross-section, $d\sigma/dp(T)$, in p anti-p collisions at $s^{**}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, Woodbury, v. 75, n. 8, p. 1451-1455, Aug. 1995.
- [222] ABBOTT, B. et al. The b anti-b production cross section and angular correlations in p anti-p collisions at $s^{**}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 487, n. 3/4, p. 264-272, Aug. 2000.
- [223] ABBOTT, B. et al. Cross section for b jet production in anti-p p collisions at $s^{**}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, Melville, v. 85, n. 24, p. 5068-5073, Dec. 2000.
- [224] ACOSTA, D. et al. Measurement of the B+ total cross section and B+ differential cross section $d\sigma/dp(T)$ in p anti-p collisions at $s^{**}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 65, n. 5, 052005 10p., Mar. 2002.
- [225] KLASSEN, M. Theory of hard photoproduction. *Rev. Mod. Phys.*, Melville, v. 74, n. 4, p. 1221-1282, Oct. 2002.
- [226] HAYES, M. E.; KRAMER, M. Heavy flavour production at HERA. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, Bristol, v. 25, n. 7, p. 1477-1493, July 1999.
- [227] SEFKOW, F. Open beauty production. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, Bristol, v. 28, n. 5, p. 953-969, May 2002.
- [228] MARTIN, A. D. et al. MRST2001: partons and $\alpha(S)$ from precise deep inelastic scattering and Tevatron jet data. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 23, n. 1, p. 73-87, Mar. 2002.
- [229] GLUCK, M.; REYA, E.; VOGT, A. Dynamical parton distributions revisited. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 5, n. 3, p. 461-470, Sept. 1998.
- [230] FRIXIONE, S. et al. Heavy-quark correlations in photon hadron-collisions. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 412, n. 1/2, p. 225-259, Jan. 1994.
- [231] FRIXIONE, S. et al. Total cross-sections for heavy flavor production at HERA. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 348, n. 3/4, p. 633-645, Apr. 1995.
- [232] RYSKIN, M. G.; SHUVAEV, A. G.; SHABELSKI, Y. M. Comparison of the kT factorization approach and the QCD parton model for charm and beauty hadroproduction. *Phys. Atom. Nucl.*, Melville, v. 64, n. 11, p. 1995-2005, Nov. 2001.

- [233] COLLINS, J. C.; ELLIS, R. Heavy-quark production in very-high-energy hadron-collisions. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 360, n. 1, p. 3-30, Aug. 1991.
- [234] GRIBOV, L. V.; LEVIN, E. M.; RYSKIN, M. G. Semihard processes on QCD. *Phys. Rep.*, Amsterdam, v. 100, n. 1/2, p. 1-150, Nov. 1983.
- [235] LEVIN, E. M. et al. Heavy-quark production in semihard nucleon-interactions. *Sov. J. Nucl. Phys.*, Woodbury, v. 53, n. 4, p. 657-667, Apr. 1991.
- [236] BARTELS, J.; GIESEKE, S.; QIAO, C. F. $(\gamma^* q\bar{q})$ Reggeon vertex in next-to-leading order QCD. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 63, n. 5, 056014 15p., Mar. 2001.
- [237] BARTELS, J.; GIESEKE, S.; KYRIELEIS, A. The process $\gamma_L^* + q \rightarrow (q\bar{q}g) + q$: real corrections to the virtual photon impact factor. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 65, n. 1, 014006 10p., Jan. 2002.
- [238] GIESEKE, S. Status of the NLO corrections to the photon impact factor. *Acta Phys. Polon. B*, Krakow, v. 33, n. 10, p. 2873-2878, Oct. 2002.
- [239] BARTELS, J.; COLFERAI, D.; GIESEKE, S.; KYRIELEIS, A. NLO corrections to the photon impact factor: combining real and virtual corrections. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 66, n. 9, 094017 22p., Nov. 2002.
- [240] BIALAS, A.; NAVELET, H.; PESCHANSKI, R. QCD dipole model and k_T factorization. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 593, n. 3, p. 438-450, Jan. 2001.
- [241] FORSHAW, J. R.; KERLEY, G.; SHAW, G. Extracting the dipole cross section from photo- and electroproduction total cross-section data. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 60, n. 7, 074012 10p., Oct. 1999.
- [242] McDERMOTT, M. et al. Unitarity and the QCD-improved dipole picture. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 16, n. 4, p. 641-656, Sept. 2000.
- [243] GOTSMAN, E. et al. A unitarized QCD model for deep inelastic ep scattering. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, Bristol, v. 27, n. 11, p. 2297-2323, Nov. 2001.
- [244] DONNACHIE, A.; DOSCH, H. G. Comprehensive approach to structure functions. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 65, n. 1, 014019 12p., Jan. 2002.
- [245] GAY DUCATI, M. B.; MACHADO, M. V. T. Unitarity corrections to the proton structure functions through the dipole picture. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 65, n. 11, 114019 14p., June 2002.
- [246] BETEMPS, M. A.; GAY DUCATI, M. B.; MACHADO, M. V. T. Unitarity corrections to the Drell-Yan process in the target rest frame. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 66, n. 1, 014018 11p., July 2002.
- [247] FORSHAW, J. R.; SUTTON, P. J. Diffusion and the BFKL pomeron. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 1, n. 1/2, p. 285-291, Jan. 1998.

- [248] GOLEC-BIERNAT, K.; MOTYKA, L.; STASTO, A. M. Diffusion into infrared and unitarization of the Balitskii-Fadin-Kuraev-Lipatov Pomeron. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 65, n. 7, 074037 12p., Apr. 2002.
- [249] GOLEC-BIERNAT, K.; WÜSTHOFF, M. Saturation effects in deep inelastic scattering at low Q^2 and its implications on diffraction. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 59, n. 1, 014017 10p., Jan. 1999.
- [250] GOLEC-BIERNAT, K.; WÜSTHOFF, M. Saturation in diffractive deep inelastic scattering. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 60, n. 11, 114023 15p., Dec. 1999.
- [251] MARIOTTO, C. B.; GAY DUCATI, M. B.; MACHADO, M. V. Heavy quark photoproduction in \mathbf{k}_\perp factorization approach. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 66, n. 11, 114013 10p., Dec. 2002.
- [252] LIPATOV, A. V.; SALEEV, V. A.; ZOTOV, N. P. Heavy quark photoproduction in the semihard QCD approach and the unintegrated gluon distribution. *Mod. Phys. Lett. A*, Singapore, v. 15, n. 28, p. 1727-1738, Sept. 2000.
- [253] SHABELSKI, Y. M.; SHUVAEV, A. G. Heavy quark hadroproduction in $k(T)$ -factorization approach and the experimental data. Disponível em: <<http://arXiv.org/pdf/hep-ph/0107106>>. Acesso em: 7 set. 2001.
- [254] BALL, R. D.; ELLIS, R. K. Heavy quark production at high energy. *J. High Energy Phys.*, Trieste, n. 5, 053 33p., May 2001.
- [255] CATANI, S.; CIAFALONI, M.; HAUTMANN, F. Gluon contributions to small-x heavy flavor production. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 242, n. 1, p. 97-102, May 1990.
- [256] BRODSKY, S. J.; LEPAGE, G. P.; MACKENZIE, P. B. On the elimination of scale ambiguities in perturbative quantum chromodynamics. *Phys. Rev. D*, Woodbury, v. 28, n. 1, p. 228-235, July 1983.
- [257] ANDERSSON, B. et al. Small x phenomenology: summary and status. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 21, n. 1, p. 77-101, Sept. 2002.
- [258] FRANKFURT, L. L.; STRIKMAN, M. I. Hard nuclear processes and microscopic nuclear structure. *Phys. Rep.*, Amsterdam, v. 160, n. 5/6, p. 235-427, Apr. 1988.
- [259] MUELLER, A. H. Small X behavior and parton saturation: a QCD model. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 335, n. 1, p. 115-137, Apr. 1990.
- [260] NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. G. Color transparency and scaling properties of nuclear shadowing in deep inelastic scattering. *Z. Phys. C*, Berlin, v. 49, n. 4, p. 607-618, Mar. 1991
- [261] BARTELS, J.; GOLEC-BIERNAT, K.; KOWALSKI, H. Modification of the saturation model: Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi evolution. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 66, n. 1, 014001 9p., July 2002.

- [262] TIMNEANU, N.; KWIECINSKI, J.; MOTYKA, L. Saturation model for two-photon interactions at high energies. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 23, n. 3, p. 513-526, Apr. 2002.
- [263] RAUFEISEN, J.; PENG, J. C.; NAYAK, G. C. Parton model versus color dipole formulation of the Drell-Yan process. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 66, n. 3, 034024 11p., Aug. 2002.
- [264] JUNG, H. Heavy quark production at the Fermilab Tevatron and DESY ep collider HERA using k(t) factorization with the CCFM evolution approach. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 65, n. 3, 034015 7p., Feb. 2002.
- [265] ATIYA, M.S. et al. Evidence for the high-energy photoproduction of charmed mesons. *Phys. Rev. Lett.*, New York, v. 43, n. 6, p. 414-416, Aug. 1979.
- [266] ASTON, D. et al. Photoproduction of charmed-D mesons at gamma-energies of 40-70 GeV. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 94, n. 1, p. 113-117, July 1980.
- [267] AUBERT, J. J. et al. Production of charmed particles in 250 GeV mu+-iron interactions. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 213, n. 1, p. 31-64, Mar. 1983.
- [268] ABE, K. et al. Charm photoproduction cross-section at 20 GeV. *Phys. Rev. Lett.*, New York, v. 51, n. 3, p. 156-159, July 1983.
- [269] ABE, K. et al. Lifetimes, cross-sections, and production mechanisms of charmed particles produced by 20-GeV photons. *Phys. Rev. D*, New York, v. 33, n. 1, p. 1-18, Jan. 1986.
- [270] ADAMOVICH, M. I. et al. Cross-sections and some features of charm photoproduction at gamma-energies of 20-70 GeV. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 187, n. 3/4, p. 437-441, Mar. 1987.
- [271] ANJOS, J. C. et al. Photon-gluon-fusion analysis of charm photoproduction. *Phys. Rev. Lett.*, New York, v. 65, n. 20, p. 2503-2506, Nov. 1990.
- [272] AID, S. et al. Photoproduction of $D^{*+/-}$ mesons in electron-proton collisions at HERA. *Nucl. Phys. B*, Amsterdam, v. 472, n. 1/2, p. 32-51, July 1996.
- [273] AUBERT, J. J. et al. Observation of wrong-sign tri-muon events in 250 GeV muon-nucleon interactions. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 106, n. 5, p. 419-422, Nov. 1981.
- [274] ADLOFF, C. et al. Measurement of open beauty production at HERA. *Phys. Lett. B*, Amsterdam, v. 467, n. 1/2, p. 156-164, Nov. 1999.
- [275] SZCZUREK, A. Heavy quark production in photon-nucleon and photon-photon collisions. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 26, n. 2, p. 183-194, Dec. 2002.
- [276] IVANOV, I. P.; NIKOLAEV, N. N. Anatomy of the differential gluon structure function of the proton from the experimental data on $F_2^p(x, Q^2)$. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 65, n. 5, 054004 23p., Mar. 2002.

- [277] MOTYKA, L.; TIMNEANU, N. Unintegrated gluon in the photon and heavy quark production. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 27, n. 1, p. 73-85, Mar. 2003.
- [278] TIMNEANU, N. *The colour of gluon interactions: studies of quantum chromodynamics in soft and hard processes*. 2002. v, 58 [103] p. Thesis (Doctor of Philosophy in Physics) - Faculty of Science and Technology, Uppsala University, Uppsala, 2002.
- [279] BARANOV S.P. et al. A phenomenological interpretation of open charm production at HERA in terms of the semi-hard approach. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 24, n. 3, p. 425-437, July 2002.
- [280] KIMBER, M. A.; MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. G. Unintegrated parton distributions. *Phys. Rev. D*, Melville, v. 63, n. 11, 114027 10p., June 2001.