



UNIVERSIDADE FEDERAL DA BAHIA
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Dissertação de Mestrado

**Produção de Estados Tetraquarks
Completamente Pesados em Colisões
Próton-Próton e Próton-Núcleo**

João Vitor Cerqueira Oliveira

Salvador - 2024



UNIVERSIDADE FEDERAL DA BAHIA
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Dissertação de Mestrado

Produção de Estados Tetraquarks Completamente Pesados em Colisões Próton-Próton e Próton-Núcleo

João Vitor Cerqueira Oliveira

Orientador: Luciano Melo Abreu
Co-orientador: Victor Paulo Barros Gonçalves

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da UFBA (área de concentração: Teoria Quântica dos Campos) como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Salvador, BA, 2024.

Resumo

A descoberta do estado $X(3872)$ fundou o estudo da física dos estados exóticos, produzindo diversas pesquisas teóricas e experimentais sobre o tema. Em particular, recentemente, a partir de 2020, foram descobertos os tetraquarks totalmente pesados, estados exóticos constituídos por quarks do tipo charmoso e bonito. Nesse trabalho, teremos tais estados como nosso objeto de estudo, tendo como objetivo o entendimento da seção de choque de produção em função da energia e da rapidez. Para tal, adotaremos a teoria de pártons, mais precisamente, o DPS (Double Parton Scattering), associada ao Modelo de Evaporação de Cor.

Contents

1	Introdução	5
2	Fundamentação Teórica	7
2.0.1	Aspectos do Modelo Padrão	8
2.0.2	Simetrias Internas	10
2.0.3	Estados Hadrônicos Permitidos pela Teoria de Quarks . .	15
2.0.4	Lagrangiana da QCD e Seção de Choque do Processo $gg \rightarrow q\bar{q}$	16
3	Produção de Estados Tetraquarks Completamente Pesados	22
3.1	Formalismo NPS em Colisões pp	22
3.2	Formalismo DPS em Colisões pA	25
3.3	Modelo de Evaporação de Cor	28
3.4	Resultados	33
4	Comentários Finais	38

Chapter 1

Introdução

O Modelo Padrão da Física de Partículas é o nome dado a um conjunto de teorias quânticas de campos, responsáveis pela descrição das interações fundamentais. Detalhemos. A interação eletromagnética é objeto da Eletrodinâmica Quântica (QED, sigla em inglês), teoria de gauge abeliana $U(1)$, que trata da dinâmica dos fótons e elétrons. A interação fraca, por sua vez, é descrita a partir dos bósons mediadores W^+ , W^- e Z^0 . Ressalta-se que QED e interação fraca são unificadas através do grupo $SU(2)_R \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, na chamada teoria eletrofraca. Por último e, para nossos propósitos, mais importante, a Cromodinâmica Quântica (QCD, sigla em inglês), teoria de gauge não-abeliana $SU(3)$, que estuda a dinâmica dos quarks e glúons [1, 2, 3, 4, 5].

O caráter não-abeliano da QCD que, de um ponto de vista físico, significa que o mediador da interação, o glúon, possui carga de cor, traz riqueza e complexidade para o modelo teórico. Pensando na interação eletromagnética, é sabido que, à medida que aumentamos a energia ou diminuimos a distância, a intensidade da força aumenta. Todavia, no caso da interação forte, ocorre exatamente o oposto. No regime de altas energias pequenas distâncias, a interação forte torna-se menos intensa, o que caracteriza o fenômeno da liberdade assintótica. Por outro lado, na faixa das baixas energias ou grandes distâncias, a intensidade da interação cresce, dando origem ao confinamento [3].

O fenômeno do confinamento justifica o fato de não termos detectado quarks e antiquarks livres, mas apenas estados ligados desses que produzem um singlete de cor. Apesar do modelo de quarks permitir outras estruturas hadrônicas, até o início do século XXI, somente se tinha conhecimento dos hádrons convencionais, a saber: mésons, estados formados por um par quark e antiquark, e bárions, estados constituídos por três quarks.

Para além dos hádrons convencionais, em 2003, a colaboração BELLE detectou a produção de um estado tipo charmônio no decaimento de mésons B, a saber, $B^{+--}\pi^+\pi^- J/\psi$, [6]. Essa descoberta, confirmada posteriormente por outras colaborações, fundou a área dos tetraquarks exóticos. Nessa toada, nas últimas duas décadas, a comunidade científica vem desenvolvendo diversos modelos teóricos e experimentos, na tentativa de descobrir novos estados exóticos

e, ainda, suas respectivas características, como seções de choque, composição, números quânticos, entre outras, [7].

Em particular, no ano de 2020, a colaboração LHCb encontrou uma estrutura no canal $di\text{-}J/\Psi$, com uma massa de aproximadamente 6.9 GeV, a qual pode ser interpretada como um estado exótico do tipo tetraquark totalmente charmoso, [8]. Na sequência, as colaborações ATLAS e CMS ratificaram o achado, [9, 10]. Essa descoberta foi o estopim para uma série de estudos que propuseram a existência de diversos estados tetraquarks compostos por quarks charmosos e/ou bonitos, [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27]. Apesar do espectro de massa e das propriedades de decaimento desse estado serem relativamente bem conhecidos, há ainda muita discussão sobre seus mecanismos de produção, [28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 43]. Nesta tese, será fornecida uma alternativa para tal debate.

Posto o estado da arte, no presente trabalho, tem-se como objetivo central o estudo da seção de choque de produção dos tetraquarks exóticos totalmente charmoso, T_{4c} , bonito, T_{4b} e misto, T_{2bc} , através do mecanismo Double Parton Scattering (DPS) em colisões próton-próton e próton-núcleo, tendo como modelo de hadronização o de Evaporação de Cor. Além disso, derivaremos as seções de choque desses estados, para colisões próton-próton e próton-núcleo, em energias do LHC e do FCC, em função da rapidez, considerando os intervalos dos detectores central ($2.5 < Y < 2.5$) e frontal ($-2.0 < Y < 4.5$).

A fim de que consigamos alcançar nossos propósitos, esse trabalho será dividido em quatro capítulos, levando em conta a presente introdução. No segundo, tratamos da fundamentação teórica, ou seja, de elementos físicos e matemáticos necessários para a realização da pesquisa, entre eles, uma discussão geral sobre o Modelo Padrão e suas simetrias internas, a derivação dos estados hadrônicos permitidos pela QCD em função do número de quarks e antiquarks, a construção da lagrangiana da QCD a partir do Princípio de Gauge e, para fechar, a apresentação da seção de choque do processo $gg \rightarrow q\bar{q}$. Continuando, no capítulo terceiro, entramos no trabalho desenvolvido. Iniciamos versando sobre a teoria de colisões multipartônicas, dando especial enfoque para o DPS (Double Parton Scattering). Posta a teoria geral, detalhamos para as colisões próton-próton e próton-núcleo. Mostraremos que as colisões pA resultam em uma seção de choque maior que a da colisão pp por um fator diferente e maior que a massa atômica A, conforme observado nas referências [44, 45, 46, 47, 48]. Na sequência, exporemos o modelo de hadronização adotado, denominado Evaporação de Cor, [28, 50, 51]. Com a seção de choque determinada, discutimos os resultados obtidos. Finalmente, no último capítulo, concluimos.

Chapter 2

Fundamentação Teórica

No século XX, dois pilares da física moderna foram construídos, a saber, mecânica quântica e relatividade restrita. Com o passar do tempo, ambas foram extensivamente validadas experimental e, assim, ficou claro que uma “boa teoria” física deveria satisfazer os princípios desses dois pilares. Expliquemos, através do olhar da teoria de representações, como essa “boa teoria” poderia ser obtida. Primeiro, sabemos que se um conjunto de transformações define uma simetria de um sistema quântico, ele deve ser representado por um grupo unitário. Segundo, o grupo de Poincaré somente possui representações unitárias em espaços de base de dimensão infinita. Dessa forma, caso obtenhamos uma representação unitária do grupo de Poincaré, teremos também obtido o substrato de uma teoria quântica e relativística, a qual identificamos como a base de uma teoria quântica de campos, [52].

Notemos que, até o momento, somente mencionamos a simetria de Poincaré, associada à relatividade restrita. No entanto, sabemos que existem outras simetrias, em particular, a já mencionada simetria de gauge. Lembremos da prescrição com o caso da QED. Iniciamos com uma lagrangiana tipo-Dirac e percebemos, de imediato, a invariância desta frente ao grupo unitário unidimensional $U(1)$. O próximo passo é fazer deste grupo um grupo de gauge, isto é, torná-lo espaço-temporal dependente. Com isso, quebramos a simetria da lagrangiana original. Para restaurarmos a mesma, definimos uma quantidade chamada derivada covariante, nada mais que a derivada ordinária somada a um termo proporcional a um campo vetorial. Com essa liberdade, obtemos uma lagrangiana $U(1)$ -local invariante e, como consequência, o novo termo produz o acoplamento entre os campos fermiônicos e o tal “campo vetorial”, mais conhecido como campo de gauge, ou campo eletromagnético. Portanto, essa nova simetria fez surgir um acoplamento, um vértice, uma interação, a saber, a interação eletromagnética. Vimos que a interação forte surge a partir dessa mesma prescrição. Assim, concluímos que a simetria de gauge é extremamente relevante em teoria de campos.

Anteriormente, discutimos dois pontos: teoria quântica de campos e simetria de gauge. Esses são dois aspectos base do Modelo Padrão da Física, teoria

responsável pela descrição da dinâmica das partículas elementares. Mais precisamente, o Modelo Padrão é um conjunto de teorias quânticas de campos dotadas de simetrias de gauge. Por exemplo, QED e QCD são teorias quânticas de campos com as simetrias de gauge $U(1)$ e $SU(3)$, respectivamente. É claro que existem outros aspectos do Modelo Padrão, como as quebras de simetria e a renormalização, mas nosso objetivo não é um tratado exaustivo sobre tal assunto, sendo assim, sigamos.

Esta seção será dividida em três partes. Primeiro, discutiremos brevemente alguns aspectos sobre o Modelo Padrão, e simetrias internas relevantes para quarks e léptons. Segundo, derivaremos os hádrons exóticos permitidos pela teoria de quarks a partir de argumentos baseados no caráter antissimétrico da função de onda e do Princípio do Singlete de Cor. Fechando, obteremos a lagrangiana da QCD através da imposição da simetria do grupo $SU(3)$ local e, ainda, derivaremos a seção de choque para o processo $gg \rightarrow q\bar{q}$.

2.0.1 Aspectos do Modelo Padrão

Foi posto que o Modelo Padrão é responsável pela descrição da dinâmica das partículas elementares. Por outro giro, poderíamos dizer que tal teoria é responsável pela descrição das interações fundamentais da natureza, a saber, a fraca, a forte e a eletromagnética. Destaquemos que há também a interação gravitacional, porém esta não está dentro do formalismo do Modelo Padrão. No que diz respeito às partículas, há dois grandes grupos. De um lado, temos as partículas de spin semi-inteiro, os férmions, classificadas em dois subgrupos, os quarks e os léptons. Do outro, há os bósons, partículas de spin inteiro, responsáveis pela mediação das interações fundamentais. Na sequência, detalharemos um pouco mais todos esses aspectos. Esta seção foi construída tendo como referências principais, [1, 5].

Os quarks existem em seis sabores, ou tipos, a saber, temos os quarks (u, d) , (s, c) e (b, t) , do mais leve ao mais pesado, sendo cada par de quarks uma geração ou família. Uma geração contém quarks com as cargas $-\frac{1}{3}(d, s, b)$ e $+\frac{2}{3}(u, c, t)$. Eles são chamados up (u), down (d), strange (s), charm (c), bottom (b) e top (t). Além disso, há também os respectivos antiquarks.

Na sequência, exploraremos alguns números quânticos relevantes no estudo de sistemas que contêm quarks e antiquarks. Esses números são N_u , N_d , S (estranheza), \tilde{B} (beleza), C (charm) e T (top), definidos por

$$N_u = N(u) - N(\bar{u}), \quad (2.1)$$

$$N_d = N(d) - N(\bar{d}), \quad (2.2)$$

$$S \equiv -N_s = -N(s) + N(\bar{s}), \quad (2.3)$$

$$\tilde{B} \equiv -N_b = -N(b) + N(\bar{b}), \quad (2.4)$$

$$C \equiv N_c = N(c) - N(\bar{c}), \quad (2.5)$$

$$T \equiv N_t = N(t) - N(\bar{t}), \quad (2.6)$$

onde $N(q)$ e $N(\bar{q})$ indicam o número de quarks q e antiquarks \bar{q} . Dessas definições, seguem outros dois números quânticos. A carga elétrica

$$Q_{el} = \frac{2}{3}(N_u + C + T) - \frac{1}{3}(N_d - S - B), \quad (2.7)$$

e o número bariônico

$$Q_{el} = \frac{1}{3}(N_u + N_d - S - \tilde{B} + T + C). \quad (2.8)$$

Todos esses números quânticos são ditos internos, pois não estão associados às coordenadas espaço-temporais. Um outro ponto importante é que, frente às interações eletromagnética e forte, todos eles são conservados. No caso da interação fraca, somente o número bariônico e a carga elétrica são conservados. Sobre os números quânticos dos antiquarks, eles são os valores opostos dos números dos respectivos quarks.

Os léptons, assim como os quarks, existem também em seis tipos e são agrupados em famílias/gerações. Na primeira geração, temos o elétron, e^- , e o neutrino do elétron, ν_e ; na segunda, o múon, μ^- , e o neutrino do múon, ν_μ ; na terceira, o tau, τ^- , e o neutrino do tau, ν_τ . Além disso, temos também as respectivas antipartículas. Apresentados os léptons, discutamos seus números quânticos. O elétron, o múon e o tau possuem carga elétrica -1 , e suas respectivas antipartículas, $+1$. Todos os neutrinos são neutros. Ainda, temos os números leptônicos para cada geração, a saber, o número eletrônico (L_e)

$$L_e = N(e^-) - N(e^+) + N(\nu_e) - N(\bar{\nu}_e), \quad (2.9)$$

sendo e^+ a antipartícula do elétron, também chamada de pósitron, onde o sinal positivo representa a positividade da carga da carga elétrica; o número muônico (L_μ)

$$L_\mu = N(\mu^-) - N(\mu^+) + N(\nu_\mu) - N(\bar{\nu}_\mu), \quad (2.10)$$

sendo μ^+ a antipartícula do múon; e o número tauônico (L_τ)

$$L_\tau = N(\tau^-) - N(\tau^+) + N(\nu_\tau) - N(\bar{\nu}_\tau), \quad (2.11)$$

sendo τ^+ a antipartícula do tau. Os números leptônicos são conservados em todas as interações. Ressaltamos que cada geração é mais pesada que a seguinte,

assim como no caso dos quarks, o que indica instabilidade. Dado esse comportamento instável, as partículas da segunda e terceira geração tendem a decair em partículas da primeira.

Para concluirmos, discutamos as interações do Modelo Padrão, lembrando que a gravitacional não é incluída em tal teoria. Começemos atentando para o fato de que, nesse contexto, uma interação é o resultado da troca de uma partícula, a chamada partícula mediadora, entre outras partículas. Em geral, as partículas mediadoras são bósons, enquanto às que interagem podem ser férmions e bósons. Um ponto importante para a possibilidade de uma interação é que as partículas interagentes possuam um número quântico particular, denominado parâmetro de acoplamento da interação. Detalharemos essa discussão na sequência. A interação eletromagnética é mediada pelo fóton, partícula não massiva, neutra e de spin 1. A interação fraca é mediada por três partículas massivas de spin 1, W^+ , W^- e Z^0 , sendo as duas primeiras carregadas e a última neutra. Por último, há a interação forte, mediada por 8 glúons, partículas carregadas sem massa de spin 1.

Todos os férmions, quarks e léptons, participam da interação fraca. Exceto os neutrinos, por serem neutros, todos os férmions participam da interação eletromagnética. No caso da interação forte, somente os quarks e os glúons participam, pois são os únicos que possuem o parâmetro de acoplamento da QCD, a saber, a carga de cor. Atentemos para o fato de que os glúons, além de serem as partículas mediadoras da interação forte, também interagem pela mesma, configurando assim um processo de autointeração. Para explicarmos um pouco mais, consideremos o fóton, a partícula mediadora da interação eletromagnética. Toda partícula que possui uma carga elétrica não nula poderá interagir eletromagneticamente mediante a troca de fótons. Portanto, caso o próprio fóton fosse não neutro, ele sentiria a interação eletromagnética através de um processo de autointeração. Em termos matemáticos, essa autointeração surge da não comutatividade da álgebra associada ao grupo de gauge da teoria.

Como colocado, a interação forte possui a particularidade de se tornar menos intensa com o aumento da escala de energia (pequenas distâncias) e mais intensa com a diminuição da escala de energia (grandes distâncias). Essa última característica foi denominada confinamento, pois ela é uma explicação para ainda não termos encontrado quarks e glúons livres. O que temos de estruturas livres no setor forte são estados ligados, chamados hádrons. Ainda neste capítulo, falaremos mais sobre essas estruturas.

2.0.2 Simetrias Internas

Em teoria quântica de campos, a unidade fundamental da natureza é o campo quântico relativístico. A ideia de partícula é secundária e, para ilustrarmos como ela surge, consideremos o exemplo da quantização de um campo de Dirac livre. Primeiro, definimos o vácuo da teoria e, em seguida, estabelecemos um vetor de estado a partir da atuação do operador de criação da teoria sobre o vácuo. O próximo passo é construir equações de autovalor com os observáveis físicos para esse autovetor. Mais precisamente, faremos uso das cargas de Noether quanti-

zadas e as atuaremos sobre o vetor de estado definido. Com isso, identificaremos que esse vetor de estado tem a energia de uma partícula, o momento de uma partícula e o spin de uma partícula, nesse caso $1/2$, pois o campo de Dirac é uma representação espinorial do grupo de Lorentz. Dessa forma, dizemos que esse é o vetor de estado de uma partícula. Esta seção foi construída tendo como referências principais, [1, 5, 4, 2].

Esses números que caracterizam o vetor de estado de 1-partícula, advindos do grupo de simetria de Poincaré, não são suficientes na identificação de uma partícula, pois, por exemplo, quarks também possuem spin $\frac{1}{2}$. Além disso, exceto pelo o spin, não são os números mais relevantes na classificação de partículas e estados ligados, como os hádrons. O método de classificação para mésons mais relevante é o baseado em três números quânticos a saber, a paridade (P), a conjugação de carga (C) e o momento angular total (J), sendo este a soma entre momento angular orbital (L) e spin (S), e é esse que discutiremos nesta seção.

Esses números quânticos escolhidos para a classificação de partículas, elementares ou compostas, são “bons números” quânticos, pois são constantes de movimento, ou seja, seus respectivos operadores comutam com o hamiltoniano do sistema. É claro que isso não é verdade para todos os sistemas físicos. Por exemplo, a paridade não é um invariante pela interação fraca, apesar de o ser para as interações eletromagnética e forte, e, como estamos interessados no setor forte, a nossa futura discussão será útil.

O primeiro número quântico a ser tratado é o spin, o momento angular total da partícula em seu próprio referencial. No caso de uma partícula composta, tipo o méson, o referencial adotado é o do centro de massa do sistema. Neste referencial, o momento angular total \vec{J} é uma constante de movimento, apesar de \vec{L} e \vec{S} não o serem separadamente, porém, caso consideremos \vec{L}^2 e \vec{S}^2 , a aproximação é razoável

$$[H, \vec{L}^2] = 0, \quad (2.12)$$

$$[H, \vec{S}^2] = 0. \quad (2.13)$$

Dessa forma, obtemos três “bons” números quânticos para classificarmos partículas, elementares e compostas, os quais formam a base da notação espectroscópica, representada por

$${}^{2S+1}L_J. \quad (2.14)$$

É convenção representar os valores numéricos do momento angular orbital por letras, isto é, fazer a seguinte correspondência $L = (0, 1, 2, 3) = (S, P, D, F)$. No caso de um méson, como os dois constituintes possuem spin $\frac{1}{2}$, o spin total pode ser $S = 0$ para o estado singlete e $S = 1$ para os estados do triplete. Considerando $L = 0$, segue $J = S$, então são possíveis os estados

$${}^{2S+1}L_J = {}^1S_0, {}^3S_1, \quad (2.15)$$

e, se $L \geq 1$, segue $J = L, L + 1, L - 1$, com os estados

$${}^{2S+1}L_J = {}^1L_L, {}^3L_L, {}^3L_{L+1}e^3L_{L-1}. \quad (2.16)$$

Como um exemplo, admitamos que há um processo no qual um méson admite a representação espectroscópica: 3S_1 . A partir da discussão anterior, conseguimos extrair as seguintes informações: $S = 1, L = 0$ e $J = 1$. Vemos assim a funcionalidade da notação espectroscópica. Continuando, vamos à paridade.

A paridade é uma transformação definida pela reflexão do vetor posição em relação à origem. Simbolicamente, temos

$$\vec{r}_i \rightarrow \vec{r}'_i = -\vec{r}_i \quad (2.17)$$

Dizemos que um sistema físico é invariante por paridade, caso seu hamiltoniano também o seja. Como posto, nem todos os sistemas são invariantes por essa transformação, sendo assim, nossa discussão não será aplicável aos mesmos. O efeito da paridade sobre uma função de onda arbitrária é

$$\hat{P}\psi(\vec{r}, t) = P_a\psi(\vec{r}, t). \quad (2.18)$$

Aplicando a transformação novamente, retornamos ao estado inicial, o que implica em $P_a = 1$ ou $P_a = -1$. A quantidade P_a é chamada de paridade intrínseca de uma partícula e, para justificarmos tal nome, consideremos a função de onda de uma partícula livre

$$\psi_{\vec{p}}(\vec{r}, t) = e^{i(\vec{p}\cdot\vec{r} - Et)}, \quad (2.19)$$

e atuemos sobre ela o operador paridade, então

$$\hat{P}\psi_{\vec{p}}(\vec{r}, t) = P_a\psi_{\vec{p}}(-\vec{r}, t) = P_a\psi_{-\vec{p}}(\vec{r}, t). \quad (2.20)$$

Notemos que indo para o referencial da partícula, obtemos um autoestado do operador paridade, cujo autovalor é P_a , a paridade intrínseca. Como um outro caso, analisemos a transformação de paridade de uma função de estado de uma partícula com momento angular definido, dada por

$$\psi_{nlm}(\vec{r}) = R_{nl}(r)Y_l^m(\theta, \phi), \quad (2.21)$$

ou seja, está escrita em termos dos harmônicos esféricos e do polinômio de Laguerre. Antes de atuarmos o operador de paridade sobre tal função, notemos

que como a mudança de coordenadas cartesianas para esféricas é

$$x = r \operatorname{sen} \theta \cos \phi \quad (2.22)$$

$$y = r \operatorname{sen} \theta \sin \phi \quad (2.23)$$

$$z = r \cos \theta \quad (2.24)$$

a transformação de paridade, em esféricas, está parametrizada pelas seguintes transformações

$$r \rightarrow r' = r, \quad (2.25)$$

$$\theta \rightarrow \theta' = \pi - \theta, \quad (2.26)$$

$$\phi \rightarrow \phi' = \pi + \phi. \quad (2.27)$$

$$(2.28)$$

Portanto somente as coordenadas angulares mudam, o que significa que na transformação de paridade, a função de onda muda exclusivamente devido à mudança dos harmônicos esféricos. Atuando o operador de paridade, segue

$$\hat{P}\psi_{nlm}(\vec{r}) = R_{nl}(r)\hat{P}Y_l^m(\theta, \phi) = R_{nl}(r)Y_l^m(\pi - \theta, \pi + \phi). \quad (2.29)$$

Usando a propriedade $Y_l^m(\pi - \theta, \pi + \phi) = (-1)^L Y_l^m(\theta, \phi)$, concluímos que a função de onda de uma partícula com momento angular definido também é um autoestado de paridade, pois

$$\hat{P}\psi_{nlm}(\vec{r}) = P_a(-1)^L \psi_{nlm}(\vec{r}), \quad (2.30)$$

com autovalor $P_a(-1)^L$. No caso de um méson, P_a é representa as paridades intrínsecas de um quark e de um antiquark. Por convenção, todos os quarks e todos os antiquarks possuem, respectivamente, paridades intrínsecas $+1$ e -1 , gerando assim um fator -1 . Então, a paridade para um sistema com momento angular total L é $P = (-1)^{L+1}$. Por último, abordemos a conjugação de carga. Por último, tratemos da conjugação de carga. Esta é definida como a transformação que troca todas as partículas por suas respectivas antipartículas sem que haja a alteração das variáveis que descrevem o movimento do sistema, como energia e momento. É simples notar que partículas neutras e, por neutras, nos referimos não somente àquelas de carga elétrica nula, mas também com momento magnético nulo, possuem funções de onda que são autoestados do operador conjugação de carga. Admitindo uma função de onda arbitrária, atuemos sobre ela o operador conjugação de carga

$$\hat{C}\psi(a) = C_a\psi(\bar{a}), \quad (2.31)$$

sendo a a partícula e \bar{a} a respectiva antipartícula. Assim como no caso da paridade, a aplicação dupla do operador retorna o estado inicial, então $C_a = 1$ ou $C_a = -1$. Agora, mostraremos o efeito dessa transformação em sistemas específicos, começando por um par férmion-antiférmion com momento angular total \vec{L} . Dissemos que a conjugação de carga não muda as variáveis que descrevem o movimento do sistema, como o vetor posição de cada partícula, porém o vetor posição relativo entre as partículas é modificado ou, em outras palavras, é refletido em relação à origem do referencial do centro de massa, configurando assim um tipo de transformação de paridade. Por conseguinte, temos o fator $(-1)^L$. Continuando, queremos estudar o efeito da conjugação de carga sobre um sistema com spin total S . Começaremos discutindo o caso particular de um sistema composto por um par de férmions de spin $1/2$. Pela teoria de adição de momento angular, sabemos que esse sistema resulta em dois conjuntos de estados, a saber, temos o tripleto com $S = 1$, constituído pelos estados

$$\alpha_1\alpha_2, \quad (2.32)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1\beta_2 + \alpha_2\beta_1), \quad (2.33)$$

$$\beta_1\beta_2, \quad (2.34)$$

e o singlete com $S=0$, formado pelo único estado

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1\beta_2 - \alpha_2\beta_1). \quad (2.35)$$

Nessa notação, α e β indicam os estados up e down, respectivamente, enquanto os subíndices especificam as partículas 1 e 2. Com a conjugação de carga, partículas e antipartículas são trocadas e, assim, notamos que os estados do tripleto são simétricos e o estado do singlete antissimétrico, gerando assim um fator (-1) . Dessa forma, a paridade para esse sistema particular é $(-1)^{S+1}$, pois $S = 1$ não traz mudança, enquanto $S = 0$ produz o fator (-1) . A discussão realizada é somente uma ilustração/verificação da fórmula geral e não uma demonstração da mesma. Antes de fecharmos, atentemos que a troca de férmion por antiférmion também produz um fator (-1) . Finalmente, enunciemos: a conjugação de carga de um sistema com momento angular orbital L e spin S é $C = (-1)^{S+L}$.

Nesta seção, discutimos cinco números quânticos fundamentais para a classificação de partículas elementares e compostas, a saber: conjugação de carga, paridade, momento angular total, momento angular orbital e spin. Ainda, apresentamos a notação espectroscópica e mostramos como escrever os autovalores da conjugação de carga e paridade para sistemas com momento angular total \vec{L} e spin \vec{S} .

Figure 2.1: Valores das cargas de cor para os estados red, green e blue.

	(a) Quarks		(b) Antiquarks		
	I_3^C	Y^C		I_3^C	Y^C
r	1/2	1/3	\bar{r}	-1/2	-1/3
g	-1/2	1/3	\bar{g}	1/2	-1/3
b	0	-2/3	\bar{b}	0	2/3

2.0.3 Estados Hadrônicos Permitidos pela Teoria de Quarks

Continuando, apresentaremos um resultado bastante interessante, a saber, os estados hadrônicos permitidos pela teoria de quarks, [1]. Começemos com a função geral para um estado hadrônico, composta pelas partes espacial, espinorial e de cor, a saber

$$\Psi = \psi(r)\chi_S\chi_C. \quad (2.36)$$

Até 1964, existia uma aparente contradição entre o modelo de quarks e o Princípio de Incerteza de Pauli, pois a função de estado dos quarks era simétrica. Então, para sanar tal situação, Oscar Greenberg introduziu um outro grau de liberdade, a saber, a cor, representada pela função χ_C , a seria antissimétrica, [56].

De acordo com a teoria das cores, cada quark pode existir em três estados, chamados "red", "green" e "blue", os quais são definidos a partir de dos valores das duas cargas de cor, a hipercarga de cor Y^C e o isospin de cor I_3^C . Por exemplo, o estado "red" é obtido quando as cargas de cor tomam os seguintes valores $I_3^C = 1/2$ e $Y^C = 1/3$, conforme a tabela abaixo.

Prosseguindo, o próximo passo é invocar a premissa que justifica o fenômeno do confinamento, ou seja, todos os estados compostos por quarks encontrados na natureza devem ter carga de cor nula, portanto,

$$I_3^C = 0 = Y^C. \quad (2.37)$$

Com tudo isso posto, tomemos um estado bariônico, composto por três quarks cujas "cores" sejam todas distintas, a fim de respeitar a equação 37. Escrevendo a combinação linear mais geral possível, segue

$$\chi_{barion}^C = \alpha_1 r_1 g_2 b_3 + \alpha_2 g_1 r_2 b_3 + \alpha_3 b_1 r_2 g_3 + \alpha_4 b_1 g_2 r_3 + \alpha_5 g_1 b_2 r_3 + \alpha_6 r_1 b_2 g_3 \quad (2.38)$$

sendo α constantes. Pensando em uma função totalmente antissimétrica, temos

$$\chi_{barion}^C = \frac{1}{\sqrt{6}} [r_1 g_2 b_3 - g_1 r_2 b_3 + b_1 r_2 g_3 - b_1 g_2 r_3 + g_1 b_2 r_3 - r_1 b_2 g_3]. \quad (2.39)$$

Agora, considerando a combinação de m quarks, q^m , e n antiquarks, \bar{q}^n , com $m \geq n$, segue o estado geral $r^\alpha g^\beta b^\gamma \bar{r}^{\bar{\alpha}} \bar{g}^{\bar{\beta}} \bar{b}^{\bar{\gamma}}$, isto é, α quarks com cor

"red", γ quarks com cor "blue", e assim por diante. Fazendo uso da Tabela 01, calculemos as cargas de cor desse estado geral

$$I_3^C = \frac{\alpha - \bar{\alpha}}{2} - \frac{\beta - \bar{\beta}}{2}, \quad (2.40)$$

e

$$Y^C = \frac{\alpha - \bar{\alpha}}{3} + \frac{\beta - \bar{\beta}}{3} - \frac{2(\gamma - \bar{\gamma})}{3}, \quad (2.41)$$

e, fazendo uso da condição de confinamento, (37), temos

$$\alpha - \bar{\alpha} = \beta - \bar{\beta} = \gamma - \bar{\gamma} = P, \quad (2.42)$$

e, portanto

$$m - n = 3P. \quad (2.43)$$

o que nos permite concluir que nosso estado geral é

$$q^m \bar{q}^n = q^{3P+n} \bar{q}^n \quad (2.44)$$

$$= q^{3P} (q\bar{q})^n. \quad (2.45)$$

Portanto, partindo do Princípio de Pauli e do Confinamento, constatamos que o modelo de quarks permite a existência de estados hadrônicos constituídos por combinações de quarks e antiquarks regidas pela equação (45).

Por óbvio, os arranjos ($P=0, n=1$) e ($P=1, n=0$), respectivamente, são os mésons e bárions, os hádrons convencionais. Para os propósitos do presente trabalho, nos interessa ($P=0, n=2$), ou seja, o estado de tetraquarks. Portanto, apesar de somente terem sido descobertos no século XXI, a teoria de quarks já os previa.

2.0.4 Lagrangiana da QCD e Seção de Choque do Processo $gg \rightarrow q\bar{q}$

Destacamos que o Modelo Padrão é a teoria responsável pela descrição das interações fundamentais, exceto a gravidade. Mais precisamente, cada interação é construída a partir de uma teoria de gauge. Vale destacar que a simetria de Poincaré é pressuposto básico para uma teoria quântica de campos relativística, portanto, não entraremos em mais detalhes. Voltando, exemplifiquemos a afirmação inicial com a QED. Esta é uma teoria quântica de campos dotada de uma simetria de gauge $U(1)$. Com essa ideia em mente, o ponto de partida é uma lagrangiana de elétrons livres, tipo a de Dirac. Obviamente, ela é

invariante pelo grupo de simetria $U(1)$ global. No entanto, quando levamos em conta a dependência espaço-temporal do parâmetro da transformação, a simetria desaparece e, para restaurá-la, é necessário uma nova lagrangiana. A nova lagrangiana, invariante pelo grupo de gauge $U(1)$ local é a anterior acrescida de um termo, o qual envolve o acoplamento entre o campo do elétron, o campo do antielétron e o campo do fóton. Exatamente isso. A partícula mediadora da interação eletromagnética, o fóton, estado excitado do campo do fóton, surgiu como consequência da exigência da simetria do grupo de gauge. Para fechar, introduzimos o termo cinético para o fóton e, desconsiderando a fixação de calibre, temos a lagrangiana que define a dinâmica de elétrons e fótons.

Para nossos propósitos, a teoria relevante é a QCD e, assim, percorreremos o protocolo de construção de teorias de gauge posto acima com um pouco mais de detalhe, [2, 53, 54]. Na QCD, as partículas de matéria são os quarks, e seus antiquarks, os quais existem em 6 sabores ou tipos (up, down, estranho, bonito, charme, top). Além disso, cada quark é representado por um tripleto, que indica as três possíveis cores (azul, verde, vermelho). Tomando como inspiração a lagrangiana de Dirac, escrevamos a lagrangiana para quarks livres

$$L_{quarks} = \sum_{A=1}^3 \sum_{f=1}^6 \sum_{\alpha, \alpha'=1}^4 \bar{\psi}_{\alpha, f, A} \left(\gamma_{\alpha, \alpha'}^{\mu} i \partial_{\mu} - m_f \delta_{\alpha, \alpha'} \right) \psi_{\alpha', f, A}. \quad (2.46)$$

Todos os índices, Lorentz sabor e cor, estão explicitados. De imediato, notamos que o grupo $SU(3)$ global é uma simetria natural da lagrangiana para "quarks livres". Seguindo o protocolo, incluíamos a dependência espaço-temporal nos parâmetros da transformação, a saber

$$\begin{aligned} \psi'_f(x) &= U(x)q_f(x) \\ &= \exp \left[i \Theta_a(x) \frac{\lambda_a^c}{2} \right] \psi_f(x), \end{aligned} \quad (2.47)$$

sendo λ_a^c as matrizes de Gell-Mann, as quais formam uma base para a álgebra $su(3)$. Imediatamente, notamos que a lagrangiana não é mais invariante pelo $SU(3)$ -local, também chamado de grupo de gauge, pois a derivada parcial na lagrangiana produz um termo que não se cancela na transformação. Além disso, a própria transformação da derivada está comprometida. Expliquemos. Na derivada, o numerador consiste em uma diferença entre a função avaliada em dois pontos distintos, mesmo que em pontos infinitesimalmente próximos, sendo assim, cada um desses se transforma de certa maneira frente ao grupo local. Aqui surge o problema. Como a transformação da derivada pode ser bem definida se ela possui dois termos que se transformam de forma distinta? Para resolvermos tal problema, introduzimos a derivada covariante, nada mais que a derivada somada por um termo proporcional a um campo vetorial, ou seja

$$D_{\mu} \psi(x) = (\partial_{\mu} + i g_s A_{\mu}) \psi(x). \quad (2.48)$$

Com isso, identifiquemos como A_μ deve se transformar mediante $U(x)$, a fim de que consigamos garantir a simetria de gauge. Então, imponhamos a seguinte condição

$$(D_\mu \psi)' = U D_\mu \psi. \quad (2.49)$$

Desenvolvendo, segue

$$\begin{aligned} (\partial_\mu U)\psi + U(\partial_\mu \psi) + ig_s A'_\mu U\psi &= U(\partial_\mu \psi) + ig_s U A_\mu \psi \\ (\partial_\mu U)\psi + ig_s A'_\mu U\psi &= ig_s U A_\mu \psi \\ (\partial_\mu U) + ig_s A'_\mu U &= ig_s U A_\mu \\ A'_\mu &= U A_\mu U^\dagger + \frac{i}{g_s} (\partial_\mu U) U^\dagger, \end{aligned} \quad (2.50)$$

e, assim, podemos escrever uma lagrangiana invariante pelo $SU(3)$ local

$$L_{QCD} = \sum_{f=u,d,s,c,b,t} \bar{q}_f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) q_f, \quad (2.51)$$

Voltemo-nos um instante ao campo vetorial introduzido através da derivada covariante. Qual a sua física? Adotando a mesma lógica que a usada em QED, entenderemos esse campo vetorial como o bóson responsável pela mediação da interação forte. No entanto, sabemos que tal mediador é o glúon e existem 8 deles. Para mostrarmos a coesão do modelo com a realidade experimental, basta expandirmos o campo vetorial no espaço da álgebra $su(3)$, [TONG, 2018], então

$$A_\mu = \sum_{a=1}^8 A_\mu^a \frac{\lambda^a}{2}, \quad (2.52)$$

assim, os oito glúons serão representados por A_μ^a . Tendo a interpretação física para o campo vetorial, notamos que a invariância de gauge produz um acoplamento entre quarks e glúons, ou seja, ela define a dinâmica dessas partículas e, por conseguinte, fornece as bases da interação forte.

Todavia, a teoria não está fechada, faltando um termo cinético para os glúons. Para tal fim, em paralelo à construção da QED, introduzamos o tensor de força para o glúon

$$\begin{aligned}
\frac{g}{i}F_{\mu\nu} &= [D_\mu, D_\nu] \\
&= [\partial_\mu + igA_\mu^a\tau^a, \partial_\nu + igA_\nu^b\tau^b] \\
&= (\partial_\mu + igA_\mu^a\tau^a)(\partial_\nu + igA_\nu^b\tau^b) - (\partial_\nu + igA_\nu^b\tau^b)(\partial_\mu + igA_\mu^a\tau^a) \\
&= ig(\partial_\mu A_\nu^b)\tau^b - ig_s(\partial_\nu A_\mu^a)\tau^a + g^2 A_\mu^a A_\nu^b (\tau^a\tau^b - \tau^b\tau^a) \\
&= ig(\partial_\mu A_\nu^b)\tau^b - ig_s(\partial_\nu A_\mu^a)\tau^a + g^2 A_\mu^a A_\nu^b if^{abc}\tau^c \\
&= ig[\partial_\mu A_\nu^c - \partial_\nu A_\mu^c + gf^{abc}A_\mu^a A_\nu^b]\tau^c \\
&= igF_{\mu\nu}^c\tau^c, \tag{2.53}
\end{aligned}$$

sendo $\tau^a = \lambda^a/2$ e com

$$F_{\mu\nu}^c = \partial_\mu A_\nu^b - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc}A_\mu^a A_\nu^b. \tag{2.54}$$

Antes de pensarmos em colocar esse termo na lagrangiana, temos que checar sua invariância pelo grupo de gauge da QCD. Uma primeira possibilidade é o quadrado desse termo. Vejamos.

$$\begin{aligned}
(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})' &= UF_{\mu\nu}U^\dagger UF^{\mu\nu}U^\dagger \\
&= UF_{\mu\nu}F^{\mu\nu}U^\dagger. \tag{2.55}
\end{aligned}$$

Claramente, a simetria não é respeitada. Se, de alguma forma, fosse possível reorganizar os termos U e U^\dagger , dada a unitariaidade da transformação, obteríamos a simetria. Bem, um objeto que possibilita tal característica é o traço, sendo assim, tentemos.

$$\begin{aligned}
Tr(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})' &= Tr(UF_{\mu\nu}U^\dagger UF^{\mu\nu}U^\dagger) \\
&= Tr(UF_{\mu\nu}F^{\mu\nu}U^\dagger) \\
&= Tr(U^\dagger UF_{\mu\nu}F^{\mu\nu}) \\
&= Tr(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}) \\
&= Tr(F_{\mu\nu}^a\tau^a F^{b,\mu\nu}\tau^b) \\
&= F_{\mu\nu}^a F^{b,\mu\nu} Tr(\tau^a\tau^b) \\
&= F_{\mu\nu}^a F^{b,\mu\nu} \frac{1}{4}\delta^{ab} \\
&= \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a,\mu\nu}. \tag{2.56}
\end{aligned}$$

Tendo obtido um termo cinético para os glúons que respeita a simetria de gauge

e, levando em conta que o tensor $F_{\mu\nu}^a$ apresenta, além das derivadas comuns, o campo do glúon, vamos expandi-lo, a fim de identificar quais termos surgirão.

$$\begin{aligned}
F_{\mu\nu}^a F^{a,\mu\nu} &= (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c)(\partial^\mu A^{\nu,a} - \partial^\nu A^{\mu,a} + g f^{ade} A^{\mu,d} A^{\nu,e}) \\
&= [\partial_\mu(A_\nu^a \partial^\mu A_\nu^a) - A_\nu^a \partial_\mu \partial^\mu A_\nu^a + \partial_\nu(A_\mu^a \partial^\nu A_\mu^a) - A_\nu^a \partial_\mu \partial^\mu A_\nu^a] \\
&\quad - [\partial_\mu(A_\nu^a \partial^\nu A_\mu^a) - A_\nu^a \partial_\mu \partial^\nu A_\mu^a + \partial_\mu(A_\nu^a \partial^\nu A_\mu^a) - A_\nu^a \partial_\mu \partial^\nu A_\mu^a] \\
&\quad + g [\partial^\mu A_\nu^a (f^{ade} A_\mu^d A_\nu^e - f^{ade} A_\nu^d A_\mu^e) + \partial^\mu A_\nu^a (f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c - f^{abc} A_\nu^b A_\mu^c)] \\
&\quad + g^2 f^{abc} f^{adc} A_\mu^b A_\nu^c A_\mu^d A_\nu^e. \tag{2.57}
\end{aligned}$$

Desconsiderando os termos de fronteira e alterando a ordem os índices b e c no fator de forma e, depois, trocando esses rótulos na expressão $f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \rightarrow$, temos

$$\begin{aligned}
-\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a,\mu\nu} &= \frac{1}{2} A_\mu^a (\partial^2 g^{\mu\nu} - \partial^\mu \partial^\nu) A_\nu^a - g \frac{1}{2} f^{abc} (\partial^\mu A^{\nu,a}) A_\mu^b A_\nu^c \\
&\quad - g^2 \frac{1}{4} f^{abc} f^{ade} A_\mu^b A_\nu^c A^{\mu,d} A^{\nu,e}. \tag{2.58}
\end{aligned}$$

Finalmente, escrevamos a lagrangiana da QCD invariante pelo grupo de gauge $SU(3)$

$$\begin{aligned}
L_{QCD} &= \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a,\mu\nu} \\
&= \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi + \frac{1}{2} A_\mu^a (\partial^2 g^{\mu\nu} - \partial^\mu \partial^\nu) A_\nu^a - g \bar{\psi} \gamma^\mu A_\mu^a \psi \\
&\quad - g \frac{1}{2} f^{abc} (\partial^\mu A^{\nu,a}) A_\mu^b A_\nu^c - g^2 \frac{1}{4} f^{abc} f^{ade} A_\mu^b A_\nu^c A^{\mu,d} A^{\nu,e}. \tag{2.59}
\end{aligned}$$

Apesar de essa não ser a lagrangiana da QCD completa para fins de teoria quântica de campos, faltando o campo dos fantasmas de Faddeev-Popov, a fixação de gauge e os contra-termos para garantir a renormalização, ela servirá para nossos propósitos, tendo em vista que somente queremos calcular, em nível de árvore, a seção de choque para o processo $gg \rightarrow q\bar{q}$. Esse processo possui três diagramas relevantes

$$\begin{aligned}
iM &= \bar{v}(p_2) (-ig\gamma^\nu \epsilon_\nu^*(k_2)) \frac{i(q_1^x \gamma_x)}{q_1^2 - m^2} (-ig\gamma^\mu \epsilon_\mu^*(k_1)) u(p_1) (\tau^a \tau^b)_i^j \\
&\quad + \bar{v}(p_2) (-ig\gamma^\mu \epsilon_\mu^*(k_2)) \frac{i(q_2^x \gamma_x)}{q_2^2 - m^2} (-ig\gamma^\nu \epsilon_\nu^*(k_1)) u(p_1) (\tau^a \tau^b)_j^i \\
&\quad + \bar{v}(p_2) (-ig\gamma^\lambda) u(p_1) (\tau^c)_i^j \frac{-i}{(k_1 + k_2)^2} (-g) f^{abc} [g^{\mu\nu} (k_2 - k_1) - g^{\nu\lambda} (2k_2 + k_q) \\
&\quad + g^{\lambda\mu} (2k_1 + k_2)] \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2). \tag{2.60}
\end{aligned}$$

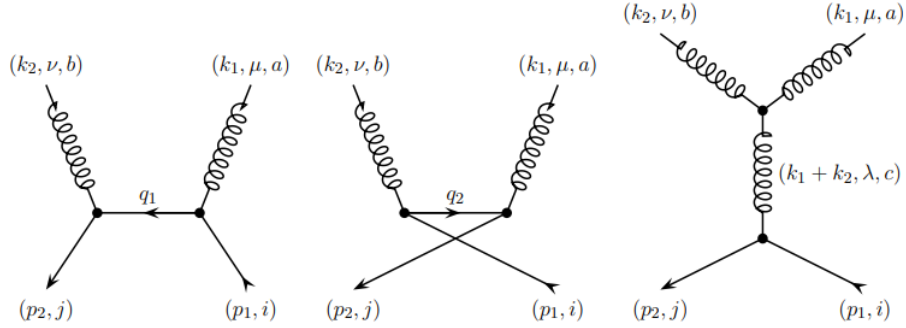


Figure 2.2: Diagrams que contribuem para o processo $gg \rightarrow q\bar{q}$.

Com essa matriz invariante, define-se a seção de choque diferencial, a saber

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{\text{polarização, espinores}} \frac{MM^*}{64\pi^2 s}, \quad (2.61)$$

sendo que devemos somar sobre os índices de polarização e de espinores de Dirac. Desenvolvendo essa expressão, obtemos

$$\sigma_{gg \rightarrow q\bar{q}} = \frac{\pi\alpha^2}{3m^2} \left[\left(1 + \frac{4m_c^2}{m^2} + \frac{m_c^4}{m^4} \right) \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) - \frac{1}{4} \left(7 + \frac{31m_c^2}{m^2} \right) \beta \right], \quad (2.62)$$

sendo $\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_c^2}{m^2}}$ e $m^2 = M_{12,34}^2$. Antes de fecharmos essa seção, mencionemos a utilidade da equação (2.62). Lembremos que a produção dos tetraquarks é precedida por dois processos, a saber, duas colisões do tipo $gg \rightarrow q\bar{q}$. A seção de choque desse processo, (2.62), fará parte da expressão para a seção de choque de produção dos estados tetraquarks, (3.32).

Chapter 3

Produção de Estados Tetraquarks Completamente Pesados

Como posto, o objetivo desse trabalho é o estudo dos hádrons totalmente pesados, mais precisamente, a produção deles em colisões partônicas DPS do tipo pp e pA via o modelo de evaporação de cor. Assim, nesta subseção, daremos um primeiro passo nessa direção, desenvolvendo o modelo de espalhamento de n-pártons (NPS, N-Parton Scattering). A título de esclarecimento, lembremos que párton é um nome que referencia quarks ou antiquarks ou glúons, e um nucleón pode ser um próton ou um nêutron.

3.1 Formalismo NPS em Colisões pp

Começamos pensando em um processo de colisão entre dois hádrons h e h' , Figura 3.1, na qual n interações independentes entre pares de pártons de cada hádron produzem n partículas a_1, a_2, \dots, a_n . Do ponto de vista de um modelo de pártons [28, 43, 44, 45, 46, 55], a seção de choque total associada ao processo de n-colisões partônicas entre os estados hadrônicos pode ser escrita como segue

$$\begin{aligned} \sigma_{hh' \rightarrow a_1 \dots a_n}^{NPS} &= \frac{m}{n!} \sum_{i_1, \dots, i_n, i'_1, \dots, i'_n} \int d^4x_1 \dots d^4x_n d^4x'_1 \dots d^4x'_n d^2b_1 \dots d^2b_n d^2b \\ &\quad \Gamma_h^{i_1, \dots, i_n}(x_1, \dots, x_n; b_1, \dots, b_n; Q_1^2, \dots, Q_n^2) \sigma_{a_1}^{i_1 i'_1}(x_1, x'_1, Q_1^2) \\ &\quad \dots \sigma_{a_n}^{i_n i'_n}(x_n, x'_n, Q_n^2) \Gamma_{h'}^{i'_1, \dots, i'_n}(x'_1, \dots, x'_n; b_1 - b, \dots, b_n - b; Q_1^2, \dots, Q_n^2), \end{aligned} \tag{3.1}$$

sendo $\Gamma_h^{i_1, \dots, i_n}(x_1, \dots, x_n; b_1, \dots, b_n; Q_1^2, \dots, Q_n^2)$ a função de distribuição general-

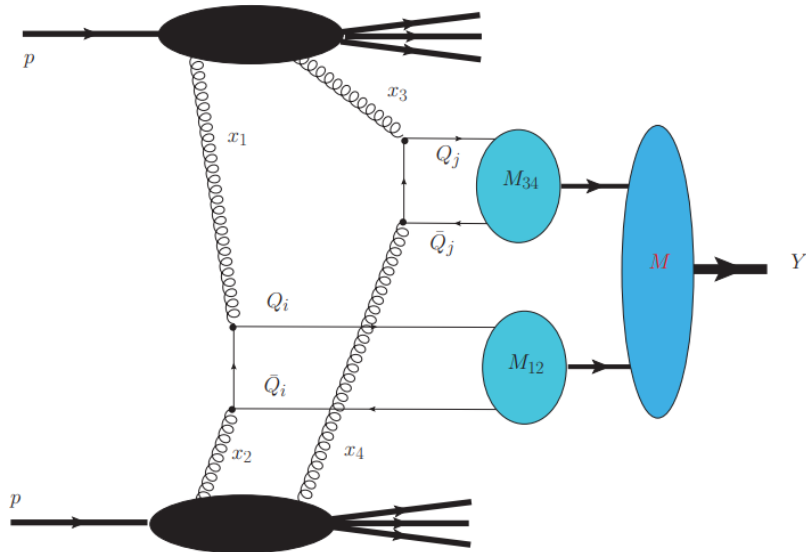


Figure 3.1: Processo de Colisão de Dois Hádrons gerando o Estado M.

izada dos n pártons i_1, \dots, i_n , dependente das frações de momenta x_1, \dots, x_n , escalas de energia Q_1^2, \dots, Q_n^2 e posições transversais b_1, \dots, b_n , e $\sigma_{a_1 i_1'}^{i_1 i_1'}, \dots, \sigma_{a_n i_n'}^{i_n i_n'}$ são as seções de choque elementares dos subprocessos $i_1 i_1' \rightarrow a_1, \dots, i_n i_n' \rightarrow a_n$. Destaquemos que essa equação foi construída fenomenologicamente.

Por definição, entendemos a função de distribuição generalizada de n pártons como um objeto que, em tese, contém toda informação sobre a distribuição dos pártons no hádron. Por exemplo, ela teria a informação sobre a densidade partônica em uma seção transversal do hádron. Nessa perspectiva, inferimos que, no mínimo, essa quantidade é extremamente complexa. Imagina uma função capaz de fornecer toda a informação sobre os quarks, antiquarks e glúons em um hádron. Dada nossa limitação, façamos o que todo pesquisador em física faz, isto é, simplifiquemos o sistema.

Pois bem, primeiramente, assumamos que a função de distribuição partônica pode ser fatorizada nos setores longitudinal e transversal, sem que haja perda relevante em conteúdo, assim

$$\Gamma_h^{i_1, \dots, i_n}(x_1, \dots, x_n; b_1, \dots, b_n; Q_1^2, \dots, Q_n^2) = D_h^{i_1, \dots, i_n}(x_1, \dots, x_n; Q_1^2, \dots, Q_n^2) f(b_1) \dots f(b_n), \quad (3.2)$$

onde $f(b_i)$ é a função que descreve a densidade transversal partônica do hádron que, quando integrada na posição transversal b_i , nos fornece a "função de overlap" hádron-hádron

$$T(b) = \int d^2 b_i f(b_i) f(b_i - b), \quad (3.3)$$

com a condição de normalização

$$1 = \int d^2 b T(b). \quad (3.4)$$

Seguindo, temos uma outra fatorização, porém, dessa vez, no setor longitudinal da função de distribuição partônica, a qual será decomposta no produto funções de distribuição partônicas individuais

$$D_h^{i_1, \dots, i_n}(x_1, \dots, x_n; b_1, \dots, b_n; Q_1^2, \dots, Q_n^2) = D_h^{i_1}(x_1; Q_1^2) \dots D_h^{i_n}(x_n; Q_n^2). \quad (3.5)$$

Por fim, necessitamos de mais uma informação: o processo SPS (Single Parton Scattering), ou seja, aquele no qual um parton de um hádron interage com um parton do outro, produzindo uma partícula, em QCD perturbativa, tem seção de choque dada por

$$\sigma_{hh' \rightarrow a}^{NPS} = \sum_{i_1, i_2} \int d^4 x_1 d^4 x_2 D_h^{i_1}(x_1, Q_1^2) \sigma_{a_1^{i_1 i_2}}(x_1, x_2) D_{h'}^{i_2}(x'_1, Q_1^2). \quad (3.6)$$

Substituindo (3.2–3.6) em (3.1), chegamos na expressão fatorizada para a seção de choque NPS, a saber

$$\begin{aligned}
\sigma_{hh' \rightarrow a_1 \dots a_n}^{NPS} &= \frac{m}{n!} \sum_{i_1, \dots, i_n, i'_1, \dots, i'_n} \int d^4 x_1 \dots d^4 x_n d^4 x'_1 \dots d^4 x'_n d^2 b_1 \dots d^2 b_n d^2 b \\
&\quad [D_h^{i_1}(x_1, Q_1^2) \dots D_h^{i_n}(x_n, Q_n^2) f(b_1) \dots f(b_n)] \sigma_{a_1 i'_1}^{i_1 i'_1}(x_1, x'_1, Q_1^2) \\
&\quad \dots \sigma_{a_n i'_n}^{i_n i'_n}(x_n, x'_n, Q_n^2) \sigma_{a_1 i'_1}^{i_1 i'_1}(x_1, x'_1, Q_1^2) [D_{h'}^{i'_1}(x'_1, Q_1^2) \dots D_{h'}^{i'_n}(x'_n, Q_n^2) \\
&\quad f(b_1 - b) \dots f(b_n - b)] \\
&= \frac{m}{n!} \int d^2 b_1 \dots d^2 b_n d^2 b f(b_1) \dots f(b_n) f(b_1 - b) \dots f(b_n - b) \\
&\quad \sum_{i_1, i'_1} \int d^4 x_1 \dots d^4 x'_1 D_h^{i_1}(x_1, Q_1^2) D_{h'}^{i'_1}(x'_1, Q_1^2) \sigma_{a_1 i'_1}^{i_1 i'_1}(x_1, x'_1, Q_1^2) \dots \\
&\quad \sum_{i_n, i'_n} \int d^4 x_n \dots d^4 x'_n D_h^{i_n}(x_n, Q_n^2) D_{h'}^{i'_n}(x'_n, Q_n^2) \sigma_{a_n i'_n}^{i_n i'_n}(x_n, x'_n, Q_n^2) \\
&= \frac{m}{n!} \frac{\sigma_{hh' \rightarrow a_1}^{SPS} \dots \sigma_{hh' \rightarrow a_n}^{SPS}}{\sigma_{eff, NPS}^{n-1}} \tag{3.7}
\end{aligned}$$

sendo $\sigma_{eff, NPS}^{n-1}$ a seção de choque efetiva, dada por

$$\sigma_{eff, NPS}^{n-1} = \left[\int d^2 b T^n(b) \right]^{\frac{1}{1-n}}. \tag{3.8}$$

Dois comentários são pertinentes. Primeiro, a seção de choque efetiva conterá toda as variáveis e as características da função generalizada de distribuição partônica que não levamos em consideração na presente construção. Segundo, mostramos a proporcionalidade entre a probabilidade em produzir n partículas em uma colisão partônica de hádron-hádron e o produto das probabilidades de produzir cada uma delas, a menos de alguns fatores. Esse resultado aparentemente simples facilita e, para além disso, possibilita darmos continuidade ao trabalho.

3.2 Formalismo DPS em Colisões pA

Recapitulando, até o presente momento, discutimos o Double Parton Scattering em colisões próton-próton, entretanto, como colocado, também queremos analisar as colisões próton-núcleo. Assim, para encerrar a presente seção, mostraremos qual a repercussão dessa configuração na seção de choque derivada.

O DPS, no processo em análise, pressupõe a interação de dois pártons do próton com dois pártons do núcleo. A grande questão nessa montagem é que, na parte do núcleo, os dois pártons podem pertencer ao mesmo ou a diferentes nucleons (próton ou nêutron), o que repercutirá na seção de choque final.

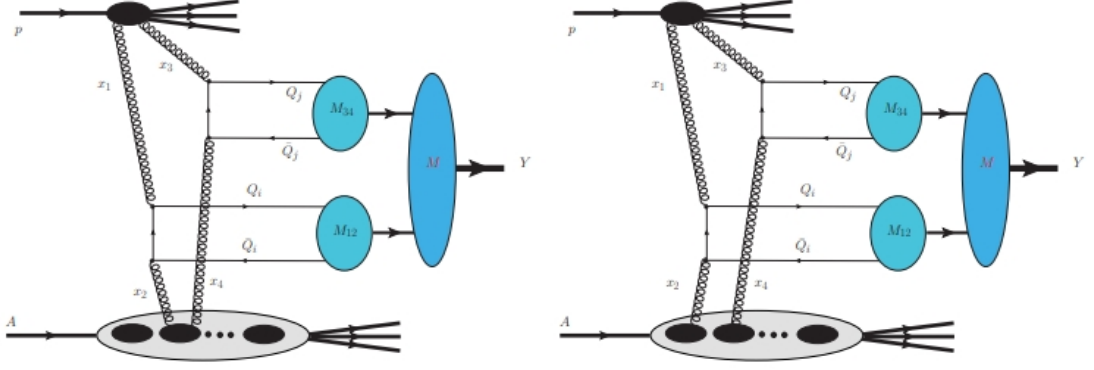


Figure 3.2: Os dois diagramas que contribuem para a determinação da seção de choque do processo.

Tomemos como base a Figura 4. Antes de equacionarmos o problema, pensemos puramente do ponto de vista físico, a fim de discutir qual será a maior contribuição. No primeiro cenário, lado esquerdo da Figura 3.2, os pártons interagentes do núcleo pertencem ao mesmo nucleon, assim, o processo é equivalente a uma colisão próton-nucleon multiplicada pelo número de nucleons A . Por outro giro, no segundo cenário, lado direito da Figura 3.2, como os pártons interagentes do núcleo pertencem a nucleons distintos, de um ponto de vista estatístico, existem mais combinações possíveis e, por conseguinte, essa contribuição, em tese, seria mais relevante para a seção de choque.

Portanto, a seção de choque total pode ser desmembrada em duas partes

$$\sigma_{pA}^{DPS,TOT} = \sigma_{pA}^{DPS,1} + \sigma_{pA}^{DPS,2} \quad (3.9)$$

O primeiro termo pode ser obtido a partir do Modelo de Colisão de Glauber, [58, 59], o qual define a seção de choque da colisão próton-núcleo como segue

$$\sigma_{pA} = \int d^2b \left[1 - e^{-\sigma_{NN} T_A(b)} \right], \quad (3.10)$$

sendo σ_{NN} a seção de choque da interação nucleo-nucleon e $T_A(b)$ a função perfil nuclear, definida por

$$T_{pA}(b) = \int dz \rho(b, z) \quad (3.11)$$

e representando o número de nucleons no núcleo por unidade de área ao longo da direção z e, ainda, com a condição de normalização

$$\int d^2b T_{pA}(b) = A. \quad (3.12)$$

Expandindo a equação (3.10) e levando em conta que a seção de choque nucleon-nucleon é pequena, temos

$$\begin{aligned} \sigma_{pA}^{DPS,1} &\approx \int d^2b \sigma_{NN} T_A(b) \\ &= \sigma_{NN} \int d^2b T_A(b) \\ &= A \sigma_{pN}^{DPS} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Então, o primeiro termo da seção de choque é nada mais que a seção de choque próton-nucleon multiplicada pelo número de nucleons A .

Seguindo, vamos discutir o segundo termo $\sigma_{pA}^{DPS,2}$, a saber, aquele que trata das colisões envolvendo pártons interagentes pertencentes a diferentes nucleons. Fenomenologicamente, temos a seguinte equação

$$\sigma_{pA}^{DPS,2} = \sigma_{pN}^{DPS} \sigma_{ef,DPS} F_{pA}, \quad (3.14)$$

com

$$F_{pA} = \frac{A-1}{A} \int d^2r T_{pA}(r). \quad (3.15)$$

Continuando, adotaremos a premissa de que o núcleo é esférico e possui uma densidade nucleônica constante. Assim, segue que

$$F_{pA} = \frac{9A(A-1)}{8\pi R_A^2}, \quad (3.16)$$

e, ainda, admitindo que $R_A \approx A^{1/3}$, temos

$$F_{pA} = \frac{A^{4/3}}{14\pi}. \quad (3.17)$$

Substituindo (3.13) e (3.17) em (3.9), chegamos na equação final para a seção de choque da colisão partônica DPS entre próton-núcleo, a saber

$$\sigma_{pA}^{DPS} = A \sigma_{pN}^{DPS} \left[1 + \sigma_{ef} \frac{A^{4/3}}{14\pi} \right]. \quad (3.18)$$

Assim, derivamos a equação da seção de choque para a colisão próton-núcleo. Destaquemos que o resultado não é tão somente a seção de choque próton-próton multiplicada pelo fator A . Como explicado, isso é justificado pelo fato de que a colisão próton-núcleo possui duas contribuições. A primeira, representando pártons interagentes pertencentes ao mesmo nucleon no núcleo, de fato, é nada mais que a seção de choque pp multiplicada pelo fator A . Entretanto, a segunda contribuição, relacionada a pártons interagentes pertencentes a nucleons distintos, traz uma maior complexidade. Desenvolvendo ambas contribuições, chegamos na equação final (3.18).

3.3 Modelo de Evaporação de Cor

Finalmente, depois de um capítulo inteiro versando sobre os fundamentos teóricos do trabalho, vamos especificar e tratar da pesquisa feita. Neste capítulo, refinaremos a seção de choque para a produção de estados tetraquarks completamente pesados derivada anteriormente, a partir do Modelo de Evaporação de Cor. Com isso, temos o objeto que será usado nos cálculos numéricos e, portanto, poderemos explicitar e discutir os resultados obtidos.

Tendo em vista que a estrutura matemática está bem encaminhada, tentemos entender o processo físico descrito até o momento e, para tal, tomemos como referência a Figura 3.1, a qual mostra a colisão entre os hádrons h_1 e h_2 . Neste momento, temos uma escolha ou um recorte a fazer. Dentre a vasta riqueza de modelos e abordagens físicas, focaremos na interação dos hádrons através dos pártons, mais precisamente, nesse caso, dos glúons. Ou seja, dois glúons de cada hádron interagirão aos pares, formando cada um deles um aglomerado tipo quarkônio, representado por M_{12} e M_{34} . Supondo o sabor charm, a colisão produziria dois pares $gg \rightarrow c\bar{c}$. Com isso, temos um estado final composto por dois charms e dois anticharms, isto é, os constituintes de um tetraquark totalmente charmoso.

Todavia, a mera existência dos constituintes de um estado não é o suficiente para afirmarmos que há um estado. Nessa toada, precisamos de um mecanismo que possibilite a "vinculação" desses aglomerados. Esse é o papel do Modelo de Evaporação de Cor, [28, 50, 51]. A ideia aqui é a seguinte: os aglomerados M_{12} e M_{34} , podendo trocar glúons com o meio, deslocam-se com rapidez y_{12} e y_{34} , definidas por

$$y_{12} = \frac{1}{2} \log \frac{x_1}{x_2}, \quad (3.19)$$

$$y_{34} = \frac{1}{2} \log \frac{x_3}{x_4}, \quad (3.20)$$

onde suas massas invariantes são dadas por

$$M_{12} = \sqrt{x_1 x_2 s}, \quad (3.21)$$

$$M_{34} = \sqrt{x_3 x_4 s}, \quad (3.22)$$

A expressão "vinculação", no presente contexto, significa algo específico. Expliquemos. Após a formação dos aglomerados M_{12} e M_{34} , imporemos condições cinemáticas sobre ambos. Mais precisamente, assumiremos que a rapidez desses estados sejam iguais. O argumento é o seguinte: dentre todas as possibilidades, o cenário no qual há a maior probabilidade de produção do tetraquark seria aquele em que os aglomerados M_{12} e M_{34} possuam a mesma rapidez, daí a igualdade imposta. Aplicando a condição $y_{12} = y_{34}$, segue a massa do aglomerado final

$$\begin{aligned} M^2 &= M_{12}^2 + M_{34}^2 + 2M_{12}M_{34} \cosh(y_{12} - y_{34}) \\ &= M_{12}^2 + M_{34}^2. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Assim, temos um aglomerado constituído por $c\bar{c}c\bar{c}$, de massa M . Para finalizarmos o mecanismo de produção de tetraquarks, esse aglomerado pode trocar glúons com o meio, a fim de que se torne um singleto de cor. Se Δ for a energia dos glúons trocados com o meio, a massa do tetraquark é dada por

$$M_T = M \pm \Delta. \quad (3.24)$$

Estamos prontos para escrever a seção de choque com a adaptação determinada pelo modelo de evaporação de cor. Tomando como referência a equação (3.7), escrevamos

$$\begin{aligned} \sigma_{DPS} &= \frac{F_{T_{4c}}}{\sigma_{eff}} \left[\int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 g(x_1, \mu^2) g(x_2, \mu^2) \sigma_{g_1 g_2 \rightarrow c\bar{c}} \right] \\ &\quad \left[\int_0^1 dx_3 \int_0^1 dx_4 g(x_3, \mu^2) g(x_4, \mu^2) \sigma_{g_3 g_4 \rightarrow c\bar{c}} \right] \\ &\quad \Theta(1 - x_1 - x_3) \Theta(1 - x_2 - x_4) \\ &\quad \Theta(M_{12}^2 - 4m_c^2 - x_3) \Theta(M_{34}^2 - 4m_c^2 - x_3) \\ &\quad \delta(y_{34} - y_{12}), \end{aligned} \quad (3.25)$$

sendo $g(x, \mu^2)$ a função de distribuição partônica do hádron, com fração de momenta x e escala de energia μ^2 , e $\sigma_{g_1 g_2 \rightarrow c\bar{c}}$ é a seção de choque do subprocesso $g_1 g_2 \rightarrow c\bar{c}$. As funções degrau $\Theta(1 - x_1 - x_3)$ e $\Theta(1 - x_2 - x_4)$ garantem a conservação do momenta, enquanto as $\Theta(M_{12}^2 - 4m_c^2 - x_3)$ e $\Theta(M_{34}^2 - 4m_c^2 - x_3)$, asseguram que as massas dos pares de glúons 12 e 34 sejam suficientes para gerar

dois pares de quarks charmosos. a função delta $\delta(y_{34} - y_{12})$ é a manifestação matemática da condição de que os aglomerados movimentam-se sob uma mesma rapidez e a constante $F_{T_{4c}}$ diz respeito à probabilidade de que o sistema evolua para um estado tetraquark.

Do ponto de vista operacional, é mais eficiente trabalhar com as massas e a rapidez do que com as frações de momenta, tendo em vista a maior facilidade de impor restrições sobre as massas e pelo fato de que a variável rapidez já está determinada pela condição $y_{12} = y_{34}$. Para tal, faremos duas mudanças de variáveis na seção de choque (3.25), a saber, $(x_1, x_2) \rightarrow (M_{12}, y_{12})$ e $(x_3, x_4) \rightarrow (M_{34}, y_{34})$. Usando as equações (3.19 – 3.22), podemos vincular essas variáveis, como mostrado na sequência

$$x_1 = \frac{M_{12}}{\sqrt{s}} e^{y_{12}}, \quad (3.26)$$

$$x_2 = \frac{M_{12}}{\sqrt{s}} e^{-y_{12}}, \quad (3.27)$$

$$x_3 = \frac{M_{34}}{\sqrt{s}} e^{y_{34}}, \quad (3.28)$$

$$x_4 = \frac{M_{34}}{\sqrt{s}} e^{-y_{34}}. \quad (3.29)$$

Calculemos o jacobiano de somente uma transformação, tendo em vista que elas são simétricas. Então

$$\begin{aligned} JAC(x_1(M_{12}, y_{12}), x_2(M_{12}, y_{12})) &= \det \begin{vmatrix} \frac{\partial x_1}{\partial y_{12}} & \frac{\partial x_1}{\partial M_{12}} \\ \frac{\partial x_2}{\partial y_{12}} & \frac{\partial x_2}{\partial M_{12}} \end{vmatrix} \\ &= \det \begin{vmatrix} \frac{M_{12}}{\sqrt{s}} e^{y_{12}} & \frac{1}{\sqrt{s}} e^{y_{12}} \\ -\frac{M_{12}}{\sqrt{s}} e^{-y_{12}} & \frac{1}{\sqrt{s}} e^{-y_{12}} \end{vmatrix} \\ &= \frac{2M_{12}}{s}. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Ilustrativamente, temos

$$\begin{aligned}
\int dx_1 dx_2 &\rightarrow \int JAC(x_1(M_{12}, y_{12}), x_2(M_{12}, y_{12})) dy_{12} dM_{12} & (3.31) \\
&\rightarrow \int \frac{2M_{12}}{s} dy_{12} dM_{12} \\
&\rightarrow \frac{1}{s} \int dy_{12} dM_{12}^2.
\end{aligned}$$

Efetivando a mudança de variável, segue

$$\begin{aligned}
\sigma_{DPS} &= \frac{F_{T_{4c}}}{\sigma_{eff}} \left[\frac{1}{s} \int dy_{12} \int dM_{12}^2 g(\bar{x}_1, \mu^2) g(\bar{x}_2, \mu^2) \sigma_{g_1 g_2 \rightarrow c\bar{c}} \right] \\
&\quad \left[\frac{1}{s} \int dy_{34} \int dM_{34}^2 g(\bar{x}_3, \mu^2) g(\bar{x}_4, \mu^2) \sigma_{g_3 g_4 \rightarrow c\bar{c}} \right] \\
&\quad \Theta(1 - x_1 - x_3) \Theta(1 - x_2 - x_4) \\
&\quad \Theta(M_{12}^2 - 4m_c^2 - x_3) \Theta(M_{34}^2 - 4m_c^2 - x_3) \\
&\quad \delta(y_{34} - y_{12}). & (3.32)
\end{aligned}$$

Enfim, chegamos na expressão desejada, definidora da seção de choque de produção de tetraquarks completamente pesados em colisões partônicas duplas (DPS) entre dois prótons. No caso de colisões próton-núcleo, basta usarmos a (3.18).

Analisando essa equação, nota-se que a seção de choque do processo elementar $gg \rightarrow q\bar{q}$ já foi obtida, (2.61), a função de distribuição partônica será modelada pela parametrização CT14, [63], e a seção de choque efetiva é um input experimental. Assim, resta-nos explicar alguns aspectos: a constante $F_{T_{4c}}$ e os limites de integração das variáveis y_{12} , M_{12}^2 , y_{34} e M_{34}^2 .

Iniciando com a constante $F_{T_{4c}}$, interpretada como representativa da probabilidade de que o aglomerado de 4 quarks evolua para um estado tetraquark, a computaremos de acordo com a lógica apresentada em [28], a partir da seção de choque do estado exótico $X(3872)$. No artigo em questão, chega-se na aproximação

$$\sigma_{T_{4c}} = 0.12\sigma_X, \quad (3.33)$$

e, usando o valor obtido pela colaboração CMS para a seção de choque do estado X em colisões em $\sqrt{s} = 7TeV$, a saber, $\sigma = 30nb$, [60], segue

$$\sigma_{T_{4c}}(\sqrt{s} = 7TeV) = (3.6 + -2.5)nb. \quad (3.34)$$

Isso resolve o lado esquerdo da equação (3.32). No trabalho, rodamos o cálculo

numérico para a integração do lado direito, variando a energia do centro de massa, \sqrt{s} , obviamente desconsiderando a constante F e, ao plotar os dados em um gráfico, escolhemos o valor da integral para uma energia de 7Tev, a fim de compatibilizar ambos os lados da equação. Com isso, obtivemos

$$F_{T_{4c}} = 0.00119. \quad (3.35)$$

Ressaltamos que, no tratamento dos demais estados, T_{4b} e T_{2bc} , assumimos o mesmo valor para essa quantidade, haja visto que os trabalhos [61, 62] indicam que esse fator é similar para quarkônios distintos. Resolvido o fator de probabilidade, vamos aos limites de integração.

Anteriormente, falamos que, de acordo com o Modelo de Evaporação de Cor, é possível que os aglomerados tipo-quarkônio, constituídos por dois quarks, e o aglomerado tipo-exótico, formado por 4 quarks, podem trocar glúons com meio, absorvendo-os ou emitindo-os. Dessa maneira, podemos afirmar que, por exemplo, a massa total mínima é a soma das massas mínimas dos aglomerados tipo quarkônios M_{12} e M_{34} e, equivalentemente, igual à massa do estado final descontada da energia dos glúons emitidos, a saber

$$M^{min} = M_{12}^{min} + M_{34}^{min} = M_T - \Delta, \quad (3.36)$$

e, adotando lógica contrária, segue a massa total máxima

$$M^{max} = M_{12}^{max} + M_{34}^{max} = M_T + \Delta. \quad (3.37)$$

Assim, por exemplo, no caso do T_{4c} , como usaremos a massa $6.9GeV$ e $M_{12}^{max,min} = M_{34}^{max,min}$, segue

$$\begin{aligned} M_{12}^{max} &= M_{34}^{max} = \frac{6.9 + 0.2}{2} \\ &= 3.55, \end{aligned} \quad (3.38)$$

e

$$\begin{aligned} M_{12}^{min} &= M_{34}^{min} = \frac{6.9 - 0.2}{2} \\ &= 3.35, \end{aligned} \quad (3.39)$$

sendo o mesmo raciocínio usado para a especificação dos limites de massa para os outros estados.

Agora, resta-nos detalhar os limites na rapidez. Para tal, exploraremos as

condições de conservação das frações de momenta com o auxílio das equações (3.26) – (3.29). Então

$$\Theta(1 - x_2 - x_4) = \Theta\left(1 - \frac{M_{12}}{\sqrt{s}}e^{-y_{12}} - \frac{M_{34}}{\sqrt{s}}e^{-y_{34}}\right), \quad (3.40)$$

e

$$\Theta(1 - x_1 - x_3) = \Theta\left(1 - \frac{M_{12}}{\sqrt{s}}e^{y_{12}} - \frac{M_{34}}{\sqrt{s}}e^{y_{34}}\right). \quad (3.41)$$

Impondo a condição $y = y_{12} = y_{34}$, das equações (3.40) e (3.41) decorre a seguinte condição sobre a rapidez

$$-ln \frac{\sqrt{s}}{M} \leq y \leq ln \frac{\sqrt{s}}{M}, \quad (3.42)$$

onde $M = M_{12} + M_{34}$.

Nesse ponto, estão derivadas as equações para a seção de choque de produção de estados tetraquarks totalmente pesados a partir de colisões DPS entre próton-próton e próton-núcleo. Além disso, os limites das integrais também foram discutidos. Daqui em diante, o trabalho é resolver a equação numericamente e interpretar os resultados, o que será feito na próxima seção.

3.4 Resultados

Recapitulando, toda a construção física e matemática foi desenvolvida para calcular a seção de choque de produção dos estados tetraquarks totalmente pesados T_{4c} , T_{4b} e T_{2bc} em colisões próton-próton e próton-núcleo, considerando núcleos de cálcio e chumbo. Determinaremos essa seção de choque de duas maneiras. Primeiro, como uma função de \sqrt{s} , para que possamos entender seu comportamento em relação à energia do sistema. Segundo, em função da rapidez, calculando-a para os intervalos dos detectores central $-2.5 \leq y \leq +2.5$ e frontal $2.0 \leq y \leq +4.5$ em energias específicas do LHC e do FCC.

Para a produção do estado T_{4c} , Figura 3.3, notamos que a participação de um núcleo A faz a seção de choque ser maior e, em tese, quanto maior A, maior será a seção, haja visto que $\sigma_{pp} \leq \sigma_{pCa} \leq \sigma_{pPb}$. Em termos numéricos, a previsão para a seção de choque pCa foi um fator de aproximadamente 85 vezes maior que a seção de choque para a colisão pp . Dessa forma, notamos que a previsão inocente de que a seção de choque de um processo pA seria simplesmente a do processo pp multiplicada por A está errada. O fator ≈ 85 , então, compacta a contribuição dos pártons interagentes do núcleo pertencentes a iguais nucleons e a diferentes nucleons. Similarmamente, a previsão para a colisão pPb é ≈ 630 vezes maior que a seção de choque pp . Para os estados T_{4b}

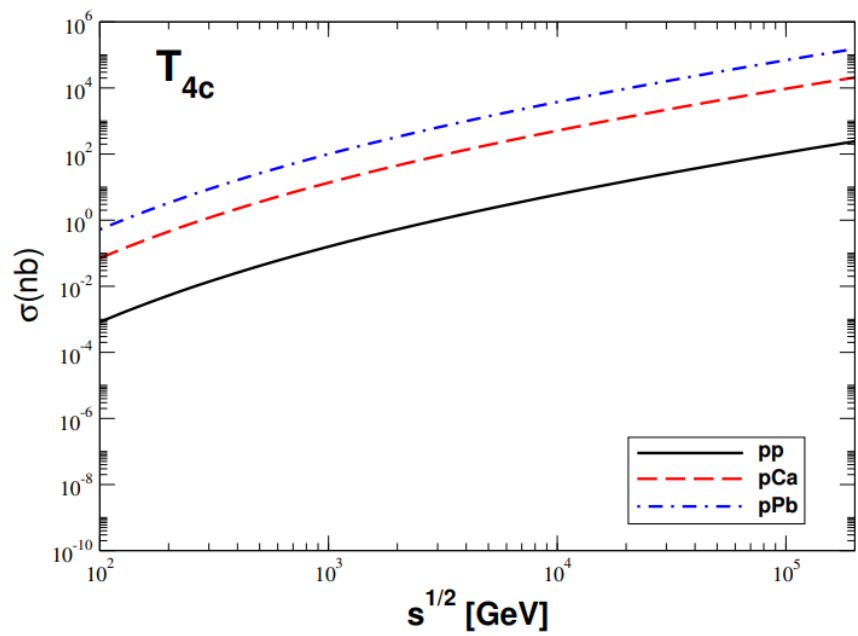


Figure 3.3: Seção de choque de produção do estado T_{4c} para as colisões pp, pCa e pPb, em função da energia \sqrt{s} .

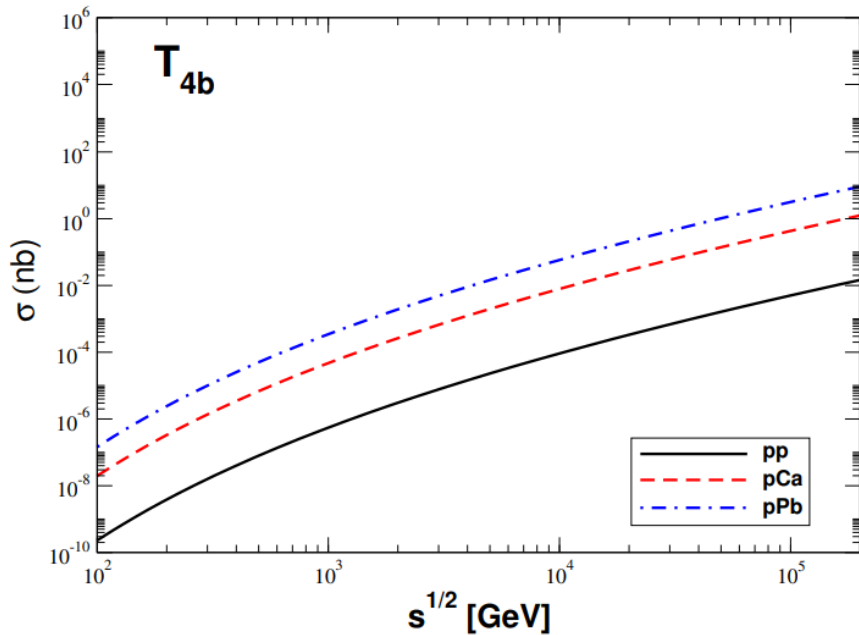


Figure 3.4: Seção de choque de produção do estado T_{4c} para as colisões pp , pCa e pPb , em função da energia \sqrt{s} .

e T_{2bc} , também trabalhados nesta tese, Figuras 3.4 e 3.5, as seções de choque para os processos pCa e pPb apresentam os mesmo comportamentos, quando comparados com os do estado T_{4c} , em relação a seção de choque das colisões próton-próton. As diferenças estão, basicamente, na magnitude dos resultados das seções de choque.

Continuando, foquemos nos resultados apresentados nas Tabelas 3.1 e 3.2. Elas mostram as previsões para os valores das seções de choque de produção do estados estudados em energias do LHC e do FCC, considerando intervalos de rapidez específicos dos detectores central $-2.5 \leq y \leq +2.5$ e frontal $2.5 \leq y \leq +4.5$.

No caso do T_{4c} , a previsão da seção para colisões no LHC foi de alguns nanobar, em ambos os detectores. Ao considerar as colisões pCa e pPb , previmos um aumento de duas e de três ordens de grandeza, respectivamente. Em relação a colisões no FCC, os valores para colisões pp são de algumas dezenas de nanobar e, para colisões pCa e pPb , temos, proporcionalmente, o mesmo aumento de duas e de três ordens de grandeza, respectivamente.

No caso do T_{4b} , para colisões pp no LHC, temos alguns décimos de microbar para o detector central e alguns centésimos de microbar para o frontal. Os aumentos para colisões pCa e pPb são de duas e de 3 ordens de grandeza, respectivamente. Para colisões pp no FCC, temos algumas unidades de microbar para ambos os detectores. Os aumentos para as demais colisões são os mesmos.

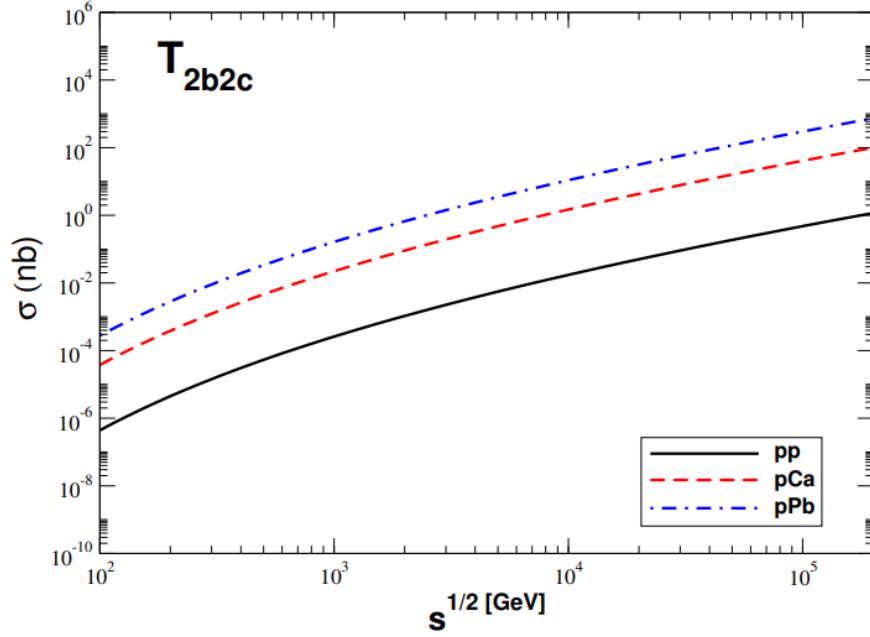


Figure 3.5: Seção de choque de produção do estado T_{4c} para as colisões pp, pCa e pPb, em função da energia \sqrt{s} .

	pp ($\sqrt{s} = 14.0$ TeV)		pCa ($\sqrt{s} = 8.1$ TeV)		pPb ($\sqrt{s} = 8.1$ TeV)	
	Central	Forward	Central	Forward	Central	Forward
T_{4c}	6.05	1.86	520.22	159.74	3816.44	1171.86
T_{4b}	0.00033	0.000078	0.028	0.0067	0.21	0.049
T_{2b2c}	0.021	0.0055	1.80	0.47	13.23	3.46

Table 3.1: Seção de Choque de produção do estado T_{4Q} , em nb, em colisões pp e pA, no LHC, calculada nos intervalos dos detectores central $-2.5 \leq y \leq +2.5$ e frontal $2.5 \leq y \leq +4.5$, para energias específicas.

	pp ($\sqrt{s} = 100.0$ TeV)		pCa ($\sqrt{s} = 63.0$ TeV)		pPb ($\sqrt{s} = 63.0$ TeV)	
	Central	Forward	Central	Forward	Central	Forward
T_{4c}	57.27	21.74	4918.35	1867.03	36081.93	13696.89
T_{4b}	0.0081	0.0026	0.70	0.22	5.11	1.63
T_{2b2c}	0.27	0.095	23.18	8.16	170.11	59.85

Table 3.2: Seção de Choque de produção do estado T_{4Q} , em nb, em colisões pp e pA, no FCC, calculada nos intervalos dos detectores central $-2.5 \leq y \leq +2.5$ e frontal $2.5 \leq y \leq +4.5$, para energias específicas.

No caso do T_{2bc} , para colisões pp no LHC, temos algumas dezenas de microbar para o detector central e algumas unidades de microbar para o frontal. Os aumentos para colisões pCa e pPb são de duas e de 3 ordens de grandeza, respectivamente. Para colisões pp no FCC, temos alguns décimos de nanobar para o central e alguns centésimos de nanobar para o frontal. Os aumentos para as demais colisões são os mesmos.

Quando comparamos os resultados do T_{4c} com os demais, notamos que, em regra, os valores para os estados T_{4b} e T_{2bc} são 4 e 2 ordens de grandeza maiores, respectivamente. Além disso, quando comparamos os detectores LHC e FCC, notamos que, em regra, os resultados para colisões em FCC são uma ordem de grandeza maiores que os das colisões em LHC, o que pode ser justificado pelas maiores energias envolvidas.

Chapter 4

Comentários Finais

Adotando como ponto de partida a área da física dos hádrons exóticos, mais especificamente, dos tetraquarks, tivemos como objeto de estudo, neste trabalho, os estados compostos pelos quarks pesados bonito e charme, a saber, T_{4c} , T_{4b} e T_{2bc} . Iniciamos a tese com uma discussão sobre a evolução histórica, apesar de ser uma área com pouco tempo de vida, e o estado da arte atual. Seguindo, tratamos de simetrias importantes do Modelo Padrão, derivamos a lagrangiana da QCD através do Princípio de Gauge e, como consequência, as regras de Feynman. Desenvolvemos também a teoria de colisões multipartônicas (NPS), dando destaque para o caso do DPS. Em relação ao trabalho propriamente dito, usando toda a base construída, apresentamos o Modelo de Evaporação de Cor, a fim de que pudessemos chegar na expressão final para a seção de choque de produção das colisões pp e pA dos estados tetraquarks estudados, a qual foi usada nos cálculos numéricos. Fechamos o trabalho discutindo as seções de choque em dois contextos. Primeiro, como uma função da energia. Segundo, em intervalos de rapidez usados em detectores central e frontal, para energias específicas adotadas pelo LHC e FCC.

Bibliography

- [1] Martin, B.R. and Shaw, G. (2017) Particle Physics. 4th Edition, John Wiley Sons, Ltd., The Atrium, Southern Gate, Chichester, West Sussex, PO19 8SQ, Kingdom.
- [2] Peskin, Michael E., Schroeder, Dan V. An Introduction to Quantum Field Theory.
- [3] Matthew D. Schwartz. Quantum Field Theory and the Standard Model. Cambridge University Press (2014).
- [4] Zee, A..Quantum field theory in a nutshell. Princeton University Press, second edition edition, (2010)
- [5] Antonio Lafayette Lins Freire Vasconcellos. Estudo dos Estados Exóticos no setor de Bottomonium via Teorias de Campos Efetivas. Doutorado, Universidade Federal da Bahia (2017).
- [6] Choi, S.-K.; et al. (Belle Collaboration) (2003). "Observation of a Narrow Charmoniumlike State in Exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm + -J/\psi$ Decays". Physical Review Letters. 91 (26): 262001. arXiv:hep-ex/0308029
- [7] N. Brambilla, S. Eidelman, C. Hanhart, A.Nefediev, C.-P. Shen, C. E. Thomas, A. Vairo, and C.-Z. Yuan, "The XY Z states: experimental and theoretical status and perspectives," arXiv preprint arXiv:1907.07583, 2019.
- [8] R. Aaij et al. [LHCb], Sci. Bull. 65, 1983-1993 (2020)
- [9] G. Aad et al. [ATLAS], [arXiv:2304.08962 [hep-ex]].
- [10] A. Hayrapetyan et al. [CMS], [arXiv:2306.07164 [hep-ex]].
- [11] V. R. Debastiani and F. S. Navarra, Chin. Phys. C 43, no.1, 013105 (2019)
- [12] M. A. Bedolla, J. Ferretti, C. D. Roberts and E. Santopinto, Eur. Phys. J. C 80, no.11, 1004 (2020)
- [13] J. F. Giron and R. F. Lebed, Phys. Rev. D 102, no.7, 074003 (2020)

- [14] H. X. Chen, W. Chen, X. Liu and S. L. Zhu, *Sci. Bull.* 65, 1994-2000 (2020)
- [15] Q. F. Cao, H. Chen, H. R. Qi and H. Q. Zheng, [arXiv:2011.04347 [hep-ph]].
- [16] B. C. Yang, L. Tang and C. F. Qiao, [arXiv:2012.04463 [hep-ph]].
- [17] M. Karliner and J. L. Rosner, *Phys. Rev. D* 102, no.11, 114039 (2020)
- [18] G. Yang, J. Ping, L. He and Q. Wang, [arXiv:2006.13756 [hep-ph]].
- [19] K. T. Chao and S. L. Zhu, *Sci. Bull.* 65, no.23, 1952-1953 (2020)
- [20] Q. F. Lü, D. Y. Chen and Y. B. Dong, *Eur. Phys. J. C* 80, no.9, 871 (2020)
- [21] R. N. Faustov, V. O. Galkin and E. M. Savchenko, *Phys. Rev. D* 102, 114030 (2020)
- [22] X. Z. Weng, X. L. Chen, W. Z. Deng and S. L. Zhu, [arXiv:2010.05163 [hep-ph]].
- [23] C. Becchi, A. Giachino, L. Maiani and E. Santopinto, *Phys. Lett. B* 806, 135495 (2020)
- [24] C. Becchi, J. Ferretti, A. Giachino, L. Maiani and E. Santopinto, *Phys. Lett. B* 811, 135952 (2020)
- [25] Z. G. Wang, *Chin. Phys. C* 44, no.11, 113106 (2020)
- [26] M. S. Liu, F. X. Liu, X. H. Zhong and Q. Zhao, [arXiv:2006.11952 [hep-ph]].
- [27] Q. F. Lü, D. Y. Chen and Y. B. Dong, *Phys. Rev. D* 102, no.7, 074021 (2020)
- [28] F. Carvalho, E. R. Cazaroto, V. P. Gonçalves and F. S. Navarra, *Phys. Rev. D* 93, no.3, 034004 (2016)
- [29] M. Karliner, S. Nussinov and J. L. Rosner, *Phys. Rev. D* 95, no.3, 034011 (2017)
- [30] A. V. Berezhnoy, A. K. Likhoded, A. V. Luchinsky and A. A. Novoselov, *Phys. Rev. D* 84, 094023 (2011)
- [31] A. Esposito and A. D. Polosa, *Eur. Phys. J. C* 78, no.9, 782 (2018)
- [32] Y. Bai, S. Lu and J. Osborne, *Phys. Lett. B* 798, 134930 (2019) [30] X. Y. Wang, Q. Y. Lin, H. Xu, Y. P. Xie, Y. Huang and X. Chen, *Phys. Rev. D* 102, 116014 (2020)
- [33] R. Maciula, W. Schäfer and A. Szczurek, *Phys. Lett. B* 812, 136010 (2021)

- [34] F. Feng, Y. Huang, Y. Jia, W. L. Sang, X. Xiong and J. Y. Zhang, F. Feng, Y. Huang, Y. Jia, W. L. Sang, X. Xiong and J. Y. Zhang, Phys. Rev. D 106, no.11, 114029 (2022)
- [35] Y. Q. Ma and H. F. Zhang, [arXiv:2009.08376 [hep-ph]].
- [36] R. Zhu, Nucl. Phys. B 966, 115393 (2021)
- [37] F. Feng, Y. Huang, Y. Jia, W. L. Sang and J. Y. Zhang, Phys. Lett. B 818, 136368 (2021)
- [38] V. P. Goncalves and B. D. Moreira, Phys. Lett. B 816, 136249 (2021)
- [39] V. Biloshytskyi, V. Pascalutsa, L. Harland-Lang, B. Malaescu, K. Schmieden and M. Schott, Phys. Rev. D 106, no.11, L111902 (2022)
- [40] F. Feng, Y. Huang, Y. Jia, W. L. Sang, D. S. Yang and J. Y. Zhang, [arXiv:2304.11142 [hep-ph]].
- [41] M. Luszczak, R. Maciula and A. Szczurek, Phys. Rev. D 85, 094034 (2012)
- [42] A. V. Berezhnoy, A. K. Likhoded, A. V. Luchinsky and A. A. Novoselov, Phys. Rev. D 86, 034017 (2012)
- [43] E. R. Cazaroto, V. P. Goncalves and F. S. Navarra, Phys. Rev. D 88, no.3, 034005 (2013)
- [44] M. Strikman, D. Treleani, Phys. Rev. Lett. 88, 031801 (2002).
- [45] D. d'Enterria and A. M. Snigirev, Phys. Lett. B 718, 1395 (2013).
- [46] S. Salvini, D. Treleani and G. Calucci, Phys. Rev. D 89, 016020 (2014).
- [47] E. R. Cazaroto, V. P. Goncalves and F. S. Navarra, Mod. Phys. Lett. A 33, no.25, 1850141 (2018)
- [48] I. Helenius and H. Paukkunen, Phys. Lett. B 800, 135084 (2020)
- [49] Y. Q. Ma and R. Vogt, Phys. Rev. D 94, no.11, 114029 (2016)
- [50] R. Vogt, Ultrarelativistic Heavy Ion Colisions, Elsevier (2007), pg. 396.
- [51] N. Brambilla et al., Eur. Phys. J. C 71, 1534 (2011)
-
- [52] Greiner, W. and Reinhardt, J. (1996) Field Quantization. Springer, New York.
- [53] Ryder, Lewis H. Quantum Field Theory 2 ed. Cambridge: Cambridge U.P. (1996).
- [54] David Tong: Lectures on Quantum Field Theory - DAMTP

- [55] d'Enterria, D. and Snigirev, A.. Double, triple, and n-parton scatterings in high-energy proton and nuclear collisions. arXiv:1708.07519 [hep-ph]
- [56] Greenberg, O. W. (1964-11-16). "Spin and Unitary-Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons". *Physical Review Letters*. 13 (20): 598–602. doi:10.1103/PhysRevLett.13.598
- [57] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* 8, 214 (1964).
- [58] Michael L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders, Peter Steinberg. *Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions*. (2007).
- [59] D. d'Enterria. *Hard scattering cross sections at LHC in the Glauber approach: from pp to pA and AA collisions*. (2003).
- [60] S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration] , *JHEP* 1304, 154 (2013).
- [61] M. B. Gay Ducati, V. P. Goncalves and C. Brenner Mariotto, *Phys. Rev. D* 65, 037503 (2002)
- [62] C. Brenner Mariotto, M. B. Gay Ducati and G. Ingelman, *Eur. Phys. J. C* 23, 527-538 (2002)
- [63] J. Gao, M. Guzzi, J. Huston, H. L. Lai, Z. Li, P. Nadolsky, J. Pumplin, D. Stump and C. P. Yuan, *Phys. Rev. D* 89, no.3, 033009 (2014)
- [64] Quigg, C., and Rosner, J. L. "Quantum Mechanics with Applications to Quarkonium." *Physics Reports*, vol. 56, 1979, pp. 167–235.

Apêndice A

Nesse apêndice, explicitaremos as regras de Feynman para a QCD. A lagrangiana da cromodinâmica quântica é

$$\begin{aligned}
 L_{QCD} &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a,\mu\nu} \\
 &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + \frac{1}{2}A_\mu^a(\partial^2 g^{\mu\nu} - \partial^\mu \partial^\nu)A_\nu^a - g\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu^a \psi \\
 &\quad - g\frac{1}{2}f^{abc}(\partial^\mu A^{\nu,a})A_\mu^b A_\nu^c - g^2\frac{1}{4}f^{abc}f^{ade}A_\mu^b A_\nu^c A^{\mu,d} A^{\nu,e}. \quad (4.1)
 \end{aligned}$$

A partir dessa lagrangiana, conseguimos extrair os diagramas para os propagadores dos glúons e dos quarks, o vértice quark-glúon, o 3-vértice e o 4-vértice.

$$\frac{f}{i} \longrightarrow \frac{f'}{j} = \frac{i\delta_j^i \delta_{f'}^f}{\not{p} - m_f + i0}$$

Figure 4.1: Propagador do Quark.

$$\frac{a}{\mu} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \frac{b}{\nu} = \frac{-i\delta^{ab}}{k^2 + i0} \left(g^{\mu\nu} + (\xi - 1)\frac{k^\mu k^\nu}{k^2 + i0} \right)$$

Figure 4.2: Propagador do Glúon.

$$= -ig\gamma^\mu \times \delta_f^{f'} \times (t^a)_i^j$$

Figure 4.3: Vértice quark-glúon.

$$= -gf^{abc} [g^{\alpha\beta}(k_1 - k_2)^\gamma + g^{\beta\gamma}(k_2 - k_3)^\alpha + g^{\gamma\alpha}(k_3 - k_1)^\beta]$$

Figure 4.4: Vértice com 3 glúons.

$$= -ig^2 \left[\begin{aligned} & fabe fcd e (g^{\alpha\gamma} g^{\beta\delta} - g^{\alpha\delta} g^{\beta\gamma}) \\ & + face fbde (g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} - g^{\alpha\delta} g^{\gamma\beta}) \\ & + fade fbce (g^{\alpha\beta} g^{\delta\gamma} - g^{\alpha\gamma} g^{\delta\beta}) \end{aligned} \right]$$

Figure 4.5: Vértice com 4 glúons.