

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Seção de Choque de Absorção do Charmonium por Káons

Regina Staropoli de Azevedo

INSTITUTO DE FÍSICA

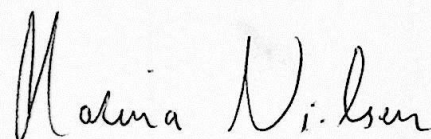
Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 397.9 ex. 1

Dissertação apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de Mestre em Ciências

Orientadora

Profa. Dra. Marina Nielsen



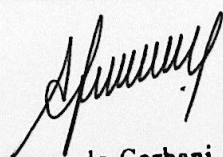
Banca Examinadora

Profa. Dra. Marina Nielsen (orientadora - IFUSP)

Prof. Dr. Manoel Roberto Robilotta (IFUSP)

Prof. Dra. Mirian Enriqueta Bracco (UERJ)

São Paulo
Março de 2004



Prof. Armando Corbani Ferraz
residente da Comissão de Pós Graduação

SBI-IFUSP



305M810T3979

cap. 11/02/04

530

A 994b

M

Ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Azevedo, Regina Staropoli de

Seção de Choque de Absorção do Charmonium por
Káons. São Paulo, 2004.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Departamento de Física Experimental

Orientador: Profa. Dra. Marina Nielsen
Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Seção de choque; 2. Charmonium;
3. Lagrangianas

USP/IF/SBI-008/2004

*Aos meus pais,
Isaura e Darcio.*

*E aos meus irmãos,
Ricardo e Rafael.*

“ Depois que se eliminou o impossível, o que resta, por mais improvável que seja, deve ser a verdade.”

-Sir Arthur Conan Doyle

Agradecimentos

- Aos meus pais, Dárcio e Isaura, por tornarem tudo isso possível e por sua constante presença e apoio às minhas ambições, e pela paciência em todos os momentos. Acima de tudo lhes agradeço pelo amor e os ensinamentos que me foram dados,
- À minha avó Elisa e aos meus irmãos por seus mimos, ensinamentos e também pela sua paciência, por serem alegres e divertidos e por me darem sempre seus chocolates e fandangos,
- À minha tia-avó Albertina, por ter cedido sua moradia nos meus primeiros anos de graduação e por ter sempre esperado quando eu chegava tarde em casa,
- À Prof. Marina, pela sua amizade, pelo seu incentivo, pela dedicada orientação ao longo desses quatro anos (desde a iniciação científica) e pelos inestimáveis ensinamentos, tanto em Física, quanto na atitude e qualidades que um pesquisador deve reunir,
- Aos Professores Fernando Navarra, Manoel Robilotta, Fernando Brandt (linux), Bira van Kolck, pelo trabalho realizado em conjunto e por muitas dúvidas respondidas,
- Aos professores Maria José Bechara, Josif Frenkel e Medina pelos conhecimentos transmitidos e pelo apoio e incentivo dados durante meu curso de graduação,
- Aos meus caros amigos: Daniel, Eduardo Altman, Gustavo, Gabriel, Ricardo Vencio, Urbano, Igor, David, Maria Simone, Alessandro Villar, Renatinha, Priscilla, Gabi, Diogo Soga pelas muitas horas de estudo e horas de diversão compartilhadas - sem vocês a minha graduação jamais teria sido concluída,
- A todo pessoal do FINPE de modo geral, pelo ambiente agradável e descontraído,
- Ao Renato, pela agradável companhia, grande amizade e pelas inúmeras discussões sobre física,
- To Prof. Taesoo Song and Youngseok Oh, for the help in some calculations,
- À Simone e ao David, pela grande amizade e grande companhia, e ao Gabriel, meu novo parceiro de sala,
- Ao maior time do Brasil, o Timão, pelas horas de alegria,
- À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), pelo suporte financeiro.

Resumo

Neste trabalho calculamos a seção de choque de dissociação do J/ψ por káons usando o modelo de troca de mésons baseados em Lagrangianas efetivas que incluem acoplamentos entre mésons pseudoescalares e vetoriais. Na primeira parte do trabalho, estudamos um método para a obtenção das Lagrangianas efetivas através do uso da simetria SU(4). Na segunda parte do trabalho, estudamos a seção de choque de dissociação do charmonium por káons considerando os termos que incluem acoplamentos entre mésons pseudoescalar-pseudoescalar-vetor, vetor-vetor-vetor, e o quadri-vértice. Primeiramente observamos a sua dependência com a energia inicial no referencial do centro de massa sem incluir nos acoplamentos fatores de forma e vimos que a seção de choque têm uma dependência muito grande com o valor das constantes de acoplamento. Em seguida, incluímos os fatores de forma e observamos como a seção de choque diminui com a inclusão destes. Por último, incluímos os termos anômalos, que são os termos com acoplamentos pseudoescalar-vetor-vetor. Concluimos que a inclusão destes termos muda não só o valor da seção de choque, mas também a sua dependência com a energia. Ao incluir os fatores de forma, chegamos a uma seção de choque com uma dependência na energia muito diferente daquele sem o fator de forma e muito menor também, da ordem de $1.0 \sim 1.6$ mb para $4.1 \leq \sqrt{s} \leq 5$ GeV.

Abstract

In this work we evaluate the J/ψ – kaons dissociation cross section, using a meson-exchange model based in effective Lagrangians that includes couplings between pseudoscalar and vector mesons. In the first part we study a method to obtain the effective Lagrangian from SU(4) symmetries. In the second part we evaluate the charmonium-kaon dissociation cross section considering pseudoscalar-pseudoscalar-vector, three-vector-meson and four-point couplings. We study the energy dependence of the cross section, first without considering form factors. We obtain that the results are very sensitive to the values of the coupling constants. Then we include the form factors and obtain smaller values for the cross section. Finally we include anomalous parity terms which allow pseudoscalar-vector-vector couplings. We conclude that the anomalous parity terms modify not only the value of the cross section, but also its behaviour as a function of the energy. Including form factors we get a J/ψ – kaon dissociation cross section of the order $1.0 \sim 1.6$ mb at $4.1 \leq \sqrt{s} \leq 5$ GeV.

ACT

Sumário

Resumo	i
Abstract	iii
1 Introdução	1
2 Lagrangianas	5
2.1 Os mésons pseudoescalares e vetoriais	5
2.2 Lagrangianas Efetivas	11
3 Seção de choque de dissociação do J/ψ por káons	17
3.1 Amplitudes de dissociação	17
3.2 Valores numéricos	23
3.3 Seção de Choque considerando os fatores de forma	27
3.4 Valores numéricos	29
4 Seção de choque de dissociação do J/ψ por káons incluindo termos anôma- los	33
4.1 Lagrangianas e Amplitudes	33
4.2 Valores numéricos	38
5 Conclusões	45
A O grupo de Lie SU(4)	47
B Seção de Choque	51
B.1 Introdução	51
B.2 Seção de choque no processo de interação entre duas partículas	52
C Anomalia não abeliana	57
C.1 O termo de Wess-Zumino	57

Lista de Figuras

2.1	Representação dos mésons em SU(3) na letra (a) e em SU(4) na letra (b) . . .	7
2.2	Representações fundamentais para os quarks denotada 3(4) e para os anti-quarks denotada $\bar{3}(\bar{4})$ do grupo SU(3)(SU(4)).	9
3.1	Diagramas de Feynman para o processo de dissociação do J/ψ por kaons: (1) $J/\psi + K \rightarrow \bar{D}^* + D_s$ e (2) $J/\psi + K \rightarrow D_s^* + \bar{D}$	18
3.2	Vértice de interação $J/\psi D_s D_s$	19
3.3	Vértice de interação $K D_s^* D$	19
3.4	Vértice de interação $K D_s D^*$	20
3.5	Vértice de interação $\psi D^* D^*$	20
3.6	A figura do lado esquerdo mostra as contribuições de cada diagrama do processo J/ψ káons $\rightarrow \bar{D}^* D_s + D^* \bar{D}_s$ e a do lado direito nos dá as contribuições de cada diagrama do processo J/ψ káons $\rightarrow \bar{D} D_s^* + \bar{D}_s^* D$. As linhas cheias correspondem às seções de choque totais dos processos J/ψ káons $\rightarrow \bar{D}^* D_s + D^* \bar{D}_s$ e J/ψ káons $\rightarrow \bar{D} D_s^* + \bar{D}_s^* D$	24
3.7	Seção de choque total para os processos J/ψ káons $\rightarrow \bar{D}^* D_s + D^* \bar{D}_s$ (linha traço-ponto), $\bar{D} D_s^* + \bar{D}_s^* D$ (linha pontilhada). A linha sólida nos dá a seção de choque total de dissociação do J/ψ por káons. Por comparação, a linha tracejada dá a seção de choque $J/\psi \pi \rightarrow \bar{D} D^* + D \bar{D}^*$	25
3.8	Compara as seções de choque total de dissociação do J/ψ por káons usando valores das constantes de acoplamento a partir das relações de simetria SU(4): e modelo VMD para $g_{\psi DD}$ (linha ponto-traço), e valor experimental de $g_{\rho\pi\pi}$ (linha pontilhada).	26
3.9	Seções de choque total de dissociação do J/ψ por káons, sem fator de forma e usando valores das constantes de acoplamento das regras de soma da QCD e as relações de simetria SU(4), para os processos ψ káons $\rightarrow \bar{D}^* D_s + \bar{D}_s D^*$ (linha tracejada) e ψ káons $\rightarrow \bar{D} D_s^* + \bar{D}_s^* D$ (linha de traço longo). A linha sólida dá a seção de choque total.	29
3.10	O mesmo que a figura 3.9, mas com fator de forma.	30
3.11	Seção de choque total de dissociação do J/ψ como função da energia inicial. A linha solida e a tracejada dão os resultados para a dissociação do J/ψ por káons com e sem os fatores de forma, respectivamente.	31

4.1	Todos os diagramas de Feynman, incluindo os processos com paridade anômala, para o processo de dissociação do J/ψ por káons	35
4.2	Seção de choque total, sem os fatores de forma, para os processos J/ψ káons $\rightarrow \bar{D}^* D_s + D^* \bar{D}_s$ (linha ponto-traço), $\bar{D} D_s^* + \bar{D}_s^* D$ (linha pontilhada), $\bar{D} D_s + D \bar{D}_s$ (linha tracejada) e $\bar{D}^* D_s^* + D^* \bar{D}_s^*$ (linha de longo traço). A linha sólida dá a seção de choque total de dissociação do J/ψ por káons.	41
4.3	Mesma coisa que a figura 4.2, mas com fatores de forma	42
4.4	Seção de choque total de dissociação do J/ψ como função da energia inicial. As linhas sólidas e tracejadas dão os resultados para a dissociação do J/ψ por káons com e sem os fatores de forma, respectivamente. A linha pontilhada dá os resultados para a dissociação do J/ψ por píons com fatores de forma.	43
A.1	Representação fundamental 4	48
A.2	Representação singleto de $SU(4)$	49
A.3	Representação fundamental $\bar{4}$	49
A.4	Produto tensorial $4 \otimes \bar{4}$	49
A.5	Obtenção do numerador	50
A.6	Os nós associados a cada quadrado para a representação $4 \otimes \bar{4}$	50
B.1	diagrama para obtenção do produto escalar entre p_1 e p_3 no cálculo de q^2	55
C.1	Vértice de interação $J/\psi D_s^* D_s$	61
C.2	Vértice de interação $K D_s^* D^*$	62

Lista de Tabelas

2.1	Propriedades dos quarks - isospin, carga, estranheza, número bariônico, número de charme e hipercarga	7
2.2	Constituintes dos mésons pseudoescalares e vetoriais	10

Capítulo 1

Introdução

Um problema importante que tem aparecido no campo de colisões de íons pesados relativísticos é o tamanho da seção de choque de dissociação do charmonium por hádrons leves. Isto tem atraído muita atenção desde que, no início dos anos 80, cálculos teóricos usando a QCD indicaram a existência de um novo estado da matéria, no qual os constituintes dos hádrons, os quarks e glúons, estariam desconfinados formando um gás, o plasma de quarks e glúons (QGP). Este estado provavelmente existiu no universo primordial e pode também ainda existir no interior das estrelas mais densas.

Considerações teóricas predizem que a temperatura crítica para esta transição de fase da matéria nuclear para um plasma de quarks e glúons é de aproximadamente 150–200 MeV [2]. No laboratório tal temperatura pode ser obtida numa colisão de íons pesados relativísticos em experimentos com aceleradores.

Com o advento do Relativistic Heavy-Ion Collider (RHIC) em Brookhaven, nós agora somos capazes de estudar colisões nucleares a energias extremamente relativísticas (acima de 200A GeV) com íons tão pesados quanto núcleos de ouro ($A=197$). Estas energias excedem a energia de repouso do nucleon, $m_N = 0.94$ GeV, por isso o termo “ultrarelativístico” é aplicado.

Um dos principais objetivos científicos do RHIC é a procura do plasma de quarks e glúons. A “assinatura” da formação deste estado da matéria tem sido um dos grandes desafios, teórico e experimental, dos últimos tempos. De fato, não existe ainda um teste crucial capaz de separar a possível nova fase do fundo hadrônico denso. Entre as assinaturas propostas, uma das mais interessantes veio de Matsui e Satz [1]. Eles mostraram que, a altas temperaturas, no interior do QGP, além do desconfinamento ocorre também a blindagem de cor (color “screening”), também chamada blindagem de Debye, em virtude da qual, o potencial entre o quark e o anti-quark se torna de alcance tão curto que a formação do estado ligado é impossível, levando a uma redução na produção do charmonium em colisões de íons pesados relativísticos. Assim, uma das assinaturas experimentais que evidenciaríamos a formação do QGP seria a supressão do J/ψ . Essa supressão já foi observada experimentalmente pela colaboração NA38 em 1987 [3] em colisões com íons leves (com feixes incidentes de prótons, de oxigênio e enxofre), e mais drasticamente pela colaboração NA50 em 1995, 1996 e 1998

em colisões $Pb + Pb$, com $P_{lab} = 158$ GeV, no CERN-SPS [4, 5].

Para as colisões $p + A$, a supressão observada da J/ψ e ψ' pode ser explicada pela dissociação de um precursor comum, provavelmente um estado não ressonante octeto de cor nos quarks $((c\bar{c})_8g)$, pelos nucleons [6]. Essa sistemática se estende, para a J/ψ , até as reações $O + U$ e $S + U$, mas para a ψ' se observa uma supressão adicional [3]. Essa supressão adicional pode ser quantitativamente descrita pela dissociação da ψ' pelos hádrons que se movem junto “comoving hádrons” [7, 8, 9]. Somente dados mais recentes das colisões $Pb + Pb$ [3, 5] revelaram a presença de um mecanismo de supressão “anômala” adicional para a J/ψ .

Assim, enquanto que os dados antigos puderam ser razoavelmente bem explicados por modelos hadrônicos “convencionais”, os dados de 1998 da colaboração NA50 criaram uma grande controvérsia, e na ref. [5] foi reportado que a supressão anômala observada do J/ψ já indicou a formação do QGP.

Entretanto, existem cálculos que reproduzem razoavelmente bem os dados da colaboração NA50 até as energias transversais mais altas [10, 11, 12], baseados somente na dissociação hadrônica da J/ψ . Portanto, enquanto existem sugestões de que a supressão anômala pode ser devida à formação do QGP, outros mecanismos mais convencionais, baseados na dissociação da J/ψ por hádrons, ainda devem ser considerados.

O principal ingrediente nos cálculos baseados na dissociação hadrônica da J/ψ é a grandeza da seção de choque de dissociação da J/ψ pelos hádrons, que não é experimentalmente conhecida, e que não pode ser calculada de primeiros princípios. Valores confiáveis para a seção de choque são de crucial importância no contexto da física do plasma de quarks e glúons. A seção de choque de dissociação do J/ψ por hádrons leves tem sido investigada por vários métodos. Os valores estimados para a seção de choque mostram uma forte dependência dos modelos hadrônicos e do que é assumido no mecanismo de dissociação empregado no cálculo.

Parte destas interações acontecem nos estágios iniciais das colisões núcleo-núcleo e portanto a altas energias ($\sqrt{s} \sim 10 - 20$ GeV) e poderia-se tentar aplicar o método da QCD perturbativa. Estimativas usando este método dão valores que são muito pequenos para explicar a supressão observada. Por exemplo, para explicar a supressão da J/ψ observada nas colisões $p + A$ precisa-se de uma seção de choque de dissociação de ~ 7.5 mb, mas na QCD perturbativa no limite de massa do quark charm pesado [13] Kharzeev *et. al.* [6, 14] encontraram uma seção de choque muito pequena, da ordem de μb .

Por outro lado, uma parte significativa das interações hádron-charmonium ocorrem quando outras partículas leves já foram produzidas, formando uma “bola de fogo”. Interações dentro desta “bola de fogo” acontecem a energias muito menores ($\sqrt{s} \leq 5$ GeV) e então temos que aplicar QCD não-perturbativa. Na ref. [15], Martins, Blaschke e Quack investigaram o processo de dissociação do charmonium $\pi + J/\psi \rightarrow D^* + \bar{D}, D + \bar{D}^*$ e $D^* + \bar{D}^*$, usando o modelo de troca de quarks, e encontraram uma forte intensidade perto do limiar com uma queda exponencial a altas energias. O pico foi encontrado em $\sqrt{s} \simeq 4$ GeV, com o valor de aproximadamente 7 mb. Este resultado foi melhorado por Wong, Swanson, e Barnes [9] usando um modelo de troca de quarks e funções de onda dos hádrons. A seção de choque encontrada para $\pi + J/\psi$ foi relativamente pequena com um máximo de aproximadamente 1mb.

Outro método para o estudo da dissociação do J/ψ é o uso de lagrangianas efetivas. Neste método considera-se a troca de mésons na interação para estimar a seção de choque de dissociação do J/ψ . Na ref. [16], Matinyan e Müller calcularam diagramas com troca de mésons D e encontraram uma seção de choque pequena da ordem de 0.3 mb, para $\pi + J/\psi$ e $\rho + J/\psi$. A seção de choque obtida cresce com a energia. Este cálculo foi melhorado por Haglin [17], que incluiu troca de mésons D^* e acoplamentos de quadri-vértice no mecanismo de dissociação do J/ψ . Cálculos similares foram feitos por Lin e Ko [18]. Estes novos resultados mostraram uma seção de choque para $\pi + J/\psi \rightarrow D^* + \bar{D}$ e $D + \bar{D}^*$ ao redor de 20 mb à energia de $\sqrt{s} = 4$ GeV, e nas altas energias, a seção de choque saturava em aproximadamente 30 mb. Entretanto, para uma estrutura realística dos mésons é necessário considerar o fator de forma nos cálculos o que geralmente, reduz a seção de choque. Com fatores de forma e parâmetros cut-off apropriados, Lin e Ko [18] concluíram que a saturação da seção de choque de dissociação para $\pi + J/\psi$ e $\rho + J/\psi$ estão ao redor de 7 mb e 3 mb, respectivamente.

O objetivo deste projeto é obter e avaliar a seção de choque de dissociação do charmonium por káons. Apesar de ser uma partícula estranha, a massa do káon ($s\bar{q}$), da ordem 490 MeV/ c^2 , é menor do que a massa do méson ρ , que é da ordem de 770 MeV/ c^2 . É portanto muito provável que entre os “comoving hadrons” exista uma quantidade significativa de káons. Assim, o conhecimento da seção de choque de dissociação do charmonium pelos káons é muito importante para que um quadro mais completo sobre a dissociação do charmonium pelos “comoving hadrons” seja formado.

Os processos que consideramos neste projeto são:

$$\begin{aligned} \text{káons} + J/\psi &\rightarrow \bar{D}D_s \text{ ou } D\bar{D}_s \\ \text{káons} + J/\psi &\rightarrow \bar{D}D_s^* \text{ ou } D\bar{D}_s^* \\ \text{káons} + J/\psi &\rightarrow \bar{D}^*D_s \text{ ou } D^*\bar{D}_s \\ \text{káons} + J/\psi &\rightarrow \bar{D}^*D_s^* \text{ ou } D^*\bar{D}_s^* \end{aligned}$$

que envolvem a troca dos mésons D, D^*, D_s e D_s^* . As diferenças nas massas dos mésons D_s e D_s^* , com relação aos mésons D e D^* , são de aproximadamente 100 MeV, respectivamente. Essas diferenças não são suficientes para que os processos com troca de mésons charmosos-estranhos sejam suprimidos. Claramente isso levará a um aumento de diagramas com mesmos estados finais, quando comparado com processos envolvendo píons. Compararemos nosso resultado com resultados de outras referências de processos envolvendo píons.

Nós vamos usar o modelo do troca de mésons baseado em lagrangianas efetivas para quantificar a seção de choque em um tratamento consistente com a invariância de calibre. Todos os modelos de troca de mésons dos autores citados anteriormente usam a mesma lagrangiana efetiva - a lagrangiana de Yang-Mills SU(4) mínima. Devido a isso, duas questões imediatas aparecem.

A primeira é o uso da simetria SU(4) na construção das lagrangianas efetivas, pois quando observamos o espectro hadrônico, vemos que as massas de alguns mésons são muito maiores

que outros, por exemplo, o J/ψ que tem uma massa da ordem de aproximadamente 3 GeV que é muito maior do que a massa do ρ que tem aproximadamente 800 MeV, o que quebra muito fortemente a simetria SU(4). Entretanto, usaremos a simetria SU(4) para listar as possíveis interações entre os multipletos de mésons e usaremos a fenomenologia quando possível para estimar os acoplamentos das respectivas interações.

A segunda questão é se todas as interações possíveis são consideradas. Esta é uma questão que estamos interessadas em analisar também neste trabalho. Iremos analisar como as interações de paridade anômala que são conectadas à ação do calibre de Wess-Zumino influenciarão na obtenção do valor da seção de choque. Na ref. [19] Y.Oh, S.H.Lee e T. Song, calcularam a seção de choque da interação $\pi - J/\psi$ e observaram que o termo anômalo $D^*D^*\pi$ era essencial e requerido pela simetria de quark pesado e sua constante de acoplamento estava vinculada com o acoplamento $D^*D\pi$. A inclusão deste acoplamento anômalo abriu novos canais de dissociação que até então não haviam sido considerados na literatura. Veremos que estes termos abrem novos canais e mecanismos que não podemos ignorar. Portanto, para ter uma estimativa mais completa da seção de choque de dissociação do charmonium no modelo hadrônico, é necessário e importante ver os efeitos das interações anômalas em tais processos.

Esta dissertação está organizada da seguinte maneira: No capítulo 2, obtivemos as lagrangianas efetivas relevantes para os processos que estamos considerando, no capítulo 3 obtivemos a seção de choque de dissociação do J/ψ por káons sem considerar nenhum termo anômalo, no capítulo 4 nós incluímos os termos anômalos e no capítulo 5 apresentamos nossas conclusões e discussões.

Capítulo 2

Lagrangianas

2.1 Os mésons pseudoescalares e vetoriais

São nove os mésons pseudoescalares e nove os mésons vetoriais. Os mésons pseudoescalares são caracterizados por terem o spin nulo e paridade negativa. Se desenharmos esses mésons num gráfico de estranheza em função da hipercarga obtemos a figura 2.1(a). Ela mostra um padrão fascinante que aparece quando se esquetiza a estranheza desses mésons, em função da projeção do isospin no eixo 3, com um eixo oblíquo para os números quânticos de carga. Seis dos oito mésons formam um hexágono com os dois mésons remanescentes no centro da figura. Este gráfico e outros semelhantes são chamados modelos do “eightfold way” e foram propostos independentemente, em 1961, por Murray Gell-Mann, do Instituto de Tecnologia da Califórnia e por Yuval Ne’eman, do Imperial College, de Londres [20, 21]. O padrão que aparece na figura 2.1(a) é um exemplo representativo de um número maior de figuras simétricas nas quais os diversos grupos de mésons e também de bárions podem ser agrupados.

O octeto é conseguido correlacionando-se as propriedades dos mésons e dos bárions, como carga, hipercarga e isospin, pois descobriu-se que seria útil empregar um número quântico Y , denominado hipercarga, ao invés do número quântico estranheza S . A hipercarga é definida pela fórmula de Gell-Mann-Nishijima:

$$Y = S + B \quad (2.1)$$

onde B é o número bariônico. Como B é conservado em todas as interações, as regras relativas à conservação de S se aplicam imediatamente a Y . E o isospin I é um método de classificar partículas que têm mesma massa e propriedades de interação, mas têm cargas diferentes.

Observe na figura 2.1(a) que o eixo vertical Y diz a estranheza da partícula, ou seja, as partículas K^0 e K^+ têm estranheza $+1$, as partículas π^- , π^0 , η^0 e π^+ têm estranheza 0 e K^- e \bar{K}^0 têm estranheza -1 . No eixo oblíquo temos as cargas das partículas e verificamos que K^+ e π^+ têm carga $+1$, π^- e K^- têm carga -1 e K^0 , π^0 , η^0 e \bar{K}^0 têm carga nula. Isso mostra que K^+ e K^0 formam um par de mésons com mesma massa mas cargas diferentes formando um dubleto de isospin e portanto I_3 para cada um é $1/2$ e $-1/2$, respectivamente.

O mesmo ocorre com o par K^- e \bar{K}^0 . Os pión, cujas massas são iguais e diferem apenas na carga, formam um tripleto de isospin. Assim, I_3 é igual -1 , 0 , $+1$ para o π^- , π^0 e π^+ , respectivamente. Em 1964, Murray Gell-Mann e George Zweig, independentemente, sugeriram que as figuras do “eightfold way” poderiam ser entendidas de maneira simples, se os mésons (e também os bárions) fossem constituídos por subunidades que Gell-Mann denominou de quarks [20, 21]. Para explicar todos os hádrons observados nessa época era necessário a existência de apenas três quarks, os quarks up (u), down (d) e strange (s), cujas propriedades estão descritas na tabela 2.1 abaixo. Os nomes destes quarks não têm outro significado a não ser o de identificá-los convenientemente. Esses nomes são conhecidos popularmente como sabores dos quarks.

Uma propriedade particular dos quarks é que eles têm cargas fracionárias do elétron, veja tabela 2.1. Cada quark tem um antiquark com carga elétrica, número bariônico e estranheza com sinais opostos. O quark estranho tem o valor da estranheza igual a -1 e os outros quarks tem $S = 0$.

Entretanto outras partículas que não se encaixavam neste padrão foram descobertas. A fim de explicá-las precisamos de mais três quarks, o charme (c), o top (t) e o bottom (b). Estes três quarks são excepcionalmente pesados, sendo o mais leve o charme, quase duas vezes mais pesado que o próton. A fim de gerar partículas que contêm esses três quarks é necessário dispor de energias muito altas e é esta a razão de os três novos quarks não terem sido descobertos mais cedo.

A primeira partícula observada que contém o quark c foi o méson J/ψ , cuja estrutura é $c\bar{c}$. Essa partícula foi descoberta simultânea e independentemente em 1974 pelos grupos liderados por Samuel Ting, no Laboratório Nacional do Brookhaven e por Burton Richter, na Universidade de Stanford. Com a descoberta do quark c, um novo número quântico chamado charme C foi introduzido e o valor de C é igual a $+1$ para partículas que contenham o quark c. Partículas que não contêm o quark c têm charme $C = 0$, e partículas que contenham o quark \bar{c} possuem $C = -1$. O charme é similar a estranheza, ou seja, é conservada em interações fortes e eletromagnéticas, mas não em interações fracas. Agora as fórmulas de Gell-Mann-Nishijima para a carga elétrica e hipercarga ficam:

$$Y = B + S - C \quad (2.2)$$

e

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} + C \quad (2.3)$$

Na tabela 2.1 encontram-se as propriedades dos quarks u , d , s e c , como isospin, projeção do isospin na componente 3, carga, estranheza, número bariônico, número quântico de charme e hipercarga:

componente 3, carga, estranheza, número

q	I	I_3	Q	S	B	C	Y
u	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$
d	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$
s	0	0	$-\frac{1}{3}$	-1	$\frac{1}{3}$	0	$-\frac{2}{3}$
c	0	0	$\frac{2}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	+1	$-\frac{1}{3}$

Tabela 2.1: Propriedades dos quarks - isospin, carga, estranheza, número bariônico, número de charme e hipercarga

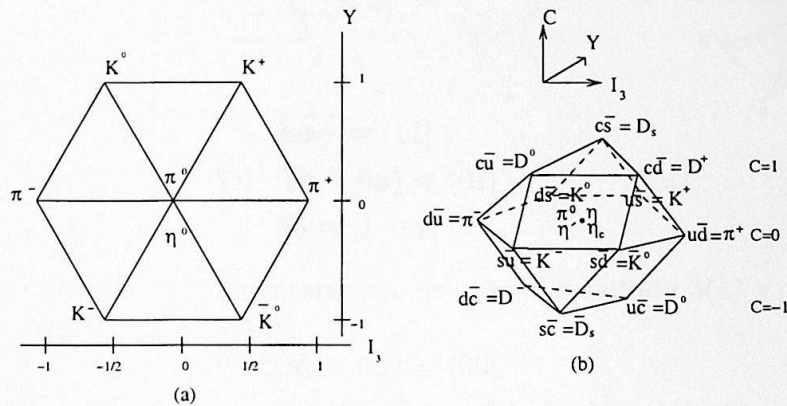


Figura 2.1: Representação dos mésons em SU(3) na letra (a) e em SU(4) na letra (b)

A figura do octeto, em 2.1(a), incluindo a dupla ocupação na posição central, é uma das figuras obtidas pelas propriedades de simetria do grupo SU(3), que envolvem matrizes 3x3 unitárias especiais. O méson η' ocupa um estado singleto, completando a classificação para todos os nove mésons conhecidos. Com a descoberta do charme, a figura passa a ser espacial com a coordenada do número quântico de charm a mais. Esta extensão chamada teoria SU(4) que envolve o grupo de matrizes 4x4 unitárias especiais está representada na figura 2.1(b). As figuras do "Eightfold Way" têm, em relação à física de partículas, o mesmo papel que a Tabela Periódica tem para a química. Em cada caso há uma figura organizada onde as vacâncias (partículas ausentes ou elementos ausentes) se sobressaem e apontam os caminhos de busca para os experimentais. As figuras do "Eightfold Way" sugerem, fortemente, que os mésons e os bárions devem ter estrutura interna organizada, em função da qual suas propriedades possam ser entendidas. Essa estrutura é o modelo de quarks. Vamos estudar a figura 2.1(a). No começo desta seção, dissemos que são nove os mésons e na figura aparecem oito. Nós obtemos os nove mésons simplesmente combinando os quarks u, d, s e os antiquarks $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ em todas as combinações possíveis. Ao fazermos isso, chegamos a três estados neutros com estranheza 0 ($u\bar{u}, d\bar{d}$ e $s\bar{s}$) e não era claro quais destes eram o π^0 , o η e o η' . Os quarks up e down constituem um dubleto de isospin:

$$u = \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle, d = \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \quad (2.4)$$

e para os antiquarks:

$$\bar{d} = -\left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle, \bar{u} = \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \quad (2.5)$$

Note que \bar{d} carrega $I_3 = \frac{1}{2}$, e \bar{u} tem $I_3 = -\frac{1}{2}$, ou seja, a partícula com a maior carga é a que tem o maior I_3 . Quando nós combinamos duas partículas com $I = \frac{1}{2}$, nós obtemos o isotripleto

$$\begin{aligned} |11\rangle &= -u\bar{d} \\ |10\rangle &= (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2} \\ |1-1\rangle &= d\bar{u} \end{aligned} \quad (2.6)$$

e o isosinglete

$$|00\rangle = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2} \quad (2.7)$$

No caso dos mésons pseudoescalares o tripleto é o pion; e para o caso dos mésons vetoriais o tripleto é o ρ . Evidentemente nem o π^0 (nem o ρ^0) são $u\bar{u}$ ou $d\bar{d}$, mas a combinação linear deles, como em 2.6. Com a combinação isosinglete dada pela equação (2.7) e o $s\bar{s}$, nós obtemos dois estados com $I = 0$ que podem representar η e η' (ou w e ϕ). Aqui a situação não é tão clara pelo fato destas partículas carregarem números quânticos idênticos, e elas tendem a se misturar. No caso de mésons pseudoescalares os estados físicos são:

$$\eta = (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})/\sqrt{6} \quad (2.8)$$

$$\eta' = (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})/\sqrt{3} \quad (2.9)$$

e para os mésons vetoriais, eles são (dominantemente):

$$w = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2} \quad (2.10)$$

$$\phi = s\bar{s} \quad (2.11)$$

Como o $SU(3)$ é uma boa simetria, as combinações são mais naturais, assim o η' , que é simétrico em relação a u , d e s , não é afetado pelas transformações $SU(3)$, sendo ele um singlete, da mesma maneira como o π^0 é um singlete sob transformações $SU(2)$ (isospin). No

caso dos mésons vetoriais, nem o ϕ nem o ω são singletos em SU(3), eles são maximamente “misturados”, assim o quark estranho é isolado dos outros dois.

Na linguagem de teoria de grupos, os três quarks leves pertencem a representação fundamental (denotada 3) do grupo SU(3), e os antiquarks pertencem à representação conjugada ($\bar{3}$), veja figura 2.2(a) abaixo:

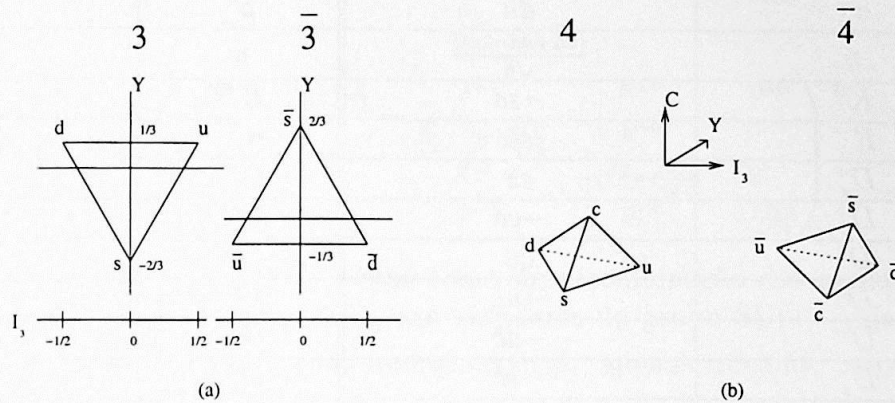


Figura 2.2: Representações fundamentais para os quarks denotada 3(4) e para os antiquarks denotada $\bar{3}(\bar{4})$ do grupo SU(3)(SU(4)).

Fazendo a combinação destas representações, ou seja, o produto tensorial, obtemos um octeto e um singlete [20, 21]:

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1 \tag{2.12}$$

Toda a análise feita até agora, também é válida para a teoria de grupo SU(4), porém agora os quatro quarks que são usados neste trabalho pertencem à representação fundamental (denotada 4) de SU(4), e os antiquarks pertencem à $\bar{4}$ como na figura 2.2(b). Assim [20, 21] (veja também o apêndice A),

$$4 \otimes \bar{4} = 15 \oplus 1 \tag{2.13}$$

É o resultado desse produto tensorial que está representado na figura 2.1(b). Podemos verificar que nós temos 15-pletos de mésons pseudoescalares e de mésons vetoriais. Ele é feito do octeto usual SU(3) e do singlete de SU(3) com $C = 0$ mais três mésons com $C = +1$ (um dubleto de isospin denotado por D e um singlete de isospin denotado por D_s) e três mésons com $C = -1$. Além disso está incluído o méson η' [21].

Se a simetria SU(4) fosse perfeita, todas as partículas em um dado supermultiplo teriam massas iguais. Mas é obvio que não são, os mésons D têm massa por volta de 4 vezes a massa do káon, por exemplo. A quebra de simetria de sabor é devida ao fato dos quarks terem massas diferentes; as massas dos quarks u e d são aproximadamente iguais (devido a isto a

Méson pseudoescalar	Constituintes do méson	Méson vetor	constituintes do méson
K^+	$u\bar{s}$	K^{*+}	$u\bar{s}$
K^0	$d\bar{s}$	K^{*0}	$d\bar{s}$
π^+	$-ud$	ρ^+	$-ud$
π^0	$\frac{(u\bar{u}-d\bar{d})}{\sqrt{2}}$	ρ^0	$\frac{(u\bar{u}-d\bar{d})}{\sqrt{2}}$
π^-	$d\bar{u}$	ρ^-	$d\bar{u}$
η	$\frac{(u\bar{u}+d\bar{d}-2s\bar{s})}{\sqrt{6}}$	ω	$\frac{u\bar{u}+d\bar{d}}{\sqrt{2}}$
K^0	$-sd$	K^{*0}	$-sd$
K^-	$s\bar{u}$	K^{*-}	$s\bar{u}$
D_s^+	$c\bar{s}$	D_s^{*+}	$c\bar{s}$
D^+	$-cd$	D^{*+}	$-cd$
D^0	$c\bar{u}$	D^{*0}	$c\bar{u}$
\bar{D}^0	$-u\bar{c}$	\bar{D}^{*0}	$-u\bar{c}$
D^-	$-d\bar{c}$	D^{*-}	$-d\bar{c}$
D_s^-	$-s\bar{c}$	D_s^{*-}	$-s\bar{c}$
η_c	$\frac{(u\bar{u}+d\bar{d}+s\bar{s}-3c\bar{c})}{\sqrt{12}}$	J/ψ	$c\bar{c}$
η'	$\frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$	ϕ	$s\bar{s}$

Tabela 2.2: Constituintes dos mésons pseudoescalares e vetoriais

simetria SU(2) é quase exata), mas a massa do quark s é substancialmente maior e a massa do quark c é muito maior do que a massa de quaisquer dos três quarks leves, dizemos então que a simetria é fortemente quebrada por transformações de SU(4).

Porém, para podermos incluir mésons charmosos, o grupo que potencialmente contém a fenomenologia relevante é o SU(4). Assim, vamos considerar neste trabalho as simetrias de SU(4).

Como já foi dito, os quarks pertencem à representação fundamental de SU(4):

$$q_i = \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \\ c \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Na tabela 2.2 temos os constituintes dos mésons pseudoescalares e vetoriais.

Definimos as matrizes P e V (que serão usadas neste trabalho) para mésons pseudoesca-

lares e vetoriais [18, 19, 20, 22], respectivamente:

$$P = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} + \frac{\eta_8}{\sqrt{12}} & \pi^+ & K^+ & \bar{D}^0 \\ \pi^- & -\frac{\eta^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} + \frac{\eta_8}{\sqrt{12}} & K^0 & D^- \\ K^- & K^0 & -\sqrt{\frac{2}{3}}\eta + \frac{\eta_8}{\sqrt{12}} & D_s^- \\ D^0 & D^+ & D_s^+ & -\frac{3\eta_8}{\sqrt{12}} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

e

$$V = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\omega}{\sqrt{6}} + \frac{J/\psi}{\sqrt{12}} & \rho^+ & K^{*+} & \bar{D}^{*0} \\ \rho^- & -\frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\omega}{\sqrt{6}} + \frac{J/\psi}{\sqrt{12}} & K^{*0} & D^{*-} \\ K^{*-} & K^{*0} & -\sqrt{\frac{2}{3}}\omega + \frac{J/\psi}{\sqrt{12}} & D_s^{*-} \\ D^{*0} & D^{*+} & D_s^{*+} & -\frac{3J/\psi}{\sqrt{12}} \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

As matrizes P e V podem ser escritas como uma combinação dos geradores de $SU(4)$ com $P = \phi_j \lambda_j$ e $V = V_j^\mu \lambda_j$ onde os λ_j são geradores do grupo $SU(4)$ (veja apêndice A), $\phi_j = i\bar{q}\gamma_5 \frac{\lambda_j}{2} q$ e V_j^μ são construídos em analogia com ϕ_j , apenas trocando γ_5 por γ^μ .

2.2 Lagrangianas Efetivas

A lagrangiana chiral definida em termos desses campos mesônicos é dada por [18]:

$$\mathcal{L}_0 = Tr(\partial_\mu P^\dagger \partial^\mu P) - \frac{1}{2} Tr(F_{0\mu\nu}^\dagger F_0^{\mu\nu}), \quad (2.17)$$

onde $F_{0\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$ lembrando que P é a matriz de mésons pseudoescalares e V_μ é a matriz de mésons vetoriais obtidas na seção anterior nas equações 2.15 e 2.16.

Para obtermos as interações entre mésons pseudoescalares e vetoriais, nós introduzimos a substituição mínima:

$$\partial_\mu P \rightarrow D_\mu P = \partial_\mu P - i\frac{g}{2}[V_\mu, P], \quad (2.18)$$

$$F_{0\mu\nu} \rightarrow F_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu - i\frac{g}{2}[V_\mu, V_\nu], \quad (2.19)$$

onde g é uma constante genérica e D_μ é chamado de derivada covariante. Assim, a lagrangiana que inclui interações entre mésons pseudoescalares e vetoriais é:

$$\mathcal{L} = Tr(D_\mu P^\dagger D^\mu P) - \frac{1}{2} Tr(F_{\mu\nu}^\dagger F^{\mu\nu}). \quad (2.20)$$

Usando as equações (2.18) e (2.19) em (2.20) obtemos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = \mathcal{L}_0 &+ \frac{ig}{2} Tr(\partial^\mu P [P^\dagger, V_\mu^\dagger] + \partial^\mu P^\dagger [P, V_\mu]) - \frac{g^2}{4} Tr([P^\dagger, V_\mu^\dagger][P, V_\mu]) \\ &+ \frac{ig}{2} Tr(\partial^\mu V^\nu [V_\mu^\dagger, V_\nu^\dagger] + \partial_\mu V_\nu^\dagger [V^\mu, V^\nu]) + \frac{g^2}{8} Tr([V^\mu, V^\nu][V_\mu^\dagger, V_\nu^\dagger]), \end{aligned} \quad (2.21)$$

onde \mathcal{L}_0 é dado pela equação (2.17).

A hermiticidade de P e V reduz isto a

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + igTr(\partial^\mu P[P, V_\mu]) - \frac{g^2}{4}Tr([P, V_\mu]^2) + igTr(\partial^\mu V^\nu[V_\mu, V_\nu]) + \frac{g^2}{8}Tr([V^\mu, V^\nu]^2). \quad (2.22)$$

O termo linear em g está relacionado com os tri-vértices e o termo quadrático g^2 está relacionado com os quadri-vértices [17]. Os bósons vetoriais desempenham o papel de bósons de calibre. Como é usual em estratégias de teorias de campo efetivas, para manter a invariância de calibre, os termos de ordem g^2 não podem ser eliminados como na ref. [16].

Uma maneira possível para se obter uma lagrangiana envolvendo a interação entre 3 ou 4 mésons específicos é substituir todos os outros mésons nas matrizes P e V das equações (2.15) e (2.16), que não são de interesse, por zero. Abaixo, serão mostrados 3 exemplos dos quais 2 são de interação entre mésons pseudoescalar-pseudoescalar-vetor e um exemplo de interação entre mésons vetor-vetor-vetor.

O primeiro exemplo que mostrarei será como obter o cálculo de $\mathcal{L}_{\psi DD}$. Neste caso, o único méson de interesse na matriz P é o méson D e o único méson de interesse na matriz V é o J/ψ . Assim,

$$P = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \bar{D} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & D & 0 & 0 \end{pmatrix}, V_\mu = \frac{1}{\sqrt{24}} \begin{pmatrix} \psi_\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \psi_\mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \psi_\mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -3\psi_\mu \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

Então:

$$[P, V_\mu] = \frac{1}{2\sqrt{12}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -4\psi_\mu \bar{D} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 4\psi_\mu D & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.24)$$

Portanto,

$$\mathcal{L}_{\psi DD} = igTr(\partial^\mu P[P, V_\mu]) = \frac{i}{\sqrt{6}}g\psi_\mu[D\partial^\mu \bar{D} - \bar{D}\partial^\mu D] \quad (2.25)$$

Se $J^\mu = D\partial^\mu \bar{D} - \bar{D}\partial^\mu D$ for uma corrente, então podemos calcular $\partial_\mu J^\mu = D\partial_\mu \partial^\mu \bar{D} - \bar{D}\partial_\mu \partial^\mu D$ e sabendo que a equação de Klein - Gordon neste caso é $\partial_\mu \partial^\mu D - m^2 D = 0$, então $\partial_\mu J^\mu = 0$. Dessa forma, podemos entender a lagrangiana na equação (2.25) como o acoplamento de um campo vetorial a uma corrente conservada. Verificamos, também, que devido à contração dos índices, esta lagrangiana é um escalar, como deveria ser. Vamos analisar agora a paridade da lagrangiana. Como os quarks podem somente ser criados ou destruídos em interações fortes e eletromagnéticas como par partícula-antipartícula, então as

paridades intrínsecas dos quarks são inderteminadas e podem ser fixadas por convenção. A convenção usual é

$$P_u = P_d = P_s = P_c = P_b = P_t = 1, \quad (2.26)$$

implicando em

$$P_{\bar{u}} = P_{\bar{d}} = P_{\bar{s}} = P_{\bar{c}} = P_{\bar{b}} = P_{\bar{t}} = -1 \quad (2.27)$$

para os antiquarks. Com essa convenção, podemos predizer as paridades dos hádrons a partir das estruturas dos quarks assumidos por eles, lembrando que o referencial de repouso do quark é o mesmo que o referencial do centro de massa do sistema do estado fundamental do quark, temos que a paridade (intrínseca) P_M para um méson $M = a\bar{b}$ é:

$$P_M = P_a P_b (-1)^L = (-1)^{L+1}, \quad (2.28)$$

onde L é o momento angular orbital do par $q\bar{q}$ e as letras para os quarks a e b podem ser u , d , s ou c . Para mésons com $L=0$, teremos paridade negativa. No caso de $L=0$, $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} = \vec{S}$, e como o spin dos mésons é apenas a soma dos spins do quark e do antiquark então J só pode ser 0 ou 1. Os mésons com paridade negativa observados experimentalmente são uma família de dezesseis partículas com spin-paridade $J^P = 0^-$, que são os mésons pseudoescalares de $SU(4)$, e uma família de dezesseis partículas com spin-paridade $J^P = 1^-$, que são os mésons vetoriais, com os quais estaremos trabalhando. Como ∂^μ também tem paridade negativa, a lagrangiana dada acima tem paridade positiva, que também está de acordo com o que deveríamos esperar.

Outro exemplo que podemos citar é o cálculo da lagrangiana da interação $K - D - D_s^*$ ($\mathcal{L}_{KDD_s^*}$). Neste caso, os mésons de interesse na matriz P são o káon e o méson D e o de interesse na matriz V é o méson D_s^* .

$$P = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & K & \bar{D} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \bar{K} & 0 & 0 & 0 \\ D & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, V_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & D_{s\mu}^* \\ 0 & 0 & D_{s\mu}^* & 0 \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

$$[P, V_\mu] = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \bar{D}D_{s\mu}^* & KD_{s\mu}^* \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -DD_{s\mu}^* & 0 & 0 & 0 \\ -\bar{K}D_{s\mu}^* & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.30)$$

Portanto:

$$\mathcal{L}_{KDD_s^*} = igTr(\partial^\mu P[P, V_\mu]) = \frac{i}{2\sqrt{2}}g[D_s^{*\nu}(\bar{D}\partial_\nu K - \partial_\nu \bar{D}K) - D_s^{*\nu}(D\partial_\nu \bar{K} - \partial_\nu D\bar{K})]. \quad (2.31)$$

Novamente observa-se que a lagrangiana (2.31) é um escalar e tem paridade positiva.

Além do mais, se considerarmos a corrente $J^\nu = D\partial^\nu \bar{K} - \bar{K}\partial^\nu D$, podemos calcular $\partial_\nu J^\nu = D\partial_\nu \partial^\nu \bar{K} - \bar{K}\partial_\nu \partial^\nu D$, e novamente usando a equação de Klein - Gordon $\partial_\nu \partial^\nu D - m^2 D = 0$. O mesmo vale para \bar{K} . Na simetria SU(4) as massas dos mésons D e \bar{K} são iguais, portanto $\partial_\nu J^\nu = 0$ significando que aqui também o campo vetorial se acopla a uma corrente conservada, mas só para um SU(4) exato. O último exemplo é o cálculo de $\mathcal{L}_{\psi D^* D^*}$.

$$P = 0, V_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \frac{\psi_\mu}{\sqrt{12}} & 0 & 0 & \bar{D}_\mu^* \\ 0 & \frac{\psi_\mu}{\sqrt{12}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\psi_\mu}{\sqrt{12}} & 0 \\ D_\mu^* & 0 & 0 & -\frac{3\psi_\mu}{\sqrt{12}} \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

$$[V_\mu, V_\nu] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \bar{D}_\mu^* D_\nu^* - \bar{D}_\nu^* D_\mu^* & 0 & 0 & \frac{4}{\sqrt{12}}(\psi_\mu \bar{D}_\nu^* - \psi_\nu \bar{D}_\mu^*) \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{4}{\sqrt{12}}(\psi_\nu D_\mu^* - \psi_\mu D_\nu^*) & 0 & 0 & 2(\bar{D}_\mu^* D_\nu^* - \bar{D}_\nu^* D_\mu^*) \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

Portanto,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\psi D^* D^*} &= ig \text{Tr}(\partial^\mu V^\nu [V_\mu, V_\nu]) = \frac{i}{\sqrt{6}} g [\psi^\mu (\partial_\mu D_s^{*\nu} \bar{D}_{s\nu}^* - D_s^{*\nu} \partial_\mu \bar{D}_{s\nu}^*) + \\ &(\partial_\mu \psi^\nu D_{s\nu}^* - \psi^\nu \partial_\mu D_{s\nu}^*) \bar{D}_s^{*\mu} + D_s^{*\mu} (\psi^\nu \partial_\mu \bar{D}_{s\nu}^* - \partial_\mu \psi^\nu \bar{D}_{s\nu}^*)] \end{aligned} \quad (2.34)$$

Os processos que consideraremos, inicialmente, são:

$$\begin{aligned} \text{káons} + J/\psi &\rightarrow \bar{D}D_s^* \text{ ou } D\bar{D}_s^* \\ \text{káons} + J/\psi &\rightarrow \bar{D}^*D_s \text{ ou } D^*\bar{D}_s \end{aligned} \quad (2.35)$$

e as lagrangianas efetivas relevantes para a dissociação do J/ψ por káons são:

$$\mathcal{L}_{\psi DD} = ig_{\psi DD} \psi^\mu (D\partial_\mu \bar{D} - \partial_\mu D\bar{D}), \quad (2.36)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\psi D^* D^*} &= ig_{\psi D^* D^*} [\psi^\mu (\partial_\mu D_s^{*\nu} \bar{D}_\nu^* - D_s^{*\nu} \partial_\mu \bar{D}_\nu^*) + (\partial_\mu \psi^\nu D_\nu^* \\ &- \psi^\nu \partial_\mu D_\nu^*) \bar{D}_s^{*\mu} + D_s^{*\mu} (\psi^\nu \partial_\mu \bar{D}_\nu^* - \partial_\mu \psi^\nu \bar{D}_\nu^*)], \end{aligned} \quad (2.37)$$

$$\mathcal{L}_{\psi D_s D_s} = ig_{\psi D_s D_s} \psi^{*\mu} (D_s \partial_\mu \bar{D}_s - \partial_\mu D_s \bar{D}_s), \quad (2.38)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\psi D_s^* D_s^*} &= ig_{\psi D_s^* D_s^*} [\psi^\mu (\partial_\mu D_s^{*\nu} \bar{D}_{s\nu}^* - D_s^{*\nu} \partial_\mu \bar{D}_{s\nu}^*) + (\partial_\mu \psi^\nu D_{s\nu}^* \\ &- \psi^\nu \partial_\mu D_{s\nu}^*) \bar{D}_s^{*\mu} + D_s^{*\mu} (\psi^\nu \partial_\mu \bar{D}_{s\nu}^* - \partial_\mu \psi^\nu \bar{D}_{s\nu}^*)], \end{aligned} \quad (2.39)$$

$$\mathcal{L}_{KD_s D} = ig_{KD_s D} [D_s^{*\mu} (\bar{D}\partial_\mu \bar{K} - \partial_\mu \bar{D}\bar{K}) - \bar{D}_s^{*\mu} (D\partial_\mu K - \partial_\mu DK)], \quad (2.40)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{KD^* D_s} &= ig_{KD^* D_s} [D^{*\mu} (\bar{D}_s \partial_\mu K - \partial_\mu \bar{D}_s K) \\ &- \bar{D}_s^{*\mu} (D_s \partial_\mu \bar{K} - \partial_\mu D_s \bar{K})], \end{aligned} \quad (2.41)$$

$$\mathcal{L}_{K\psi D^* D_s} = -g_{K\psi D^* D_s} \psi^\mu (\bar{D}_s D_\mu^* K + D_s \bar{D}_\mu^* \bar{K}), \quad (2.42)$$

$$\mathcal{L}_{K\psi DD_s^*} = -g_{K\psi DD_s^*} \psi^\mu (\bar{D}_{s\mu}^* DK + D_{s\mu}^* \bar{D}\bar{K}). \quad (2.43)$$

Nas lagrangianas acima, $D \equiv (D^0, D^+)$ e $D^* \equiv (D^{*0}, D^{*+})$ denotam os dubletos dos mésons charmosos pseudoescalares e vetoriais, respectivamente. Da simetria exata de $SU(4)$, nós obtemos as seguintes relações entre as constantes de acoplamento nas lagrangianas:

$$\begin{aligned}
 g_{\psi DD} &= g_{\psi D_s D_s} = g_{\psi D^* D^*} = g_{\psi D_s^* D_s^*} = \frac{g}{\sqrt{6}}, \\
 g_{K D^* D_s} &= g_{K D D_s^*} = \frac{g}{2\sqrt{2}}, \\
 g_{K \psi D^* D_s} &= g_{K D^* D_s} \cdot g_{\psi D_s D_s} = \frac{g^2}{4\sqrt{3}}, \\
 g_{K \psi D D_s^*} &= g_{K D D_s^*} \cdot g_{\psi DD} = \frac{g^2}{4\sqrt{3}}.
 \end{aligned} \tag{2.44}$$

Capítulo 3

Seção de choque de dissociação do J/ψ por káons

Neste capítulo, vamos obter a seção de choque de dissociação do charmonium por káons através do modelo de troca de mésons baseado em lagrangianas efetivas. Por enquanto, estamos preocupados em analisar interações cujos vértices trocam mésons pseudoescalar-pseudoescalar-vetor, vetor-vetor-vetor, pseudoescalar-pseudoescalar-vetor-vetor.

3.1 Amplitudes de dissociação

Os diagramas correspondentes aos processos dados pelas equações (2.35) são mostrados na figura 3.1.

Além desses diagramas, temos os diagramas correspondentes aos hermitianos conjugados deles, que não mostraremos já que fornecem os mesmos resultados, mas estão incluídos nos cálculos e nas respostas finais. Nós definimos o quadri-momento de K e J/ψ por p_1 e p_2 , respectivamente. Também denotamos os quadri-momentos das partículas finais por p_3 e p_4 para o méson vetorial e pseudoescalar, respectivamente.

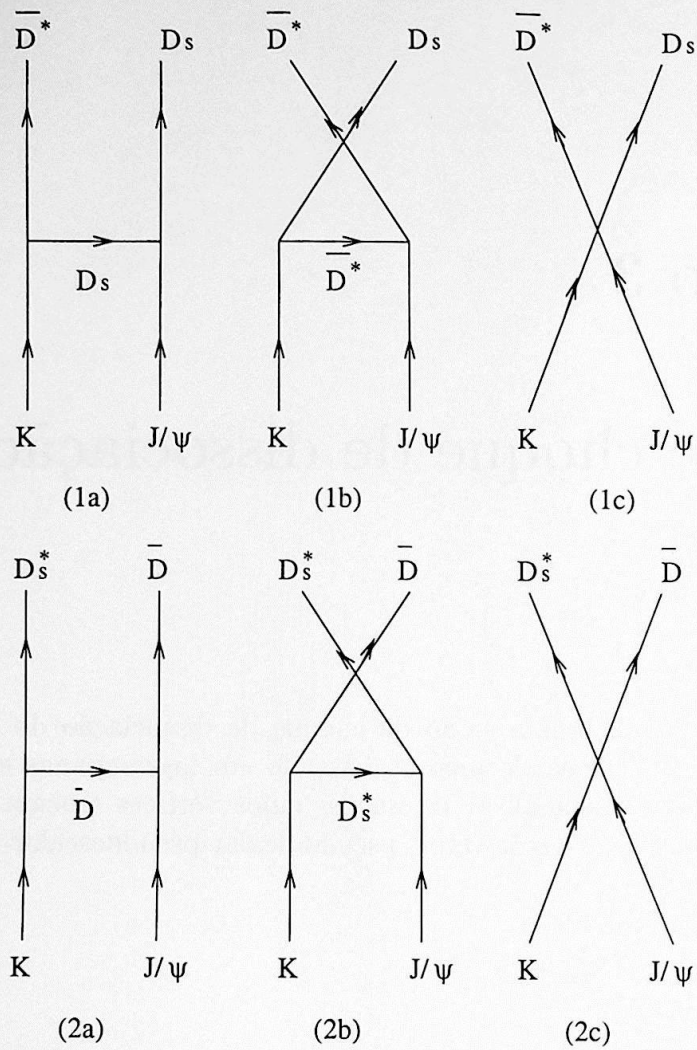


Figura 3.1: Diagramas de Feynman para o processo de dissociação do J/ψ por kaons: (1) $J/\psi + K \rightarrow \bar{D}^* + D_s$ e (2) $J/\psi + K \rightarrow D_s^* + \bar{D}$

Para obtermos a amplitude de dissociação de J/ψ por káons para o gráfico (1a) da figura 3.1, consideremos a lagrangiana:

$$\mathcal{L}_{\psi D_s D_s} = ig_{\psi D_s D_s} \psi^{*\mu} (D_s \partial_\mu \bar{D}_s - \partial_\mu D_s \bar{D}_s),$$

Esta lagrangiana nos permite calcular o vértice da figura 3.2 abaixo:

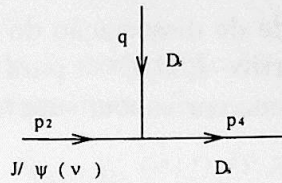


Figura 3.2: Vértice de interação $J/\psi D_s D_s$

Usando as regras de Feynman, obtemos o vértice derivando \mathcal{L} com relação aos campos. Assim,

$$i\Gamma_\nu = -ig_{\psi D_s D_s} (p_4 + q)_\nu. \quad (3.1)$$

Para o segundo vértice do gráfico (1a) da figura 3.1 usamos a lagrangiana:

$$\mathcal{L}_{KD^*D_s} = ig_{KD^*D_s} [D^{*\mu} (\bar{D}_s \partial_\mu K - \partial_\mu \bar{D}_s K) - \bar{D}^{*\mu} (D_s \partial_\mu \bar{K} - \partial_\mu D_s \bar{K})], \quad (3.2)$$

correspondendo à figura 3.3 abaixo:

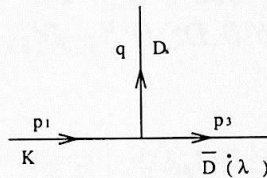


Figura 3.3: Vértice de interação $K D_s^* D$

Neste caso, o vértice é:

$$i\Gamma_\lambda = ig_{KD_s D^*} (p_1 + q)_\lambda. \quad (3.3)$$

O propagador do diagrama (1a) da figura 3.1 é $iS(q) = \frac{i}{q^2 - m_{D_s}^2}$ correspondente à partícula D_s e $t = q^2 = (p_1 - p_3)^2$. Assim, a amplitude de dissociação do J/ψ por káons correspondente ao gráfico (1a) da figura 3.1 é dada por:

$$iM^{\nu\lambda} = i\Gamma^\nu iS i\Gamma^\lambda, \quad (3.4)$$

$$iM_{1a}^{\nu\lambda} = -ig_{\psi D_s D_s} (p_4 + q)^\nu \frac{i}{q^2 - m_{D_s}^2} ig_{KD_s D^*} (p_1 + q)^\lambda.$$

Portanto,

$$M_{1a}^{\nu\lambda} = -g_{\psi D_s D_s} g_{KD_s D^*} (-2p_1 + p_3)^\lambda \frac{1}{t - m_{D_s}^2} (p_4 - p_3 + p_1)^\nu. \quad (3.5)$$

Para fazer o cálculo da amplitude de dissociação do J/ψ por káons para o gráfico (1b) da figura 3.1, começamos com o vértice $KD_s D^*$ e para isso usamos a lagrangiana $\mathcal{L}_{KD_s D^*}$ já vista na equação (3.2) e o diagrama correspondente à figura 3.4:

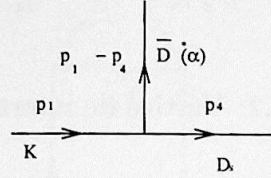


Figura 3.4: Vértice de interação $KD_s D^*$

Para este vértice, temos:

$$i\Gamma_\alpha = ig_{KD_s D^*} (p_1 + p_4)_\alpha. \quad (3.6)$$

O segundo vértice corresponde à lagrangiana $\mathcal{L}_{\psi D^* D^*}$ e à figura 3.5,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\psi D^* D^*} = & ig_{\psi D^* D^*} [\psi^\lambda (\partial_\lambda D^{*\gamma} \bar{D}_\gamma^* - D^{*\gamma} \partial_\lambda \bar{D}_\gamma^*) \\ & + (\partial_\lambda \psi^\gamma D_\gamma^* - \psi^\gamma \partial_\lambda D_\gamma^*) \bar{D}^{*\lambda} + D^{*\lambda} (\psi^\gamma \partial_\lambda \bar{D}_\gamma^* - \partial_\lambda \psi^\gamma \bar{D}_\gamma^*)] \end{aligned}$$

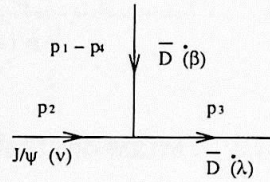


Figura 3.5: Vértice de interação $\psi D^* D^*$

nos dá:

$$i\Gamma_{\lambda\nu\beta} = ig_{\psi D^* D^*} [(-p_3 - p_3 - p_2)_\nu g_{\lambda\beta} + (p_2 + p_3)_\beta g_{\lambda\nu} + (p_3 - p_2 - p_2)_\lambda g_{\nu\beta}]. \quad (3.7)$$

Nesse caso o propagador é $iS_{\alpha\beta}(p) = \frac{i}{p^2 - m_{D^*}^2} (-g_{\alpha\beta} + \frac{p_\alpha p_\beta}{m_{D^*}^2})$ correspondente a partícula \bar{D}^* .

A amplitude de dissociação do J/ψ por káons correspondente ao gráfico (1b) da figura 3.1 é:

$$\begin{aligned} M_{1b}^{\nu\lambda} = & g_{KD_s D^*} g_{\psi D^* D^*} (-p_1 - p_4)^\alpha \frac{1}{u - m_{D^*}^2} (g_{\alpha\beta} - \frac{(p_1 - p_4)_\alpha (p_1 - p_4)_\beta}{m_{D^*}^2}) [(p_1 + p_3 - p_4)^\nu g^{\beta\lambda} \\ & + (-p_2 - p_3)^\beta g^{\nu\lambda} + (-p_1 + p_2 + p_4)^\lambda g^{\beta\nu}], \end{aligned} \quad (3.8)$$

onde $u = (p_1 - p_4)^2$.

Para fazer o cálculo da amplitude de dissociação do J/ψ por kaons para o gráfico (1c) da figura 3.1 precisaremos apenas da lagrangiana $\mathcal{L}_{K\psi D_s D^*}$:

$$\mathcal{L}_{K\psi D_s D^*} = -g_{K\psi D_s D^*} \psi^\mu (\bar{D}_s D_\mu^* K + D_s \bar{D}_\mu^* \bar{K}).$$

Assim, derivando esta lagrangiana com relação aos campos, obtemos o vértice de 4 mésons:

$$i\Gamma^{\nu\lambda} = -ig_{K\psi D_s D^*} g^{\nu\lambda}, \quad (3.9)$$

que fornece

$$M_{1c}^{\nu\lambda} = -g_{K\psi D_s D^*} g^{\nu\lambda}. \quad (3.10)$$

Resumindo, as amplitudes de dissociação do J/ψ por káons para os gráficos (1a), (1b) e (1c) da figura 3.1 obtidas foram:

$$M_{1a}^{\nu\lambda} = -g_{\psi D_s D_s} g_{K D_s D^*} (-2p_1 + p_3)^\lambda \frac{1}{t - m_{D_s}^2} (p_4 - p_3 + p_1)^\nu, \quad (3.11)$$

$$M_{1b}^{\nu\lambda} = g_{K D_s D^*} g_{\psi D_s D^*} (-p_1 - p_4)^\alpha \frac{1}{u - m_{D_s}^2} (g_{\alpha\beta} - \frac{(p_1 - p_4)_\alpha (p_1 - p_4)_\beta}{m_{D_s}^2}) [(p_1 + p_3 - p_4)^\nu g^{\beta\lambda} + (-p_2 - p_3)^\beta g^{\nu\lambda} + (-p_1 + p_2 + p_4)^\lambda g_{\beta\nu}], \quad (3.12)$$

$$M_{1c}^{\nu\lambda} = -g_{K\psi D_s D^*} g^{\nu\lambda}. \quad (3.13)$$

Os cálculos das amplitudes de dissociação do J/ψ por káons para os gráficos (2a), (2b) e (2c) da figura 3.1 são análogos aos cálculos feitos para os gráficos (1a), (1b) e (1c), e obtemos:

$$M_{2a}^{\nu\lambda} = -g_{\psi DD} g_{K DD_s^*} (-2p_1 + p_3)^\lambda \frac{1}{t - m_D^2} (p_4 - p_3 + p_1)^\nu, \quad (3.14)$$

$$M_{2b}^{\nu\lambda} = g_{K DD_s^*} g_{\psi D_s D_s^*} (-p_1 - p_4)^\alpha \frac{1}{u - m_{D_s}^2} (g_{\alpha\beta} - \frac{(p_1 - p_4)_\alpha (p_1 - p_4)_\beta}{m_{D_s}^2}) [(p_1 + p_3 - p_4)^\nu g^{\beta\lambda} + (-p_2 - p_3)^\beta g^{\nu\lambda} + (-p_1 + p_2 + p_4)^\lambda g_{\beta\nu}], \quad (3.15)$$

$$M_{2c}^{\nu\lambda} = -g_{K\psi DD_s^*} g^{\nu\lambda}. \quad (3.16)$$

A amplitude total dos processos mostrados pelos diagramas 1(2) da figura 3.1, sem os fatores de isospin e antes de somar e fazer a média sobre os spins externos, é dada por:

$$M_{1(2)} \equiv M_{1(2)}^{\nu\lambda} \epsilon_{2\nu} \epsilon_{3\lambda}^* = \left(\sum_{i=a,b,c} M_{1(2)i}^{\nu\lambda} \right) \epsilon_{2\nu} \epsilon_{3\lambda}^*. \quad (3.17)$$

Para o hermitiano conjugado dos processos 1 e 2, nós obtemos exatamente as mesmas expressões para M_1 e M_2 , respectivamente.

A lagrangiana efetiva na equação (2.22) é gerada por substituição mínima, que é equivalente a tratar mésons vetoriais como partículas de calibre. Assim, a amplitude invariante

tem que ser um invariante de calibre, pelo menos em relação à corrente da J/ψ , uma vez que o número de quarks charmosos deve ser localmente conservado durante o processo. Isso significa que devemos ter:

$$M_i^{\nu\lambda} \epsilon_{3\lambda} p_{2\nu} = 0, \quad i=1,2. \quad (3.18)$$

Vamos checar isso explicitamente multiplicando $M_1^{\nu\lambda}$ por $p_{2\nu}$ fazendo por simplicidade todas as massas iguais a zero (vamos omitir as constantes de acoplamento por serem um fator comum em todos os processos):

$$\begin{aligned} M_{1a}^{\nu\lambda} p_{2\nu} &\rightarrow \frac{1}{t} p_1^\lambda p_4^\nu p_2^\nu = \frac{1}{t} p_1^\lambda \left(\frac{m_2^2 + m_4^2 - t}{2} \right) = -2p_1^\lambda, \\ M_{1b}^{\nu\lambda} p_{2\nu} &\rightarrow \frac{p_2^\nu}{u} (-p_{1\beta} - p_{4\beta}) (2p_3^\nu g^{\beta\lambda} - (p_2 + p_3)^\beta g^{\nu\lambda} + 2p_2^\lambda g^{\beta\nu}) = \\ &\frac{p_2^\nu}{u} (-2p_3^\nu p_1^\lambda - 2p_3^\nu p_4^\lambda + (s-t)g^{\nu\lambda} - 2p_1^\nu p_2^\lambda - 2p_2^\lambda p_4^\nu) = \left[\left(\frac{s-t}{u} \right) p_2^\lambda - \frac{2}{u} (p_2 \cdot p_3) (p_1 + p_4)^\lambda \right. \\ &\left. - \frac{2}{u} \left(\frac{s-t}{2} \right) p_2^\lambda \right] = p_1^\lambda + p_4^\lambda, \\ M_{1c}^{\nu\lambda} p_{2\nu} &\rightarrow -p_2^\lambda. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Logo,

$$M_1^{\nu\lambda} p_{2\nu} \epsilon_{3\lambda} = (-2p_1^\lambda + p_1^\lambda + p_4^\lambda - p_2^\lambda) \epsilon_{3\lambda} = (p_4^\lambda - p_2^\lambda - p_1^\lambda) \epsilon_{3\lambda} = -p_3^\lambda \epsilon_{3\lambda} = 0. \quad (3.20)$$

No apêndice B mostramos que, para amplitudes que dependam apenas de s e q^2 , podemos escrever a seção de choque para processos $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ como:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{|M|^2}{2^6 s \pi p_i^2}. \quad (3.21)$$

Fazendo a média sobre as polarizações iniciais e a soma sobre as finais obtemos:

$$\begin{aligned} |M|^2 &= \frac{1}{3} \sum_{pol.in.} \sum_{pol.f} M_1^{\nu\lambda} M_1^{\nu'\lambda'} \epsilon_{2\nu} \epsilon_{2\nu'}^* \epsilon_{3\lambda} \epsilon_{3\lambda'}^* \\ |M|^2 &= \frac{1}{3} M_1^{\nu\lambda} M_1^{*\nu'\lambda'} \left(g_{\nu\nu'} - \frac{p_{2\nu} p_{2\nu'}}{m_2^2} \right) \left(g_{\lambda\lambda'} - \frac{p_{3\lambda} p_{3\lambda'}}{m_3^2} \right) \end{aligned} \quad (3.22)$$

Consideremos inicialmente o processo $K + J/\psi \rightarrow \bar{D}D_s^* + D\bar{D}_s^*$, já que para o outro processo em (2.35) os cálculos são os mesmos modificando-se apenas os valores das massas e das constantes de acoplamento no cálculo da seção de choque. Vamos relacionar as constantes de acoplamento das interações dos multipletos de isospin com uma "genérica", que no caso é

$g_{KDD_s^*}$:

$$g_{D_s^{*+} \bar{D}^0 K^+} = g_{KDD_s^*}, \quad (3.23)$$

$$g_{D_s^{*+} D^- K^0} = g_{KDD_s^*}, \quad (3.24)$$

$$g_{D_s^{*-} D^0 K^-} = g_{KDD_s^*}, \quad (3.25)$$

$$g_{D_s^{*-} D^+ \bar{K}^0} = g_{KDD_s^*}, \quad (3.26)$$

Isso pode ser feito com o auxílio dos coeficientes de Klebsh-Gordon.

Assim, fazendo a média sobre os isospins iniciais e a soma sobre os finais,

$$\frac{1}{4} [|M|_{D_s^{*+} \bar{D}^0 K^+}^2 + |M|_{D_s^{*+} D^- K^0}^2 + |M|_{D_s^{*-} D^0 K^-}^2 + |M|_{D_s^{*-} D^+ \bar{K}^0}^2] = |M|_{g_{KDD_s^*}}^2, \quad (3.27)$$

pois cada um destes termos é proporcional a $g_{KDD_s^*}^2$.

A média sobre os estados iniciais e a soma dos estados finais nos dá a seguinte expressão para a seção de choque:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{192s\pi p_i^2} M^{\nu\lambda} M^{*\nu'\lambda'} \left(g_{\nu\nu'} - \frac{p_{2\nu} p_{2\nu'}}{m_2^2} \right) \left(g_{\lambda\lambda'} - \frac{p_{3\lambda} p_{3\lambda'}}{m_3^2} \right) \quad (3.28)$$

3.2 Valores numéricos

Os valores para as massas são:

$$\begin{aligned} m_K &= 0.493 \text{ GeV} \\ m_{J/\psi} &= 3.097 \text{ GeV} \\ m_{D^*} &= 2.010 \text{ GeV} \\ m_{D_s} &= 1.968 \text{ GeV} \\ m_{D_s^*} &= 2.112 \text{ GeV} \\ m_D &= 1.869 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (3.29)$$

Usando o valor de $g_{\psi DD} = 7.64$ obtido pelo modelo da dominância vetorial [18, 23] e usando as relações obtidas através da simetria SU(4) (2.44), obtemos:

$$\begin{aligned} g_{\psi DD} &= g_{\psi D^* D^*} = g_{\psi D_s D_s} = g_{\psi D_s^* D_s^*} = 7.64, \\ g_{KD^* D_s} &= g_{KD_s^* D} = 6.6, \\ g_{K\psi D^* D_s} &= g_{KD^* D_s} \cdot g_{\psi D_s D_s}, \\ g_{K\psi D_s^* D} &= g_{KD_s^* D} \cdot g_{\psi DD}. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Usando estes valores para as massas e para as constantes de acoplamento, nós obtivemos os resultados mostrados na figura 3.6, que mostra as contribuições de cada diagrama para a seção de choque.

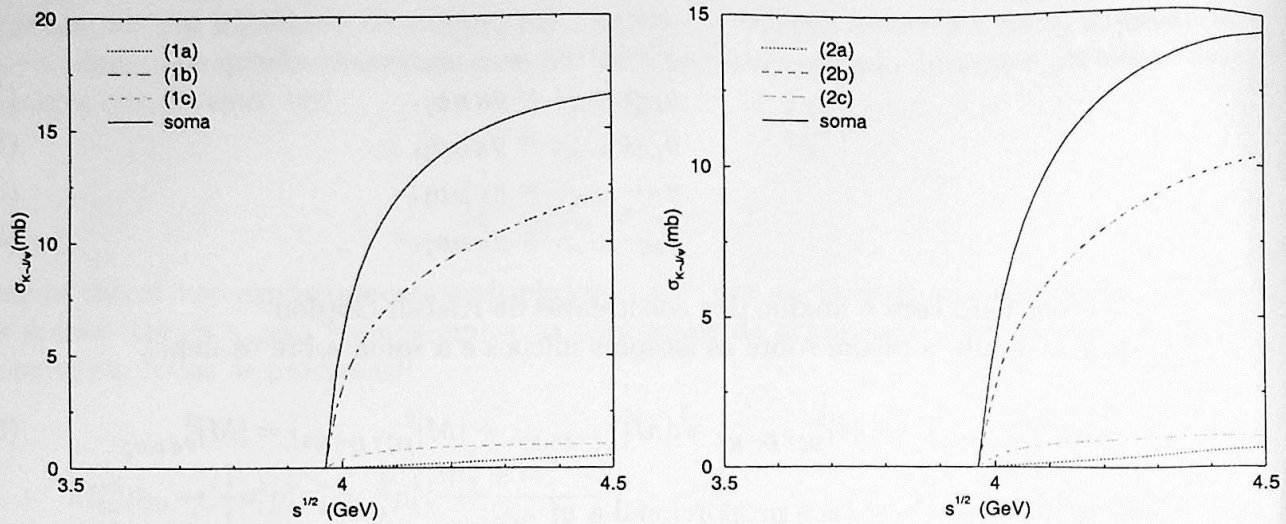


Figura 3.6: A figura do lado esquerdo mostra as contribuições de cada diagrama do processo J/ψ káons $\rightarrow \bar{D}^* D_s + D^* \bar{D}_s$ e a do lado direito nos dá as contribuições de cada diagrama do processo J/ψ káons $\rightarrow \bar{D} D_s^* + \bar{D}_s^* D$. As linhas cheias correspondem às seções de choque totais dos processos J/ψ káons $\rightarrow \bar{D}^* D_s + D^* \bar{D}_s$ e J/ψ káons $\rightarrow \bar{D} D_s^* + \bar{D}_s^* D$.

O lado esquerdo da fig. 3.6 fornece as contribuições de cada diagrama do processo J/ψ káons $\rightarrow \bar{D}^* D_s + D^* \bar{D}_s$ e o lado direito da figura nos fornece as contribuições de cada diagrama do processo J/ψ káons $\rightarrow \bar{D} D_s^* + \bar{D}_s^* D$. As linhas cheias correspondem as seções de choque totais dos processos J/ψ káons $\rightarrow \bar{D}^* D_s + D^* \bar{D}_s$ e J/ψ káons $\rightarrow \bar{D} D_s^* + \bar{D}_s^* D$.

Percebemos que a contribuição das amplitudes M_{1c} e M_{2c} , que correspondem os termos de contato, são maiores que a das amplitudes M_{1a} e M_{2a} , e que as amplitudes correspondentes à troca dos mésons vetoriais, M_{1b} e M_{2b} , são dominantes. É interessante mencionar que no trabalho da ref. [16] apenas os diagramas do tipo (1a) foram considerados no cálculo da seção de choque $J/\psi \pi \rightarrow D^* D$. Como pela figura 3.6 vemos que esses são os processos que dão as menores contribuições, não é de se espantar que o resultado obtido em [16] para essa seção de choque fosse tão pequeno.

Na figura 3.7 nós mostramos a seção de choque total $J/\psi K + J/\psi \bar{K} \rightarrow \bar{D}^* D_s + D^* \bar{D}_s + \bar{D} D_s^* + \bar{D}_s^* D$ e, por completeza, também incluímos o resultado para a seção de choque $J/\psi \pi \rightarrow D^* \bar{D} + \bar{D}^* D$ obtida na ref. [18].

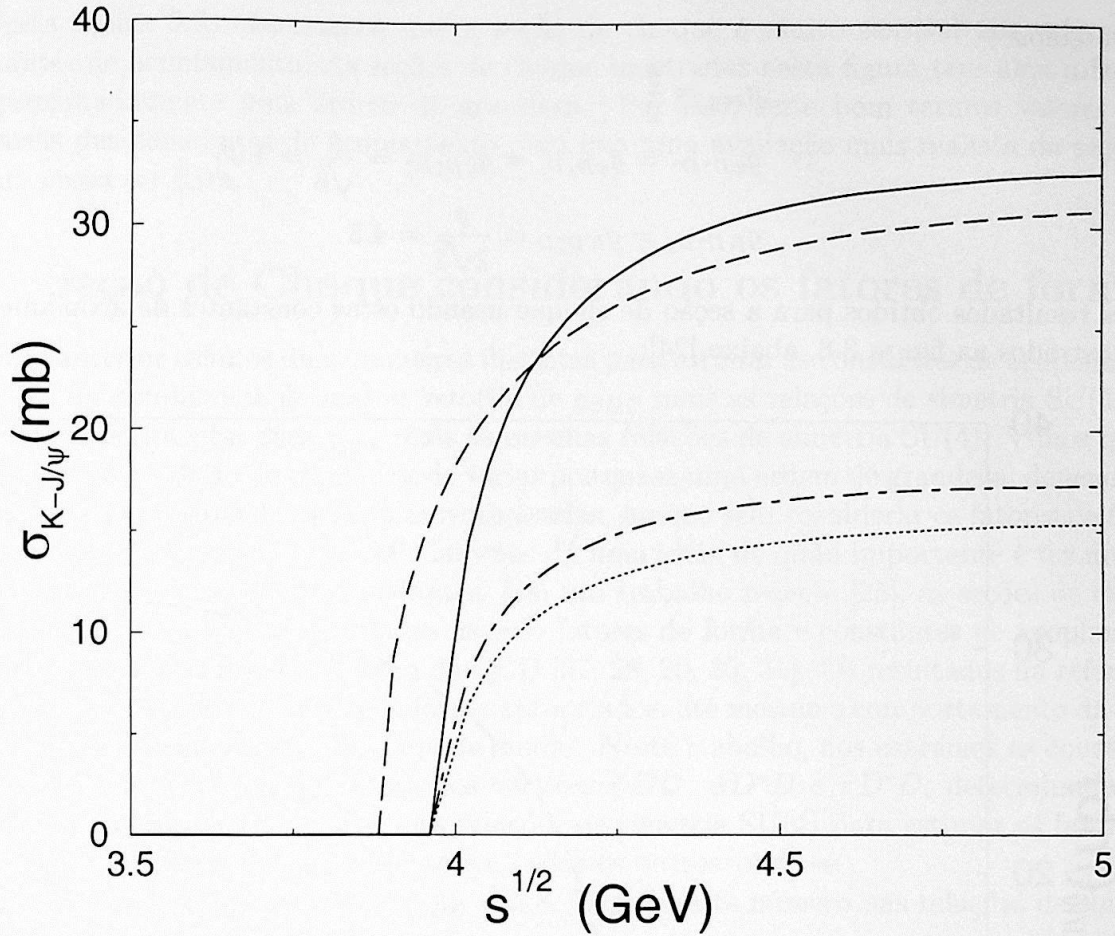


Figura 3.7: Seção de choque total para os processos J/ψ káons $\rightarrow \bar{D}^*D_s + D^*\bar{D}_s$ (linha traço-ponto), $\bar{D}D_s^* + \bar{D}_s^*D$ (linha pontilhada). A linha sólida nos dá a seção de choque total de dissociação do J/ψ por káons. Por comparação, a linha tracejada dá a seção de choque $J/\psi \pi \rightarrow \bar{D}D^* + D\bar{D}^*$

A linha traço-ponto desta figura representa a seção de choque J/ψ káons $\rightarrow \bar{D}^*D_s + D^*\bar{D}_s$, e a linha tracejada mostra a seção de choque J/ψ káons $\rightarrow \bar{D}D_s^* + \bar{D}_s^*D$. A curva sólida da fig. 3.7 mostra a seção de choque total de dissociação do J/ψ por káons, o que significa dizer que ela é a soma das contribuições de J/ψ káons $\rightarrow \bar{D}^*D_s + D^*\bar{D}_s$ e J/ψ káons $\rightarrow \bar{D}D_s^* + \bar{D}_s^*D$. O valor desta seção de choque é de aproximadamente 33mb para $\sqrt{s} = 5$ GeV e observamos que a seção de choque de dissociação do charmonium por káons estudada no nosso caso é maior do que para a seção de choque de dissociação do charmonium por píons obtida na referência [18] para valores de $\sqrt{s} \geq 4.1$ GeV [24].

Uma outra maneira de se determinar as constantes de acoplamento é usar o valor experimental conhecido de $g_{\rho\pi\pi} = 6.06$ e as relações obtidas através da simetria SU(4) [24].

Obtemos:

$$\begin{aligned}
 g_{\rho\pi\pi} &= \frac{g}{2} \\
 g_{\psi D^* D^*} &= g_{\psi D_s D_s} = g_{\psi D_s^* D_s^*} = \frac{g}{\sqrt{6}} = 4.95 \\
 g_{KD^* D_s} &= g_{KD_s^* D} = \frac{g}{2\sqrt{2}} = 4.3
 \end{aligned}
 \tag{3.31}$$

Os resultados obtidos para a seção de choque usando estas constantes de acoplamentos são mostrados na figura 3.8, abaixo [24]:

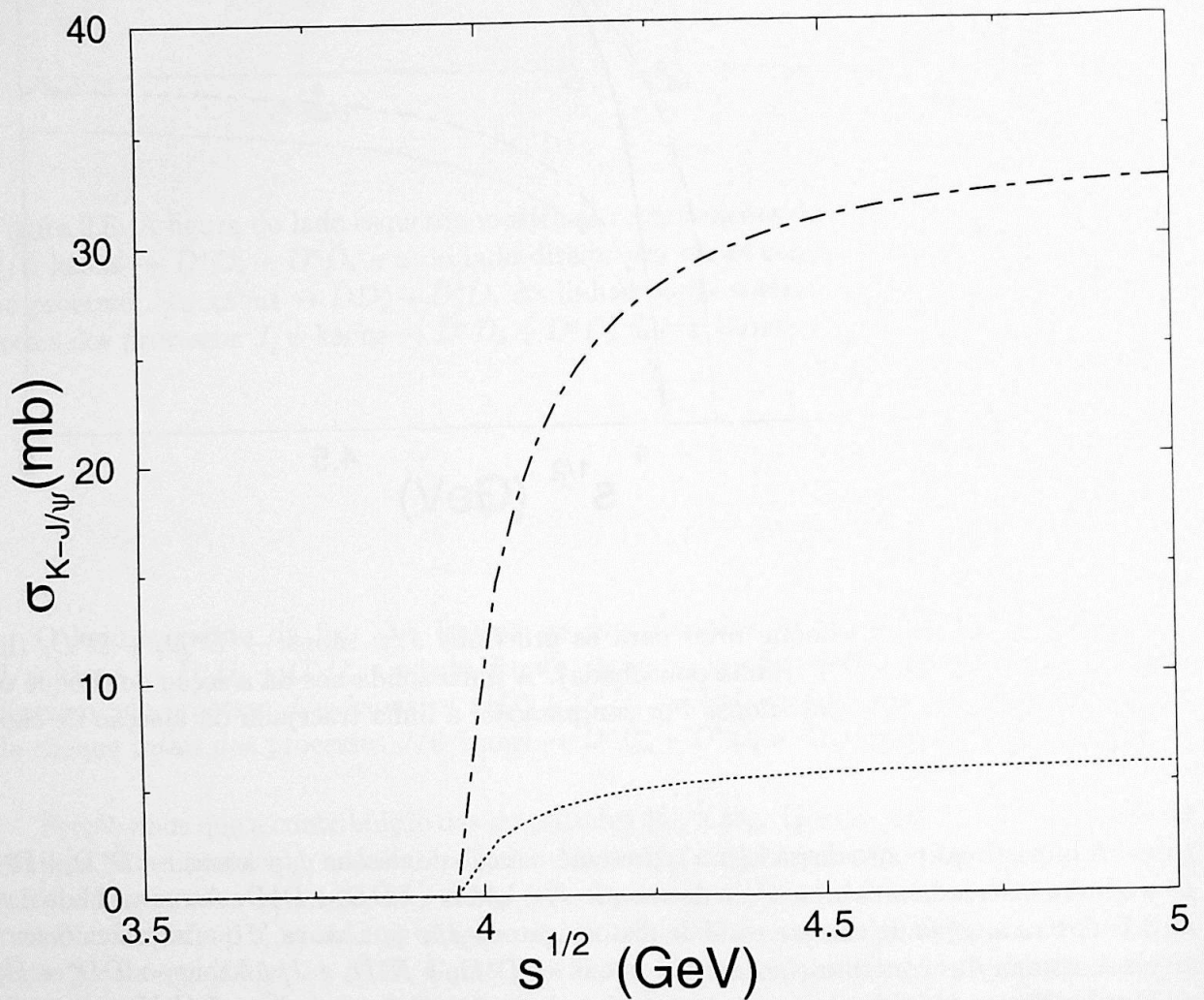


Figura 3.8: Compara as seções de choque total de dissociação do J/ψ por káons usando valores das constantes de acoplamento a partir das relações de simetria SU(4): e modelo VMD para $g_{\psi DD}$ (linha ponto-traço), e valor experimental de $g_{\rho\pi\pi}$ (linha pontilhada).

Desta figura 3.8, observamos que a seção de choque é muito sensível aos valores das constantes de acoplamento. As seções de choque mostradas nesta figura tem uma diferença de aproximadamente uma ordem de grandeza. Por isso, seria bom termos valores mais confiáveis das constantes de acoplamento para que uma avaliação mais realista da seção de choque possa ser feita.

3.3 Seção de Choque considerando os fatores de forma

Na seção anterior usamos duas maneiras distintas para estimar as constantes de acoplamento: o modelo da dominância do méson vetorial de $g_{\psi DD}$ mais as relações de simetria SU(4), e o resultado experimental para $g_{\rho\pi\pi}$ mais as mesmas relações de simetria SU(4). Vimos que os resultados para a seção de choque pode variar por quase uma ordem de grandeza, dependendo dos valores das constantes de acoplamento usadas, mesmo sem considerar os fatores de forma nos vértices hadrônicos [18, 19, 24]. Isto nos dá uma idéia de quão importante é ter um boa estimativa dos valores destas constantes. Em um trabalho recente [25], as seções de choque $J/\psi - \pi$ e $J/\psi - \rho$ foram calculadas usando fatores de forma e constantes de acoplamento estimados usando as regras de soma da QCD [27, 28, 29, 30, 31]. Os resultados na referência [25] mostram que com os fatores de forma apropriados, até mesmo o comportamento da seção de choque como uma função de \sqrt{s} pode mudar. Neste trabalho, nós usaremos as constantes de acoplamento e fatores de forma nos vértices ψDD , ψD^*D e πD^*D , determinados das regras de soma da QCD [28, 31], e as relações de simetria SU(4) para estimar os fatores de forma e as constantes de acoplamento em todos os outros vértices.

Da referência [31] nós usamos $g_{\psi DD} = 5.8$. Usando este número nas relações de simetria SU(4) dado na equação (2.44), obtemos:

$$\begin{aligned} g_{\psi DD} &= g_{\psi D^*D^*} = g_{\psi D_s D_s} = g_{\psi D_s^* D_s^*} = 5.8 \\ g_{KD^*D_s} &= g_{KD_s^*D} = 5.0, \\ g_{K\psi D^*D_s} &= g_{KD^*D_s} g_{\psi D_s D_s} = 28.8, \\ g_{K\psi D_s^*D} &= g_{KD_s^*D} g_{\psi DD} = 28.8. \end{aligned} \quad (3.32)$$

O fator de forma dado na referência [31] é:

$$g_{\psi DD}^{(D)}(t) = g_{\psi DD} \left(2.6 e^{-\left(\frac{20-t}{15.8}\right)^2} \right) = g_{\psi DD} h_3(t), \quad (3.33)$$

onde $g_{\psi DD}^{(D)}$ significa que o méson D, sobrescrito, está fora da camada de massa. Na equação acima, os números nas exponenciais estão em unidades de GeV^2 .

Como não há cálculos de regra de soma na QCD para os fatores de forma dos vértices KD_s^*D ou $KD_s D^*$, nós fazemos a suposição de que eles são similares ao fator de forma do vértice πD^*D . Da referência [28] nós temos,

$$g_{\pi D^*D}^{(D)}(t) = g_{\pi D^*D} \left(\frac{(3.5 \text{ GeV})^2 - m_D^2}{(3.5 \text{ GeV})^2 - t} \right) = g_{\pi D^*D} h_4(t, m_D^2). \quad (3.34)$$

Com estes fatores de forma, as amplitudes seriam modificadas da seguinte maneira:

$$\mathcal{M}_{ia} \rightarrow h_3(t)h_4(t, m_{ia}^2)\mathcal{M}_{ia}, \quad \mathcal{M}_{ib} \rightarrow h_3(u)h_4(u, m_{ib}^2)\mathcal{M}_{ib}, \quad (3.35)$$

e

$$\mathcal{M}_{ic} \rightarrow \frac{1}{2} (h_3(t)h_4(t, m_{ia}^2) + h_3(u)h_4(u, m_{ib}^2)) \mathcal{M}_{ic}, \quad (3.36)$$

para $i = 1, 2$, com $m_{1a} = m_{D_s}$, $m_{1b} = m_{D^*}$, $m_{2a} = m_D$, e $m_{2b} = m_{D_s^*}$.

Aqui, poder-se-ia argumentar que a nossa prescrição para introduzir os fatores de forma nas equações (3.35) e (3.36) poderia destruir a invariância de calibre associada com a conservação do charm. Entretanto, este não é o caso. A amplitude $M_1^{\nu\lambda}$ dada pela equação (3.17) pode ser escrita como:

$$M_1^{\nu\lambda} = \Lambda_1 p_1^\nu p_1^\lambda + \Lambda_2 p_1^\lambda p_3^\nu + \Lambda_3 p_1^\nu p_2^\lambda + \Lambda_4 g^{\nu\lambda}, \quad (3.37)$$

onde

$$\Lambda_1 = 4 \frac{g_{\psi D_s D_s} g_{K D_s D^*}}{t - m_4^2}, \quad (3.38)$$

$$\Lambda_2 = -4 \left(\frac{g_{\psi D_s D_s} g_{K D_s D^*}}{t - m_4^2} + \frac{g_{\psi D^* D^*} g_{K D_s D^*}}{u - m_3^2} \right), \quad (3.39)$$

$$\Lambda_3 = 4 \frac{g_{\psi D^* D^*} g_{K D_s D^*}}{u - m_3^2}, \quad (3.40)$$

$$\Lambda_4 = B \frac{g_{\psi D^* D^*} g_{K D_s D^*}}{u - m_3^2} - g_{K \psi D_s D^*}, \quad (3.41)$$

e

$$B = s - t + \frac{(m_1^2 - m_4^2)(m_2^2 - m_3^2)}{m_3^2}, \quad (3.42)$$

com uma equação similar para $M_2^{\nu\lambda}$, onde temos que mudar somente $D^{(*)} \leftrightarrow D_s^{(*)}$. Na expressão acima para $M_1^{\nu\lambda}$ nós mantivemos apenas os termos que contribuem para a seção de choque, ou seja, como a seção de choque é proporcional a $M_i = \epsilon_\nu(p_2)\epsilon_\lambda(p_3)M_i^{\nu\lambda}$, os termos proporcionais a p_2^ν e p_3^λ não contribuem. A expressão na equação (3.37) somente será invariante de calibre se houver relações especiais entre os acoplamentos (e entre os fatores de forma quando estes forem introduzidos). Entretanto, sem interferir no resultado final da seção de choque, a amplitude na equação (3.37) pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1^{\nu\lambda} = & \Lambda_1 \left(p_1^\nu - \frac{p_1 \cdot p_2}{m_\psi^2} p_2^\nu \right) p_1^\lambda + \Lambda_2 \left(p_3^\nu - \frac{p_3 \cdot p_2}{m_\psi^2} p_2^\nu \right) p_1^\lambda + \Lambda_3 \left(p_1^\nu \right. \\ & \left. - \frac{p_1 \cdot p_2}{m_\psi^2} p_2^\nu \right) p_2^\lambda + \Lambda_4 \left(g^{\nu\lambda} - \frac{p_2^\nu p_2^\lambda}{m_\psi^2} \right), \end{aligned} \quad (3.43)$$

que é explicitamente um invariante de calibre, independente dos valores dos parâmetros Λ_i . Portanto, nossa prescrição em manter a invariância de calibre quando os fatores de forma são introduzidos, é introduzir novos termos, proporcional a p_2^2 , na amplitude, como na equação (3.43). Uma prescrição diferente pode ser encontrada na ref. [25].

3.4 Valores numéricos

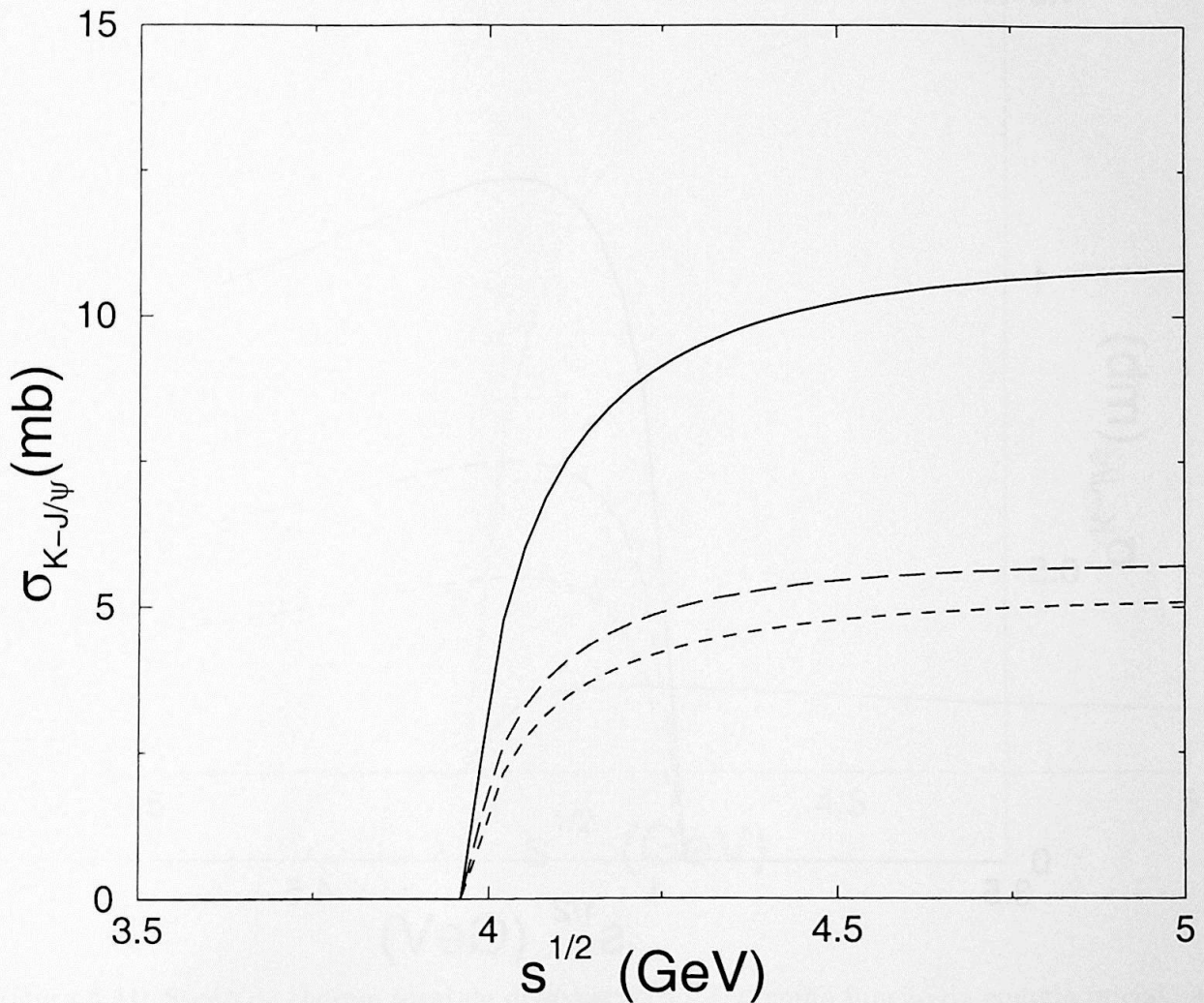


Figura 3.9: Seções de choque total de dissociação do J/ψ por káons, sem fator de forma e usando valores das constantes de acoplamento das regras de soma da QCD e as relações de simetria SU(4), para os processos ψ káons $\rightarrow \bar{D}^*D_s + \bar{D}_sD^*$ (linha tracejada) e ψ káons $\rightarrow \bar{D}D_s^* + \bar{D}_s^*D$ (linha de traço longo). A linha sólida dá a seção de choque total.

Na figura 3.9 nós mostramos a seção de choque de dissociação do J/ψ por káons como função da energia inicial, \sqrt{s} , sem considerar os fatores de forma. As linhas tracejadas, de traço longo e sólida dão as contribuições dos processos ψ káons $\rightarrow \bar{D}^*D_s + \bar{D}_sD^*$, $\bar{D}D_s^* + \bar{D}_s^*D$ e a seção de choque total, respectivamente. Nós vemos, que para $\sqrt{s} > 4.3$ GeV, os processos começam a crescer mais vagorosamente. Este resultado é similar àquele encontrado na ref. [18]. Observamos também que com estes valores das constantes de acoplamento a seção de choque de dissociação da J/ψ por káons fica entre os valores obtidos na seção anterior.

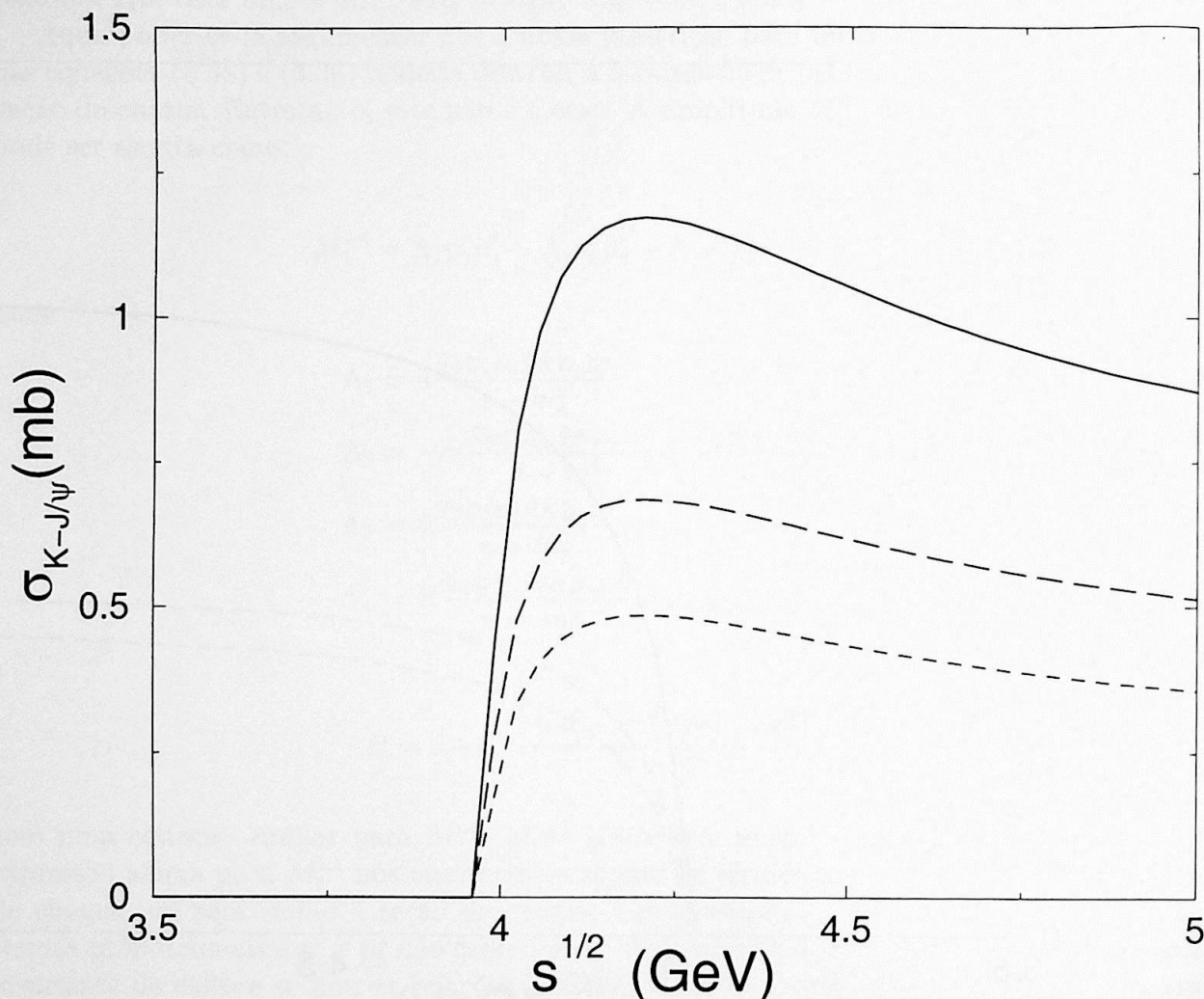


Figura 3.10: O mesmo que a figura 3.9, mas com fator de forma.

Na figura 3.10 nós mostramos os mesmos processos considerados na fig. 3.9, mas com fatores de forma. A primeira conclusão importante é que o uso de fatores de forma apropriados realmente muda o comportamento da seção de choque como função de \sqrt{s} , como obtido

em [25] para a dissociação $J/\psi \pi \rightarrow D\bar{D}^* + \bar{D}D^*$. Enquanto que a seção de choque obtida sem os fatores de forma mostra um crescimento constante com a \sqrt{s} , a seção de choque obtida com os fatores de forma, como pode ser visto na fig. 3.10, cresce rapidamente quando $\sqrt{s} < 4.2$ GeV e a partir deste valor ela começa a cair sensivelmente.

Na figura 3.11, nós mostramos a seção de choque total com e sem os fatores de forma.

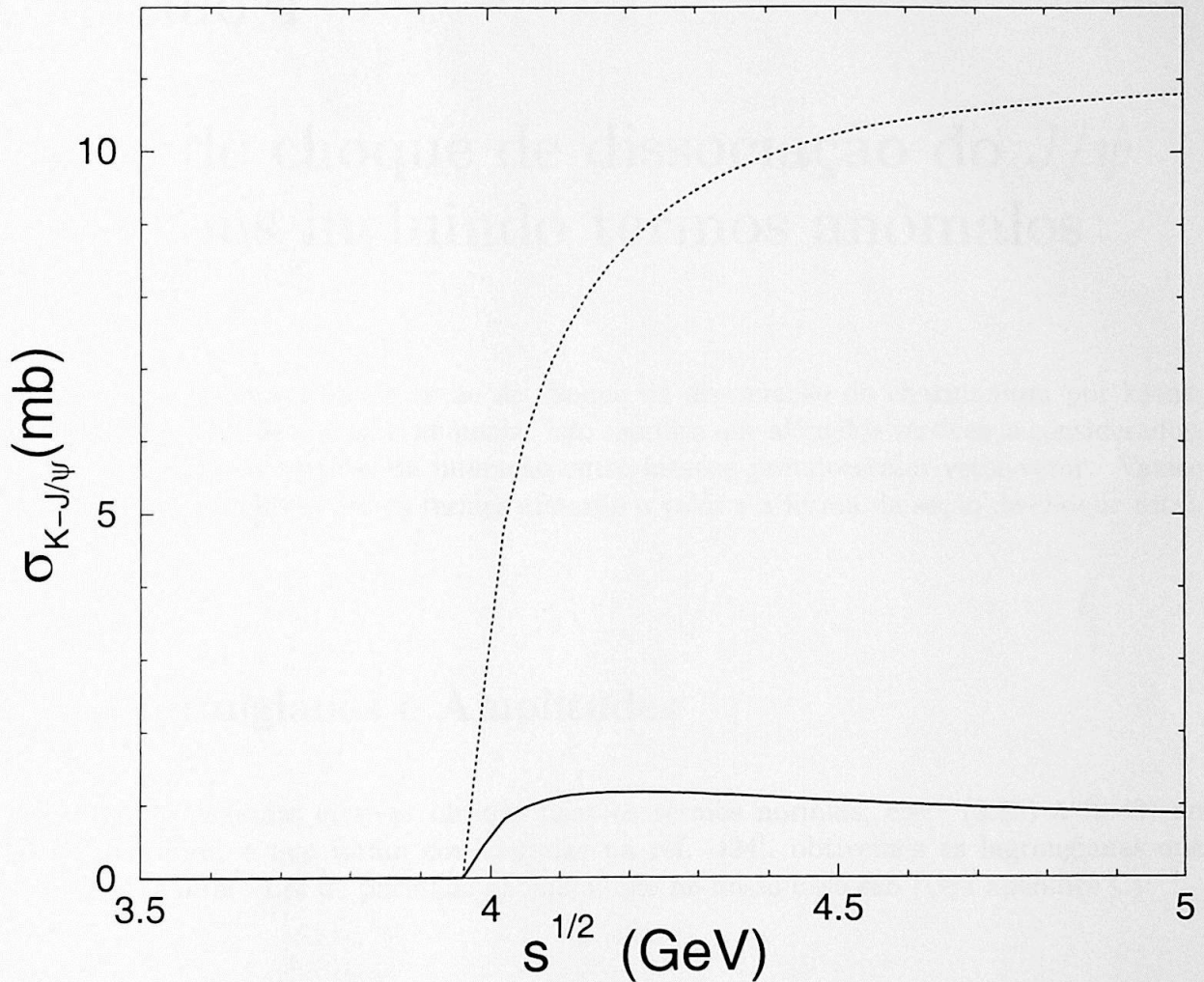


Figura 3.11: Seção de choque total de dissociação do J/ψ como função da energia inicial. A linha sólida e a tracejada dão os resultados para a dissociação do J/ψ por káons com e sem os fatores de forma, respectivamente.

Podemos ver claramente na fig. 3.11 que usando os fatores de forma apropriados com cut-offs da ordem de ~ 3.5 GeV (veja as equações (3.33) e (3.34)), o valor da seção de choque pode ser reduzido por uma ordem de grandeza. O mesmo efeito foi obtido nas refs.

[18, 19] usando fatores de forma monopolo, mas com cut-offs da ordem de ~ 1 GeV, que são considerados muito pequenos para mésons charmosos.

Capítulo 4

Seção de choque de dissociação do J/ψ por káons incluindo termos anômalos

Neste capítulo, vamos obter a seção de choque de dissociação do charmonium por káons, incluindo os termos de paridade anômala. Isto significa que além dos vértices já considerados, vamos considerar os vértices de interação entre mésons pseudoescalar-vetor-vetor. Vamos verificar como a inclusão destes termos afetarão o valor e a forma da seção de choque total.

4.1 Lagrangianas e Amplitudes

Além das lagrangianas efetivas obtidas para os termos normais, eqs. (2.36) à (2.43) do capítulo anterior, e que foram consideradas na ref. [24], obtivemos as lagrangianas que descrevem as interações de paridade anômala, que no nosso caso são (veja apêndice C):

$$\mathcal{L}_{\psi D^* D} = g_{\psi D^* D} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\mu \psi_\nu (\partial_\alpha \bar{D}_\beta^* D + \partial_\alpha D_\beta^* \bar{D}), \quad (4.1)$$

$$\mathcal{L}_{\psi D_s^* D_s} = g_{\psi D_s^* D_s} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\mu \psi_\nu (\partial_\alpha \bar{D}_{s\beta}^* D_s + \partial_\alpha D_{s\beta}^* \bar{D}_s), \quad (4.2)$$

$$\mathcal{L}_{KD_s^* D^*} = -g_{KD_s^* D^*} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} (\partial_\mu \bar{D}_\nu^* \partial_\alpha D_{s\beta}^* \bar{K} + \partial_\mu D_\nu^* \partial_\alpha \bar{D}_{s\beta}^* K), \quad (4.3)$$

$$\mathcal{L}_{KD_s D\psi} = -ig_{KD_s D\psi} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \psi_\mu (\partial_\nu \bar{D} \partial_\alpha \bar{K} \partial_\beta D_s - \partial_\nu D \partial_\alpha K \partial_\beta \bar{D}_s), \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{KD_s^* D^* \psi} &= -ig_{KD_s^* D^* \psi} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \psi_\mu (\bar{D}_\nu^* \partial_\alpha \bar{K} D_{s\beta}^* - D_\nu^* \partial_\alpha K \bar{D}_{s\beta}^*) \\ &- ih_{KD_s^* D^* \psi} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} (\partial_\mu D_\beta^* \psi_\nu \bar{D}_{s\alpha}^* K + \partial_\mu \bar{D}_{s\alpha}^* \psi_\nu D_\beta^* K + 3\partial_\mu \psi_\nu \bar{D}_{s\alpha}^* D_\beta^* K \\ &- \partial_\mu \bar{D}_\beta^* \psi_\nu D_{s\alpha}^* \bar{K} - \partial_\mu D_{s\alpha}^* \psi_\nu \bar{D}_\beta^* \bar{K} - 3\partial_\mu \psi_\nu D_{s\alpha}^* \bar{D}_\beta^* K), \end{aligned} \quad (4.5)$$

com

$$g_{\psi D^* D} = g_{\psi D_s^* D_s} = \frac{\sqrt{2}}{4\sqrt{3}} \frac{g_a^2 N_c}{16\pi^2 F_\pi}, \quad (4.6)$$

$$g_{KD_s^* D^*} = \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{g_a^2 N_c}{16\pi^2 F_\pi}, \quad (4.7)$$

$$g_{KD_s D\psi} = \frac{1}{16\sqrt{6}} \frac{g_a N_c}{6\pi^2 F_\pi^3}, \quad (4.8)$$

$$g_{KD_s^* D^* \psi} = 5 h_{KD_s^* D^* \psi} = \frac{5}{8\sqrt{3}} \frac{g_a^3 N_c}{32\pi^2 F_\pi}, \quad (4.9)$$

onde g^a é uma constante genérica, $N_c = 3$ e $F_\pi = 132$ MeV é a constante de decaimento do pión.

Os processos que estamos considerando em nosso estudo agora são:

$$\text{káons} + J/\psi \rightarrow \bar{D}D_s^* \text{ ou } D\bar{D}_s^*, \quad (4.10)$$

$$\text{káons} + J/\psi \rightarrow \bar{D}^*D_s \text{ ou } D^*\bar{D}_s, \quad (4.11)$$

$$\text{káons} + J/\psi \rightarrow \bar{D}D_s \text{ ou } D\bar{D}_s, \quad (4.12)$$

$$\text{káons} + J/\psi \rightarrow \bar{D}^*D_s^* \text{ ou } D^*\bar{D}_s^*. \quad (4.13)$$

Como os dois processos nas equações (4.12), (4.10), (4.11) e (4.13) têm a mesma seção de choque, na figura 4.1 nós mostramos os diagramas para os primeiros processos nas equações de (4.12) a (4.13). Destes, os que envolvem as interações de paridade anômala são os mostrados nos diagramas 1d, 2d, 3 e 4.

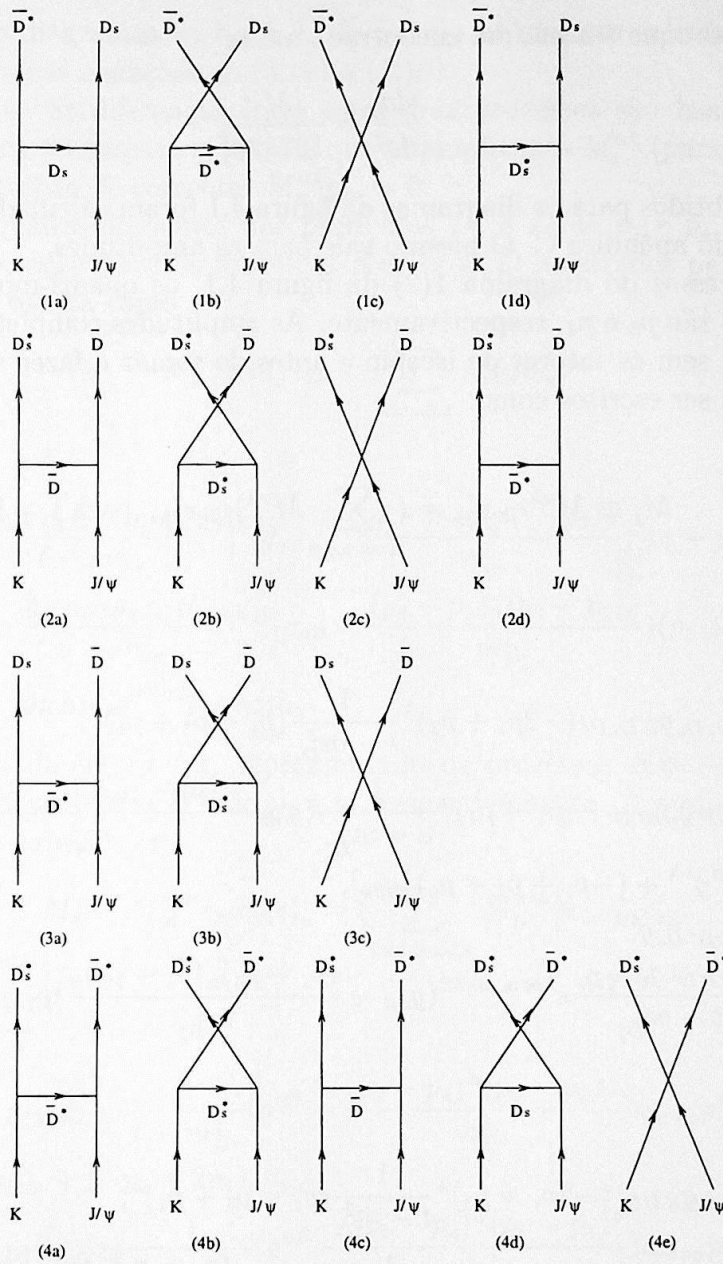


Figura 4.1: Todos os diagramas de Feynman, incluindo os processos com paridade anômala, para o processo de dissociação do J/ψ por káons

Mais uma vez, definimos os quadri-momentos do káon e do J/ψ por p_1 e p_2 , respectivamente. E os quadri-momentos finais p_3 e p_4 para as partículas finais. A equação obtida

para a seção de choque é a mesma encontrada antes:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{|M|^2}{192s\pi p_i^2} \quad (4.14)$$

Os vértices obtidos para os diagramas da figura 4.1 foram calculados da maneira descrita no capítulo 3 e no apêndice C. O mesmo vale para as amplitudes.

Para os processos do diagrama 1(2) da figura 4.1, os quadri-momentos das partículas $\bar{D}^*(D_s^*)$ e $D_s(\bar{D})$ são p_3 e p_4 , respectivamente. As amplitudes completas de dissociação para estes diagramas, sem os fatores de isospin e antes de somar e fazer a média sobre os spins externos, podem ser escritos como:

$$M_j \equiv M_j^{\nu\lambda} \epsilon_{2\nu} \epsilon_{3\lambda}^* = \left(\sum_{i=a,b,c,d} M_{ji}^{\nu\lambda} \right) \epsilon_{2\nu} \epsilon_{3\lambda}^*, \text{ para } j = 1,2 \quad (4.15)$$

onde

$$M_{1a}^{\nu\lambda} = -g_{\psi D_s D_s} g_{K D_s D^*} (-2p_1 + p_3)^\lambda \frac{1}{t - m_{D_s}^2} (p_4 - p_3 + p_1)^\nu, \quad (4.16)$$

$$M_{1b}^{\nu\lambda} = g_{K D_s D^*} g_{\psi D^* D^*} (-p_1 - p_4)^\alpha \frac{1}{u - m_{D^*}^2} \left(g_{\alpha\beta} - \frac{(p_1 - p_4)_\alpha (p_1 - p_4)_\beta}{m_{D^*}^2} \right) [(p_1 + p_3 - p_4)^\nu g^{\beta\lambda} + (-p_2 - p_3)^\beta g^{\nu\lambda} + (-p_1 + p_2 + p_4)^\lambda g_{\beta\nu}], \quad (4.17)$$

$$M_{1c}^{\nu\lambda} = -g_{K \psi D^* D_s} g^{\nu\lambda}, \quad (4.18)$$

$$M_{1d}^{\nu\lambda} = -\frac{g_{K D_s^* D^*} g_{\psi D_s^* D_s}}{t - m_{D_s^*}^2} \epsilon^{\lambda\rho\sigma\alpha} \epsilon^{\nu\gamma\delta\beta} \left(g_{\alpha\beta} - \frac{(p_1 - p_3)_\alpha (p_1 - p_3)_\beta}{m_{D_s^*}^2} \right) p_{1\sigma} p_{2\gamma} p_{3\rho} p_{4\delta}. \quad (4.19)$$

e

$$M_{2a}^{\nu\lambda} = -g_{\psi D D} g_{K D D_s^*} (-2p_1 + p_3)^\lambda \frac{1}{t - m_{D^*}^2} (p_4 - p_3 + p_1)^\nu, \quad (4.20)$$

$$M_{2b}^{\nu\lambda} = g_{K D D_s^*} g_{\psi D_s^* D_s^*} (-p_1 - p_4)^\alpha \frac{1}{u - m_{D_s^*}^2} \left(g_{\alpha\beta} - \frac{(p_1 - p_4)_\alpha (p_1 - p_4)_\beta}{m_{D_s^*}^2} \right) [(p_1 + p_3 - p_4)^\nu g^{\beta\lambda} + (-p_2 - p_3)^\beta g^{\nu\lambda} + (-p_1 + p_2 + p_4)^\lambda g_{\beta\nu}], \quad (4.21)$$

$$M_{2c}^{\nu\lambda} = -g_{K \psi D D_s^*} g^{\nu\lambda}, \quad (4.22)$$

$$M_{2d}^{\nu\lambda} = -\frac{g_{K D_s^* D^*} g_{\psi D^* D}}{t - m_{D^*}^2} \epsilon^{\lambda\rho\sigma\alpha} \epsilon^{\nu\gamma\delta\beta} \left(g_{\alpha\beta} - \frac{(p_1 - p_3)_\alpha (p_1 - p_3)_\beta}{m_{D^*}^2} \right) p_{1\sigma} p_{2\gamma} p_{3\rho} p_{4\delta}, \quad (4.23)$$

com $t = (p_1 - p_3)^2$ e $u = (p_1 - p_4)^2$.

Neste caso $M_{1d}^{\nu\lambda}$ e $M_{2d}^{\nu\lambda}$ correspondem aos processos anômalos representados pelos diagramas 1d e 2d da figura 4.1, e as amplitudes $M_{1a,b,c}$ e $M_{2a,b,c}$, que correspondem aos processos

representados pelos diagramas 1a, b, c e 2a, b, c, e são as mesmas calculadas no capítulo anterior representados nas equações de (3.11) à (3.16).

Podemos ver que as diferenças entre estes dois processos são basicamente devido ao méson trocado. Pode ser mostrado [18, 19] que as amplitudes $M_i^{\nu\lambda}$ (para $i=1,2$) dadas acima satisfazem a conservação de corrente: $M_i^{\nu\lambda} p_{2\nu} = 0$.

Chamando os quadri-momentos das partículas D_s e \bar{D} de p_3 e p_4 , respectivamente, a amplitude de dissociação para os processos $K\psi \rightarrow D_s \bar{D}$ mostrados pelos diagramas (3) na figura 4.1 pode ser escrita como

$$M_3 \equiv M_3^\nu \epsilon_{2\nu} = \left(\sum_{i=a,b,c} M_{3i}^\nu \right) \epsilon_{2\nu}, \quad (4.24)$$

onde

$$M_{3a}^\nu = \frac{g_{KD_s D^*} g_{\psi D^* D}}{t - m_{\bar{D}}^2} \epsilon^{\nu\beta\gamma\delta} \left(g_{\alpha\beta} - \frac{(p_1 - p_3)_\alpha (p_1 - p_3)_\beta}{m_{\bar{D}}^2} \right) (p_1 + p_3)^\alpha p_{2\gamma} p_{4\delta}, \quad (4.25)$$

$$M_{3b}^\nu = -\frac{g_{KDD_s^*} g_{\psi D_s^* D_s}}{u - m_{D_s^*}^2} \epsilon^{\nu\beta\gamma\delta} \left(g_{\alpha\beta} - \frac{(p_3 - p_2)_\alpha (p_3 - p_2)_\beta}{m_{D_s^*}^2} \right) (p_1 + p_4)^\alpha p_{2\gamma} p_{3\delta},$$

$$M_{3c}^\nu = -g_{KDD_s \psi} \epsilon^{\nu\delta\lambda\gamma} p_{1\delta} p_{3\lambda} p_{4\gamma}. \quad (4.26)$$

Para o diagrama 4 da figura 4.1, representando os processos $K\psi \rightarrow D_s^* \bar{D}^*$, os quadri-momentos das partículas D_s^* e \bar{D}^* são p_3 e p_4 , respectivamente. A amplitude de dissociação para este diagrama é dada por:

$$M_4 \equiv M_{4i}^{\nu\lambda\mu} \epsilon_{2\nu} \epsilon_{3\lambda}^* \epsilon_{4\mu}^* = \left(\sum_{i=a,b,c,d,e} M_{4i}^{\nu\lambda\mu} \right) \epsilon_{2\nu} \epsilon_{3\lambda}^* \epsilon_{4\mu}^*, \quad (4.27)$$

com

$$M_{4a}^{\nu\lambda\mu} = g_{KD^* D_s^*} g_{\psi D^* D} \frac{1}{t - m_{\bar{D}}^2} \left(g^{\alpha\beta} - \frac{(p_2 - p_4)_\alpha (p_2 - p_4)_\beta}{m_{\bar{D}}^2} \right) \epsilon_{\lambda\sigma\rho\alpha} p_3^\sigma p_1^\rho [(2p_2 - p_4)_\mu g_{\beta\nu} + (-p_2 - p_4)_\beta g_{\mu\nu} + (-p_2 + 2p_4)_\nu g_{\beta\mu}], \quad (4.28)$$

$$M_{4b}^{\nu\lambda\mu} = g_{KD^* D_s^*} g_{\psi D_s^* D_s^*} \frac{1}{u - m_{D_s^*}^2} \left(g^{\alpha\beta} - \frac{(p_1 - p_4)_\alpha (p_1 - p_4)_\beta}{m_{D_s^*}^2} \right) \epsilon_{\mu\sigma\rho\alpha} p_1^\sigma p_4^\rho [(2p_3 - p_2)_\nu g_{\beta\lambda} + (-p_2 - p_3)_\beta g_{\nu\lambda} + (-p_3 + 2p_2)_\lambda g_{\beta\nu}], \quad (4.29)$$

$$M_{4c}^{\nu\lambda\mu} = -g_{KDD_s^*} g_{\psi D^* D} \frac{1}{t - m_{\bar{D}}^2} \epsilon_{\nu\mu\gamma\delta} (2p_1 - p_3)_\lambda p_2^\gamma p_4^\delta, \quad (4.30)$$

$$M_{4d}^{\nu\lambda\mu} = g_{KD_s D^*} g_{\psi D_s^* D_s^*} \frac{1}{u - m_{D_s^*}^2} \epsilon_{\nu\lambda\gamma\sigma} (2p_1 - p_4)_\mu p_2^\gamma p_3^\sigma, \quad (4.31)$$

$$M_{4e}^{\nu\lambda\mu} = g_{K\psi D^* D_s^*} \epsilon_{\nu\lambda\mu\sigma} p_1^\sigma - h_{K\psi D^* D_s^*} \epsilon_{\nu\lambda\mu\sigma} (p_4 + p_3 - 3p_2)^\sigma. \quad (4.32)$$

Para todos estes processos, a análise da média sobre os isospins iniciais e a soma sobre os finais é exatamente a mesma feita anteriormente e as constantes que multiplicam $|M|^2$ são

todas as mesmas. Portanto, depois de fazer a média (soma) sobre os spins iniciais (finais) e incluindo os fatores de isospin, a seção de choque para estes processos são:

$$\frac{d\sigma_i}{dt} = \frac{1}{192\pi s p_{i,\text{cm}}^2} M_i^{\nu\lambda} M_i^{*\nu'\lambda'} \left(g_{\nu\nu'} - \frac{p_{2\nu} p_{2\nu'}}{m_2^2} \right) \left(g_{\lambda\lambda'} - \frac{p_{3\lambda} p_{3\lambda'}}{m_3^2} \right), \text{ para } i = 1, 2 \quad (4.33)$$

$$\frac{d\sigma_3}{dt} = \frac{1}{192\pi s p_{i,\text{cm}}^2} M_3^\nu M_3^{*\nu'} \left(g_{\nu\nu'} - \frac{p_{2\nu} p_{2\nu'}}{m_2^2} \right) \quad (4.34)$$

e

$$\frac{d\sigma_4}{dt} = \frac{1}{192\pi s p_{i,\text{cm}}^2} M_4^{\nu\lambda\mu} M_4^{*\nu'\lambda'\mu'} \left(g_{\nu\nu'} - \frac{p_{2\nu} p_{2\nu'}}{m_2^2} \right) \left(g_{\lambda\lambda'} - \frac{p_{3\lambda} p_{3\lambda'}}{m_3^2} \right) \left(g_{\mu\mu'} - \frac{p_{4\mu} p_{4\mu'}}{m_4^2} \right), \quad (4.35)$$

com $s = (p_1 + p_2)^2$.

4.2 Valores numéricos

Para estimar a seção de choque, nós determinamos algumas das constantes de acoplamento da mesma maneira que fizemos no capítulo anterior. A simetria exata de SU(4) daria as constantes de acoplamento para os vértices normais mostradas na equação (2.44) mais as constantes de acoplamento para os vértices anômalos mostradas na equação (4.6).

Como nenhuma das constantes de acoplamento dadas pelas equações citadas acima são conhecidas experimentalmente, temos que usar modelos para estimá-los.

Da referência [31] nós, além de $g_{\psi DD} = 5.8$, usamos também $g_{\psi DD^*} = 4.0 \text{ GeV}^{-1}$. Usando estes números nas relações de simetria SU(4) dadas nas equações (2.44) e (4.6), obtemos:

$$\begin{aligned} g_{\psi DD} &= g_{\psi D_s D_s} = g_{\psi D^* D^*} = g_{\psi D_s^* D_s^*} = 5.8, & g_{KD_s D^*} &= g_{KDD_s^*} = 5.0, \\ g_{\psi KD_s D^*} &= g_{\psi KDD_s^*} = 28.8, & g_{\psi D^* D} &= g_{\psi D_s^* D_s} = 4.0 \text{ GeV}^{-1}, & g_{KD_s^* D^*} &= 7.0 \text{ GeV}^{-1}, \\ g_{\psi KDD_s} &= 6.6 \text{ GeV}^{-3}, & g_{\psi KD^* D_s^*} &= 41.6 \text{ GeV}^{-1}, & h_{\psi KD^* D_s^*} &= 8.3 \text{ GeV}^{-1}. \end{aligned} \quad (4.36)$$

Os fatores de forma dados na referência [31] são:

$$g_{\psi DD^*}^{(D^*)}(t) = g_{\psi DD^*} \left(5 e^{-\left(\frac{27-t}{18.6}\right)^2} \right) = g_{\psi DD^*} h_1(t), \quad (4.37)$$

$$g_{\psi DD^*}^{(D)}(t) = g_{\psi DD^*} \left(3.3 e^{-\left(\frac{26-t}{21.2}\right)^2} \right) = g_{\psi DD^*} h_2(t), \quad (4.38)$$

$$g_{\psi DD}^{(D)}(t) = g_{\psi DD} \left(2.6 e^{-\left(\frac{20-t}{15.8}\right)^2} \right) = g_{\psi DD} h_3(t), \quad (4.39)$$

onde $g_{123}^{(1)}$ significa o fator de forma no vértice envolvendo os mésons 123 com o méson 1 fora da camada de massa. Nas equações acima o número nas exponenciais estão em unidades de GeV^2 . Novamente, como não há um cálculo nas regras de soma da QCD para os fatores de forma nos vértices KD_s^*D ou KD^*D_s , supomos que eles sejam similares ao fator de forma do vértice πD^*D . Da ref. [28] nós tiramos

$$g_{\pi D^*D}^{(D)}(t) = g_{\pi D^*D} \left(\frac{(3.5 \text{ GeV})^2 - m_D^2}{(3.5 \text{ GeV})^2 - t} \right) = g_{\pi D^*D} h_4(t, m_D^2). \quad (4.40)$$

Com estes fatores de forma, as amplitudes são modificadas da seguinte maneira:

$$M_{ia} \rightarrow h_3(t)h_4(t, m_{ia}^2)M_{ia}, \quad M_{ib} \rightarrow h_3(u)h_4(u, m_{ib}^2)M_{ib}, \quad (4.41)$$

para $i = 1, 2$ e 4 , com $m_{1a} = m_{D_s}$, $m_{1b} = m_{4a} = m_{D^*}$, $m_{2a} = m_D$, e $m_{2b} = m_{4b} = m_{D_s^*}$.

$$M_{ic} \rightarrow \frac{1}{2} (h_3(t)h_4(t, m_{ia}^2) + h_3(u)h_4(u, m_{ib}^2)) M_{ic}, \quad M_{id} \rightarrow h_1(t)h_4(t, m_{id}^2)M_{id}, \quad (4.42)$$

para $i = 1, 2$ com $m_{1d} = m_{D_s^*}$ e $m_{2d} = m_{D^*}$.

$$\begin{aligned} M_{3a} &\rightarrow h_1(t)h_4(t, m_{D^*}^2)M_{3a}, & M_{3b} &\rightarrow h_1(u)h_4(u, m_{D_s^*}^2)M_{3b} \\ M_{3c} &\rightarrow \frac{1}{2} (h_1(t)h_4(t, m_{D^*}^2) + h_1(u)h_4(u, m_{D_s^*}^2)) M_{3c}, \end{aligned} \quad (4.43)$$

e

$$\begin{aligned} M_{4c} &\rightarrow h_2(t)h_4(t, m_D^2)M_{4c}, & M_{4d} &\rightarrow h_2(u)h_4(u, m_{D_s}^2)M_{4d}, & M_{4e} &\rightarrow \frac{1}{4} (h_3(t)h_4(t, m_{D^*}^2) \\ &+ h_3(u)h_4(u, m_{D_s^*}^2) + h_2(t)h_4(t, m_D^2) + h_2(u)h_4(u, m_{D_s}^2)) M_{4e}. \end{aligned} \quad (4.44)$$

Mais uma vez poder-se-ia pensar que além da introdução dos fatores de forma, o fato de acrescentar os termos anômalos nas equações (4.41) até (4.44) levaria a uma violação na invariância de calibre. Entretanto, podemos reescrever a amplitude associada com os processos representados pelos diagramas (1) na fig. 4.1: $M_1^{\nu\lambda} = \sum_{j=a,b,c,d} M_{1j}^{\nu\lambda}$, mantendo apenas os termos que contribuem para a seção de choque, como:

$$M_1^{\nu\lambda} = \Lambda_1 p_1^\nu p_1^\lambda + \Lambda_2 p_3^\nu p_1^\lambda + \Lambda_3 p_1^\nu p_2^\lambda + \Lambda_4 g^{\nu\lambda} + \Lambda_5 p_3^\nu p_2^\lambda, \quad (4.45)$$

onde, antes de introduzir os fatores de forma, nós temos:

$$\Lambda_1 = 4 \frac{g_{\psi D_s D_s} g_{K D_s D^*}}{t - m_{D_s}^2} - \frac{g_{\psi D^* D} g_{K D_s^* D^*}}{t - m_{D_s^*}^2} \frac{(m_{\psi}^2 + m_{D^*}^2 - u)}{2}, \quad (4.46)$$

$$\begin{aligned} \Lambda_2 = & -4 \left(\frac{g_{\psi D_s D_s} g_{K D_s D^*}}{t - m_{D_s}^2} + \frac{g_{\psi D^* D^*} g_{K D_s D^*}}{u - m_{D^*}^2} \right) \\ & - \frac{g_{\psi D^* D} g_{K D_s^* D^*}}{t - m_{D_s^*}^2} \frac{(m_K^2 + m_{\psi}^2 - s)}{2}, \end{aligned} \quad (4.47)$$

$$\Lambda_3 = 4 \frac{g_{\psi D^* D^*} g_{K D_s D^*}}{u - m_{D^*}^2} - \frac{g_{\psi D^* D} g_{K D_s^* D^*}}{t - m_{D_s^*}^2} \frac{(m_{D^*}^2 - m_K^2 + t)}{2}, \quad (4.48)$$

$$\begin{aligned} \Lambda_4 = & \frac{g_{\psi D^* D^*} g_{K D_s D^*}}{u - m_{D^*}^2} \left(s - t + \frac{(m_K^2 - m_{D_s}^2)(m_{\psi}^2 - m_{D^*}^2)}{m_{D^*}^2} \right) \\ & - g_{K \psi D_s D^*} - \frac{g_{\psi D^* D} g_{K D_s^* D^*}}{4(t - m_{D_s^*}^2)} (m_{D^*}^2 (m_{\psi}^2 - m_K^2 \\ & - m_{D_s}^2) + t(u - s) + m_K^2 (m_{D^*}^2 - m_{\psi}^2 + m_{D_s}^2)), \end{aligned} \quad (4.49)$$

$$\Lambda_5 = - \frac{g_{\psi D^* D} g_{K D_s^* D^*}}{t - m_{D_s^*}^2} \frac{(m_K^2 - m_{D^*}^2 + t)}{2}. \quad (4.50)$$

Sem interferir no resultado final para a seção de choque, a amplitude na Eq. (4.45) pode novamente ser modificada para:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1^{\nu\lambda} = & \Lambda_1 \left(p_1^\nu - \frac{p_1 \cdot p_2}{m_{\psi}^2} p_2^\nu \right) p_1^\lambda + \Lambda_2 \left(p_3^\nu - \frac{p_3 \cdot p_2}{m_{\psi}^2} p_2^\nu \right) p_1^\lambda + \Lambda_3 (p_1^\nu \\ & - \frac{p_1 \cdot p_2}{m_{\psi}^2} p_2^\nu) p_2^\lambda + \Lambda_4 \left(g^{\nu\lambda} - \frac{p_2^\nu p_2^\lambda}{m_{\psi}^2} \right) + \Lambda_5 \left(p_3^\nu - \frac{p_3 \cdot p_2}{m_{\psi}^2} p_2^\nu \right) p_2^\lambda, \end{aligned} \quad (4.51)$$

que é explicitamente invariante de calibre independente dos valores dos parâmetros Λ_i . Uma maneira diferente de se introduzir termos nas amplitudes, para manter a invariância de calibre quando fatores de forma são introduzidos, é mostrada na referência [25].

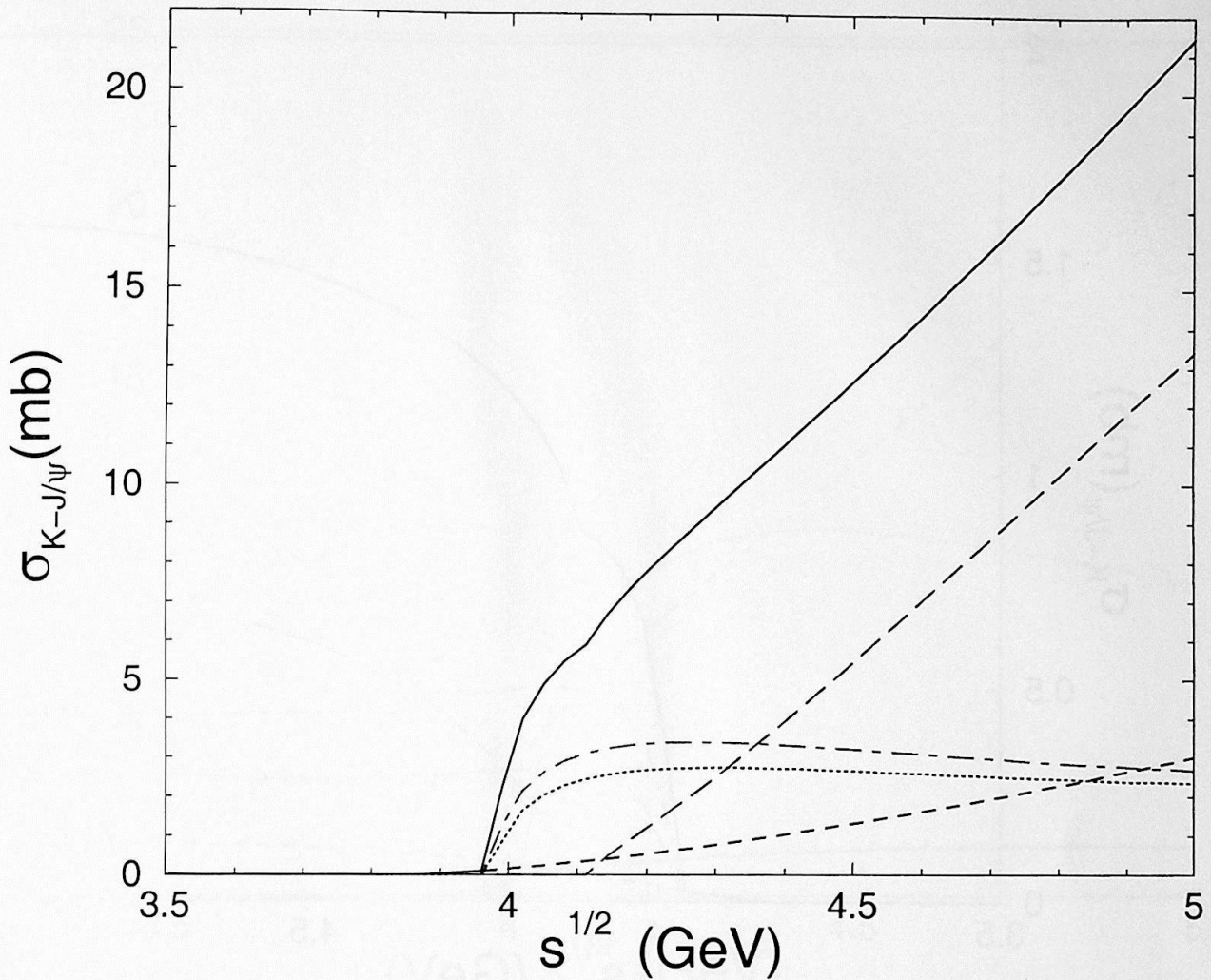


Figura 4.2: Seção de choque total, sem os fatores de forma, para os processos J/ψ káons $\rightarrow \bar{D}^* D_s + D^* \bar{D}_s$ (linha ponto-traço), $\bar{D} D_s^* + \bar{D}_s^* D$ (linha pontilhada), $\bar{D} D_s + D \bar{D}_s$ (linha tracejada) e $\bar{D}^* D_s^* + D^* \bar{D}_s^*$ (linha de longo traço). A linha sólida dá a seção de choque total de dissociação do J/ψ por káons.

Na figura 4.2 nós mostramos a seção de choque de dissociação do J/ψ por káons como uma função da energia inicial \sqrt{s} , sem considerar os fatores de forma e já incluindo as contribuições de $J/\psi K$ e $J/\psi \bar{K}$. As linhas ponto-traço, pontilhada, tracejada, de longo traço e sólida dão as contribuições para os processos J/ψ káons $\rightarrow \bar{D}^* D_s + D^* \bar{D}_s$, $\bar{D} D_s^* + \bar{D}_s^* D$, $\bar{D} D_s + D \bar{D}_s$, $\bar{D}^* D_s^* + D^* \bar{D}_s^*$ e total respectivamente. Podemos ver que para $\sqrt{s} > 4.4$ GeV o processo J/ψ kaons $\rightarrow \bar{D}^* D_s^* + D^* \bar{D}_s^*$ domina, embora para pequenos valores da \sqrt{s} os processos dados pelos diagramas (1) e (2) na Fig. 4.1 são os mais importantes [26]. Isto é similar ao encontrado na referência [19] para a dissociação do J/ψ por píons.

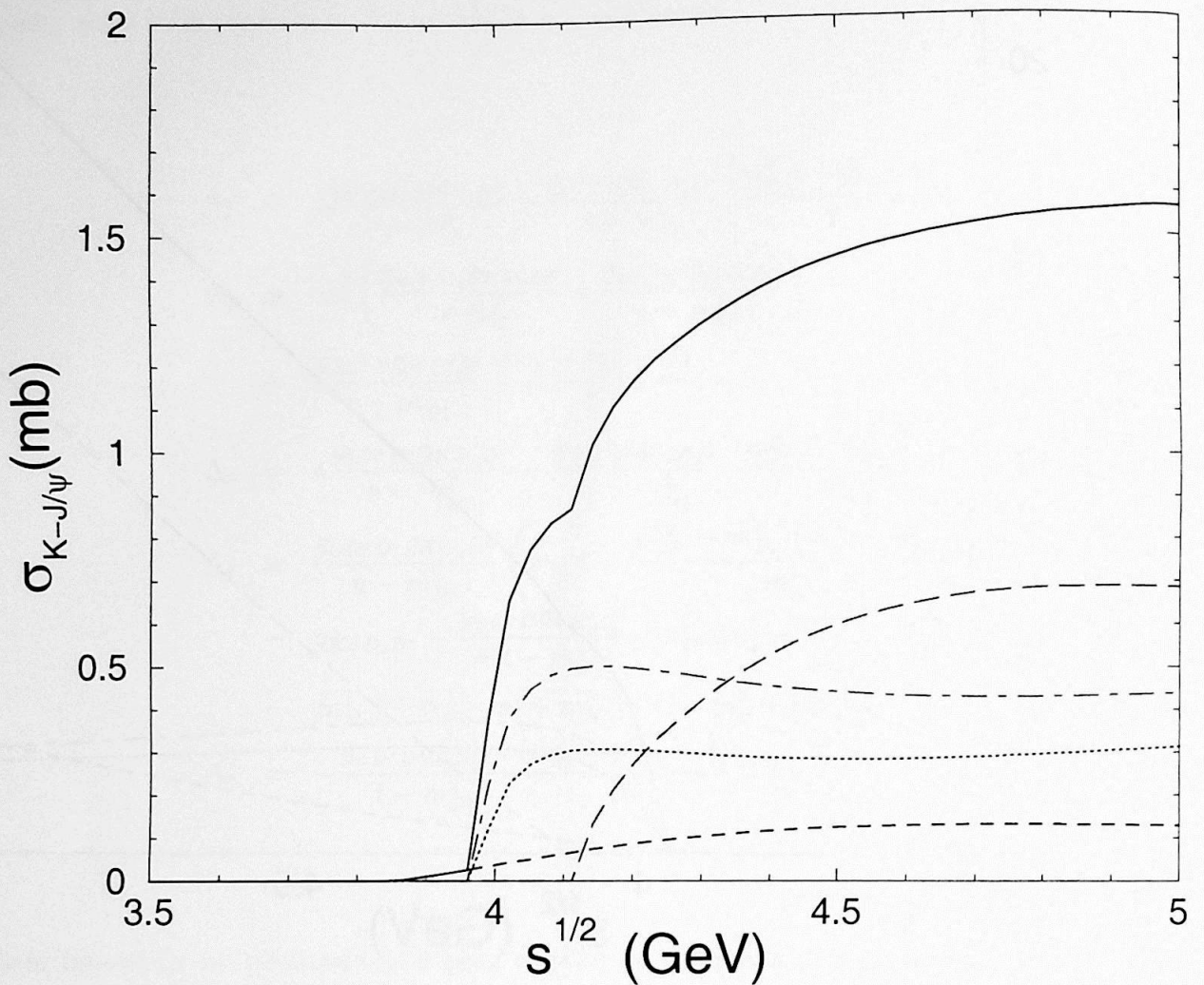


Figura 4.3: Mesma coisa que a figura 4.2, mas com fatores de forma

Na fig. 4.3 nós mostramos os mesmos processos considerados na fig. 4.2, mas com fatores de forma. Isto significa que agora nós estamos usando as amplitudes dadas pelas eqs. (4.41) até (4.44). A primeira conclusão importante é que o uso de fatores de forma apropriados mudam a forma da curva da seção de choque como função da \sqrt{s} , como obtida na ref. [25, 26]. Os processos mais afetados por esta mudança são os representados pelos diagramas (3) e (4) na figura 4.1. Enquanto a seção de choque total obtida sem fatores de forma mostram um forte crescimento com \sqrt{s} , este não é mais o caso quando a seção de choque total é obtida com os fatores de forma, como visto na fig. 4.4, onde mostramos a seção de choque total calculada com (linha contínua) e sem fatores de forma (linha tracejada).

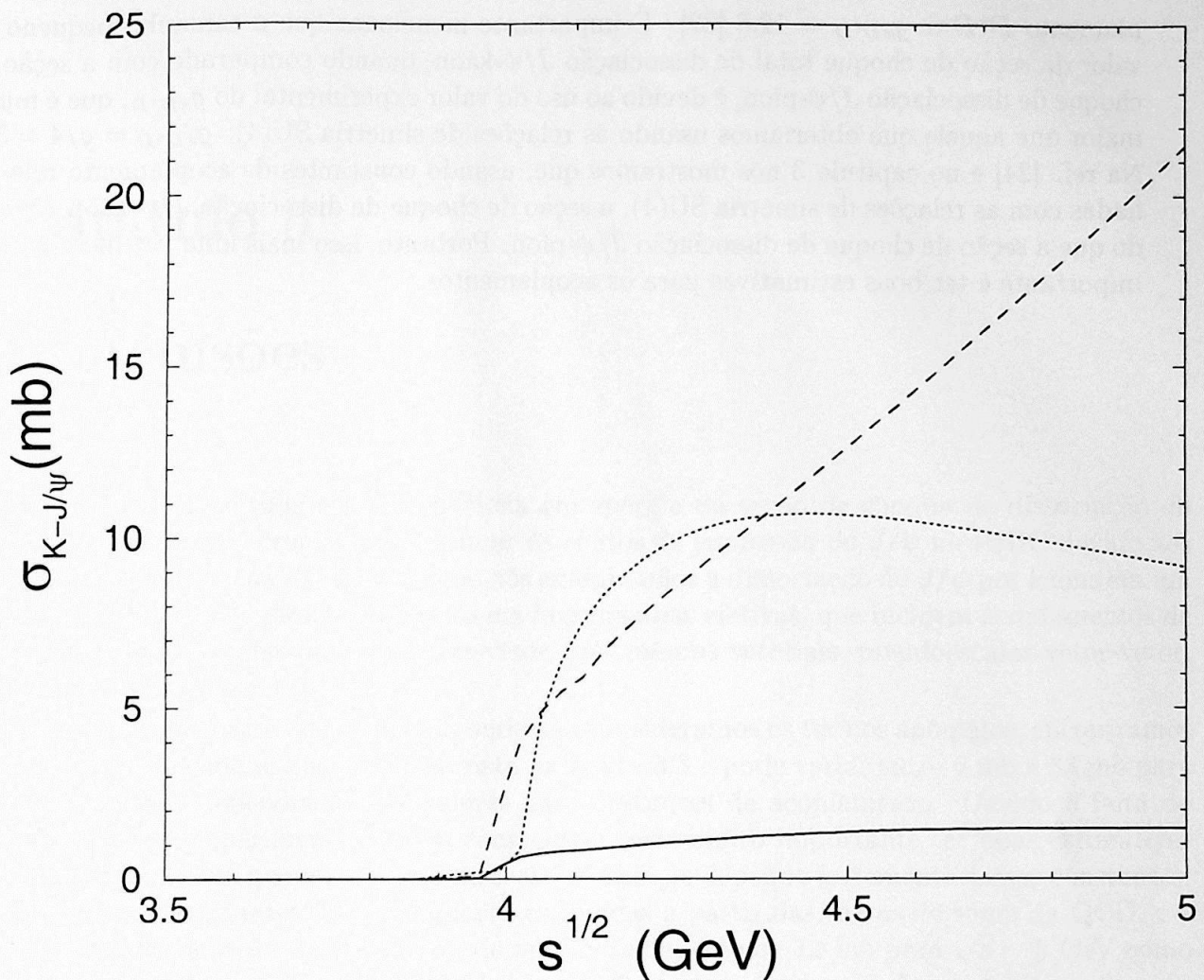


Figura 4.4: Seção de choque total de dissociação do J/ψ como função da energia inicial. As linhas sólidas e tracejadas dão os resultados para a dissociação do J/ψ por káons com e sem os fatores de forma, respectivamente. A linha pontilhada dá os resultados para a dissociação do J/ψ por píons com fatores de forma.

Outro resultado importante do nosso cálculo é o fato de que, usando fatores de forma apropriados com cut-offs da ordem de ~ 3.5 GeV (veja as equações (4.37) à (4.40)), o valor da seção de choque pode ser reduzido por uma ordem de grandeza [26]. O mesmo efeito foi obtido na refs. [18, 19] usando fatores de forma monopolo, mas com cut-offs da ordem de ~ 1 GeV, que são considerados muito pequenos para mésons charmosos.

Na figura 4.4, também podemos ver, para comparação, a seção de choque total para a dissociação do J/ψ por píons (linha pontilhada) usando os mesmos fatores de forma e constantes de acoplamento mostrados aqui, e o valor experimental para a constante de aco-

SEÇÃO DE CHOQUE DE DISSOCIAÇÃO DO J/ψ POR KÁONS INCLUINDO

...: $g_{\pi D^* D} = 12.6$ [32]. É importante mencionar que o tamanho pequeno do de choque total de dissociação J/ψ -káon, quando comparado com a seção de choque que obteríamos usando as relações de simetria $SU(4)$: $g_{\pi D^* D} = g/4 = 3.6$. e no capítulo 3 nós mostramos que, usando constantes de acoplamento relacionadas as relações de simetria $SU(4)$, a seção de choque de dissociação J/ψ -káon é maior a seção de choque de dissociação J/ψ -píon. Portanto, isso mais uma vez mostra quão importante é ter boas estimativas para os acoplamentos.

Capítulo 5

Conclusões

Conhecer a magnitude de J/ψ por hádrons em processos hadrônicos é um modelo de teste para mésons pseudoscalares e os quadrivetores.

Na primeira seção de uma seção de choque

$\sqrt{s} \sim$

conhecido

particular

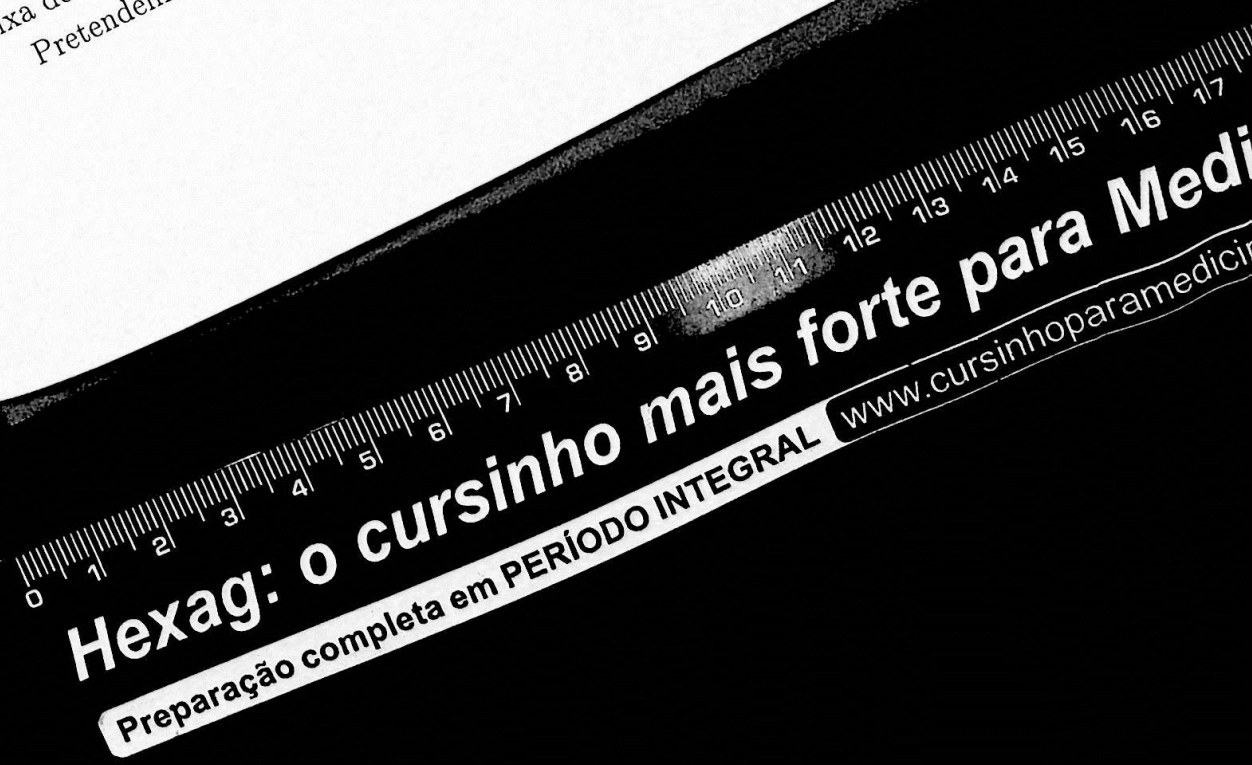
Não

...ntidade e a dependência em energia da seção de choque de dissociação do J/ψ é crucial para estimar os efeitos da supressão do J/ψ no RHIC devido aos vértices. Neste trabalho nós examinamos a dissociação do J/ψ por káons em um contexto de mésons baseados em lagrangianas efetivas, que incluem acoplamentos de pseudoescalar-pseudoescalar-vetor, três mésons vetoriais, pseudoescalar-vetor-vetor, e pseudoescalar-vetor-vetor.

Na primeira parte do capítulo 3, onde não consideramos os termos anômalos, encontramos a seção de choque que pode ser vista na figura 3.8 e pode variar entre 6 mb e 33 mb para $\sqrt{s} \leq 5$ GeV, dependendo dos valores das constantes de acoplamento. Devido à falta de dados experimentais, uma vez que o resultado da seção de choque depende fortemente das regras de soma da QCD, e o valor obtido da seção de acoplamento estimado de 12 mb para $\sqrt{s} \sim 5$ GeV, e o valor da seção de choque foi reduzido por uma ordem de grandeza.

No capítulo 4, vimos que a inclusão dos termos anômalos abriu novos canais no mecanismo de dissociação. As contribuições deles são muito importantes especialmente para altos valores de energia inicial, $\sqrt{s} > 4.4$ GeV. Como mostrado na fig. 4.2, sem fatores de forma, obtivemos o valor de aproximadamente 21 mb para $\sqrt{s} \sim 5$ GeV, com a mesma dependência dos fatores de forma muda a dependência na energia de dissociação do J/ψ por píons, nas figs. 4.3 e 4.4. Esta modificação na energia de dissociação do J/ψ , como mostrado na ref. [25] para a dissociação do J/ψ por píons da ref. [19]. A inclusão de estimativas das regras de soma da QCD para as constantes de acoplamento e para os fatores de forma, a seção de choque total J/ψ -káon encontrada foi de $1.0 \sim 1.6$ mb para $4.1 \leq \sqrt{s} \leq 5$ GeV. Usando os mesmos fatores de forma e o valor experimental para $g_{\pi D^* D}$ obtemos para a seção de choque de dissociação total J/ψ -píon $9.0 \sim 10.0$ mb, na mesma faixa de energia.

Pretendemos agora incluir processos envolvendo o méson K^* que, a exemplo do ρ , podem



ser muito importantes para valores pequenos de energia.

Apêndice A

O grupo de Lie SU(4)

Um interesse especial em física é o grupo de Lie SU(N), um conjunto de matrizes complexas unitárias $N \times N$ especiais, ou seja, se U pertence a SU(N), então ele satisfaz:

$$UU^\dagger = \mathbf{I}$$

$$\det U = 1. \tag{A.1}$$

Sabemos que qualquer matriz unitária pode ser representada pela exponencial:

$$U = e^{iH}, \tag{A.2}$$

onde H é Hermiteano:

$$H^\dagger = H. \tag{A.3}$$

Podemos também escrever U da seguinte forma:

$$U = \exp\left(i \sum_{a=1}^{N^2-1} \theta^a \lambda^a\right) \tag{A.4}$$

onde λ^a são os geradores do grupo e são matrizes Hermiteanas independentes, satisfazendo:

$$[\lambda^a, \lambda^b] = i f^{abc} \lambda^c \tag{A.5}$$

onde f^{abc} são chamadas constantes de estrutura. Percebemos que a somatória vai até $N^2 - 1$, pois este é o número de matrizes $N \times N$ hermiteanas independentes. Isto pode ser obtido através dos diagramas de Young [20, 21], como veremos mais adiante.

Vamos agora escrever de forma explícita os geradores da simetria global SU(4). Primeiramente notamos que podemos escrever as três primeiras matrizes λ_i da seguinte maneira:

$$\lambda_a = \begin{pmatrix} \sigma_a & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}; \tag{A.6}$$

com $a = 1, 2, 3$ e σ_a são as matrizes de Pauli. Para λ_{4-7} e λ_{9-15} , ao longo das colunas direitas e linhas abaixo da primeira matriz 2×2 dentro da matriz 4×4 nós inserimos os números 1 e 1 (bem como $-i$ e i) simetricamente de todas as maneiras possíveis. Para λ_8 e λ_{15} temos as matrizes unitárias de SU(2) e SU(3) e o último número da diagonal é tal que o traço da matriz seja nulo. Seguindo estes passos, obtemos as seguintes matrizes para os geradores de SU(4):

$$\begin{aligned}
 \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\
 \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\
 \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_9 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\
 \lambda_{10} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_{11} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_{12} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \end{pmatrix} \\
 \lambda_{13} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_{14} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \lambda_{15} = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -3 \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{A.7}$$

Podemos verificar, agora, que temos $4^2 - 1$ geradores para o grupo SU(4) fazendo uso dos diagramas de Young para produto tensorial $4 \otimes \bar{4}$ [20].

De acordo com os diagramas propostos por Young, representamos a dimensão das matrizes que pertencem ao SU(4), no caso é 4, por um quadrado, fig. A.1:

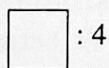


Figura A.1: Representação fundamental 4

A identidade é representada por uma coluna de 4 quadrados, fig. A.2, para o SU(4):

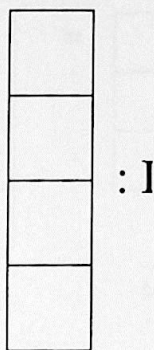


Figura A.2: Representação singlete de $SU(4)$

Isso descreve a representação singlete $\mathbf{1}$ para o grupo $SU(4)$. A representação quadridimensional de $\bar{4}$ é dado por uma coluna de 4 – 1 quadrados, como na figura A.3:

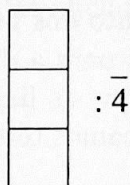


Figura A.3: Representação fundamental $\bar{4}$

A combinação dos quadrados das representações nos dá o produto $4 \otimes \bar{4}$, que pelas regras de Young fica representado como na fig. A.4

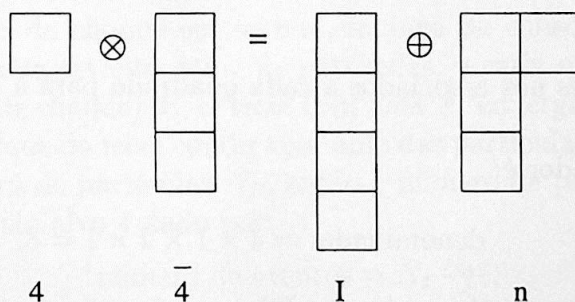


Figura A.4: Produto tensorial $4 \otimes \bar{4}$

Para calcularmos o número de representações irreduzíveis na decomposição do produto da representação 4, usamos a regra de Young para obter $n = \text{numerador} / \text{denominador}$. Para obtermos o numerador, inserimos o número 4 no quadrado da diagonal do diagrama representado por n na fig. A.4. Para o lado direito acrescenta-se 1 a cada quadrado e para baixo diminui-se 1 a cada quadrado como mostrado na fig. A.5.

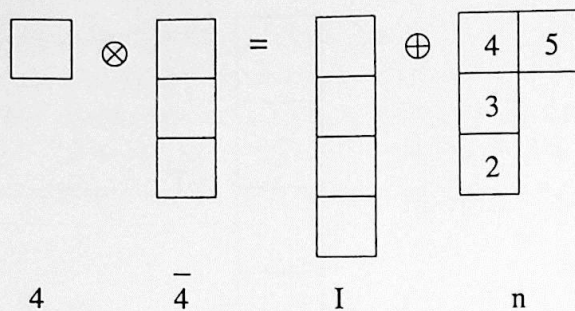
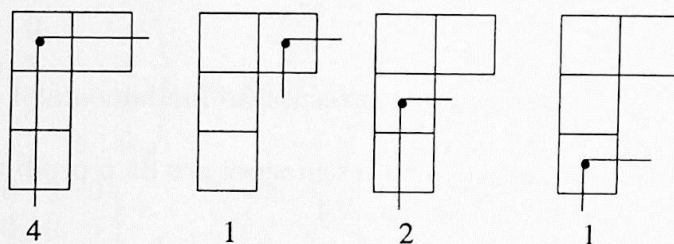


Figura A.5: Obtenção do numerador

O numerador é o produto de todos os números que estão dentro dos quadrados:

$$\text{numerador} = 5 \times 4 \times 3 \times 2 = 120. \quad (\text{A.8})$$

O denominador é dado pelo “produto dos nós”. Isso é feito colocando um ponto em um quadrado, e neste ponto sai uma linha para a direita e uma linha perpendicular para baixo, daí conta-se o número de quadrados que as linhas atravessam, veja fig. A.6. Fazemos isso para cada quadrado e depois multiplicamos todos os números obtidos, por exemplo:

Figura A.6: Os nós associados a cada quadrado para a representação $4 \otimes \bar{4}$

Então, o denominador é:

$$\text{denominador} = 4 \times 1 \times 2 \times 1 = 8. \quad (\text{A.9})$$

O numerador (120) pelo denominador (8) é igual a 15. Assim, $4 \otimes \bar{4} = \mathbf{1} \oplus \mathbf{15}$, ou seja, um singleto e um 15-pleto.

Apêndice B

Seção de Choque

Primeiramente, daremos uma introdução sobre o significado da seção de choque na primeira seção, e na segunda seção mostraremos a obtenção de uma equação para a seção de choque no processo de colisão entre duas partículas iniciais originando outras duas partículas finais ($1 + 2 \rightarrow 3 + 4$).

B.1 Introdução

Há muitas maneiras de se definir a seção de choque, mas a maneira mais simples e mais intuitiva é defini-la como o “tamanho” de cada partícula no alvo. A seção de choque é então a área efetiva de cada alvo visto por um feixe indo em direção a ele. A seção de choque é freqüentemente medido em “barns” (um barn é 10^{-24}cm^2). Então, para obter a seção de choque de uma partícula em uma certa reação, podemos calcular o tamanho efetivo da partícula com relação a partícula feixe.

Para calcular a seção de choque em termos da taxa de colisões em um espalhamento, podemos imaginar um alvo estreito com N_A partículas, e cada uma destas partículas tem uma área efetiva (seção de choque) σ . O feixe com área A “enxerga” a área destas partículas como $N_A\sigma$. A probabilidade do feixe colidir com uma das partículas do alvo é $N_A\sigma/A$. Agora se o feixe tem um número de partículas N_F , então o número de partículas do feixe que será absorvida ou defletida pelo alvo é dado por:

$$\text{número de eventos} = N_F \frac{N_A\sigma}{A}.$$

A maneira mais conveniente de expressar a seção de choque é via fluxo do feixe incidente. Se o feixe está se movendo com uma velocidade v em relação ao alvo, então o número de partículas é igual a densidade ρ vezes o volume do feixe. Se o fluxo for um pulso de t segundos, o volume do feixe será vtA , e portanto o número de partículas do feixe é $N_F = \rho vtA$. A seção de choque pode ser escrita como:

$$\sigma = \frac{\text{número de eventos}}{(\rho vtA)N_A} A = \frac{\text{número de eventos}/t}{\rho v} = \frac{\text{taxa de transição}}{\text{fluxo}} \quad (\text{B.1})$$

onde N_A foi normalizado a 1 e a taxa de transição é o número de eventos espalhados por unidade de tempo. A seção de choque é, portanto, igual a taxa de transição dividido pelo fluxo do feixe, que é dado por ρv . Em outras palavras, a seção de choque é a igual a probabilidade de transição por espalhamento no alvo por unidade de fluxo incidente. A análise a seguir será para a obtenção da seção de choque de duas partículas incidentes e duas partículas espalhadas.

B.2 Seção de choque no processo de interação entre duas partículas

Nesta seção, vamos dar uma formulação relativística para o cálculo da seção de choque. Descreveremos um processo de espalhamento de 2 partículas livres no estado assintótico inicial $t \rightarrow -\infty$ indo a 2 partículas livres no estado assintótico final $t \rightarrow \infty$. A probabilidade de transição de um estado inicial para o estado final é dado pela matriz $|S|^2$, onde S_{fi} é:

$$S_{fi} = \langle f|S|i \rangle = \delta_{ij} - i(2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i) \mathcal{T}_{fi} \quad (\text{B.2})$$

onde δ_{ij} simbolicamente representa as partículas não interagentes no processo e \mathcal{T}_{fi} é chamada matriz de transição, que descreve o espalhamento não trivial.

Um dos vínculos fundamentais da mecânica quântica é que a matriz S é unitária:

$$\sum_f S_{fi}^* S_{fk} = \delta_{ik}. \quad (\text{B.3})$$

E a probabilidade de um estado inicial i ir para um final f é

$$P_{fi} = S_{fi}^* S_{fi}, \quad P_{total} = \sum_f S_{fi}^* S_{fi} = \delta_{ii} = 1. \quad (\text{B.4})$$

Para estados normalizados pela relação $\langle \vec{p}|\vec{p}' \rangle = (2\pi)^3 2E_p \delta^3(\vec{p} - \vec{p}')/V$, a densidade de estados finais dN_f , que é o número de estados finais com momento entre \vec{p} e $\vec{p} + \delta\vec{p}$ por unidade de volume, é [20]:

$$dN_f = \frac{1}{V} \prod_{f=3}^4 \frac{V d^3 p_f}{(2\pi)^3 2E_f}, \quad (\text{B.5})$$

onde $f=3, 4$ indica as partículas finais do processo $1+2 \rightarrow 3+4$.

A seção de choque diferencial $d\sigma$ pelo fluxo de partículas incidentes J é

$$d\sigma = \frac{\text{transições}/(\text{cm}^3 \text{s})}{\text{fluxo incidente}} = \frac{(|S_{fi}|^2 dN_f)}{VT} \frac{1}{J}. \quad (\text{B.6})$$

Considerando apenas o espalhamento não trivial e usando (B.2),

$$\frac{(|S_{fi}|^2 dN_f)}{VT} = \frac{(2\pi)^8 |\mathcal{T}_{fi}|^2 \delta^4(P_f - P_i) \delta^4(P_f - P_i) dN_f}{VT}. \quad (\text{B.7})$$

Podemos escrever,

$$\delta^4(P_f - P_i)\delta^4(p_f - p_i) = \delta^4(P_f - P_i) \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4x e^{ix \cdot (P_f - P_i)} = \frac{VT}{(2\pi)^4} \delta^4(P_f - P_i), \quad (\text{B.8})$$

que substituído na equação (B.7), resulta em:

$$\frac{(|S_{fi}|^2 dN_f)}{VT} = (2\pi)^4 |\mathcal{T}_{fi}|^2 \delta^4(P_f - P_i) dN_f, \quad (\text{B.9})$$

No referencial de centro de massa, a relação entre a matriz de transição e a amplitude de transição M_{fi} é dada por [20]:

$$\mathcal{T}_{fi} = \prod_{i=1}^2 (2E_i V)^{-1/2} M_{fi}. \quad (\text{B.10})$$

O fluxo de partículas incidentes J é igual ao produto da densidade do estado inicial ($1/V$) pela velocidade relativa entre as partículas $v = |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|$,

$$J = |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|/V. \quad (\text{B.11})$$

Substituindo as equações (B.5), (B.9), (B.10) e (B.11) na seção de choque (B.6), obtemos

$$d\sigma = \frac{|M|^2}{(2\pi)^2} \frac{dQ}{2E_1 2E_2 |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|}, \quad (\text{B.12})$$

onde dQ é o espaço de fase e é dado por:

$$dQ = \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \frac{d^3p_3}{2E_3} \frac{d^3p_4}{2E_4}. \quad (\text{B.13})$$

No referencial do centro de massa (CM) $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$ e $\vec{p}_3 = -\vec{p}_4$. Então chamando $s = (p_1 + p_2)^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2$ temos que no CM $\sqrt{s} = E_1 + E_2$. Podemos escrever o momento inicial no centro de massa em função de s ,

$$s = (p_1 + p_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2p_1 \cdot p_2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 = \\ m_1^2 + m_2^2 + 2\sqrt{m_1^2 + \vec{p}_1^2} \sqrt{m_2^2 + \vec{p}_1^2} + 2\vec{p}_1^2$$

Assim,

$$4(m_1^2 + \vec{p}_1^2)(m_2^2 + \vec{p}_1^2) = (s - m_1^2 - m_2^2 - 2\vec{p}_1^2)^2$$

Definindo $\lambda(s, m_1^2, m_2^2) = (s - m_1^2 - m_2^2)^2 - 4m_1^2 m_2^2$, então

$$\vec{p}_{1CM}^2 = \vec{p}_i^2 = \frac{\lambda(s, m_1^2, m_2^2)}{4s} = \frac{[s - (m_1 + m_2)^2][s - (m_1 - m_2)^2]}{4s}. \quad (\text{B.14})$$

Analogamente,

$$\vec{p}_{3CM}^2 = p_f^2 = \frac{\lambda(s, m_3^2, m_4^2)}{4s} = \frac{[s - (m_3 + m_4)^2][s - (m_3 - m_4)^2]}{4s}. \quad (\text{B.15})$$

Vamos obter o fluxo de partículas incidentes em função da energia do centro de massa. Como $\vec{v}_i = \frac{\vec{p}_i}{E_i}$ temos que:

$$F = 2E_1 2E_2 |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| = 4E_1 E_2 \left| \frac{\vec{p}_1}{E_1} - \frac{\vec{p}_2}{E_2} \right| = 4p_i (E_1 + E_2) = 4p_i \sqrt{s}. \quad (\text{B.16})$$

Assim, no centro de massa,

$$d\sigma = \frac{|M|^2}{(2\pi)^2} \frac{1}{4p_i \sqrt{s}} dQ, \quad (\text{B.17})$$

onde dQ pode ser reescrito como:

$$dQ = \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \delta(p_3^2 - m_3^2) \delta(p_4^2 - m_4^2) \theta(E_3) \theta(E_4) d^4 p_3 d^4 p_4, \quad (\text{B.18})$$

já que

$$\int \theta(E) \delta(p^2 - m^2) d^4 p = \int \theta(E) \delta(E^2 - \vec{p}^2 - m^2) d^4 p = \int \theta(E) \frac{1}{2E} \delta(E - \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}) dE d^3 p = \int \frac{d^3 p}{2E}.$$

No caso dos processos que estamos considerando, vimos que o quadrado do módulo da amplitude de transição depende apenas de q^2 e s , ou seja, $|M|^2 = f(q^2, s)$, onde $q^2 = (p_1 - p_3)^2$. Então vamos fazer todas as integrais, menos em dq^2 . Seja,

$$\begin{aligned} K &= \int dQ = \int d^4 p_3 d^4 p_4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \delta(p_3^2 - m_3^2) \theta(E_3) \delta(p_4^2 - m_4^2) \theta(E_4) \\ &= \int d^4 p_3 \delta(p_3^2 - m_3^2) \theta(E_3) \delta((p_1 + p_2 - p_3)^2 - m_4^2) \theta(E_1 + E_2 - E_3). \end{aligned} \quad (\text{B.19})$$

Como,

$$\begin{aligned} d^4 p_3 &= \vec{p}_3^2 d|\vec{p}_3| dp_{30} d(\cos\theta) d\varphi = \frac{|\vec{p}_3| d|\vec{p}_3|^2}{2} dp_{30} d(\cos\theta) d\varphi = \frac{|\vec{p}_3| d|\vec{p}_3|}{2} dE_3 d\Omega, \\ \delta((p_1 + p_2 - p_3)^2 - m_4^2) &= \delta((p_1 + p_2)^2 - 2p_3 \cdot (p_1 + p_2) + p_3^2 - m_4^2) = \delta((E_1 + E_2)^2 \\ &\quad - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 - 2E_3 \sqrt{s} + 2\vec{p}_3 \cdot (\vec{p}_1 + \vec{p}_2) + p_3^2 - m_4^2) = \delta(s + p_3^2 - 2E_3 \sqrt{s} - m_4^2) = \\ &\quad \frac{1}{2\sqrt{s}} \delta\left(E_3 - \frac{s + m_3^2 - m_4^2}{2\sqrt{s}}\right), \end{aligned}$$

e

$$\delta(p_3^2 - m_3^2) = \delta(E_3^2 - \vec{p}_3^2 - m_3^2) = \delta(\vec{p}_3^2 - p_f^2)$$

temos que:

$$K = \int dE_3 d\Omega \frac{|\vec{p}_3| d|\vec{p}_3|^2}{2} \delta(\vec{p}_3^2 - p_f^2) \frac{1}{2\sqrt{s}} \delta\left(E_3 - \frac{s + m_3^2 - m_4^2}{2\sqrt{s}}\right) = \frac{p_f}{4\sqrt{s}} d\Omega. \quad (\text{B.20})$$

B.2. SEÇÃO DE CHOQUE NO PROCESSO DE INTERAÇÃO ENTRE DUAS PARTÍCULAS 55

A expressão final para a seção de choque fica então:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|M|^2 p_f}{2^6 \pi^2 s p_i}. \quad (\text{B.21})$$

Para obtermos $\frac{d\sigma}{dq^2}$, vamos considerar o esquema na figura B.1 abaixo:

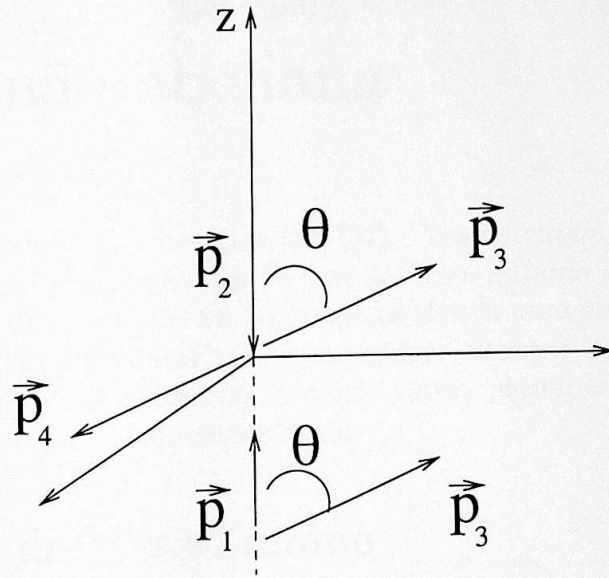


Figura B.1: diagrama para obtenção do produto escalar entre p_1 e p_3 no cálculo de q^2

Dessa figura vemos que $q^2 = (p_1 - p_3)^2 = m_1^2 + m_3^2 - 2E_1 E_3 + 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_3 = m_1^2 + m_3^2 - 2E_1 E_3 + 2p_i p_f \cos\theta$ e portanto $dq^2 = 2p_i p_f d(\cos\theta)$. Como $d\Omega = d\varphi d(\cos\theta)$, então $d\Omega = \frac{d\varphi dq^2}{2p_i p_f}$, que substituído na equação (B.21) fornece:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{|M|^2}{2^6 s \pi p_i^2}, \quad (\text{B.22})$$

que é a equação que usaremos para calcular a seção de choque. Para obtermos os limites de integração vemos que $\cos\theta = \frac{q^2 - m_1^2 - m_3^2 + 2E_1 E_3}{2p_i p_f}$ o que implica em

$$-1 \leq \frac{q^2 - m_1^2 - m_3^2 + 2E_1 E_3}{2p_i p_f} \leq 1,$$

ou seja,

$$m_1^2 + m_3^2 - 2E_1 E_3 - 2p_i p_f \leq q^2 \leq m_1^2 + m_3^2 - 2E_1 E_3 + 2p_i p_f. \quad (\text{B.23})$$

Além disso, como $p_f = \frac{1}{2\sqrt{s}} \sqrt{\lambda(s, m_1^2, m_2^2)}$, implicando em $\lambda \geq 0$ e portanto $(s - m_1^2 - m_2^2)^2 \geq 4m_1^2 m_2^2$. Assim

$$s \geq (m_1 + m_2)^2. \quad (\text{B.24})$$

Analogamente,

$$s \geq (m_3 + m_4)^2. \quad (\text{B.25})$$

Apêndice C

Anomalia não abeliana

Este apêndice foi baseado nas referências [33]-[37]. Vamos expor, aqui, uma extensão da prescrição fenomenológica da adição dos termos de Wess-Zumino na lagrangiana. Isto nos leva à possibilidade de descrevermos na lagrangiana efetiva uma classe completa de reações hadrônicas de “paridade não-natural”. Em particular, estamos interessados nos processos que contêm acoplamentos pseudoescalar - vetor- vetor, pseudoescalar-vetor-vetor-vetor e pseudoescalar-pseudoescalar-pseudoescalar-vetor.

C.1 O termo de Wess-Zumino

A lagrangiana efetiva,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4} F_\pi^2 \text{Tr}(\partial_\mu U \partial^\mu U^{-1}), \quad (\text{C.1})$$

com $U = \exp(\frac{2iP}{F_\pi})$, cuja expansão é

$$U = 1 + \frac{2iP}{F_\pi}, \quad (\text{C.2})$$

e portanto

$$\mathcal{L} = \text{Tr}(\partial_\mu P \partial^\mu P^\dagger), \quad (\text{C.3})$$

onde $P = \lambda^a \phi_a$, com λ^a sendo os geradores da simetria SU(4) e ϕ_a mésons pseudoescalares, é conhecida por incorporar todas as simetrias relevantes da QCD. Porém o que não era muito conhecido até a década de 60 é que a lagrangiana (C.1) tem uma simetria discreta extra que não é uma simetria da QCD. Esta lagrangiana é invariante sob $U \leftrightarrow U^T$. Em termos de píons, isto é $\pi^0 \leftrightarrow \pi^0$ e $\pi^+ \leftrightarrow \pi^-$; é conjugação de carga ordinária. Ela é também invariante sob a operação de paridade $\vec{x} \leftrightarrow -\vec{x}$, $t \leftrightarrow t$ e $U \leftrightarrow U$. Vamos chamar esta operação de Π_0 . E finalmente esta lagrangiana (C.1) é invariante sob $U \leftrightarrow U^{-1}$. Comparando com a equação

(C.2), pode-se ver que esta operação é equivalente à $\phi^a \leftrightarrow -\phi^a$, $a = 1, \dots, 15$. Vamos então chamá-la de $(-1)^{N_B}$, onde N_B é o número de bósons.

Certamente, $(-1)^{N_B}$ não é uma simetria da QCD. A QCD é invariante por paridade somente se os bósons de Goldstone forem tratados como pseudoescalares. A operação de paridade na QCD corresponde $\vec{x} \leftrightarrow -\vec{x}$, $t \leftrightarrow t$ e $U \leftrightarrow U^{-1}$. Isto é $\Pi = \Pi_0(-1)^{N_B}$. A QCD é invariante sob Π mas não sob Π_0 ou $(-1)^{N_B}$ separadamente. É natural perguntar se há uma maneira simples de adicionar um termo de ordem mais alta à (C.1) para obter uma lagrangiana que obedece somente as propriedades de simetrias da QCD.

A equação de Euler-Lagrange derivada de (C.1) pode ser escrita como:

$$\partial_\mu \left(\frac{1}{2} F_\pi^2 U^{-1} \partial_\mu U \right) = 0. \quad (C.4)$$

Witten tentou adicionar um termo extra nesta equação. Um termo invariante de Lorentz que viola Π_0 deve conter o símbolo de Levi-Civita $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$. Witten generalizou a equação (C.4) para:

$$\partial_\mu \left(\frac{1}{2} F_\pi^2 U^{-1} \partial_\mu U \right) + \lambda \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} U^{-1} (\partial_\mu U) U^{-1} (\partial_\nu U) U^{-1} (\partial_\alpha U) U^{-1} (\partial_\beta U) = 0, \quad (C.5)$$

onde λ é uma constante. Embora esta equação viola Π_0 , ela respeita $\Pi = \Pi_0(-1)^{N_B}$.

Poderia-se pensar que nesta equação (C.5) há um problema: saber se ela pode ser derivada de uma lagrangiana, pois pela antissimetria de $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$ e a simetria cíclica do traço, este termo desapareceria. No entanto, na referência [37], Witten mostrou que há uma lagrangiana da qual a equação (C.5) pode ser obtida. Na ref. [33] essa lagrangiana foi reestudada e escrita na forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{an} = & 5C i \text{Tr} [A_L \alpha^3 + A_R \beta^3] - 5C T r [(dA_L A_L + A_L dA_L) \alpha + (dA_R A_R + A_R dA_R) \beta] + \\ & 5C T r [dA_L dU A_R U^{-1} - dA_R dU^{-1} A_L U] + 5C T r [A_R U^{-1} A_L U \beta^2 - A_L U A_R U^{-1} \alpha^2] \\ & + \frac{5C}{2} T r [(A_L \alpha)^2 - (A_R \beta)^2] + 5C i T r [A_L^3 \alpha + A_R^3 \beta] + 5C i T r [A_L U A_R U^{-1} A_L \alpha \\ & + A_R U^{-1} A_L U A_R \beta] + 5C i T r [(dA_R A_R + A_R dA_R) U^{-1} A_L U - (dA_L A_L + A_L dA_L) U A_R U^{-1}] \\ & + 5C T r [A_R^3 U^{-1} A_L U - A_L^3 U A_R U^{-1} + \frac{1}{2} (U A_R U^{-1} A_L)^2], \end{aligned} \quad (C.6)$$

onde $C = -iN_c/240\pi^2$, com o número de cor $N_c = 3$, $\alpha = dUU^{-1}$, $\beta = U^{-1}dU$, $U = \exp(i2P/F_\pi)$, com $F_\pi = 132\text{MeV}$, $A_{L\mu} = \frac{1}{2}(V_\mu + A_\mu)$ e $A_{R\mu} = \frac{1}{2}(V_\mu - A_\mu)$ e por simplicidade de notação omitimos o $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$ e todos os outros índices envolvidos. Vamos escrever esta lagrangiana (C.6) em função das matrizes P e V , dadas pelas equações (2.15) e (2.16), respectivamente. Primeiramente, expandimos U em primeira ordem de P como na eq. (C.2) e daí $dU = \frac{2idP}{F_\pi}$. No nosso caso, $A_\mu = 0$, então $A_L = A_R = \frac{V}{2}$. Começando com o primeiro termo: $5C i T r [A_L \alpha^3 + A_R \beta^3] = \frac{5N_c}{240\pi^2} \frac{1}{2} T r [V(\alpha^3 + \beta^3)]$. Mas $\alpha^3 = dUU^{-1}dUU^{-1}dUU^{-1} = \frac{-8i}{F_\pi^3} (dP - 2idP P/F_\pi)(dP - 2idP P/F_\pi)(dP - 2idP P/F_\pi)$

pode ser resumido à $\alpha^3 = -\frac{8i}{F_\pi^3}(dP)^3$, pois P é a matriz de mésons pseudoescalares e não estamos interessados nos termos que contenham mais de 3 mésons pseudoescalares. O mesmo vale para $\beta^3 = -\frac{8i}{F_\pi^3}(dP)^3$. Portanto, a equação para este termo é equivalente à:

$$\text{termo 1} = -\frac{iN_c}{6\pi^2 F_\pi^3} \text{Tr}[V(dP)^3]. \quad (\text{C.7})$$

Lembrando que na verdade este termo deve ser escrito como:

$$\text{termo 1} = -\frac{iN_c}{6\pi^2 F_\pi^3} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \text{Tr}[V_\mu \partial_\nu P \partial_\alpha P \partial_\beta P]. \quad (\text{C.8})$$

Calculando agora o segundo termo: $-5C \text{Tr}[(dA_L A_L + A_L dA_L)\alpha + (dA_R A_R + A_R dA_R)\beta]$. Os termos $dA_L A_L$ e $A_L dA_L$ são $\frac{1}{4}dV V$ e $\frac{1}{4}V dV$, respectivamente. Assim, termo 2 = $5\frac{iN_c}{240\pi^2 F_\pi^4} \text{Tr}[(dV V + V dV)(\frac{4idP}{F_\pi} + \frac{4dP P}{F_\pi^2} + \frac{4P dP}{F_\pi^2})]$. Aqui, o termo que não nos interessa são os que contém 2 mésons pseudoescalares e 2 vetoriais, já que estes não são termos anômalos e já foram calculados no capítulo 3. Logo,

$$\begin{aligned} \text{termo 2} &= -\frac{N_c}{48\pi^2 F_\pi^3} \text{Tr}[(dV V dP) + (V dV dP)] = \\ &= -\frac{N_c}{48\pi^2 F_\pi^3} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \text{Tr}[(\partial_\mu V_\nu V_\alpha \partial_\beta P) + (V_\mu \partial_\nu V_\alpha \partial_\beta P)]. \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

Podemos fazer uma integral por partes de maneira a obter:

$$\text{termo 2} = -\frac{N_c}{48\pi^2 F_\pi^3} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \text{Tr}[-(\partial_\mu V_\nu \partial_\beta V_\alpha P) - (\partial_\beta V_\mu \partial_\nu V_\alpha P)]. \quad (\text{C.10})$$

Fazendo-se a substituição $\alpha \leftrightarrow \beta$ no primeiro termo e $\mu \rightarrow \nu$, $\beta \rightarrow \mu$, $\nu \rightarrow \alpha$ e $\alpha \rightarrow \beta$ no segundo termo, e rearranjando os índices, obtemos:

$$\text{termo 2} = -\frac{N_c}{24\pi^2 F_\pi^3} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \text{Tr}[\partial_\mu V_\nu \partial_\alpha V_\beta P]. \quad (\text{C.11})$$

Vamos agora obter o termo: $5C \text{Tr}[dA_L dU A_R U^{-1} - dA_R dU^{-1} A_L U]$. Como $dA_L dU A_R U^{-1} = (\frac{dV}{2})(\frac{2idP}{F_\pi})(\frac{V}{2})(1 - \frac{2iP}{F_\pi}) = \frac{i}{2F_\pi} dV dP V$ e $dA_L dU A_R U = -\frac{i}{2F_\pi} dV dP V$, obtemos (já com os índices):

$$\text{termo 3} = \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \frac{N_c}{48\pi^2 F_\pi^3} \text{Tr}(\partial_\mu V_\nu \partial_\alpha P V_\beta) = -\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \frac{N_c}{48\pi^2 F_\pi^3} \text{Tr}(\partial_\mu V_\nu \partial_\alpha V_\beta P). \quad (\text{C.12})$$

Somando os termos 2 e 3, obtemos:

$$\text{termo 2} + \text{termo 3} = -\frac{N_c}{16\pi^2 F_\pi^3} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \text{Tr}[\partial_\mu V_\nu \partial_\alpha V_\beta P]. \quad (\text{C.13})$$

Para o termo 4: $5C \text{Tr}[A_R U^{-1} A_L U \beta^2 - A_L U A_R U^{-1} \alpha^2]$, observamos que só é possível obtermos termos com 4 mésons ou mais. Como não temos vértices com mais de 4 mésons, o único

termo que sobra desta conta é $-\frac{VVdPdP}{F_\pi^2}$ que não é um termo anômalo. A mesma situação ocorre para o termo 5: $\frac{5C}{2}Tr[(A_L\alpha)^2 - (A_R\beta)^2]$. O método para continuar esta conta é sempre o mesmo, os termos com mais de 4 mésons interagindo ou com 2 mésons pseudoescalares e 2 vetoriais juntos não contribuem para a L^{an} . Os próximos termos que obtemos são:

$$\text{termo 6} = 5CiTr[A_L^3\alpha + A_R^3\beta] = \frac{iN_c}{96\pi^2F_\pi}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}Tr[V_\mu V_\nu V_\alpha\partial_\beta P], \quad (C.14)$$

$$\begin{aligned} \text{termo 7} &= 5CiTr[A_LUA_RU^{-1}A_L\alpha + A_RU^{-1}A_LUA_R\beta] = \\ &= \frac{iN_c}{96\pi^2F_\pi}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}Tr[V_\mu V_\nu V_\alpha\partial_\beta P], \end{aligned} \quad (C.15)$$

$$\begin{aligned} \text{termo 8} &= 5CiTr[(dA_RA_R + A_RdA_R)U^{-1}A_LU - (dA_LA_L + A_LdA_L)UA_RU^{-1}] = \\ &= \frac{iN_c}{96\pi^2F_\pi}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}Tr[(\partial_\mu V_\nu V_\alpha V_\beta) - (V_\mu\partial_\nu V_\alpha PV_\beta)], \end{aligned} \quad (C.16)$$

e o termo 9: $5CTr[A_R^3U^{-1}A_LU - A_L^3UA_RU^{-1} + \frac{1}{2}(UA_RU^{-1}A_L)^2]$ não contribui. Somando os termos 6 e 7, temos:

$$\text{termo 6} + \text{termo 7} = \frac{iN_c}{48\pi^2F_\pi}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}Tr[V_\mu V_\nu V_\alpha\partial_\beta P]. \quad (C.17)$$

Fazendo uma integral por partes no segundo pedaço do termo 8, obtemos que $-Tr[PV VdV] = Tr[d(PV VV)] = Tr[(dPV V V) + (PdV V V) + (PVdV V)]$. A lagrangiana para os termos anômalos \mathcal{L}^{an} é a soma de todos os termos i , com $i = 1, \dots, 9$ incluindo as constantes de acoplamentos, cujos expoentes são proporcionais ao número de mésons vetoriais, chegando-se assim na equação:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{an} &= -\frac{g_a^2 N_c}{16\pi^2 F_\pi}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}Tr[\partial_\mu V_\nu\partial_\alpha V_\beta P] - \frac{ig_a N_c}{6\pi^2 F_\pi^3}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}Tr[V_\mu\partial_\nu P\partial_\alpha P\partial_\beta P] \\ &+ \frac{ig_a^3 N_c}{32\pi^2 F_\pi}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}Tr[V_\mu V_\nu V_\alpha\partial_\beta P] + \frac{ig_a^3 N_c}{32\pi^2 F_\pi}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}Tr[V_\mu\partial_\nu V_\alpha V_\beta P]. \end{aligned} \quad (C.18)$$

Vemos que esta lagrangiana é composta de vários termos que envolvem diferentes tipos de interações:

$$\mathcal{L}_{VVP} = -\frac{g_a^2 N_c}{16\pi^2 F_\pi}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}Tr[\partial_\mu V_\nu\partial_\alpha V_\beta P], \quad (C.19)$$

$$\mathcal{L}_{VPPP} = -\frac{ig_a N_c}{6\pi^2 F_\pi^3}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}Tr[V_\mu\partial_\nu P\partial_\alpha P\partial_\beta P], \quad (C.20)$$

$$\mathcal{L}_{VVVP} = \frac{ig_a^3 N_c}{32\pi^2 F_\pi}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}Tr[V_\mu V_\nu V_\alpha P\partial_\beta P] + \frac{ig_a^3 N_c}{32\pi^2 F_\pi}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}Tr[V_\mu\partial_\nu V_\alpha V_\beta P], \quad (C.21)$$

Como um exemplo de lagrangiana, vamos obter a $\mathcal{L}_{\psi D_s^* D_s}$. Neste caso, o méson de

interesse na matriz P é o D_s e os de interesse e na matriz V_μ são os D_s^* e J/ψ . Assim,

$$P = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \bar{D}_s \\ 0 & 0 & D_s & 0 \end{pmatrix}, V_\mu = \frac{1}{\sqrt{24}} \begin{pmatrix} \psi_\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \psi_\mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \psi_\mu & \sqrt{12}\bar{D}_{s\mu}^* \\ 0 & 0 & \sqrt{12}D_{s\mu}^* & -3\psi_\mu \end{pmatrix}. \quad (C.22)$$

Para calcular $\mathcal{L}_{\psi D_s^* D_s}$ usaremos o primeiro termo da equação (C.18). Calculando, obtemos:

$$\partial_\mu V_\nu \partial_\alpha V_\beta P = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} \left[\frac{\sqrt{3}}{6} \partial_\mu \psi_\nu \partial_\alpha \bar{D}_{s\beta}^* - \frac{\sqrt{3}}{2} \partial_\mu D_{s\nu}^* \partial_\alpha \psi_\beta \right] D_s & \frac{1}{2} \left[\frac{1}{12} \partial_\mu \psi_\nu \partial_\alpha \psi_\beta + \partial_\mu \bar{D}_{s\nu}^* \partial_\alpha D_{s\beta}^* \right] \bar{D}_s \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} \left[\partial_\mu D_{s\nu}^* \partial_\alpha \bar{D}_{s\beta}^* + \frac{3}{4} \partial_\mu \psi_\nu \partial_\alpha \psi_\beta \right] D_s & \frac{1}{2} \left[\frac{\sqrt{3}}{6} \partial_\mu D_{s\nu}^* \partial_\alpha \psi_\beta - \frac{\sqrt{3}}{2} \partial_\mu \psi_\nu \partial_\alpha D_{s\beta}^* \right] \bar{D}_s \end{pmatrix}, \quad (C.23)$$

Cujo traço é:

$$Tr[\partial_\mu V_\nu \partial_\alpha V_\beta P] = \frac{\sqrt{6}}{4} \left[\frac{1}{6} \partial_\mu \psi_\nu \partial_\alpha \bar{D}_{s\beta}^* - \frac{1}{2} \partial_\mu \bar{D}_{s\nu}^* \partial_\alpha \psi_\beta \right] D_s + \frac{\sqrt{6}}{4} \left[\frac{1}{6} \partial_\mu D_{s\nu}^* \partial_\alpha \psi_\beta - \frac{1}{2} \partial_\mu \psi_\nu \partial_\alpha D_{s\beta}^* \right] \bar{D}_s, \quad (C.24)$$

que contraído com $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$ e rearranjando os índices nos dá a seguinte lagrangiana:

$$\mathcal{L}_{\psi D_s^* D_s} = g_{\psi D_s^* D_s} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\mu \psi_\nu (\partial_\alpha \bar{D}_{s\beta}^* D_s + \partial_\alpha D_{s\beta}^* \bar{D}_s), \quad (C.25)$$

com

$$g_{\psi D_s^* D_s} = \frac{\sqrt{2}}{4\sqrt{3}} \frac{g_a^2 N_c}{16\pi^2 F_\pi}. \quad (C.26)$$

Vamos mostrar, agora, como obtivemos a amplitude de transição para o processo representado na figura 4.1(1d). A lagrangiana da eq. (C.25) acima nos permite calcular o vértice da fig. C.1 abaixo:

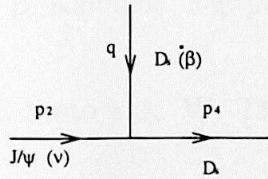


Figura C.1: Vértice de interação $J/\psi D_s^* D_s$

Usando as regras de Feynman, obtemos o vértice derivando \mathcal{L} com relação aos campos. Obtemos:

$$i\Gamma^{\nu\beta} = ig_{\psi D_s^* D_s} \epsilon^{\nu\gamma\delta\beta} p_{2\gamma} p_{4\delta}. \quad (C.27)$$

Para o segundo vértice da figura 4.1(1d) correspondente a figura C.2, considere a lagrangiana na equação (C.28) abaixo:

$$\mathcal{L}_{KD_s^*D^*} = -g_{KD_s^*D^*} \epsilon^{\rho\lambda\sigma\alpha} (\partial_\sigma \bar{D}_{s\alpha}^* \partial_\rho D_\lambda^* K + \partial_\sigma D_{s\alpha}^* \partial_\rho \bar{D}_\lambda^* \bar{K}). \quad (\text{C.28})$$

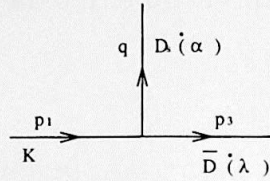


Figura C.2: Vértice de interação $KD_s^*D^*$

O vértice é, portanto, dado por:

$$i\Gamma^{\lambda\alpha} = -ig_{KD_s^*D^*} \epsilon^{\lambda\rho\sigma\alpha} p_{1\rho} p_{3\rho}. \quad (\text{C.29})$$

Para este processo 4.1(1d), o propagador, o méson D_s^* , é dado por $iS_{\alpha\beta} = -\frac{i}{t-m_{D_s^*}^2} (g_{\alpha\beta} - \frac{q_\alpha q_\beta}{m_{D_s^*}^2})$ com $t = q^2 = (p_1 - p_3)^2$. Portanto:

$$M_{1d}^{\lambda\nu} = -\frac{g_{KD_s^*D^*} g_{\psi D_s^* D_s^*}}{t - m_{D_s^*}^2} \epsilon^{\lambda\rho\sigma\alpha} \epsilon^{\nu\gamma\delta\beta} (g_{\alpha\beta} - \frac{(p_1 - p_3)_\alpha (p_1 - p_3)_\beta}{m_{D_s^*}^2}) p_{1\sigma} p_{3\rho} p_{2\gamma} p_{4\delta}. \quad (\text{C.30})$$

Em todos os outros casos, como na figura 4.1(2d)(3a, b, c) e (4a, b, c, d, e), o método de obtenção das amplitudes de transição são os mesmos.

Referências Bibliográficas

- [1] T. Matsui e H.Satz, Phys. Lett. B 178, 416 (1986)
- [2] M. H. Thoma, hep-ph/0310114
- [3] NA38 Collaboration, C. Baglin *et. al.*, Phys. Lett. B251 (1990) 472; B270 (1991) 105; B345 (1995) 617
- [4] NA50 Collaboration, M. Gonin *et. al.*, Nucl. Phys. A610, 404c (1996)
- [5] NA50 Collaboration, M. C. Abreu *et. al.*, Nucl. Phys. A610, Phys. Lett. B450, 456 (1999)
- [6] D. Kharzeev and H. Satz, Phys. Lett. B 334, 155 (1994)
- [7] D. Kharzeev, C. Lourenço, M. Nardi and H. Satz, Z. Phys. C74, 307 (1997)
- [8] K. Martins, D. Blaschke, and E. Quack, A.Syamtomov, Phys. Rev. C51, 2723(1995)
- [9] C. Y. Wong, E. S. Swanson e T. Barnes, Phys. Rev. C62, 045201(2000)
- [10] W. Cassing, E. L. Bratkovskaya e S. Juchem, nucl-th/0001024, Nucl. Phys. A674, 249 (2000)
- [11] A. Capella, E. G. Ferreira e A. B. Kaidalov, hep-ph/0002300, Phys. Rev. Lett. 85, 2080 (2000)
- [12] A. Sirbirtsev, K. Tsushima, K. Saito e A. W. Thomas, nucl-th/9904015, Phys. Lett. B484, 23 (2000)
- [13] M. E. Peskin, Nucl. Phys. B156, 365 (1979); G. Bhanot e M. E. Peskin, *ibid.* B156, 391 (1979)
- [14] D. Kharzeev, H. Satz, A.Syamtomov, and G.Zinovjev, Phys. Lett. B 389, 595 (1996)
- [15] K. Martins, D. Blaschke, and E. Quack, A.Syamtomov, Phys. Rev. C51, 2723(1995)
- [16] S. G. Matinyan and B. Müller, Phys. Rev. C58, 2994(1998)

- [17] K. Haglin, Phys. Rev. C61, 031902 (2000)
- [18] Z.Lin and C.M.Ko, Phys. Rev. C62, 034903 (2000)
- [19] Y. Oh, T. Song, S. H. Lee, Phys. Rev. C63, 034901(2001)
- [20] M.Kaku, Quantum Field Theory - A modern introduction(Oxford University Press New York, 1993), Chap. 11
- [21] E. Leader e E. Predazzi, An Introduction to Gauge Theories and the 'New Physics' (Cambridge University Press, 1982), Chap. 8
- [22] K. Haglin and C. Gale, Phys. Rev C63, 065201 (2001)
- [23] F. Klingl, N. Kaiser and W. Weise, hep-ph/9607431 (2003)
- [24] R. S. Azevedo and M. Nielsen, nucl-th/0310022, aceito para publicação no Brazilian Journal of Physics
- [25] K. Haglin and C. Gale, hep-ph/0305174
- [26] R. S. Azevedo and M. Nielsen, nucl-th/0310061, aceito para publicação na Phys. Rev. C
- [27] F. S. Navarra, M. Nielsen, M. E. Bracco, M. Chiapparini and C. L. Schat, Phys. Lett. B489, 319 (2000)
- [28] F. S. Navarra, M. Nielsen and M. E. Bracco, Phys. Rev. D65, 037502 (2002)
- [29] R. D. Matheus, F. S. Navarra, M. Nielsen and R. Rodrigues da Silva, Phys. Lett. B541, 265 (2002)
- [30] M. E. Bracco, M. Chiapparini, A. Lozea, F. S. Navarra and M. Nielsen, Phys. Lett. B521, 1 (2001)
- [31] R. D. Matheus, F. S. Navarra, M. Nielsen and R. Rodrigues da Silva, hep-ph/0310280
- [32] CLEO Collab., S. Ahmed *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87, 251801 (2001). Nossa convenção para $g_{\pi D^* D}$ é diferente por $1/\sqrt{2}$
- [33] Ö. Kaymakçalan, S. Rajeev e J. Schechter, Phys. Rev. D30, 594 (1984)
- [34] S. Coleman, J. Wess, and B. Zumino, Phys. Rev. 177, 2239(1969); c. Callan, s. Coleman, J. Wess, and B. Zumino, *ibid.* 177, 2247 (1979)
- [35] M. Claudison, M. B. Wise, and L. J. Hall, Nucl. Phys. B 195, 297 (1982)
- [36] Ö. Kaymakçalan, L. Chong-Huah e K. C. Wali, Phys. Rev. D29, 1962 (1984)
- [37] E. Witten, Nucl. Phys. B223 (1983), 423 (1994)