

IFT

Instituto de Física Teórica
Universidade Estadual Paulista

TESE DE DOUTORADO

IFT-T.007/98

Lagrangianas Efetivas e Acoplamentos Anômalos do Bóson de Higgs

Sérgio Morais Lietti

Orientador

Prof. Dr. Sérgio Ferraz Novaes



Dezembro de 1998

Agradecimentos

Dedico esta tese:

À minha esposa Luciana, aos meus pais Mário e Iolanda, e à minha irmã Cláudia, que sempre confiaram em mim.

Agradeço:

Ao Prof. Dr. Sérgio Ferraz Novaes, por seu interesse e dedicação no desenvolvimento desta tese;

Aos Profs. Drs. Fernando Luis de Campos Carvalho, Maria Concepcion Gonzalez-Garcia, Oscar José Pinto Éboli e Rogério Rosenfeld, por suas importantes contribuições durante o desenvolvimento do trabalho;

Aos amigos José Kenichi Mizukoshi e Paulo Sérgio Rodrigues da Silva, que dividiram comigo as dificuldades e as alegrias desta caminhada;

A todos os meus amigos do IFT, pelos momentos agradáveis que passamos nestes anos;

Aos funcionários do IFT, pela paciência que tiveram comigo nestes anos;

E à CAPES e à FAPESP, pelo apoio financeiro sem o qual nada disso seria possível.

Resumo

O Modelo Padrão é, hoje em dia, a melhor formulação teórica para a descrição das interações eletrofracas. O acordo entre resultados experimentais e previsões teóricas é expressivo para acoplamentos entre bósons vetoriais e férmions. Porém, possuímos poucas informações sobre o bóson de Higgs, remanescente do mecanismo de quebra de simetria eletrofraca responsável pela geração das massas dos férmions e dos bósons vetoriais.

Neste trabalho procuramos explorar alternativas para os acoplamentos do bóson de Higgs aos demais bósons da teoria através do uso de lagrangeanas efetivas. Examinamos as consequências destas novas interações em diversas reações envolvendo a produção e decaimento do bóson de Higgs em colisões elétron-pósitron e hadrônicas. O estudo dessas reações nos permite impor vínculos sobre as constantes de acoplamento destas novas interações, os quais são comparados com os limites experimentais das constantes de acoplamento da parametrização convencional dos auto-acoplamentos entre os bósons vetoriais WWZ e $WW\gamma$.

Palavras Chaves: Lagrangeanas Efetivas; Bóson de Higgs; Acoplamentos Anômalos

Áreas do conhecimento: Partículas Elementares.

Abstract

The Standard Model is the best theoretical framework which describes the electroweak interactions. The agreement between experimental data and theoretical predictions is spectacular for the fermion–vector boson couplings. However, we have few information concerning the electroweak symmetry breaking sector of the theory.

In this work we explore different possibilities for the couplings among the Higgs boson and the vector bosons of the theory through the use of the effective lagrangian formalism. We examine the consequences of these new interactions in several reactions involving the Higgs boson production and decay at electron–positron and hadronic collisions. We analyze these reactions in order to impose bounds on the coupling constants of these new interactions. These bounds are compared with the experimental limits on the usual parametrization of the anomalous WWZ and $WW\gamma$ interactions.

Índice

1	Introdução	1
2	Lagrangeanas Efetivas	4
2.1	Introdução	4
2.2	Lagrangeanas Efetivas e Renormalizáveis	8
2.3	Construção de Lagrangeanas Efetivas	9
2.3.1	Eliminando Campos Pesados por Integração	11
2.3.2	Expansão na Escala de Energia da Física Pesada	13
2.4	O Mecanismo de Higgs e Acomplamentos do Bóson de Higgs no Modelo Padrão	14
2.5	Acomplamentos Anômalos entre os Bósons do Modelo Padrão	17
2.5.1	A Lagrangeana Efetiva na Representação Linear	18
2.5.2	Acomplamentos Anômalos do Bóson de Higgs com os Bósons Vetoriais	20
3	Acoplamentos Anômalos do Higgs nos Atuais Aceleradores	23
3.1	Introdução	23
3.2	Produção de Três Fótons no LEP	24
3.3	Produção de Três Fótons no Tevatron	32
3.4	Produção de Dois Fótons com Déficit de Energia no Tevatron	34
3.5	Produção de Dois Fótons e Dois Jatos no Tevatron	36
4	Acoplamentos Anômalos do Higgs em Futuros Aceleradores	40
4.1	Introdução	40
4.2	Produção de Três Fótons no Tevatron Run II e TeV33.	41
4.3	Produção de Dois Fótons com Déficit de Energia no Tevatron Run II e TeV33.	43
4.4	Produção de Dois Fótons e Dois Jatos no Tevatron Run II e TeV33.	44
4.5	Produção de $W^+W^-\gamma$ no NLC.	46
4.6	Produção de $Z^0Z^0\gamma$ no NLC.	48

5	Resultados Combinados	52
5.1	Introdução	52
5.2	Vínculos Globais sobre Acoplamentos Anômalos do Higgs	53
5.3	Relação com a Parametrização Convencional do Vértice Tríplice dos Bósons de Gauge	54
6	Conclusões	59
A	Regras de Feynman	61
B	Cálculo das Amplitudes de Espalhamento	62
B.1	Introdução	62
B.2	HELAS	62
B.3	MadGraph	66
C	Cálculo da Seção de Choque	67
C.1	Introdução	67
C.2	Espaço de Fase	68
C.3	VEGAS	70
C.4	Seção de Choque	71

Capítulo 1

Introdução

O Modelo Padrão das interações fortes e eletrofracas [1, 2], baseado no grupo de simetria $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, é a teoria mais aceita e testada experimentalmente dentro da Física de Partículas. Atualmente não existe nenhum dado experimental que contrarie de maneira conclusiva suas predições. No entanto, a descrição proporcionada pelo Modelo Padrão pode muito bem ser incompleta, pois continuam existindo alguns aspectos do modelo cujo entendimento não é de todo satisfatório, tais como o mecanismo responsável pela quebra de simetria eletrofraca, o espectro de massa das gerações fermiônicas, o mecanismo de violação de CP, e a razão para a escolha do grupo de simetria e suas representações.

O mecanismo de quebra da simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ainda é uma grande incógnita, sendo que uma grande parte dos esforços experimentais da próxima década estarão concentrados na elucidação deste setor da teoria. O mecanismo de Higgs aparece como uma das pedras fundamentais na elaboração desta teoria, o qual requer a introdução de um campo escalar que induz a quebra espontânea da simetria eletrofraca $SU(2) \otimes U(1)$ e leva as partículas elementares a adquirir massa através de sua interação com este campo. Para acomodar toda a física das interações eletrofracas, este mecanismo requer a existência de, pelo menos, um dubleto escalar. Após a quebra de simetria, três bósons de Goldstone são absorvidos para gerar a massa dos bósons de gauge W^\pm e Z^0 , restando um grau de liberdade correspondente à uma partícula escalar real (Bóson de Higgs). As consequências fenomenológicas da existência desta partícula têm sido objeto de vários estudos envolvendo sua produção e desintegração em diferentes aceleradores e, depois da recente descoberta do quark top [3], a busca do Bóson de Higgs se tornou um dos principais objetivos da física experimental de altas energias.

O Modelo Padrão vem sendo testado através das experiências realizadas em anéis de colisão próton-antipróton (*e.g.* Tevatron, Fermilab), elétron-pósitron (*e.g.* LEP no CERN e SLC no SLAC) e elétron-próton (*e.g.* HERA no DESY), que chegam

a atingir uma energia efetiva no centro de massa dos processos elementares (duros) de $\sim 10^2$ GeV.

Nesses aceleradores, os acoplamentos dos bósons vetoriais com os férmions têm sido testados com grande grau de precisão e as previsões do Modelo Padrão para esses acoplamentos parecem estar de acordo com os dados experimentais. Em particular, dados recentes do LEP no polo do bóson vetorial neutro Z^0 [4] confirmaram com grande precisão as propriedades do bóson Z^0 e seus acoplamentos axiais e vetoriais com os diferentes sabores de férmions.

Para que as previsões do setor eletrofraco do Modelo Padrão sejam totalmente confirmadas, os auto-acoplamentos entre os bósons de gauge e principalmente o setor de Higgs necessitam ser testados com o mesmo nível de confiança alcançado no LEP1 para os acoplamentos tipo férmion-bósons vetoriais. Um dos principais objetivos do LEP2 e futuros aceleradores e^+e^- é testar diretamente a natureza dos acoplamentos entre os bósons de gauge através da produção de um par W^+W^- [5]. A determinação dessas interações pode confirmar a estrutura não-abeliana da teoria e o mecanismo de quebra espontânea da simetria eletrofraca ou, caso contrário, indicar a existência de nova física além do Modelo Padrão.

Uma maneira conveniente de parametrizar possíveis desvios das previsões do Modelo Padrão é através do uso do formalismo de teorias efetivas [6, 7, 8]. Neste cenário, assumimos que a existência de uma nova física se manifeste diretamente numa escala de energia Λ muito maior que a escala de energia alcançada pelos atuais aceleradores, e indiretamente, a baixas energias, via correções quânticas. Esses efeitos são descritos por operadores efetivos envolvendo o espectro de partículas pertencentes à teoria de baixas energias, no nosso caso os férmions e bósons do Modelo Padrão.

Nesta tese vamos considerar a possibilidade de que efeitos de uma nova física venham a se manifestar no setor de quebra de simetria eletrofraca do Modelo Padrão. Consideraremos uma realização linear da quebra de simetria escalar, onde o setor escalar é composto por um dublete de Higgs com um bóson de Higgs leve, pertencendo ao espectro de partículas da teoria a baixas energias. Este cenário parece bem razoável pois buscas diretas do bóson de Higgs limitam inferiormente a sua massa em 89.3 GeV a 95%CL [9] enquanto diferentes análises de dados experimentais do LEP, SLC e Fermilab prevêm um valor central da massa do Higgs dentro do intervalo 86 – 200 GeV, com limites superiores a 95% CL entre 260 e 750 GeV [10].

Vamos analisar uma lagrangeana efetiva geral, a qual fornece contribuições para acoplamentos tríplexes entre o bóson de Higgs e os bósons vetoriais, ainda não testados experimentalmente. Essas contribuições, as quais chamaremos de acoplamentos anômalos do bóson de Higgs, serão estudadas em diversas reações nos atuais e futuros

aceleradores e^+e^- e hadrônicos. O estudo de algumas reações nos aceleradores e^+e^- LEP2 e $p\bar{p}$ Tevatron nos permitirá impor vínculos sobre as constantes de acoplamento anômalas do bóson de Higgs. Vamos também propor o estudo de algumas reações em futuros aceleradores, como nos futuros modos de operação (*upgrades*) do Tevatron e no Next Linear e^+e^- Collider (NLC) para que esses vínculos possam ser aprimorados.

Essa tese está organizada da seguinte maneira. No Capítulo 2, apresentaremos o formalismo teórico a fim de obter a lagrangeana efetiva que gera os acoplamentos anômalos do bóson de Higgs a serem estudados nesta tese. No Capítulo 3, vamos utilizar dados recentes do LEP2 e do Tevatron para algumas reações com o objetivo de impor vínculos sobre as constantes de acoplamentos anômalos do Higgs. No Capítulo 4, procuraremos aperfeiçoar os vínculos obtidos no Capítulo 3 analisando algumas reações para o *upgrade* do Tevatron e para o NLC. No Capítulo 5, os vínculos obtidos nos Capítulos 3 e 4 serão combinados para aprimorar os limites sobre estes acoplamentos. Compararemos estes resultados com os vínculos mais recentes sobre a parametrização convencional do Vértice Tríplice dos Bósons de Gauge. Finalmente, no Capítulo 6, vamos tecer nossas conclusões finais.

Capítulo 2

Lagrangeanas Efetivas

2.1 Introdução

Desde as primeiras aplicações em teoria de campos, o uso do formalismo de lagrangeanas efetivas mostra-se um método bastante eficaz para a descrição de certos fenômenos físicos [11]. Alguns exemplos clássicos são a teoria de Fermi para as interações fracas [12] e a teoria BCS da supercondutividade [13]. Um exemplo mais recente, igualmente bem sucedido, é o uso de lagrangeanas quirais na descrição das interações fortes a baixas energias [14].

Todas essas teorias foram baseadas num conjunto de fatos experimentais bem estabelecidos, tais como a identificação das partículas relevantes envolvidas no fenômeno considerado e as simetrias por elas respeitadas. Sabe-se que essas teorias não fornecem uma descrição completa do processo estudado, mas que há uma teoria *mais* fundamental que coincide com o modelo efetivo em situações onde este último é aplicável. Um exemplo disso são as interações de quatro pontos de Fermi, que nada mais são do que os efeitos a baixas energias da troca dos bósons vetoriais Z e W entre os férmions no Modelo Padrão.

Uma característica interessante do método de lagrangeanas efetivas é o pequeno número de suposições que são feitas acerca da física *mais* fundamental (ou nova física). Outra propriedade dessas teorias é o seu limitado alcance de aplicabilidade. De fato, a aproximação de Fermi para as interações fracas não pode ser aplicada acima de uma certa energia, assim como a teoria BCS não pode ser utilizada para descrever o comportamento de metais em altas temperaturas, nem as lagrangeanas quirais podem ser consideradas como um substituto para a QCD. Todas essas teorias efetivas têm um alcance de validade, especificado por certas escalas infra-vermelhas e ultra-violetas, além das quais não devem ser utilizadas pois fornecerão resultados incorretos. Por esse motivo a teoria de Fermi não descreve bem os resultados experimentais para energias comparáveis a da massa do W .

É importante salientar que o finito alcance de aplicabilidade de uma teoria pode implicar não só a presença de novas interações e de novas partículas como também uma modificação radical dos princípios físicos envolvidos na nova física. Um bom exemplo disso é a hidrodinâmica clássica, que é uma ótima teoria para escalas maiores que as distâncias interatômicas mas, para distâncias menores que essa escala, há uma necessidade de mudança radical na maneira como o fluido é estudado, passando a valer um tratamento quântico.

O procedimento seguido em todos os exemplos citados para se obter a lagrangeana efetiva consiste em determinar as partículas envolvidas e simetrias por elas obedecidas e, então, construir o conjunto mais geral de interações locais contendo os campos correspondentes, respeitando apenas as simetrias citadas. A lagrangeana assim obtida possui muitos parâmetros dimensionais, alguns dos quais podendo ser associados às massas e outras escalas da física de baixas energias. Outros parâmetros dimensionais, entretanto, refletirão a escala de energia da nova física, geralmente muito mais alta que a escala de energia da física descrita pela lagrangeana efetiva. É por causa disso que dados atuais podem prover alguma informação a respeito da escala de energia da nova física.

Lagrangeanas efetivas podem ser usadas em cálculos perturbativos. As divergências que inevitavelmente aparecem podem ser tratadas da mesma maneira que em lagrangeanas usuais. Uma crítica que pode ser feita ao método é a presença de infinitos coeficientes, fato que acarretaria na necessidade da existência de um conjunto infinito de dados experimentais para que previsões precisas do modelo pudessem ser geradas. Esse problema é contornado baseando-se no fato de que os termos da lagrangeana efetiva podem ser rearranjados de acordo com uma certa hierarquia, onde os termos de ordem mais baixa geram contribuições dominantes para qualquer observável. Dessa forma, para cada ordem na hierarquia, existe apenas um número finito de operadores que necessitam ser considerados, sendo possível calcular a correção que os outros termos gerariam. Assim, através de um resultado experimental pode-se truncar a série de operadores da lagrangeana efetiva nos termos que dão contribuições da mesma ordem da incerteza experimental.

Entender como interações efetivas são geradas é simples. Suponhamos que a ação efetiva para um modelo seja obtida com um parâmetro dimensional muito grande e que estejamos interessados em energias muito menores que esta escala. Expandir a ação efetiva em série de potências inversas a este parâmetro gera um conjunto infinito de operadores locais, identificados como os termos da lagrangeana efetiva. O conteúdo a baixas energias do modelo é então descrito por este objeto. Quando o parâmetro dimensional da ação efetiva é grande, alguns campos adquirem grande

massa e, então, se a lagrangeana com estes campos removidos for renormalizável, podemos aplicar o teorema de desacoplamento [15] para que qualquer observável possa ser expandido em série de potências inversas a este parâmetro dimensional grande. Em particular, todos os efeitos destes campos *pesados* devem desaparecer quando este parâmetro dimensional tender a infinito. Neste caso a hierarquia, mencionada anteriormente, que uma lagrangeana deve obedecer para que termos de ordem mais baixa gerem contribuições dominantes nada mais é do que essa expansão em série de potências inversas à este parâmetro dimensional grande.

Pode-se também considerar o efeito de se ter um grande parâmetro adimensional na lagrangeana original. Então a ação efetiva pode ser expandida em uma série de operadores locais que determinam a lagrangeana efetiva que descreverá a região de baixas energias do modelo. Quando um acoplamento adimensional é grande, alguns campos podem se tornar *pesados*, porém a escala das massas correspondentes mantém-se inalterada. Neste caso, o desacoplamento não é realizado e a hierarquia que uma lagrangeana deve obedecer para que termos de ordem mais baixa gerem contribuições dominantes é obtida, em muitos casos de interesse físico, por uma expansão derivativa.

As duas situações descritas acima são denominadas caso de desacoplamento e de não desacoplamento, e são qualitativamente e quantitativamente bastante diferentes. No caso de não desacoplamento, os efeitos de um grande parâmetro adimensional não desaparece no limite em que este torna-se infinito e alguns observáveis podem até divergir, diferentemente do que acontece no caso de desacoplamento.

A razão por trás dessas diferenças pode ser qualitativamente compreendida examinando-se a lagrangeana. Classicamente, o fato de um parâmetro tender a infinito implica o surgimento de um vínculo: o operador que multiplica este parâmetro deve desaparecer, caso contrário uma energia infinita seria associada a esse termo. Se o parâmetro corresponder a uma massa, então, no limite de grande massa, o campo correspondente desaparece. Se o parâmetro corresponder a um termo de massa com o sinal “errado”, então o vínculo força os campos associados a esse parâmetro a adquirir um valor esperado do vácuo muito grande. Assim os campos que venham a adquirir massa através desse valor esperado do vácuo devem desaparecer. Por outro lado, no caso de um parâmetro adimensional que multiplica uma interação tender a infinito, o vínculo resultante imporá uma relação não-linear entre os vários campos envolvidos na interação, fazendo com que a teoria a baixas energias seja não renormalizável.

Para ilustrar essas possibilidades, considere o limite de uma massa grande para o bóson de Higgs do Modelo Padrão. O bóson de Higgs pode ser pesado em duas situações: (i) se possuir um alto valor esperado do vácuo ou; (ii) se sua constante

de interação escalar (λ) for grande. No primeiro caso, tanto as massas do bóson de gauge como dos férmions também tendem a um valor muito alto, fazendo com que a teoria a baixas energias contenha apenas fótons e neutrinos.

Já no segundo caso, onde $\lambda \rightarrow \infty$, a massa do Higgs torna-se infinita e, apesar das massas dos bósons de gauge estarem fixadas, os acoplamentos dos bósons de Goldstone também tornam-se infinitos. Para elucidar esta situação, vamos considerar o dubleto escalar Φ e construir a matriz $\Omega = (\Phi, \tilde{\Phi})$, onde $\tilde{\Phi} = i\sigma_2\Phi^*$ ($\sigma_{1,2,3}$ são as matrizes de Pauli). É sempre possível escrever

$$\Omega = \sqrt{\Phi^\dagger\Phi}U = \frac{H+v}{\sqrt{2}}U, \quad (2.1)$$

onde H é o campo de Higgs, v é o seu valor esperado do vácuo e U é uma matriz unitária construída a partir dos campos dos bósons de Goldstone (π^i) [12],

$$U = \exp\left(i\frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{\pi}}{2v}\right). \quad (2.2)$$

Desta forma a energia cinética escalar do Modelo Padrão pode ser escrita como $Tr(D\Omega)^\dagger D\Omega$ onde $D_\mu\Omega = \partial_\mu\Omega + \frac{i}{2}gW_\mu^\alpha\sigma^\alpha\Omega + \frac{i}{2}g'B_\mu\Omega\sigma_3$. O potencial escalar é dado por

$$V = \lambda\left(\Phi^\dagger\Phi - \frac{1}{2}v^2\right)^2, \quad (2.3)$$

de tal forma que o vínculo imposto para um grande λ seja $\Omega = vU/\sqrt{2}$. O setor escalar torna-se, de modo aproximado, um modelo sigma não linear. Esta é a conhecida realização quiral ou não linear de quebra de simetria do Modelo Padrão, e os operadores efetivos de ordem mais baixa neste cenário foram obtidos nas referências [16, 17].

Estamos, porém, interessados no caso onde a física de altas energias desacopla, ou seja, apresenta efeitos pequenos a baixas energias. Assumiremos que o conteúdo da física de baixas energias é aquele descrito pelo Modelo Padrão com uma realização linear de quebra de simetria do setor escalar, com a existência de um dubleto de Higgs, gerando massa para os bósons de gauge, de forma que o modelo seja renormalizável. Para que isso seja possível é necessário que o bóson de Higgs seja “leve”, com uma massa inferior a 700 GeV [18]. Vamos procurar descrever, através do uso de lagrangeanas efetivas, efeitos de uma nova física que sejam observáveis nos acoplamentos do bóson de Higgs com os bósons vetoriais. Nas seções a seguir, vamos mostrar como construir uma lagrangeana que forneça contribuições para acoplamentos do bóson de Higgs com os bósons vetoriais.

2.2 Lagrangeanas Efetivas e Renormalizáveis

Muitas teorias de campos bem sucedidas dependem de um pequeno número de parâmetros desconhecidos. Na QED temos 2 parâmetros: a massa e a carga do elétron. No Modelo Padrão temos 19 parâmetros: três constantes de acoplamento (g , g' e G_F), um ângulo de mistura (θ_W), dois parâmetros no potencial escalar (μ e λ), nove massas (m_e , m_μ , m_τ , m_u , m_d , m_c , m_s , m_t e m_b) e quatro parâmetros na matriz de Kobayashi-Maskawa (θ_1 , θ_2 , θ_3 e δ). A razão pela qual estes modelos possuem um número finito de parâmetros desconhecidos (ou parâmetros livres) é creditada ao fato de estes modelos serem renormalizáveis.

Uma teoria é renormalizável se, em unidades onde $\hbar = c = 1$, todos os termos na lagrangeana tiverem dimensão de massa inferior ou igual a quatro e se todos os propagadores tenderem a zero no limite de altas energias*. A única diferença entre lagrangeanas renormalizáveis e efetivas encontra-se no número de dimensões de massa de seus termos. Como já foi dito, para lagrangeanas renormalizáveis esse número não pode ser superior a quatro, enquanto que para lagrangeanas efetivas não há nenhum tipo de restrição†.

Se todos os operadores de uma teoria efetiva tiverem igual importância, então esta teoria não teria utilidade pois seria impossível escrever uma lagrangeana com infinitos termos. Felizmente, os operadores podem ser ordenados de maneira tal que termos de ordem mais alta produzam correções muito menores que termos de ordem mais baixa. Para o caso onde a física pesada desacopla, os operadores serão suprimidos pela apropriada potência de massa Λ característica da física pesada, e a lagrangeana efetiva será organizada em uma série de potências em $1/\Lambda$, acontecendo o mesmo para os observáveis. Logo, para processos a baixas energias ($E \ll \Lambda$), quanto maior a dimensão de massa do operador, menor a correção que ele gera. No caso de não-desacoplamento a física pesada produzirá efeitos que não tendem a desaparecer com o aumento da massa Λ . O que pode ser feito, então, é uma expansão em série de potências do momento externo ou, equivalentemente, uma expansão derivativa [16].

Dada uma lagrangeana (efetiva ou renormalizável), temos um conjunto de parâmetros indeterminados. Quando calculamos o valor de qualquer observável, o

*Para teorias com partículas com spin maior ou igual a um este último vínculo requer invariância de gauge.

†Em teorias efetivas, unitariedade requer que invariância de gauge ainda deva ser obedecida para partículas com spin maior ou igual a um. É um fato conhecido que teorias com partículas com spin maior ou igual a um possuem estados de probabilidade negativa [12] e que o único método conhecido de neutralizar este problema está baseado num princípio de gauge (formalismo de Gupta-Bleuler, técnica de Fadeev-Popov, etc.).

resultado será uma função desses parâmetros. Então podemos escolher um número suficientemente grande de observáveis de tal forma a poder escrever os parâmetros indeterminados como uma função desse conjunto de observáveis, denominados dados de entrada. Agora, a teoria poderá ser usada para gerar previsões de outros observáveis em termos dos dados de entrada. Por esse motivo, no caso de desacoplamento, a expansão da lagrangeana efetiva em séries de potências em $1/\Lambda$ deverá ser truncada em algum ponto de forma a obtermos um finito número de parâmetros indeterminados para que a teoria efetiva também seja capaz de gerar previsões de outros observáveis como função dos parâmetros indeterminados.

2.3 Construção de Lagrangeanas Efetivas

Os ingredientes necessários para a construção de uma lagrangeana efetiva são os campos relevantes e as simetrias que eles devem obedecer. Vamos nos ater ao caso em que os campos e simetrias relevantes a baixas energias são aqueles do Modelo Padrão das interações eletrofracas onde a quebra de simetria do setor escalar é realizada linearmente e o espectro de partículas contém um bóson de Higgs leve. Os efeitos dos campos pesados presentes na física mais fundamental que a lagrangeana efetiva procura descrever devem aparecer como efeitos virtuais representados por novos acoplamentos entre os campos leves do Modelo Padrão. Nesta tese vamos considerar a possibilidade destes efeitos se manifestarem nos acoplamentos do setor bosônico do Modelo Padrão.

Usamos o teorema do desacoplamento para descrever como os campos pesados devem entrar na teoria a baixas energias. O teorema estabelece que [8]: *se a teoria a baixas energias é renormalizável, então todos os efeitos das partículas pesadas aparecerão ou como uma renormalização das constantes de acoplamento da teoria de baixas energias, ou serão suprimidos por potências da massa da partícula pesada.* A prova formal do teorema pode ser encontrada no capítulo 8 da Ref. [15].

Basicamente, o teorema do desacoplamento nos diz que, quando tomamos a massa da partícula pesada tendendo a infinito, seus efeitos devem desaparecer. Qualquer deslocamento nas constantes de acoplamento não são diretamente observadas pois seus valores são sempre determinados experimentalmente. Já potências inversas da massa da partícula pesada são resultantes de propagadores envolvendo troca virtual da partícula pesada.

No Modelo Padrão, o exemplo mais óbvio disso é o efeito a baixas energias dos

bósons de gauge Z e W^\pm . O decaimento do muon é descrito pela amplitude,

$$\mathcal{M} = \frac{g^2}{8} \bar{u}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v_{\bar{\nu}_e} \left(\frac{-g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{m_W^2}}{k^2 - m_W^2} \right) \bar{u}_{\nu_\mu} \gamma^\nu (1 - \gamma_5) u_\mu, \quad (2.4)$$

onde g é uma constante adimensional. O termo entre parênteses representa o propagador do bóson vetorial W , introduzindo efeitos não locais à amplitude. Como m_e e m_μ e k^2 (no decaimento do muon) são muito menores que M_W , os efeitos não locais do W , que se manifestam nos termos dependentes do momento do W no propagador, são irrelevantes. Portanto, podemos considerar essa amplitude como um acoplamento efetivo de quatro férmions [19] envolvendo operadores locais. Escrevemos a lagrangeana mais geral possível, compatível com as simetrias da natureza, utilizando os campos do elétron, do muon e respectivos neutrinos. Consideramos as simetrias de Lorentz $U(1)_{em}$ e CPT [20], resultando na lagrangeana,

$$\mathcal{L}_{ef} = \sum_\alpha \frac{G_i}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_e O_i \psi_{\nu_e} \psi_{\nu_\mu} O^i \psi_\mu, \quad (2.5)$$

onde G_i é uma constante com dimensão (massa)⁻² e os operadores O_i são dados por $O_S = 1$, $O_P = \gamma_5$, $O_T = \sigma_{\mu\nu}$, $O_V = \gamma_\mu$ e $O_A = \gamma_\mu \gamma_5$. Para obter os resultados do Modelo Padrão devemos ter $G_i = G_\mu = \frac{\sqrt{2}g^2}{8M_W^2}$ e $O_i = \gamma_\mu(1 - \gamma_5)$. No entanto, a lagrangeana efetiva (2.5) é mais geral que o Modelo Padrão pois ela parametriza todos os tipos de correntes consistentes com as simetrias da escala de baixas energias, representadas pelos operadores O_i . Historicamente, os experimentos foram parametrizados pela lagrangeana efetiva, sendo determinado que a corrente era do tipo $V-A$, e o Modelo Padrão foi construído respeitando os resultados experimentais da época.

Deste exemplo tiramos três fatos importantes:

1. Experimentos em baixas energias fornecem pistas da física numa escala mais alta de energia. Podemos parametrizar os efeitos desta física a altas energias através de lagrangeanas efetivas sem conhecer o modelo que está por trás dessa física.
2. A escala de massa das partículas da nova física deve ser muito maior que as massas das partículas da física de baixas energias, para que a teoria efetiva faça sentido. A teoria efetiva só é válida para energias menores que a escala de energia da nova física. Neste exemplo, para energias comparáveis à massa do W , o efeito do propagador (não local) na equação (2.4) não pode ser desprezado.
3. Finalmente, a constante de acoplamento da lagrangeana efetiva (2.5) é suprimida por um termo proporcional a escala de massa da nova física. Neste

exemplo a constante de acoplamento G_μ é suprimida por uma potência inversa de M_W^2 .

2.3.1 Eliminando Campos Pesados por Integração

A forma pela qual campos associados a partículas pesadas são eliminados de uma teoria a escalas de energias suficientemente baixas é através do método de eliminação por integração dos campos pesados (*integrating out heavy fields*). Vamos ilustrar este processo analisando um caso relativamente simples envolvendo apenas campos escalares [8].

O nome do método vem do formalismo de integrais de trajetória, onde o processo de eliminação de um campo pesado H , deixando apenas os campos associados a partículas leves, l_i , é definido em termos de uma ação efetiva $S_{eff}[l_i]$,

$$e^{iS_{eff}[l_i]} \equiv \frac{\int [dH] \exp \{i \int d^4x \mathcal{L}[H(x), l_i(x)]\}}{\int [dH] \exp \{i \int d^4x \mathcal{L}[H(x), 0]\}}. \quad (2.6)$$

Considere um acoplamento linear do campo H com alguma combinação de campos leves J expresso pela seguinte lagrangeana,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu H \partial^\mu H - m_H^2 H^2) + JH. \quad (2.7)$$

Uma maneira de eliminar por integração o campo H é completar o quadrado. Definindo,

$$\begin{aligned} \mathcal{D} &= \square + m_H^2 \quad \text{e} \\ \mathcal{D}^{-1} J &= - \int d^4y \Delta_F(x-y) J(y), \end{aligned}$$

onde $\Delta_F(x-y)$ é dado por

$$\Delta_F(x-y) = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} e^{-ip(x-y)} \frac{i}{p^2 - m_H^2 + i\epsilon},$$

e satisfaz,

$$(\square_x + m_H^2) \Delta_F(x-y) = -\delta^4(x-y),$$

podemos escrever,

$$\begin{aligned} \int d^4x \mathcal{L}(H, J) &= \int d^4x \left[-\frac{1}{2} H \mathcal{D} H + JH \right] \\ &= -\frac{1}{2} \int d^4x \left[(H - \mathcal{D}^{-1} J) \mathcal{D} (H - \mathcal{D}^{-1} J) - J \mathcal{D}^{-1} J \right] \\ &= -\frac{1}{2} \int d^4x \left[H' \mathcal{D} H' - J \mathcal{D}^{-1} J \right], \end{aligned}$$

onde usamos a seguinte notação,

$$\begin{aligned} H'(x) &= H(x) + \int d^4y \Delta_F(x-y) J(y), \\ \int d^4x J \mathcal{D}^{-1} J &= - \int d^4x d^4y J(x) \Delta_F(x-y) J(y), \end{aligned}$$

e integramos por partes repetidamente. Como na integral de trajetória estamos integrando sobre todos os valores possíveis do campo em cada ponto do espaço tempo, podemos fazer a seguinte mudança de variáveis, $[dH] = [dH']$. Então,

$$\begin{aligned} e^{iS_{eff}[J]} &= \frac{\int [dH] \exp [i \int d^4x \mathcal{L}(H, J)]}{\int [dH] \exp [i \int d^4x \mathcal{L}(H, 0)]} \\ &= \frac{\int [dH'] \exp [i \int d^4x (-\frac{1}{2} H' \mathcal{D} H' + \frac{1}{2} J \mathcal{D}^{-1} J)]}{\int [dH] \exp [i \int d^4x (-\frac{1}{2} H \mathcal{D} H)]} \\ &= \exp \left(\frac{i}{2} \int d^4x J \mathcal{D}^{-1} J \right), \end{aligned} \quad (2.8)$$

de onde obtemos,

$$S_{eff}[J] = -\frac{1}{2} \int d^4x d^4y J(x) \Delta_F(x-y) J(y). \quad (2.9)$$

Finalmente obtemos uma lagrangeana local (como deve ser para lagrangeanas efetivas) notando que, para partículas pesadas, o propagador possui um pico para pequenas distâncias ($x-y$ pequeno). Podemos expandir $J(y)$ como,

$$J(y) = J(x) + (y-x)^\mu [\partial_\mu J(y)]_{y=x} + \dots \quad (2.10)$$

Mantendo os termos dominantes e usando,

$$\int d^4y \Delta_F(x-y) = -\frac{1}{m_H^2}, \quad (2.11)$$

obtemos,

$$S_{eff}[J] = \int d^4x \frac{1}{2m_H^2} J(x) J(x) + \dots, \quad (2.12)$$

onde os pontos denotam termos suprimidos por potências adicionais de m_H . Usando $S_{eff}[J] = \int d^4x \mathcal{L}_{eff}$, podemos escrever,

$$\mathcal{L}_{eff}[J] = \frac{1}{2m_H^2} J(x) J(x) + \dots \quad (2.13)$$

Desta forma, observamos que os efeitos do campo pesado H são descritos na lagrangeana efetiva através de uma combinação dos campos leves J suprimidos por potências de m_H , que é a massa da partícula pesada.

2.3.2 Expansão na Escala de Energia da Física Pesada

Como já foi dito nas seções anteriores, quando tratamos de uma teoria efetiva onde os efeitos da nova física desacoplam, é possível escrever a lagrangeana efetiva para baixas energias como uma série de operadores locais suprimidos por potências da escala de energia Λ da teoria fundamental, ou seja, da ordem das massas dos campos pesados. Como estamos interessados em estudar efeitos de uma física além do Modelo Padrão, escrevemos a lagrangeana efetiva como,

$$\mathcal{L}_{eff} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\Lambda^n} \sum_i \alpha_i^{(n+4)} \mathcal{O}_i^{(n+4)}, \quad (2.14)$$

onde os operadores $\mathcal{O}_i^{(n+4)}$ têm dimensão $[\text{massa}]^{(n+4)}$, contêm somente os campos presentes no Modelo Padrão e são invariantes de gauge sobre $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. A lagrangeana renormalizável (\mathcal{L}_{ren}) da expansão de \mathcal{L}_{eff} , que deve corresponder à lagrangeana do Modelo Padrão das interações eletrofracas com uma realização linear de quebra de simetria escalar, é obtida quando tomamos o valor de $n = 0$ na equação (2.14), de tal forma que os operadores de dimensão igual a quatro ($\mathcal{O}_i^{(4)}$) sejam os mesmos do Modelo Padrão. Os operadores de dimensão maior que quatro são suprimidos por potências de Λ de forma tal a manter todos os termos de \mathcal{L}_{eff} com dimensão $[\text{massa}]^4$.

Como não temos nenhuma teoria a altas energias que nos sirva como guia para a construção da lagrangeana efetiva, devemos considerar todos os operadores efetivos que obedeçam as simetrias de \mathcal{L}_{ren} [‡]. Os coeficientes $\alpha_i^{(n+4)}$ não podem ser calculados, porém é possível estimar a sua ordem de magnitude [7] através da análise de dados experimentais. É este um dos objetos centrais desta tese.

Podemos encontrar na literatura extensos trabalhos onde são listados os possíveis operadores efetivos respeitando determinado conjunto de simetrias [22]. Quando a simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ é realizada linearmente, os operadores de ordem mais baixa que descrevem acoplamentos envolvendo o bóson de Higgs e os bósons vetoriais (acoplamentos anômalos) são aqueles de dimensão $[\text{massa}]^6$. Assim, considerando apenas os termos dominantes de (2.14), podemos escrever a lagrangeana efetiva como,

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{MP} + \sum_i \frac{1}{\Lambda^2} \alpha_i^{(6)} \mathcal{O}_i^{(6)}, \quad (2.15)$$

[‡]É importante salientar que se dois operadores efetivos diferem somente por termos que desaparecem quando as equações de movimento clássicas são usadas, então a matriz S não pode diferenciá-los. Portanto, o uso de equações de movimento clássicas possibilita a remoção de operadores redundantes da lagrangeana efetiva [21].

onde \mathcal{L}_{MP} é a lagrangeana renormalizável do Modelo Padrão e a somatória sobre i significa a soma de todos os possíveis operadores de dimensão seis ($\mathcal{O}_i^{(6)}$) com suas respectivas constantes de acoplamento ($\alpha_i^{(6)}$).

2.4 O Mecanismo de Higgs e Acomplamentos do Bóson de Higgs no Modelo Padrão

No Modelo Padrão, um dubleto $SU(2)$ de campos escalares é introduzido de tal forma que seus auto-acoplamentos forneçam um mecanismo para quebra espontânea de simetria eletrofraca, gerando massas para os bósons de gauge e para os férmions, e criando uma nova partícula escalar neutra, o bóson de Higgs [23, 24]. É adicionado à lagrangeana do Modelo Padrão o termo responsável pela quebra espontânea de simetria e geração de massa dos bósons vetoriais[§]:

$$\mathcal{L}_\Phi = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi), \quad (2.16)$$

onde D_μ é a derivada covariante dada por,

$$D_\mu = \partial_\mu - igI_a W_\mu^a + i\frac{g'}{2}Y B_\mu, \quad (2.17)$$

g e g' são as constantes de acoplamento de gauge, $I_a = \frac{\sigma_a}{2}$ são os geradores de $SU_L(2)$ e Y é o gerador de $U_Y(1)$. O potencial V é:

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \mu^2(\Phi^\dagger \Phi) + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (2.18)$$

O isodoubleto Φ é escrito como

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix},$$

onde ϕ^+ e ϕ^0 são campos complexos com os seguintes números quânticos:

	I	I^{3L}	$\frac{1}{2}Y$	Q
ϕ^+	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
ϕ^0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0

Numa teoria clássica com $\mu^2 < 0$, o estado fundamental de $|\Phi|^2 = \Phi^\dagger \Phi$ ocorre em $|\Phi|^2 = -\frac{1}{2}\mu^2/\lambda$. O análogo quântico é o surgimento de um valor esperado não nulo

[§]Também é adicionado à lagrangeana do Modelo Padrão um termo responsável pela geração de massa dos férmions (\mathcal{L}_Φ^F), ou seja, os acoplamentos de Yukawa de Φ com os férmions. Maiores detalhes podem ser encontrados, por exemplo, na referência [23].

para $|\Phi|^2$ no estado do vácuo, fato que seleciona uma direção preferencial no espaço de hipercarga e isospin fraco, quebrando espontaneamente a simetria $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$.

Como uma teoria de perturbação é geralmente formulada para campos com valor esperado do vácuo nulo, é conveniente redefinir o dubleto Φ como

$$\Phi(x) = \exp\left(\frac{i\vec{\pi} \cdot \vec{\sigma}}{2v}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix},$$

onde

$$v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}},$$

e os campos reais $\pi_{1,2,3}(x)$ e $H(x)$ têm valor esperado do vácuo nulo. Através de uma transformação de gauge finita sobre $SU_L(2)$ com $\vec{\alpha}(x) = \vec{\pi}(x)/v$, podemos remover a fase de $\Phi(x)$, eliminando a presença explícita dos campos $\pi_{1,2,3}(x)$ na lagrangeana[†]. Neste gauge, chamado de gauge unitário, os graus de liberdade dos campos π parecem desaparecer mas, na realidade, são absorvidos pelas componentes longitudinais dos campos W^\pm e Z^0 quando estes adquirem massa.

Então, no gauge unitário, podemos escrever o dubleto $\Phi(x)$ como

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}.$$

Escrevendo a derivada covariante de $\Phi(x)$ em termos dos campos físicos A , W^\pm e Z^0 ,

$$D_\mu \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} ig W_\mu^+ (v + H) \\ \partial_\mu H - \frac{1}{2} ig' Z_\mu^0 (v + H) \end{pmatrix},$$

obtemos para a lagrangeana (2.16) a expressão,

$$\mathcal{L}_\Phi = \frac{1}{2}(\partial H)^2 + \frac{g^2}{4} W^+ W^- (v + H)^2 + \frac{g'^2}{8} Z^0 Z^0 (v + H)^2 - V \left[\frac{1}{2}(v + H)^2 \right]. \quad (2.19)$$

Os termos proporcionais a v^2 fornecem aos bósons vetoriais W^\pm e Z^0 a seguinte contribuição:

$$m_W^2 W^+ W^- + \frac{1}{2} m_Z^2 Z^0 Z^0, \quad (2.20)$$

onde

$$m_W = \frac{1}{2} g v \quad \text{e} \quad m_Z = \frac{1}{2} g' v = \frac{m_W}{\cos \theta_W}, \quad (2.21)$$

[†]O teorema de Goldstone estabelece que partículas sem massa com spin-0 (bósons de Goldstone) aparecem na teoria sempre que uma simetria contínua é espontaneamente quebrada. No mecanismo de Higgs, os campos $\pi_{1,2,3}(x)$ são estes bósons de Goldstone.

enquanto o fóton permanece sem massa.

Os termos potencial e cinético de \mathcal{L}_Φ são dados por

$$\frac{1}{2}(\partial H)^2 - \frac{1}{2}(-2\mu^2)H^2 + \frac{1}{4}\mu^2 v^2 \left(-1 + \frac{4H^3}{v^3} + \frac{H^4}{v^4} \right), \quad (2.22)$$

descrevendo um campo escalar de Higgs com massa $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$ e com autoacoplamentos tríplexes e quárticos.

O campo de Higgs não sofre interação eletromagnética e suas interações com os outros bósons vetoriais são dadas pelos termos cúbicos e quárticos de \mathcal{L}_Φ ,

$$\left(\frac{1}{4}g^2 W^+ W^- + \frac{1}{8}g'^2 Z^0 Z^0 \right) (H^2 + 2vH), \quad (2.23)$$

sendo diretamente proporcionais às massas dos bósons vetoriais W^\pm e Z^0 através da equação (2.21).

Apesar do bóson de Higgs não sofrer interação eletromagnética a nível de árvore, acoplamentos do tipo $H\gamma\gamma$ e $HZ^0\gamma$ podem ocorrer no Modelo Padrão a nível de 1 *loop* [24]. A largura de decaimento $\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)$, quando consideradas as contribuições de *loop* das partículas com spin-0, spin- $\frac{1}{2}$ e spin-1, é dada por:

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 g^2}{1024\pi^3} \frac{m_H^3}{m_W^2} \left| \sum_i N_{ci} e_i^2 F_i \right|^2, \quad (2.24)$$

onde $i = \text{spin-0, spin-}\frac{1}{2} \text{ e spin-1}$, e_i é a carga elétrica em unidades de e , N_{ci} é a multiplicidade de cor da partícula i (1 para léptons e 3 para quarks), e

$$\begin{aligned} F_1 &= 2 + 3\tau + 3\tau(2 - \tau)f(\tau), \\ F_{\frac{1}{2}} &= -2\tau[1 + (1 - \tau)f(\tau)], \\ F_0 &= \tau[1 - \tau f(\tau)], \end{aligned} \quad (2.25)$$

com

$$\tau = 4m_i^2/m_H^2 \quad (2.26)$$

e

$$f(\tau) = \begin{cases} \left[\sin^{-1} \left(\sqrt{1/\tau} \right) \right]^2 & , \text{ se } \tau \geq 1, \\ -\frac{1}{4} [\ln(\eta_+/\eta_-) - i\pi]^2 & , \text{ se } \tau < 1, \end{cases} \quad (2.27)$$

onde

$$\eta_\pm \equiv (1 \pm \sqrt{1 - \tau}). \quad (2.28)$$

Já a largura de decaimento $\Gamma(H \rightarrow Z^0\gamma)$ é dada por:

$$\Gamma(H \rightarrow Z^0\gamma) = \frac{1}{32\pi} m_H^3 \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_H^2} \right)^3 \left| A^{(Z\gamma)} \right|^2, \quad (2.29)$$

onde a expressão para $A^{(Z\gamma)}$ é dada por:

$$A^{(Z\gamma)} = \frac{\alpha g}{4\pi m_W} (A_F + A_W), \quad (2.30)$$

e,

$$\begin{aligned} A_F &= \sum_f N_{cf} \frac{-2e_f(I_f^{3L} - 2e_f \sin^2 \theta_W)}{\sin \theta_W \cos \theta_W} [I_1(\tau_f, \lambda_f) - I_2(\tau_f, \lambda_f)], \\ A_W &= -\cot \theta_W \left\{ 4(3 - \tan^2 \theta_W) I_2(\tau_W, \lambda_W) \right. \\ &\quad \left. + \left[\left(1 + \frac{2}{\tau_W}\right) \tan^2 \theta_W - \left(5 + \frac{2}{\tau_W}\right) \right] I_1(\tau_W, \lambda_W) \right\}, \end{aligned} \quad (2.31)$$

onde m_f é a massa do férmion (com carga e_f e terceira componente de isospin fraco $I_f^{3L} = \pm 1/2$), e A_F e A_W são, respectivamente, as contribuições de *loop* de férmions e do bóson W^\pm . Definimos:

$$\tau_f \equiv \frac{4m_f^2}{m_H^2}, \quad \lambda_f \equiv \frac{4m_f^2}{m_Z^2}, \quad \tau_W \equiv \frac{4m_W^2}{m_H^2}, \quad \lambda_W \equiv \frac{4m_W^2}{m_Z^2}. \quad (2.32)$$

As funções I_1 e I_2 são dadas por:

$$\begin{aligned} I_1(a, b) &= \frac{ab}{2(a-b)} + \frac{a^2 b^2}{2(a-b)^2} [f(a) - f(b)] + \frac{a^2 b}{(a-b)^2} [g(a) - g(b)], \\ I_2(a, b) &= -\frac{ab}{2(a-b)} [f(a) - f(b)], \end{aligned} \quad (2.33)$$

onde

$$g(\tau) = \begin{cases} \sqrt{\tau-1} \sin^{-1}(1/\sqrt{\tau}) & , \text{ se } \tau \geq 1, \\ \frac{1}{2} \sqrt{1-\tau} [\ln(\eta_+/\eta_-) - i\pi] & , \text{ se } \tau < 1, \end{cases} \quad (2.34)$$

e as funções $f(\tau)$ e η_\pm são as mesmas das equações (2.27) e (2.28), respectivamente.

Apesar destes acoplamentos serem suprimidos a nível de 1 *loop* por um fator da ordem de $\frac{\alpha^2}{16\pi}$, onde $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$, é possível que as razões de ramificação dos decaimentos $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $H \rightarrow Z^0\gamma$ no Modelo Padrão alcancem valores da ordem de 10^{-4} que, em algumas situações, são grandes o suficiente para impedir que estas contribuições sejam desconsideradas.

2.5 Acoplamentos Anômalos entre os Bósons do Modelo Padrão

Nesta tese exploraremos as consequências da existência de contribuições anômalas para os acoplamentos do bóson de Higgs aos demais bósons vetoriais, principalmente

para os acoplamentos $H\gamma\gamma$ e $HZ^0\gamma$ que são suprimidos no Modelo Padrão a nível de 1 *loop*. Vamos estudar uma lagrangeana efetiva geral, a qual fornece contribuições a nível de árvore para esses acoplamentos^{||}, levando a um aumento significativo das razões de ramificação dos decaimentos $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $H \rightarrow Z^0\gamma$. Utilizaremos uma lagrangeana efetiva na representação linear, a qual contém em seu espectro de partículas um bóson de Higgs “leve”.

2.5.1 A Lagrangeana Efetiva na Representação Linear

Na representação linear, como vimos na Seção (2.3.2), os termos de dimensão seis da lagrangeana efetiva podem ser escritos como,

$$\mathcal{L}_{eff}^{(6)} = \sum_n \frac{f_n}{\Lambda^2} \mathcal{O}_n, \quad (2.35)$$

onde os operadores \mathcal{O}_n envolvem bósons vetoriais e bósons de Higgs com constantes de acoplamento f_n .

Como estamos interessados em descrever contribuições para acoplamentos envolvendo o bóson de Higgs e os bósons vetoriais do Modelo Padrão, vamos seguir a notação de Hagiwara *et. al.* [25], onde é apresentado o conjunto mais geral de operadores que modificam o setor bosônico do Modelo Padrão e respeitam a simetria $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, conservando CP . A base deste conjunto é formada pelos onze operadores de dimensão seis apresentados a seguir**,

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{DW} &= Tr \{ [D_\mu, \hat{W}_{\nu\rho}] [D^\mu, \hat{W}^{\nu\rho}] \}, \\ \mathcal{O}_{DB} &= -\frac{g'^2}{2} (\partial_\mu \hat{B}_{\nu\rho}) (\partial^\mu \hat{B}^{\nu\rho}), \\ \mathcal{O}_{WWW} &= Tr (\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\nu\rho} \hat{W}_\rho^\mu), \\ \mathcal{O}_{WW} &= \Phi^\dagger \hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \Phi, \\ \mathcal{O}_{BB} &= \Phi^\dagger \hat{B}_{\mu\nu} \hat{B}^{\mu\nu} \Phi, \\ \mathcal{O}_W &= (D_\mu \Phi)^\dagger \hat{W}^{\mu\nu} (D_\nu \Phi), \\ \mathcal{O}_B &= (D_\mu \Phi)^\dagger \hat{B}^{\mu\nu} (D_\nu \Phi), \\ \mathcal{O}_{BW} &= \Phi^\dagger \hat{B}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \Phi, \\ \mathcal{O}_{\Phi,1} &= [(D_\mu \Phi)^\dagger \Phi] [\Phi^\dagger (D^\mu \Phi)], \end{aligned} \quad (2.36)$$

^{||}Não vamos considerar contribuições anômalas para acoplamentos entre os bósons vetoriais e os férmions, uma vez que estes já foram testados e as previsões do Modelo Padrão confirmadas [4].

**Um décimo segundo operador, $\mathcal{O}_{\Phi,4} = \Phi^\dagger \Phi (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi)$, presente na referência [22], é proporcional ao operador $\mathcal{O}_{\Phi,2}$, como pode ser mostrado quando aplicamos a equação de movimento para o campo de Higgs [25]. Portanto, será desconsiderado.

$$\begin{aligned}\mathcal{O}_{\Phi,2} &= \frac{1}{2} \partial_\mu (\Phi^\dagger \Phi) \partial^\mu (\Phi^\dagger \Phi) , \\ \mathcal{O}_{\Phi,3} &= \frac{1}{3} (\Phi^\dagger \Phi)^3 ,\end{aligned}$$

onde Φ é o dubleto de Higgs, D_μ é a derivada covariante [veja equação (2.17)],

$$\begin{aligned}\hat{B}_{\mu\nu} &= i(g'/2) B_{\mu\nu} \quad \text{e} \\ \hat{W}_{\mu\nu} &= i(g/2) \sigma^a W_{\mu\nu}^a \quad ,\end{aligned}$$

com $B_{\mu\nu}$ e $W_{\mu\nu}^a$ sendo os tensores de intensidade de campo de $U_Y(1)$ e $SU_L(2)$ respectivamente.

Dos onze operadores efetivos apresentados em (2.36), nove modificam as funções de dois, três e/ou quatro pontos dos bósons vetoriais (\mathcal{O}_{DW} , \mathcal{O}_{DB} , \mathcal{O}_{WWW} , \mathcal{O}_{WW} , \mathcal{O}_{BB} , \mathcal{O}_W , \mathcal{O}_B , \mathcal{O}_{BW} e $\mathcal{O}_{\Phi,1}$) [26]; seis deles modificam os acoplamentos do bóson de Higgs com os bósons vetoriais (\mathcal{O}_{WW} , \mathcal{O}_{BB} , \mathcal{O}_W , \mathcal{O}_B , \mathcal{O}_{BW} e $\mathcal{O}_{\Phi,1}$) [25]; e dois modificam apenas auto-acoplamentos do bóson de Higgs ($\mathcal{O}_{\Phi,2}$ e $\mathcal{O}_{\Phi,3}$).

Estamos interessados, nesta tese, em analisar novas contribuições para os acoplamentos do bóson de Higgs aos bósons vetoriais, fato que nos permite restringir ainda mais o número de operadores efetivos apresentados em (2.36). Por exemplo, o operador \mathcal{O}_{WWW} afeta somente as funções de três e quatro pontos dos bósons vetoriais, não afetando o bóson de Higgs. Consequentemente, desconsideraremos este operador em nossas análises. Já os operadores $\mathcal{O}_{\Phi,2}$ e $\mathcal{O}_{\Phi,3}$ modificam apenas auto-acoplamentos do bóson de Higgs e também serão desconsiderados.

Os operadores \mathcal{O}_{DW} , \mathcal{O}_{DB} , \mathcal{O}_{BW} e $\mathcal{O}_{\Phi,1}$ contribuem a nível de árvore para as funções de dois pontos dos bósons vetoriais sendo severamente limitados por dados experimentais de baixas energias [25, 27]. Particularmente para os operadores que afetam os acoplamentos do bóson de Higgs, os limites atuais para $m_H = 100$ GeV e $m_{top} = 175$ GeV são [28],

$$\frac{f_{BW}}{\Lambda^2} = (3.7 \pm 2.4) \text{ TeV}^{-2} \quad , \quad \frac{f_{\Phi,1}}{\Lambda^2} = (0.3 \pm 0.16) \text{ TeV}^{-2} . \quad (2.37)$$

Por outro lado, os demais operadores \mathcal{O}_{BB} , \mathcal{O}_{WW} , \mathcal{O}_B e \mathcal{O}_W são indiretamente limitados via contribuições a nível de 1 *loop* para observáveis de baixas energias, o que resulta em vínculos bem menos restritivos, da ordem $f_i/\Lambda^2 \sim 100 \text{ TeV}^{-2}$. Portanto, também vamos desconsiderar os operadores \mathcal{O}_{DW} , \mathcal{O}_{DB} , \mathcal{O}_{BW} e $\mathcal{O}_{\Phi,1}$ em nossas análises.

Restaram apenas quatro operadores, \mathcal{O}_{WW} , \mathcal{O}_{BB} , \mathcal{O}_W e \mathcal{O}_B . Os operadores \mathcal{O}_W e \mathcal{O}_B geram contribuições tanto para as funções de três e quatro pontos dos bósons vetoriais, como para os acoplamentos do bóson de Higgs com os bósons vetoriais

[25, 26]. Esse fato nos permitirá relacionar as constantes de acoplamento f_{WW} , f_{BB} , f_W e f_B com a parametrização convencional dos vértices WWZ e $WW\gamma$ [29], como veremos no Capítulo 5. Dados atuais para a produção do par W^+W^- [30, 31] fornecem os seguintes limites com nível de confiança (*confidence level*) de 95%^{††} sobre estes acoplamentos anômalos,

$$\left| \frac{f_W}{\Lambda^2} \right| < 300 \text{ TeV}^{-2}, \quad \left| \frac{f_B}{\Lambda^2} \right| < 390 \text{ TeV}^{-2}. \quad (2.38)$$

Os operadores \mathcal{O}_{BB} e \mathcal{O}_{WW} aparentemente contribuem para as funções de dois e três pontos dos bósons vetoriais. Contudo, seus efeitos podem ser absorvidos numa redefinição dos campos e constantes de acoplamento do Modelo Padrão [26],

$$\begin{aligned} \left[1 + \frac{2\hat{m}_W^2}{\Lambda^2} f_{WW} \right]^{\frac{1}{2}} W^{\mu\nu} &\rightarrow W^{\mu\nu}, \\ \left[1 + \frac{2\hat{m}_W^2}{\Lambda^2} f_{WW} \right]^{-\frac{1}{2}} g &\rightarrow g, \\ \left[1 + \frac{2\hat{m}_Z^2}{\Lambda^2} \hat{s}^2 f_{BB} \right]^{\frac{1}{2}} B^{\mu\nu} &\rightarrow B^{\mu\nu}, \\ \left[1 + \frac{2\hat{m}_Z^2}{\Lambda^2} \hat{s}^2 f_{BB} \right]^{-\frac{1}{2}} g' &\rightarrow g', \end{aligned}$$

de tal forma que esses operadores passam a afetar somente acoplamentos onde o bóson de Higgs esteja presente. Assim, não podem ser limitados na produção do par W^+W^- pois, como o acoplamento do bóson de Higgs com férmions é proporcional à massa desses últimos, a produção de um bóson de Higgs no canal s em anéis de colisão e^+e^- é fortemente suprimida.

A seguir vamos ver como esses quatro operadores afetam os acoplamentos HZ^0Z^0 , HW^+W^- e, especialmente, $H\gamma\gamma$ e $HZ^0\gamma$ que, no caso do Modelo Padrão, só ocorrem a nível de 1 *loop*.

2.5.2 Acomplamentos Anômalos do Bóson de Higgs com os Bósons Vetoriais

Dos onze operadores efetivos de dimensão seis apresentados na equação (2.36), apenas quatro deles devem participar em nossas análises, conforme discussão da Seção 2.5.1. São eles \mathcal{O}_{WW} , \mathcal{O}_{BB} , \mathcal{O}_W e \mathcal{O}_B . A lagrangeana efetiva é dada por,

$$\mathcal{L}_{eff}^H = \frac{f_{WW}}{\Lambda^2} \mathcal{O}_{WW} + \frac{f_{BB}}{\Lambda^2} \mathcal{O}_{BB} + \frac{f_W}{\Lambda^2} \mathcal{O}_W + \frac{f_B}{\Lambda^2} \mathcal{O}_B. \quad (2.39)$$

^{††}Daqui por diante adotaremos a notação 95% CL para designar um nível de confiança de 95%.

As larguras de decaimento do Modelo Padrão $\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)$ e $\Gamma(H \rightarrow Z^0\gamma)$ das equações (2.24) e (2.29) são modificadas pelas contribuições da lagrangeana (2.39). Essas modificações são dadas por [25],

$$\begin{aligned}\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) &= \frac{\alpha s^2 m_W^2 m_H^3}{4} \left| \frac{f_{BB} + f_{WW}}{\Lambda^2} + \frac{\alpha}{8\pi s^2 m_W^2} I \right|^2, \\ \Gamma(H \rightarrow Z^0\gamma) &= \frac{\alpha(m_H^2 - m_Z^2)^3 m_Z^2}{16m_H^3} \left| \frac{f_W - f_B + 4s^2 f_{BB} - 4c^2 f_{WW}}{\Lambda^2} + \right. \\ &\quad \left. \frac{\alpha}{2\pi s c m_Z^2} A^{(Z\gamma)} \right|^2,\end{aligned}\quad (2.40)$$

onde $s(c) \equiv \sin\theta_W(\cos\theta_W)$, e $I = \sum_i N_{ci} e_i^2 F_i$ e $A^{(Z\gamma)}$ estão definidos, respectivamente, nas equações (2.24) e (2.29).

Acoplamentos anômalos do tipo $H\gamma\gamma$, $HZ\gamma$, HZZ e HW^+W^- são gerados por (2.39), os quais, no gauge unitário (gu), são dados por,

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{eff}^{H,gu} &= g_{H\gamma\gamma} H A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + g_{HZ\gamma}^{(1)} A_{\mu\nu} Z^\mu \partial^\nu H + g_{HZ\gamma}^{(2)} H A_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} \\ &+ g_{HZZ}^{(1)} Z_{\mu\nu} Z^\mu \partial^\nu H + g_{HZZ}^{(2)} H Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + g_{HWW}^{(1)} H W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} \\ &+ g_{HWW}^{(2)} (W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu} + W_{\mu\nu}^- W^{+\mu}) \partial^\nu H,\end{aligned}\quad (2.41)$$

onde,

$$\begin{aligned}A(Z)_{\mu\nu} &= \partial_\mu A(Z)_\nu - \partial_\nu A(Z)_\mu, \\ W_{\mu\nu} &= \partial_\mu W_\nu^\pm - \partial_\nu W_\mu^\pm \pm ig[(cZ_\mu + sA_\mu)W_\nu^\pm - (cZ_\nu + sA_\nu)W_\mu^\pm],\end{aligned}$$

g é a constante de acoplamento eletrofraca e $s(c) \equiv \sin(\cos)\theta_W$. As constantes de acoplamento efetivas $g_{H\gamma\gamma}$, $g_{HZ\gamma}^{(1,2)}$, $g_{HZZ}^{(1,2,3)}$ e $g_{HWW}^{(1,2)}$ são relacionadas aos coeficientes dos operadores que aparecem em (2.39) através de^{††},

$$\begin{aligned}g_{H\gamma\gamma} &= -\left(\frac{gM_W}{\Lambda^2}\right) \frac{s^2(f_{BB} + f_{WW})}{2}, \\ g_{HZ\gamma}^{(1)} &= \left(\frac{gM_W}{\Lambda^2}\right) \frac{s(f_W - f_B)}{2c}, \\ g_{HZ\gamma}^{(2)} &= \left(\frac{gM_W}{\Lambda^2}\right) \frac{s[2s^2 f_{BB} - 2c^2 f_{WW}]}{2c}, \\ g_{HZZ}^{(1)} &= \left(\frac{gM_W}{\Lambda^2}\right) \frac{c^2 f_W + s^2 f_B}{2c^2}, \\ g_{HZZ}^{(2)} &= -\left(\frac{gM_W}{\Lambda^2}\right) \frac{s^4 f_{BB} + c^4 f_{WW}}{2c^2}, \\ g_{HWW}^{(1)} &= \left(\frac{gM_W}{\Lambda^2}\right) f_{WW}, \\ g_{HWW}^{(2)} &= -\left(\frac{gM_W}{\Lambda^2}\right) \frac{f_W}{2}.\end{aligned}\quad (2.42)$$

^{††}Daqui por diante usaremos letras maiúsculas para designar as massas dos bósons.

Como estamos interessados principalmente nos acoplamentos $H\gamma\gamma$ e $HZ^0\gamma$, que são suprimidos no Modelo Padrão a nível de 1 *loop*, vamos estudar reações que envolvam estes acoplamentos. Através das equações (2.42), notamos que o acoplamento $HZ^0\gamma$ sofre alteração dos quatro operadores enquanto o acoplamento $H\gamma\gamma$ é alterado apenas pelos operadores \mathcal{O}_{WW} e \mathcal{O}_{BB} , os quais não contribuem para auto-acoplamentos anômalos dos bósons vetoriais. Este fato indica que o estudo de reações com no mínimo dois fótons no estado final pode ser capaz de impor vínculos importantes sobre as constantes de acoplamento f_{WW} e f_{BB} .

Nesta tese vamos procurar impor vínculos mais restritivos do que os da equação (2.38) para as constantes de acoplamento dos operadores \mathcal{O}_W e \mathcal{O}_B . Também vamos mostrar como impor vínculos sobre as constantes de acoplamento dos operadores \mathcal{O}_{WW} e \mathcal{O}_{BB} . Os vínculos serão calculados através do impacto desses operadores sobre a seção de choque total, distribuições angulares e cinemáticas das reações consideradas. O cálculo dessas quantidades foi realizado através de simulação de Monte Carlo. As amplitudes invariantes das reações consideradas foram calculadas com o auxílio dos pacotes HELAS [32] e MadGraph [33], apresentados no Apêndice B. A seção de choque e distribuições cinemáticas serão calculadas usando o pacote VEGAS [34] de integração de Monte Carlo. Maiores detalhes podem ser encontrados no Apêndice C.

Capítulo 3

Acoplamentos Anômalos do Higgs nos Atuais Aceleradores

3.1 Introdução

Neste capítulo vamos calcular os vínculos sobre os acoplamentos anômalos do bóson de Higgs com os bósons vetoriais que podem ser impostos através da análise de processos medidos nos aceleradores atuais e^+e^- (LEP2) e $p\bar{p}$ (Tevatron).

Eventos contendo no mínimo dois fótons no estado final podem ser considerados para esse fim. Isto porque, como comentado na Seção 2.5, este tipo de sinal permite o estudo dos acoplamentos anômalos $H\gamma\gamma$ e $HZ\gamma$, suprimidos a nível de 1 *loop* no Modelo Padrão. Eventos contendo dois fótons mais bósons vetoriais, férmions carregados ou déficit energético (*missing energy*) foram bastante estudados no LEP e no Tevatron, pois eles podem vir a representar um sinal para vários modelos envolvendo física além do Modelo Padrão, tais como algumas classes de modelos supersimétricos [35]. Análises recentes destes tipos de sinal indicam que as previsões do Modelo Padrão estão de acordo com os dados experimentais. Esse fato permitiu às colaborações experimentais impor restrições sobre estes modelos supersimétricos.

Podemos utilizar esses resultados experimentais para impor vínculos sobre nova física no setor de quebra de simetria do Modelo Padrão, focalizando os acoplamentos anômalos do bóson de Higgs descritos no Capítulo 2. Usaremos os dados para produção de três fótons das colaborações OPAL do LEP2 [36] e CDF do Tevatron [37], para produção de dois fótons com grande déficit de energia transversal da colaboração DØ do Tevatron [38] e para produção de dois fótons e dois jatos da colaboração DØ do Tevatron [39].

3.2 Produção de Três Fótons no LEP

No trabalho [40], fizemos uma análise detalhada sobre as contribuições anômalas dos vértices $H\gamma\gamma$ e $HZ\gamma$ para a reação $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ no LEP2. Consideramos duas situações: (a) energia de centro de massa $\sqrt{s} = 176$ GeV com luminosidade integrada $\mathcal{L} = 0.5 \text{ fb}^{-1}$; e (b) energia de centro de massa $\sqrt{s} = 190$ GeV com luminosidade integrada $\mathcal{L} = 0.3 \text{ fb}^{-1}$.

A contribuição do Modelo Padrão a nível de árvore para esta reação é puramente eletromagnética, como na Figura 3.1(a). Como o acoplamento do bóson de Higgs

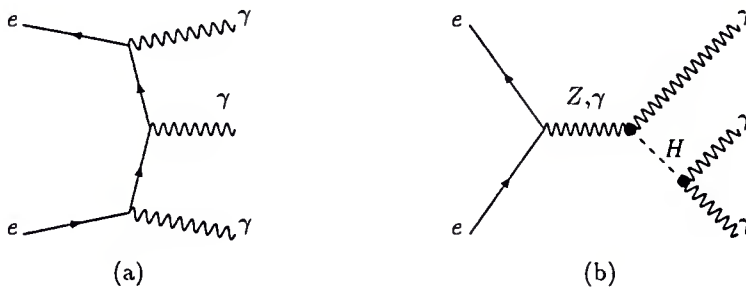


Figura 3.1: Gráficos de Feynman para o processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$: (a) contribuição eletromagnética do Modelo Padrão; e (b) contribuição anômala do bóson de Higgs. Para cada gráfico existem seis diagramas devido a todas as permutações possíveis dos fótons.

com o elétron ($\propto m_e/v$) e a razão de ramificação $Br(H \rightarrow \gamma\gamma)$ são muito pequenos no Modelo Padrão, nenhum evento envolvendo um bóson de Higgs como partícula intermediária deve ser observado no LEP2*. Esse fato nos permite limitar as constantes de acoplamento anômalas responsáveis pela geração a nível de árvore dos vértices $H\gamma\gamma$ e $HZ\gamma$, que para a reação $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ fornecem as contribuições da Figura 3.1(b).

Para reduzir o número de parâmetros indeterminados da lagrangeana efetiva (2.39), assumimos que todos os operadores que afetam as interações do bóson de Higgs tenham uma constante de acoplamento comum f , ou seja, $f = f_W = f_B = f_{WW} = f_{BB}$, isto porque não há nenhum motivo para se privilegiar um operador em relação aos demais [25, 41]. Dessa forma o número de parâmetros livres (ou indeterminados) é reduzido de quatro (f_W, f_B, f_{WW} e f_{BB}) para apenas um (f).

*Mais adiante veremos que, num trabalho recente, a colaboração OPAL não encontrou nenhum evento desse tipo [36].

Com a finalidade de encontrar possíveis cortes cinemáticos que possam maximizar a taxa sinal anômalo sobre a contribuição do Modelo Padrão, identificamos os fótons finais como $\gamma_{1,2,3}$ em ordem decrescente de energia, ou seja, $E_{\gamma_1} > E_{\gamma_2} > E_{\gamma_3}$. Iniciamos nossas análises com o seguinte conjunto de cortes:

$$\begin{aligned} |\cos \theta_{ei}| &\leq 0.97, \\ \theta_{ij} &> 15^\circ, \\ E_{\gamma_i} &\geq 5\text{GeV}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde θ_{ei} é o ângulo entre o feixe de elétrons e o fóton γ_i , e θ_{ij} é o ângulo entre o par de fótons γ_i e γ_j . Calculamos algumas distribuições cinemáticas para comparar o sinal (contribuição anômala) e o *background* (contribuição do Modelo Padrão), adotando os cortes acima, uma massa do bóson de Higgs de 80 GeV[†] e uma constante de acoplamento anômala $f/\Lambda^2 \simeq 50 \text{ TeV}^{-2}$.

Na Figura 3.2, comparamos o espectro de energia dos fótons para o sinal e para o *background*. Podemos notar que, para o *background*, a energia dos fótons mais energéticos (E_{γ_1} e E_{γ_2}) tende a estar perto de valor $\sqrt{s}/2$ enquanto a energia do fóton menos energético, emitido por *bremsstrahlung*, é muito pequena. O sinal é dominado pela produção de $H\gamma$ na camada de massa, com o subsequente decaimento $H \rightarrow \gamma\gamma$. O fóton não proveniente do bóson de Higgs tende a ter uma energia $E_\gamma = (s - M_H^2)/(2\sqrt{s})$ devido à produção do par $H\gamma$. Isto é evidente nas Figuras 3.2(a) e 3.2(b) onde o pico em $E_\gamma \cong 69.8 \text{ GeV}$ ilustra esse comportamento monocromático. Por outro lado, o fóton menos energético, que sempre é proveniente do decaimento do bóson de Higgs, tende a ter uma energia mínima dada por $E_{\gamma_3}^{min} = M_H^2/(2\sqrt{s})$, no nosso exemplo $E_{\gamma_3}^{min} \simeq 18.2 \text{ GeV}$, como podemos ver na Figura 3.2(c).

Na Figura 3.3 apresentamos a distribuição normalizada para os ângulos entre dois fótons. A Figura 3.3(a) indica que os dois fótons mais energéticos tendem a estar *back-to-back*. Para o sinal, o fato deste ser dominado pela produção de $H\gamma$ na camada de massa, com o subsequente decaimento $H \rightarrow \gamma\gamma$, pode ser notado pelas Figuras 3.3(b) e 3.3(c), onde um ângulo preferencial para os fótons provenientes do decaimento do bóson de Higgs é dado por $\theta_{H \rightarrow \gamma\gamma} = 2 \arcsin(M_H/E_H)$, onde $E_H = (s + M_H^2)/(2\sqrt{s})$. No nosso exemplo temos $\theta_{H \rightarrow \gamma\gamma} \simeq 98^\circ$ o que implica em $\cos \theta_{H \rightarrow \gamma\gamma} \simeq -0.14$.

Na Figura 3.4 apresentamos a distribuição normalizada dos ângulos entre cada fóton e o feixe de elétrons. As Figuras 3.4(a) e 3.4(b) apresentam um comportamento semelhante para o *background* e para o sinal. Já a Figura 3.4(c) apresenta um

[†]Na época em que a referência [40] foi publicada, o limite inferior para a massa do Higgs era inferior a 70 GeV.

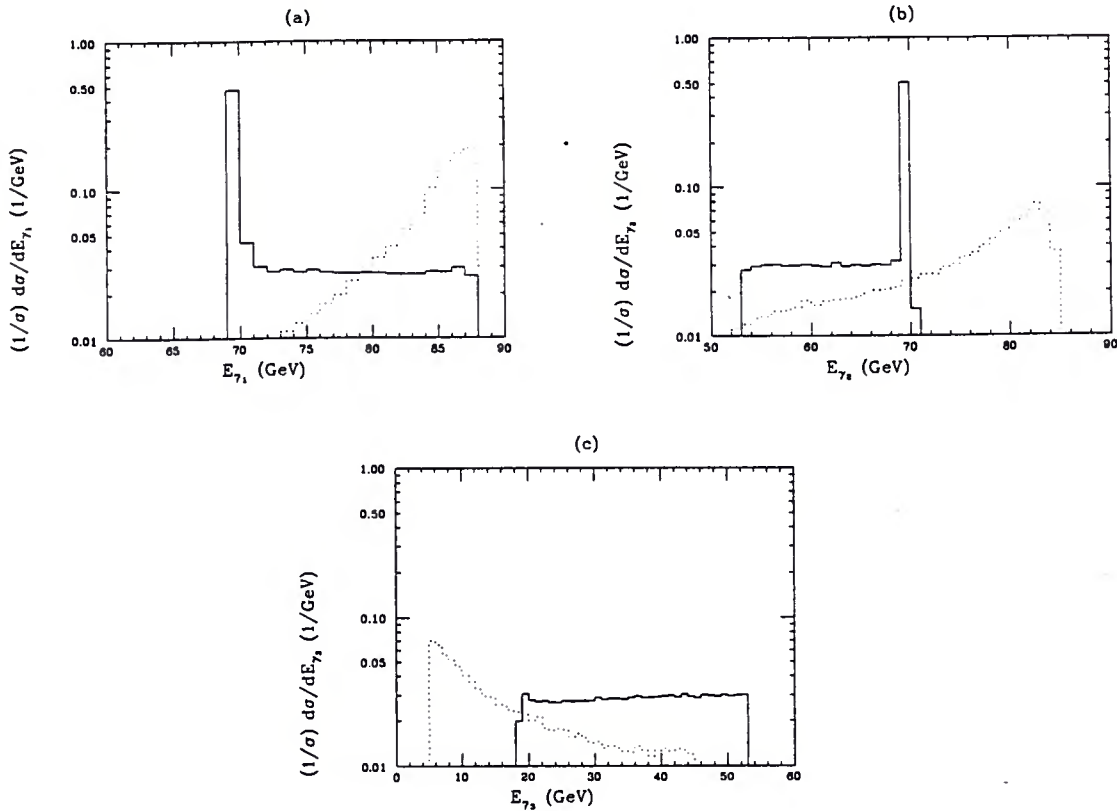


Figura 3.2: Distribuição energética normalizada do fóton $(1/\sigma)d\sigma/dE_{\gamma_i}$ ($i = 1, 2, 3$) para as contribuições do Modelo Padrão (linha pontilhada) e dos vértices anômalos (linha cheia) para $M_H = 80$ GeV e $f/\Lambda^2 \simeq 50 \text{ TeV}^{-2}$.

comportamento diferente: para o *background*, notamos a existência de dois picos em $\cos\theta_{e3} \simeq \pm 1$, enquanto para o sinal a distribuição mais é suave. Este fato nos permite impor um corte nesta distribuição capaz de aumentar a relação sinal/*background*, como veremos a seguir.

Analisando a Figura 3.3 percebemos que, quando exigimos que quaisquer ângulos entre dois fótons estejam no intervalo $15^\circ < \theta_{ij} < 165^\circ$, grande parte do *background* pode ser eliminado. De fato, quando aplicamos este corte adicional, a seção de choque do Modelo Padrão cai de 699 fb para 203 fb[‡], enquanto o sinal sofre uma redução bem menos significativa, de 36.1 fb para 30.7 fb. Por outro lado, a Figura 3.2 sugere para a energia dos fótons um corte superior em 70 GeV. Aplicando este corte, o *background* sofre um redução de $\simeq 90\%$ enquanto o sinal é reduzido em menos de 50%. Finalmente a Figura 3.5 sugere um corte para a distribuição angular

[‡]Daqui por diante usaremos um abuso de linguagem designando o decréscimo do número de eventos $N(= \mathcal{L}\sigma)$ pela redução da seção de choque devido aos cortes, uma vez que a luminosidade é fixa.

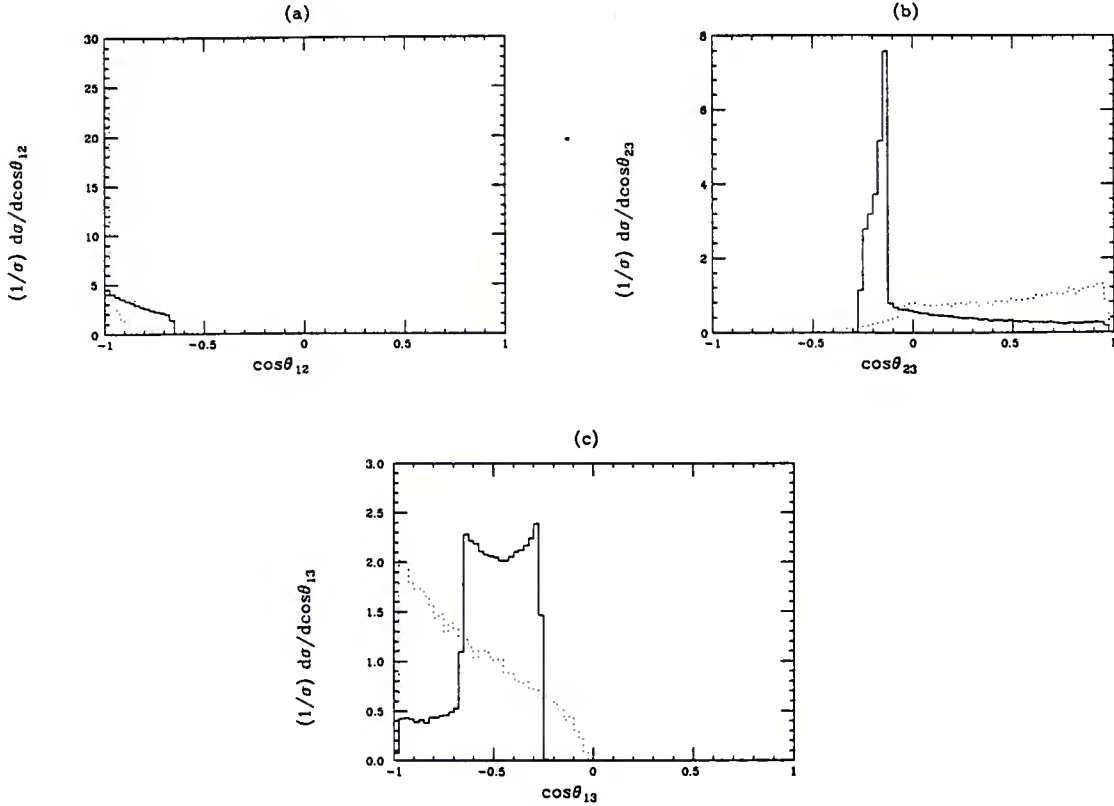


Figura 3.3: Distribuição angular normalizada do ângulo entre dois fótons $(1/\sigma)d\sigma/d\cos\theta_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$) para as contribuições do Modelo Padrão (linha pontilhada) e dos vértices anômalos (linha cheia) para $M_H = 80 \text{ GeV}$ e $f/\Lambda^2 \simeq 50 \text{ TeV}^{-2}$.

do fóton menos energético com o feixe de $|\cos\theta_{e3}| \leq 0.8$, o que reduz o *background* para mesma ordem da seção de choque do sinal. Esses cortes perdem a eficiência com o aumento da massa do bóson de Higgs, limitando nossas análises para um bóson de Higgs de, no máximo, 100 GeV.

Nossos resultados foram, então, obtidos considerando a energia dos fótons no intervalo

$$5 \leq E_{\gamma_i} \leq 70(80) \text{ GeV}, \quad (3.2)$$

para $\sqrt{s} = 176(190) \text{ GeV}$, e respeitando os cortes angulares,

$$\begin{aligned} |\cos\theta_{e1,e2}| &\leq 0.97, \\ |\cos\theta_{e3}| &\leq 0.80, \\ 15^\circ &< \theta_{ij} < 165^\circ. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Aplicados os cortes, apresentamos na figura (3.5) a distribuição da seção de

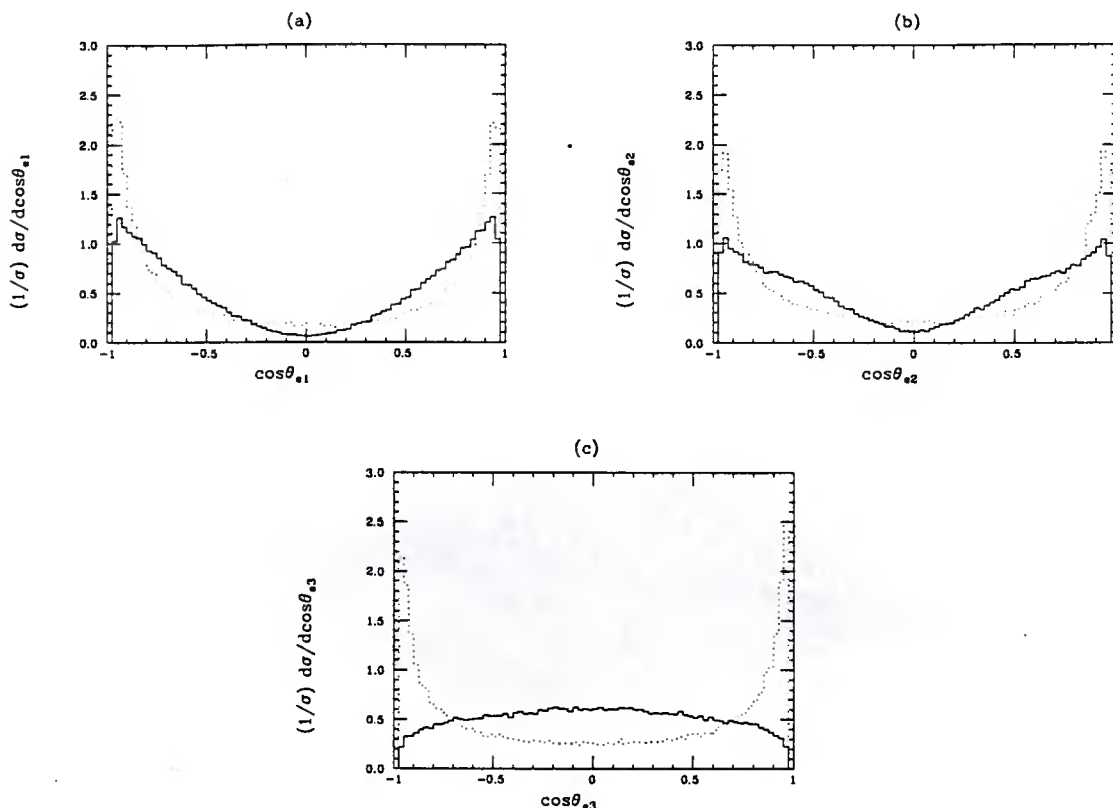


Figura 3.4: Distribuição angular normalizada do ângulo entre um fóton e o feixe $(1/\sigma)d\sigma/d\cos\theta_{ei}$ ($i = 1, 2, 3$) para as contribuições do Modelo Padrão (linha pontilhada) e dos vértices anômalos (linha cheia) para $M_H = 80 \text{ GeV}$ e $f/\Lambda^2 \simeq 50 \text{ TeV}^{-2}$.

choque do processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ em função da energia de um fóton e da massa invariante dos outros fótons, $d\sigma/dE_\gamma dM_{inv}$, para $\sqrt{s} = 176 \text{ GeV}$, $M_H = 80 \text{ GeV}$ e $f/\Lambda^2 \simeq 50 \text{ TeV}^{-2}$. Todos os eventos com E_{γ_i} e $M_{inv_{jk}}$, para $i \neq j \neq k$, foram somados. A figura confirma claramente que a contribuição anômala ocorre preferencialmente com a produção do bóson de Higgs na camada de massa (repare o pico anômalo centrado em $M_{inv} \simeq 80 \text{ GeV}$ e $E_\gamma \simeq 70 \text{ GeV}$).

Na Tabela 3.1 apresentamos os valores para $|f/\Lambda^2|$ responsáveis por um desvio de 95% CL para a seção de choque da produção de três fótons no LEP2 devido a presença de acoplamentos anômalos do bóson de Higgs, tipo $H\gamma\gamma$ e $HZ^0\gamma$. Consideramos energias do centro de massa de 176 e 190 GeV com respectivas luminosidades integradas de 0.5 e 0.3 fb^{-1} . Os resultados, tanto para cada energia de centro de massa como para a combinação das mesmas, foram obtidos usando estatística gaussiana (ver Capítulo 5).

Esta análise indicou que o LEP2 teria uma capacidade de limitar os valores das constantes de acoplamento anômalas do bóson de Higgs em valores da ordem de

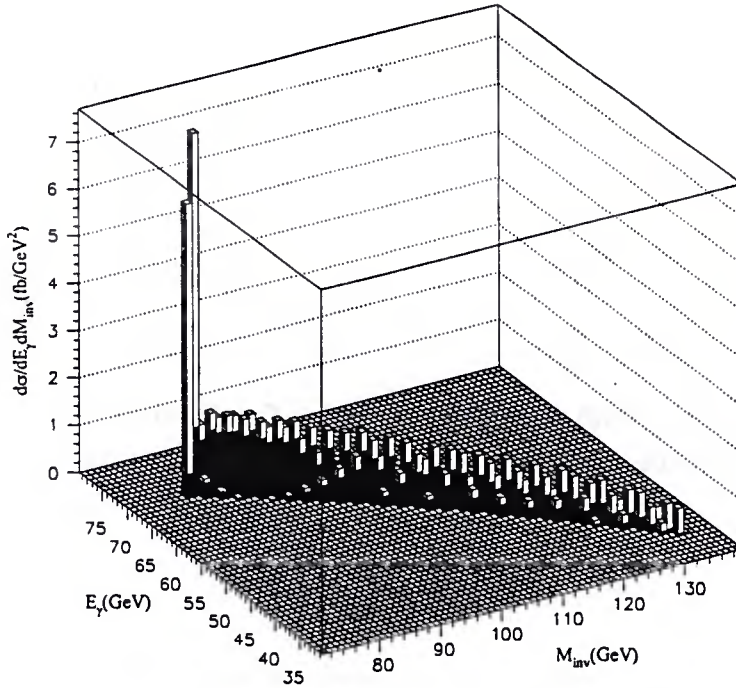


Figura 3.5: Distribuição da seção de choque do processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ em função da energia de um fóton e da massa invariante dos outros fótons $d\sigma/dE_\gamma dM_{inv}$, do background (histograma escuro) e do sinal (histograma branco) para $M_H = 80 \text{ GeV}$ e $f/\Lambda^2 \simeq 50 \text{ TeV}^{-2}$.

50 TeV^{-2} , bem mais restritivos que os da equação (2.38). Atualmente podemos usar resultados experimentais do LEP2 para obter esse limite e comparar com nossa previsão inicial.

Recentemente a colaboração OPAL [36] publicou um estudo para a reação $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$. Os dados foram coletados para uma luminosidade total integrada de 25.38 pb^{-1} para energias de centro de massa no intervalo $\sqrt{s} = 130\text{--}172 \text{ GeV}$. Mais detalhadamente, para uma energia de $130.3/136.2/161.3/172.1 \text{ GeV}$ a luminosidade total integrada foi de $2.69/2.59/9.97/10.13 \text{ pb}^{-1}$. As seções de choque medidas por OPAL concordam com as previsões da QED.

Um dos resultados apresentados pela colaboração foi a imposição de um limite sobre a produção de uma partícula escalar. OPAL calculou os limites inferiores para a seção de choque vezes a razão de ramificação do processo $e^+e^- \rightarrow X\gamma$ com o subsequente decaimento do escalar $X \rightarrow \gamma\gamma$. Na Fig. (3.6) esses limites são apresentados

$M_H(\text{GeV})$	$ f/\Lambda^2 (\text{TeV}^{-2})$		
	$\sqrt{s} = 176 \text{ GeV}$	$\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$	Combinação
80	(50)	(53)	(42)
90	(52)	(55)	(45)
100	(56)	(58)	(50)

Tabela 3.1: Os valores para $|f/\Lambda^2|$, a 95% CL, calculados a partir do impacto das contribuições anômalas sobre a seção de choque da produção $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ no LEP2.

em função da massa do escalar X , onde os resultados foram obtidos combinando os dados de todas as energias de centro de massa e subtraindo o *background* de QED para $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$.

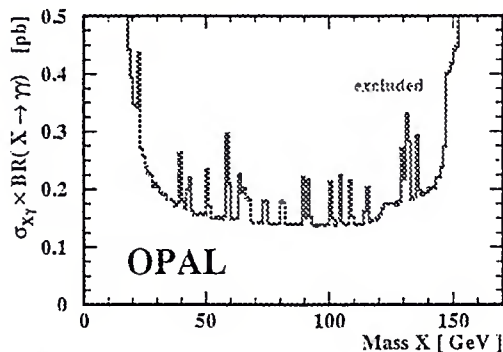


Figura 3.6: Limites inferiores (95 % C. L.) para a seção de choque vezes a razão de ramificação do processo $e^+e^- \rightarrow X\gamma$, $X \rightarrow \gamma\gamma$ como função da massa do escalar X . O *background* para $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ está subtraído.

Vamos utilizar este resultado para impor limites sobre os acoplamentos anômalos do bóson de Higgs com os bósons vetoriais considerando a produção de três fótons através do processo,

$$e^+e^- \rightarrow \gamma H(\rightarrow \gamma\gamma). \quad (3.4)$$

Nossos cálculos [42] também levam em consideração a média do número de eventos esperados para cada energia e respectiva luminosidade acumulada.

O acoplamento anômalo $H\gamma\gamma$ gerado na Eq. (2.42) envolve somente as constantes anômalas f_{WW} e f_{BB} . Conseqüentemente, a reação anômala (3.4) somente é possível quando essas constantes não se anulam simultaneamente. Com o objetivo de reduzir

o número de parâmetros indeterminados do nosso modelo efetivo, iniciamos nossa análise assumindo que somente estes operadores possuam constantes de acoplamento não-nulas, ou seja, vamos considerar $f_B = f_W = 0$.

Calculamos os valores da seção de choque do processo (3.4) como função das constantes anômalas f_{WW} e f_{BB} e usamos a Figura 3.6 para obter nossos limites. Apresentamos na Figura 3.7 a região de exclusão[§] a 95% CL no plano $f_{BB} \times f_{WW}$ para uma massa do bóson de Higgs de 100 GeV. Note que, como a contribuição anômala é nula para $f_{BB} = -f_{WW}$ [veja Eq. (2.42)], os limites perto desta reta tornam-se muito fracos, como pode ser claramente visto na Figura 3.7.

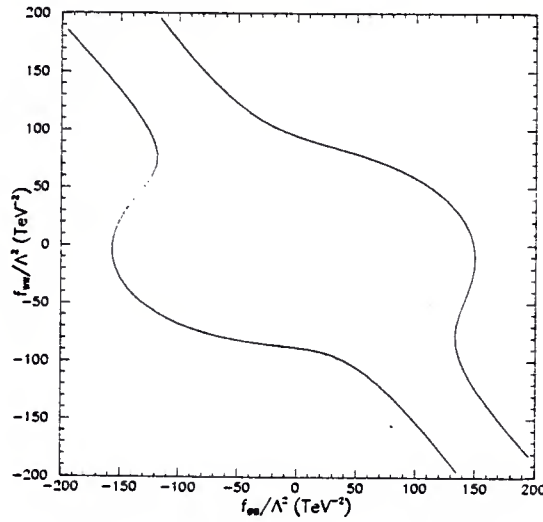


Figura 3.7: Região de exclusão a 95% CL no plano $f_{BB} \times f_{WW}$, em TeV^{-2} , baseada na análise da colaboração OPAL para produção de $\gamma H (\rightarrow \gamma\gamma)$, para um bóson de Higgs de 100 GeV.

As constantes de acoplamento f_B e f_W , por outro lado, afetam o mecanismo de produção do bóson de Higgs, já que o par $H\gamma$ pode ser produto de decaimento de um bóson vetorial neutro Z^0 produzido na aniquilação e^+e^- [veja Eq. (2.42)]. Assim, com a finalidade de reduzir ainda mais o número de parâmetros indeterminados da lagrangeana efetiva, assumimos que todos os operadores que afetam as interações do bóson de Higgs tenham uma constante de acoplamento comum f [25, 41]. Neste caso, os resultados devem ser próximos aos obtidos na Figura 3.7, pois quando assumimos $f = f_W = f_B = f_{WW} = f_{BB}$, a constante de acoplamento $g_{HZ\gamma}^{(1)}$ anula-se [veja equação (2.41)], e o vértice $HZ^0\gamma$ só é modificado por f_{BB} e f_{WW} . Porém os

[§]a região excluída é a aquela externa às curvas da figura.

$M_H(\text{GeV})$	$f/\Lambda^2(\text{TeV}^{-2})$
100	(-64 , 57)
120	(-82 , 70)
140	(-192 , 175)

Tabela 3.2: Os valores mínimo e máximo (*min*, *max*) de f/Λ^2 em TeV^{-2} , à 95% CL, para a produção de $\gamma H(\rightarrow \gamma\gamma)$ através da análise dos dados da colaboração OPAL do LEP2.

resultados não devem ser iguais pois f_B e f_W continuam contribuindo para alterar o valor da largura total de decaimento do bóson de Higgs através dos acoplamentos $g_{HZZ}^{(1)}$ e $g_{HWW}^{(2)}$ [veja novamente a equação (2.41)].

Calculamos, agora, os valores da seção de choque do processo (3.4) como função da contante anômala f e usamos novamente a Figura 3.6 para obter limites sobre f . Apresentamos na Tabela 3.2 os intervalos permitidos a 95% CL para a constante de acoplamento anômala f para diferentes valores da massa do bóson de Higgs. Notamos que, para $M_H = 100 \text{ GeV}$, os limites para a constante de acoplamento anômala f/Λ^2 estão bem próximos da previsão do nosso trabalho [40], apresentada na Tabela 3.1.

3.3 Produção de Três Fótons no Tevatron

Recentemente, a colaboração CDF [37] relatou a procura pela produção $\gamma\gamma\gamma$ em colisões $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$. Suas análises também indicam um bom acordo com as previsões do Modelo Padrão, permitindo também a imposição de limites sobre acoplamentos anômalos do bóson de Higgs na produção de três fótons em reações tipo $p\bar{p}$.

A procura de três fótons no estado final no CDF incluiu eventos com fótons na região central dos detetores ($|\eta_\gamma| < 1$, onde η é a pseudorapidez), sendo dois fótons com energia transversal mínima de 12 GeV e o outro fóton com energia transversal mínima de 25 GeV. Outra exigência feita foi a separação mínima de 15° entre os fótons. A eficiência de identificação de fótons isolados era de $68 \pm 3\%$ para $E_T > 12 \text{ GeV}$, crescendo linearmente até $84 \pm 4\%$ para $E_T > 22 \text{ GeV}$. Depois de aplicados estes cortes, nenhum evento foi observado pela colaboração, enquanto o número de eventos previstos pelo Modelo Padrão é de 0.1 ± 0.1 para uma luminosidade integrada coletada de 85 pb^{-1} .

Esse resultado experimental nos permite limitar um sinal anômalo do tipo[¶],

$$p\bar{p} \rightarrow \gamma H(\rightarrow \gamma\gamma) + X. \quad (3.5)$$

Como o CDF não observou nenhum evento, usamos estatística de Poisson (veja Capítulo 5) para limitar esse sinal anômalo a 95 % CL exigindo que este seja inferior a três eventos.

Vamos calcular a seção de choque para a reação (3.5) como função dos acoplamentos anômalos do bóson de Higgs considerando os mesmos cortes, eficiência de identificação para fótons, energia de centro de massa e luminosidade utilizados pelo CDF [43].

Iniciamos assumindo que somente os operadores que geram acoplamentos anômalos do tipo $H\gamma\gamma$ possuam constantes de acoplamento (f_{BB} e f_{WW}) que não se anulam simultaneamente, ou seja, vamos considerar agora $f_B = f_W = 0$. Calculamos a seção de choque para a reação (3.5) em função de f_{BB} e f_{WW} para um bóson de Higgs de 100 GeV. Nossos resultados para região de exclusão a 95% CL do plano $f_{BB} \times f_{WW}$, baseados nos dados do CDF, são mostrados na Fig. (3.8).

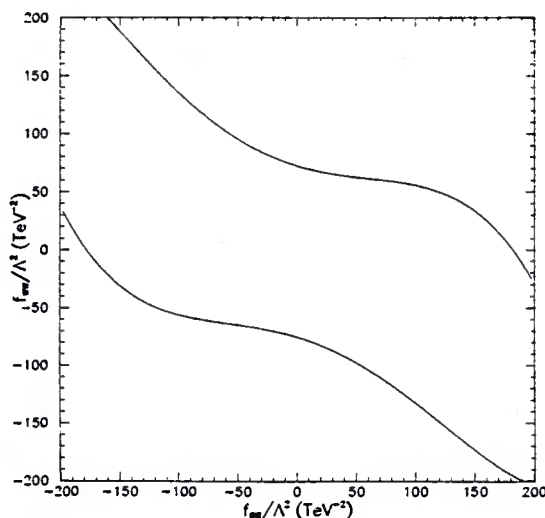


Figura 3.8: Região de exclusão a 95% CL no plano $f_{BB} \times f_{WW}$, em TeV^{-2} , baseada na análise da colaboração CDF do Tevatron para produção de $\gamma H(\rightarrow \gamma\gamma)$, para um bóson de Higgs de 100 GeV.

Também neste caso, as constantes de acoplamento f_B e f_W afetam o mecanismo de produção do bóson de Higgs, já que o par $H\gamma$ pode ser produto de decaimento de

[¶]Os diagramas de Feynman para o processo $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma\gamma + X$ são os mesmos da Figura 3.1, substituindo os elétrons iniciais por um par quark-antiquark.

$M_H(\text{GeV})$	$f/\Lambda^2(\text{TeV}^{-2})$
100	(-62 , 65)
120	(-76 , 77)
140	(-92 , 93)
160	(-113 , 115)

Tabela 3.3: Os valores mínimo e máximo (*min*, *max*) de f/Λ^2 em TeV^{-2} , à 95% CL, para a produção de $\gamma H(\rightarrow \gamma\gamma)$ através da análise dos dados da colaboração CDF do Tevatron.

um bóson vetorial neutro Z^0 produzido na aniquilação quark-antiquark. Portanto, calculamos os valores da seção de choque do processo (3.4) como função da contante anômala $f = f_B = f_W = f_{BB} = f_{WW}$ para obter limites sobre este acoplamento anômalo. Na Tabela 3.3, apresentamos os intervalos permitidos a 95% CL para a constante de acoplamento anômala f para diferentes valores da massa do bóson de Higgs.

3.4 Produção de Dois Fótons com Déficit de Energia no Tevatron

A colaboração DØ relatou a procura por eventos contendo dois fótons no estado final com grande déficit de energia transversal em colisões $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ [44, 45, 46]. Seus resultados apontam um bom acordo com as previsões do Modelo Padrão, indicando que eles podem ser usados para impor limites sobre os acoplamentos anômalos do bóson de Higgs.

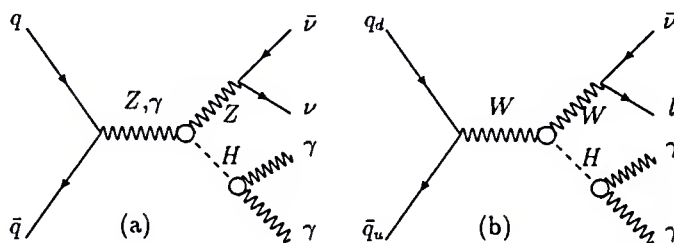


Figura 3.9: Gráficos de Feynman para a produção anômala $\gamma\gamma \cancel{E}_T$ no Tevatron.

Examinaremos as contribuições de interações anômalas do bóson de Higgs com

os bósons vetoriais no acelerador $p\bar{p}$ do Tevatron para a produção de $\gamma\gamma \cancel{E}_T$ através das reações [47],

$$\begin{aligned} p\bar{p} &\rightarrow Z(\rightarrow \nu\bar{\nu}) + H(\rightarrow \gamma\gamma) + X \\ p\bar{p} &\rightarrow W(\rightarrow \ell\nu) + H(\rightarrow \gamma\gamma) + X \end{aligned} \quad (3.6)$$

onde no último caso o lépton carregado ($\ell = e, \mu$) deve escapar sem ser detectado. Na Figura 3.9 apresentamos os gráficos de Feynman para esses subprocessos anômalos.

Para podermos comparar nossos resultados com os resultados da colaboração DØ, aplicamos os mesmos cortes da Ref. [45]. Exigimos que um fóton tenha energia transversal $E_T^{\gamma 1} > 20$ GeV e o outro $E_T^{\gamma 2} > 12$ GeV, ambos com pseudorapidez no intervalo $|\eta_\gamma| < 1.2$ ou $1.5 < |\eta_\gamma| < 2.0$. Exigimos ainda que o déficit de energia \cancel{E}_T seja no mínimo de 25 GeV. Para o estado final $\ell\nu\gamma\gamma$, exigimos que o lépton carregado não possa ser detectado pelo calorímetro ($|\eta_e| > 2$ ou $1.1 < |\eta_e| < 1.5$, $|\eta_\mu| > 1$). Depois de aplicarmos esses cortes, notamos que de 80% a 90% do sinal é proveniente da produção associada Higgs-Z enquanto que o restante do sinal aparece da produção associada Higgs-W. Também consideramos em nossos cálculos as eficiências de identificação de partículas e de *trigger*, que variam de 40% a 70% por fóton [48]. Estimamos que o efeito total dessas eficiências seja de 35%.

As principais fontes de *background* para esse tipo de sinal surgem de processos do Modelo Padrão contendo multi-jatos, fótons diretos, $W + \gamma$, $W + j$, $Z \rightarrow ee$ e $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow ee$ onde os fótons não são identificados e/ou o déficit de energia não é medido. A colaboração DØ estima que a contribuição de todos esses *backgrounds* forneça 2.3 ± 0.9 eventos. Eles observaram dois eventos que passaram pelos cortes impostos num conjunto de dados de luminosidade integrada de 106.3 ± 5.6 pb⁻¹. As massas invariantes do par de fótons desses eventos são 50.4 e 264.3 GeV [46].

Consideramos, em nossos cálculos, um bóson de Higgs com massa no intervalo $100 \leq M_H \leq 200$ pois acima do limiar de produção do par W^+W^- a razão de ramificação $H \rightarrow \gamma\gamma$ é fortemente reduzida. Como nenhum evento no intervalo $100 \leq M_{\gamma\gamma} \leq 200$ foi observado por DØ, um limite para as constantes de acoplamento anômalas do bóson de Higgs é obtido a 95% CL exigindo a existência de no máximo três eventos anômalos (ver Capítulo 5).

Novamente, calculamos a seção de choque para os processos (3.6) em função das constantes de acoplamento f_{BB} e f_{WW} para um bóson de Higgs de 100 GeV. Apresentamos na Figura 3.10 a região de exclusão a 95% CL no plano $f_{BB} \times f_{WW}$ baseada na análise dos resultados da colaboração DØ.

Calculamos, também, a seção de choque para os processos (3.6) em função da constante de acoplamento anômala $f = f_W = f_B = f_{WW} = f_{BB}$ para vários valores

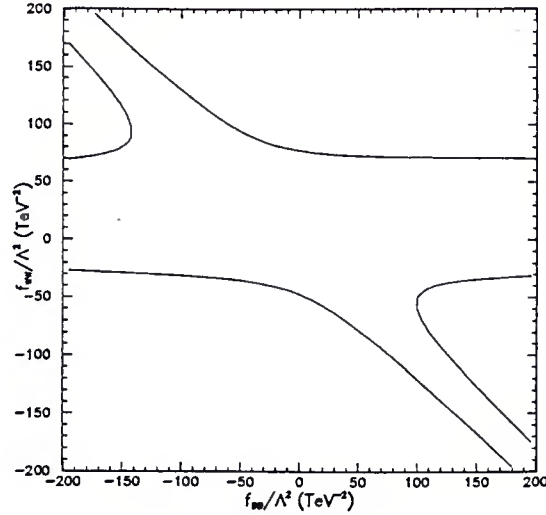


Figura 3.10: Região de exclusão a 95% CL no plano $f_{BB} \times f_{WW}$, em TeV^{-2} , baseada na análise da colaboração $D\bar{O}$ do Tevatron para produção de $\gamma\gamma \cancel{E}_T$, para um bóson de Higgs de 100 GeV.

da massa do bóson de Higgs. A Tabela 3.4 apresenta os intervalos permitidos a 95% CL para a constante de acoplamento anômala f^{\parallel} .

3.5 Produção de Dois Fótons e Dois Jatos no Tevatron

A colaboração $D\bar{O}$ também relatou resultados para a procura de um par de fótons com grande massa invariante na produção de dois fótons e dois jatos no acelerador $p\bar{p}$ do Tevatron a $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ e com luminosidade integrada de 100 pb^{-1} [39]. Na referência [49], os dados da colaboração $D\bar{O}$ são usados para impor limites sobre uma nova física no setor bosônico do Modelo Padrão através da reação,

$$p\bar{p} \rightarrow q\bar{q}'WW(ZZ) \rightarrow j + j + H(\rightarrow \gamma\gamma). \quad (3.7)$$

Na Figura 3.11 apresentamos os gráficos de Feynman para esses processos anômalos.

Para que nossos cálculos possam ser comparados com os dados coletados pela colaboração $D\bar{O}$, exigimos o mesmo conjunto de cortes da Ref. [39]. Exigimos para os fótons,

$$|\eta_{\gamma 1,2}| < 1.1 \text{ ou } 1.5 < |\eta_{\gamma 1(2)}| < 2 \quad (2.25),$$

^{||}Note que nossos resultados são bem menos restritivos quando $M_H > 2M_W$.

$M_H(\text{GeV})$	$f/\Lambda^2(\text{TeV}^{-2})$
100	(-28 , 57)
120	(-37 , 62)
140	(-48 , 72)
160	(-62 , 84)
180	(-103 , 123)
200	(-160 , 164)

Tabela 3.4: Os valores mínimo e máximo (min, max) de f/Λ^2 em TeV^{-2} , à 95% CL, para a produção de $\gamma\gamma \cancel{E}_T$ através da análise dos dados da colaboração DØ do Tevatron.

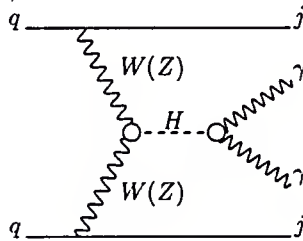


Figura 3.11: Gráficos de Feynman para a produção anômala $\gamma\gamma jj$ no Tevatron.

$$\begin{aligned}
 p_T^{\gamma^{1(2)}} &> 20 \text{ (25) GeV,} \\
 \sum \vec{p}_T^{\gamma} &> 10 \text{ GeV,}
 \end{aligned}
 \tag{3.8}$$

e para os jatos,

$$\begin{aligned}
 |\eta_{j1(2)}| &< 2 \text{ (2.25),} \\
 p_T^{j^{1(2)}} &> 20 \text{ (15) GeV,} \\
 \sum \vec{p}_T^j &> 10 \text{ GeV,} \\
 R_{\gamma j} &> 0.7, \\
 40 \leq M_{jj} &\leq 150 \text{ GeV.}
 \end{aligned}
 \tag{3.9}$$

Também incluímos em nossos cálculos as eficiências de identificação de partículas e de *trigger* usadas na Ref. [39] e estimamos que o efeito total dessas eficiências seja de 35%.

Como nenhum evento no intervalo $100 \leq M_{\gamma\gamma} \leq 220$ foi observado por DØ, um

limite para as constantes de acoplamento anômalas do bóson de Higgs é obtido a 95% CL exigindo a existência de no máximo três eventos anômalos (ver Capítulo 5).

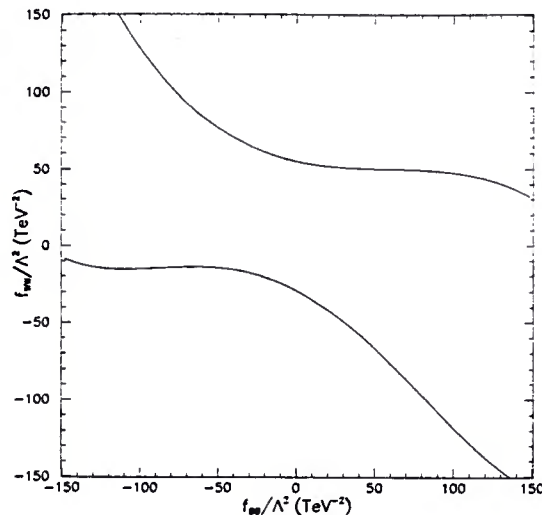


Figura 3.12: Região de exclusão a 95% CL no plano $f_{BB} \times f_{WW}$, em TeV^{-2} , baseada na análise da colaboração DØ do Tevatron para produção de $\gamma\gamma jj$, para um bóson de Higgs de 100 GeV.

Novamente, calculamos a seção de choque para o processo (3.7) em função das constantes de acoplamento f_{BB} e f_{WW} para um bóson de Higgs de 100 GeV. Apresentamos na Figura 3.12 a região de exclusão a 95% CL no plano $f_{BB} \times f_{WW}$ baseada na análise dos resultados da colaboração DØ.

Calculamos, também, a seção de choque para o processo (3.7) em função da constante de acoplamento anômala $f = f_W = f_B = f_{WW} = f_{BB}$ para vários valores da massa do bóson de Higgs. A Tabela 3.5 apresenta os intervalos permitidos a 95% CL para a constante de acoplamento anômala f .

$M_H(\text{GeV})$	$f/\Lambda^2(\text{TeV}^{-2})$
100	(-16 , 42)
120	(-19 , 46)
140	(-26 , 49)
160	(-33 , 56)
180	(-63 , 81)
200	(-96 , 99)
220	(-126 , 120)

Tabela 3.5: Os valores mínimo e máximo (*min, max*) de f/Λ^2 em TeV^{-2} , à 95% CL, para a produção de $\gamma\gamma jj$ através da análise dos dados da colaboração DØ do Tevatron.

Capítulo 4

Acoplamentos Anômalos do Higgs em Futuros Aceleradores

4.1 Introdução

Neste capítulo vamos calcular os vínculos sobre os acoplamentos anômalos do bóson de Higgs com os bósons vetoriais que podem ser impostos através da análise de processos em futuros aceleradores, e. g. Next Linear Collider (NLC), ou na versão melhorada do Tevatron.

O efeito dos acoplamentos anômalos do bóson de Higgs é muito maior quando o bóson de Higgs é produzido na camada de massa do que quando produzido virtualmente, e as chances de se produzir um bóson de Higgs real com massa igual ou maior de 100 GeV crescem com o aumento da energia de centro de massa dos aceleradores. Logo a imposição de vínculos mais restritos para estes acoplamentos será possível em futuros aceleradores.

Vamos assumir que a versão melhorada do acelerador Tevatron alcançará uma energia para o centro de massa da colisão $p\bar{p}$ de $\sqrt{s} = 2$ TeV, com uma luminosidade integrada de 1 fb^{-1} no modo Run II, e de 10 fb^{-1} no modo TeV33 [50]. Analisaremos as mesmas reações estudadas no Capítulo 3 para a versão atual do Tevatron, com o objetivo de explorar a capacidade da versão melhorada em restringir os vínculos obtidos.

Também vamos assumir que o NLC possuirá uma energia no centro de massa da colisão e^+e^- de $\sqrt{s} = 500$ GeV com uma luminosidade integrada de 50 fb^{-1} [51, 52, 53]. Vamos analisar, neste acelerador, as reações $e^+e^- \rightarrow W^+W^-\gamma$ e $e^+e^- \rightarrow ZZ\gamma$ para calcular limites sobre acoplamentos anômalos do bóson de Higgs considerando a possibilidade de massas para o bóson de Higgs ainda maiores que as estudadas no Capítulo 3, dentro do intervalo $170 \leq M_H \leq 350$ GeV.

4.2 Produção de Três Fótons no Tevatron Run II e TeV33.

Vamos estender nossa análise para a reação $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ da Seção 3.3 considerando agora as versões futuras do Tevatron. Neste caso, devemos considerar em nossa análise o desvio que o efeito da produção anômala $p\bar{p} \rightarrow \gamma H(\rightarrow \gamma\gamma) + X$ provoca sobre as previsões do Modelo Padrão (*background*) para a reação $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma\gamma + X$.

Nosso primeiro passo é investigar possíveis cortes cinemáticos que possam aumentar a sensibilidade de detecção dos acoplamentos anômalos. Assim, identificamos os fótons ordenando-os de acordo com a energia transversal de cada um, obedecendo a $E_{T_1} > E_{T_2} > E_{T_3}$. Vamos adotar, inicialmente, os cortes na energia transversal de $E_{T_{1,2,3}} > 12$ GeV e na pseudorapidez de $|\eta_{1,2,3}| < 1$ dos três fótons.

Para comparar o *background* do Modelo Padrão com a contribuição anômala, vamos apresentar na Figura 4.1 a distribuição da energia transversal ($d\sigma/dE_T$) para um bóson de Higgs com massa de 100 GeV e, no caso da contribuição anômala, uma constante de acoplamento com o valor $f/\Lambda^2 = 100$ TeV⁻².

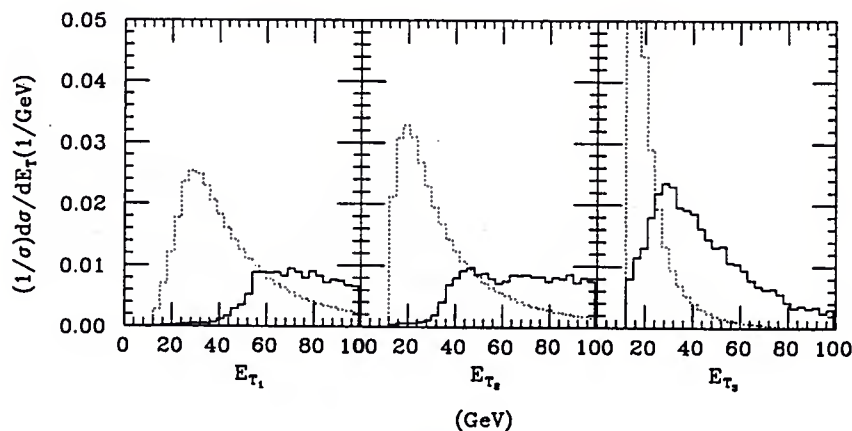


Figura 4.1: Distribuição do momento transversal dos três fótons a $\sqrt{s} = 2$ TeV, para o *background* do Modelo Padrão (linhas pontilhadas) e para contribuição anômala (linhas cheias). Consideramos para a massa do bóson de Higgs e para a constante de acoplamento anômala os seguintes valores, $M_H = 100$ GeV e $f_i/\Lambda^2 = 100$ TeV⁻².

Essas distribuições sugerem que um corte mais forte na energia transversal do fóton mais energético, mantendo os cortes iniciais dos outros fótons, pode aumentar a sensibilidade dos acoplamentos anômalos. Vamos, então, realizar nossos cálculos considerando o seguinte conjunto de cortes: $E_{T_1} > 40$ GeV, $E_{T_{2,3}} > 12$ GeV e $|\eta_{1,2,3}| < 1$. Vamos assumir ainda a mesma eficiência de detecção de fótons usada na Seção 3.3.

Seguindo o mesmo procedimento da Seção 3.3, vamos calcular a seção de choque para a reação $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma\gamma + X$ em função das constantes de acoplamento anômalas f_{BB} e f_{WW} ($f_B = f_W = 0$). Obtemos uma região de exclusão a 95% CL para o plano $f_{BB} \times f_{WW}$ apresentada na Figura 4.2 para os futuros modos de funcionamento Run II e TeV33 do acelerador Tevatron. Novamente, a reta $f_{BB} = -f_{WW}$ não é capaz de impôr vínculos pois a contribuição anômala é nula nesse caso.

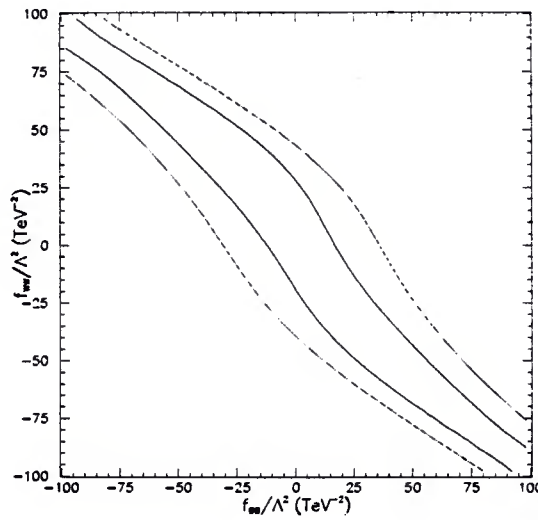


Figura 4.2: As curvas mostram o desvio, a 95% CL no plano $f_{BB} \times f_{WW}$, da seção de choque total do Modelo Padrão para a produção de três fótons nos futuros modos de operação do Tevatron, assumindo um bóson de Higgs de 100 GeV. A curva mais externa baseia-se na análise do modo futuro de operação Tevatron Run II enquanto a curva mais interna baseia-se na análise do Tevatron TeV33.

Para considerar o efeito das constantes anômalas f_B e f_W no mecanismo de produção do bóson de Higgs, vamos analisar os limites que podem ser impostos para a constante anômala $f = f_W = f_B = f_{WW} = f_{BB}$. Na Tabela 4.1, apresentamos o intervalo permitido a 95% CL para o acoplamento anômalo f , para massas do bóson de Higgs no intervalo $100 \leq M_H \leq 160$ GeV.

Comparando esses resultados com os da Seção 3.3, notamos uma melhora substancial na sensibilidade de detecção das contribuições anômalas. Apesar do ganho de energia ser pequeno no Tevatron *upgraded* ($\sqrt{s} = 1.8 \rightarrow 2.0$ TeV), podemos creditar a melhora na sensibilidade de detecção das contribuições anômalas ao grande aumento da luminosidade integrada das versões futuras do Tevatron [$\mathcal{L} = 0.1 \rightarrow 1$ (RunII) $\rightarrow 10$ (TeV33) fb^{-1}].

$M_H(\text{GeV})$	$f/\Lambda^2(\text{TeV}^{-2})$	
	Tevatron Run II	Tevatron TeV33
100	(-24 , 24)	(-13 , 15)
120	(-26 , 26)	(-14 , 14)
140	(-30 , 31)	(-15 , 16)
160	(-36 , 38)	(-17 , 19)

Tabela 4.1: Os valores mínimo e máximo (*min*, *max*) de f/Λ^2 , a 95% CL, da produção $\gamma\gamma\gamma$ nos modos futuros de operação do Tevatron, assumindo que todos f_i possuam o mesmo valor.

4.3 Produção de Dois Fótons com Déficit de Energia no Tevatron Run II e TeV33.

Vamos estender nossa análise para a produção de dois fótons com déficit de energia da Seção 3.4 considerando agora as versões futuras do Tevatron. Adotamos os mesmos cortes sugeridos na Seção 3.4 considerando agora a energia de centro de massa do par $p\bar{p}$ de $\sqrt{s} = 2$ TeV e luminosidades integradas dos modos Run II ($\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$) e TeV33 ($\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$) do Tevatron. A eficiência de detecção também permanece a mesma da Seção 3.4.

Assumimos as mesmas fontes de *background* da Seção 3.4, reescalando o número de eventos esperados para cada modo de operação do Tevatron através da comparação da luminosidade de cada modo. Para $\sqrt{s} = 1.8$ TeV e $\mathcal{L} = 106.3 \pm 5.6 \text{ pb}^{-1}$ a Colaboração DØ estimou que a contribuição de todos esses *backgrounds* forneçam 2.3 ± 0.9 eventos, observando 2 eventos. Vamos considerar que o ganho de energia de centro de massa ($\sqrt{s} = 1.8 \rightarrow 2.0$ TeV) não afeta nossa estimativa de formação significativa quanto o ganho na luminosidade [$\mathcal{L} = 0.1 \rightarrow 1.(10.) \text{ fb}^{-1}$ para o Run II (TeV33)]. Estimamos, então, que o número de eventos de *background* para o modo de operação Run II (TeV33) seja de aproximadamente 20 (200) eventos. Necessitamos, ao invés de usar estatística de Poisson para o tratamento de dados com poucos ou nenhum evento de *background*, tratar nossos resultados usando estatística gaussiana devido ao alto número de eventos de *background* (ver Capítulo 5).

Calculamos o valor da seção de choque em função da constante anômala $f = f_W = f_B = f_{WW} = f_{BB}$ para as reações 3.6. A Tabela 4.2 apresenta as regiões permitidas para um desvio de 95% CL sobre as previsões do Modelo Padrão da constante de acoplamento anômala f , para bóson de Higgs com massa no intervalo

$M_H(\text{GeV})$	$f/\Lambda^2(\text{TeV}^{-2})$	
	Tevatron Run II	Tevatron TeV33
100	(-16 , 36)	(-9.4 , 26)
120	(-20 , 39)	(-15 , 27)
140	(-25 , 44)	(-14 , 30)
160	(-29 , 50)	(-14 , 33)
180	(-63 , 72)	(-46 , 53)
200	(-87 , 90)	(-50 , 53)

Tabela 4.2: Os valores mínimo e máximo (\min , \max) de f/Λ^2 , a 95% CL, da produção $\gamma\gamma \cancel{E}_T$ nos modos futuros de operação do Tevatron, assumindo que todos f_i possuam o mesmo valor.

$$100 \leq M_H \leq 200 \text{ GeV.}$$

Novamente, comparando esses resultados com os da Seção 3.4, percebemos que o aumento de energia e, principalmente, o aumento da luminosidade integrada dos futuros modos de operação do Tevatron proporcionam um aumento substancial na sensibilidade de detecção das contribuições anômalas.

4.4 Produção de Dois Fótons e Dois Jatos no Tevatron Run II e TeV33.

Estendemos também nossa análise para a produção de dois fótons e dois jatos da Seção 3.5 considerando agora as versões futuras do Tevatron. Neste caso, vamos adotar os mesmos cortes sugeridos na Seção 3.5 considerando a energia de centro de massa do par $p\bar{p}$ e luminosidades integradas dos modos Run II e TeV33 do anel de colisão Tevatron. A eficiência de detecção também permanece a mesma da Seção 3.5.

Estimamos, da mesma forma que na Seção 4.3, o número de eventos de *background* através do reescalonamento da estimativa da Ref. [39]. Apresentamos esta estimativa na Tabela 4.3. Agora será necessário usar tanto a estatística de Poisson [poucos eventos de *background* (< 10)] quanto a estatística gaussiana [muitos eventos de *background* (> 10)] para o tratamento de dados, dependendo do modo de operação do acelerador Tevatron.

Calculamos o valor da seção de choque em função da constante anômala $f =$

$M_H(\text{GeV})$	Número de Eventos de <i>Background</i> para Produção $\gamma\gamma jj$	
	Tevatron Run II	Tevatron TeV33
100	1.85	18.5
120	1.40	14.0
140	0.82	8.2
160	0.78	7.8
180	0.53	5.3
200	0.002	0.02

Tabela 4.3: *Estimativa do número de eventos de background para a produção $\gamma\gamma jj$ nos modos futuros de operação do Tevatron.*

$M_H(\text{GeV})$	$f/\Lambda^2(\text{TeV}^{-2})$	
	Tevatron Run II	Tevatron TeV33
100	(-9.2 , 22)	(-3.3 , 5.6)
120	(-8.6 , 21)	(-3.4 , 5.9)
140	(-10 , 23)	(-4.5 , 8.9)
160	(-11 , 24)	(-6.0 , 14)
180	(-26 , 34)	(-16 , 24)
200	(-33 , 40)	(-17 , 23)
220	(-42 , 45)	(-19 , 26)

Tabela 4.4: *Os valores mínimo e máximo (min, max) de f/Λ^2 , a 95% CL, da produção $\gamma\gamma jj$ nos modos futuros de operação do Tevatron, assumindo que todos f_i possuam o mesmo valor.*

$f_W = f_B = f_{WW} = f_{BB}$ para as reações 3.7. A Tabela 4.4 apresenta as regiões permitidas para um desvio de 95% CL sobre as previsões do Modelo Padrão da constante de acoplamento anômala f , para bóson de Higgs com massa no intervalo $100 \leq M_H \leq 220$ GeV.

A comparação destes resultados com os da Seção 3.5 nos permite concluir mais uma vez que o aumento de energia e, principalmente, o aumento da luminosidade integrada proporcionam um aumento substancial na sensibilidade de detecção das contribuições anômalas. Por exemplo, para $M_H = 100$ GeV, o intervalo acessível de f/Λ^2 fica bastante reduzido, passando de $(-16, 42)$ TeV⁻² para $(-3.3, 5.6)$ TeV⁻².

4.5 Produção de $W^+W^-\gamma$ no NLC.

O processo com maior seção de choque em anéis de colisão e^+e^- que envolve acoplamentos anômalos do bóson de Higgs com os bósons de gauge é a produção de $W^+W^-\gamma$. Logo, o estudo desse processo no NLC deverá impôr vínculos bem restritivos para os acoplamentos anômalos em questão [51, 53]. Vamos assumir para o NLC uma energia de centro de massa de 500 GeV e uma luminosidade integrada de 50 fb⁻¹.

Devemos considerar em nossa análise o desvio que o efeito da produção anômala $e^+e^- \rightarrow \gamma H (\rightarrow W^+W^-)$ [representada na Figura 4.3(f)] provoca sobre as previsões do Modelo Padrão [o *background* representado nas Figuras 4.3(a)–(e)] para a reação $e^+e^- \rightarrow W^+W^-\gamma$. Nosso primeiro passo é investigar possíveis cortes cinemáticos que possam aumentar a sensibilidade de detecção dos acoplamentos anômalos. Vamos adotar, inicialmente, um corte na energia do fóton de $E_\gamma > 20$ GeV e requerer que o ângulo entre quaisquer duas partículas seja maior que 15°.

Investigamos diferentes distribuições com a finalidade de comparar o *background* do Modelo Padrão com a contribuição anômala. A mais promissora delas é a distribuição do momento transversal do fóton. Apresentamos na Figura 4.4(a) a distribuição do momento transversal ($d\sigma/dp_T$) para um bóson de Higgs com massa de 200 GeV e, no caso da contribuição anômala, uma constante de acoplamento com o valor $f = 100$ TeV⁻². Observamos que a contribuição anômala é maior para a região de alto momento transversal do fóton. Portanto um corte de $p_{T,\gamma} > 100$ GeV é capaz de reduzir consideravelmente o *background*. De fato, a estimativa do número de eventos de *background* apresenta uma redução de ~ 7200 para ~ 1500 eventos com a aplicação do corte em $p_{T,\gamma}$. Estas estimativas para o *background* nos obriga a usar estatística gaussiana (ver Capítulo 5) em nossa análise.

A contribuição anômala é dominada pela produção do bóson de Higgs na camada de massa com o subsequente decaimento $H \rightarrow W^+W^-$. O pico por volta de 210

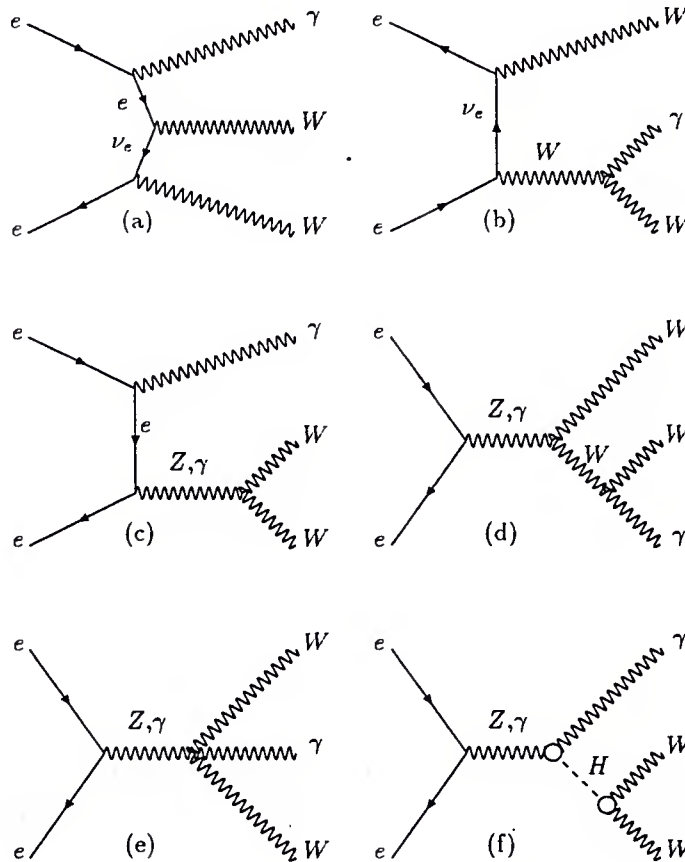


Figura 4.3: Gráficos de Feynman para o processo $e^+e^- \rightarrow W^+W^-\gamma$: (a) – (e) contribuições do Modelo Padrão; e (f) contribuições anômalas do bóson de Higgs. As permutações das partículas idênticas não estão apresentadas no gráfico .

GeV na distribuição do momento transversal do fóton justifica-se pela emissão de um fóton monocromático com energia $E_\gamma^{mono} = (s - M_H^2)/(2\sqrt{s})$, associado à produção de um bóson de Higgs de 200 GeV. Logo os melhores vínculos são obtidos para bósons de Higgs com massas no intervalo $2M_W \leq M_H \leq (\sqrt{s} - E_\gamma^{min})$ GeV, onde este é produzido na camada de massa. Para valores de massa fora desse intervalo, o Higgs não é produzido na camada de massa, e o pico na distribuição do momento transversal do fóton desaparece. Isso resulta numa enorme perda de sensibilidade na imposição de vínculos sobre os acoplamentos anômalos.

A reação $e^+e^- \rightarrow W^+W^-\gamma$ nos permite estabelecer limites para as constantes de acoplamento f_{WW} e f_{BB} , para as quais a produção do par W^+W^- é insensível, já que esses operadores afetam somente os acoplamentos do bóson de Higgs. Depois de aplicar o corte de $p_{T,\gamma} > 100$, calculamos o valor da seção de choque para o processo

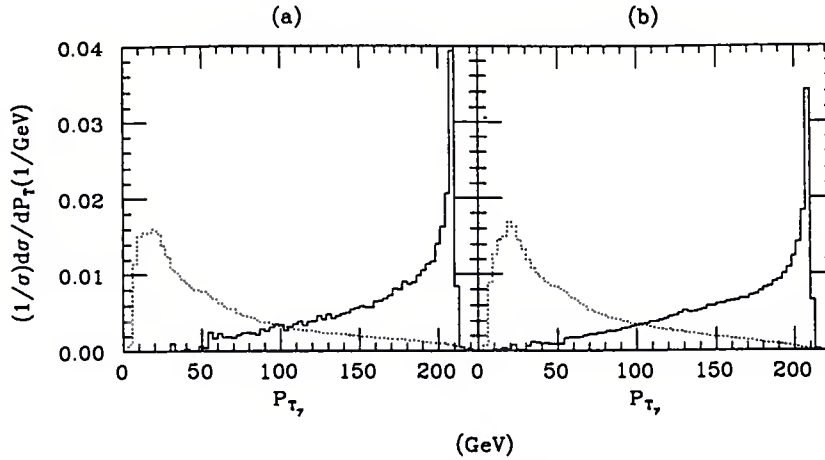


Figura 4.4: Distribuição normalizada do momento transversal do fóton das reações (a) $e^+e^- \rightarrow W^+W^-\gamma$ e (b) $e^+e^- \rightarrow ZZ\gamma$ no NLC, para a contribuição do Modelo Padrão (linha pontilhada) e anômala (linha). Consideramos $M_H = 200$ GeV e $f_i/\Lambda^2 = 20$ TeV $^{-2}$.

$e^+e^- \rightarrow W^+W^-\gamma$ em função das constantes anômalas f_{BB} e f_{WW} para um bóson de Higgs de 200 GeV. Obtemos a região de exclusão a 95% CL no plano $f_{BB} \times f_{WW}$ mostrado na Figura 4.5. Note que, neste caso, é possível impor um vínculo sobre a reta $f_{BB} = -f_{WW}$ pois a contribuição anômala, em alguns diagramas de Feynman da Figura (4.3), não depende do acoplamento anômalo $H\gamma\gamma$ e, portanto, não se anula sobre esta reta.

Apresentamos na Tabela 4.5 os intervalos permitidos a 95% CL para a constante de acoplamento anômala $f = f_W = f_B = f_{WW} = f_{BB}$ assumindo valores da massa do bóson de Higgs no intervalo $170 \leq M_H \leq 350$ GeV, para o caso onde um corte $p_{T,\gamma} > 100$ GeV não é implementado. Na Tabela 4.6 apresentamos os mesmos limites quando o corte $p_{T,\gamma} > 100$ GeV é implementado.

4.6 Produção de $Z^0 Z^0 \gamma$ no NLC.

Outro processo capaz de impor vínculos bem restritivos para os acoplamentos anômalos do bóson de Higgs com os bósons de gauge no NLC é a produção de $Z^0 Z^0 \gamma$ [52, 53](ver Figura 4.6).

Como na Seção 4.5, nosso primeiro passo é investigar possíveis cortes cinemáticos que possam aumentar a sensibilidade de detecção dos acoplamentos anômalos. Vamos adotar, inicialmente, um corte na energia do fóton de $E_\gamma > 20$ GeV e requerer que o ângulo entre quaisquer duas partículas seja maior que 15° .

$M_H(\text{GeV})$	$f/\Lambda^2(\text{TeV}^{-2})$	
	$e^+e^- \rightarrow W^+W^-\gamma$ no NLC	$e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0\gamma$ no NLC
170	(-3.4 , 5.0)	(— , —)
200	(-4.4 , 5.6)	(-4.0 , 5.4)
250	(-5.7 , 6.5)	(-4.4 , 5.7)
300	(-7.6 , 8.1)	(-6.0 , 6.7)
350	(-11 , 11)	(-8.1 , 9.5)

Tabela 4.5: Os valores mínimo e máximo (*min*, *max*) de f/Λ^2 , a 95% CL, da produção de $W^+W^-\gamma$ e $Z^0Z^0\gamma$ no NLC, assumindo que todos os f_i possuam um mesmo valor, sem corte no momento transversal do fóton $p_{T,\gamma}$.

$M_H(\text{GeV})$	$f/\Lambda^2(\text{TeV}^{-2})$	
	$e^+e^- \rightarrow W^+W^-\gamma$ no NLC	$e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0\gamma$ no NLC
170	(-2.3 , 3.7)	(— , —)
200	(-3.2 , 4.0)	(-2.6 , 3.9)
250	(-4.3 , 4.8)	(-3.2 , 4.3)
300	(-6.3 , 6.3)	(-4.7 , 5.2)
350	(-12 , 9.5)	(-7.1 , 8.3)

Tabela 4.6: Os valores mínimo e máximo (*min*, *max*) de f/Λ^2 , a 95% CL, da produção de $W^+W^-\gamma$ e $Z^0Z^0\gamma$ no NLC, assumindo que todos os f_i possuam um mesmo valor, onde um corte no momento transversal do fóton de $p_{T,\gamma} > 100 \text{ GeV}$ é implementado.

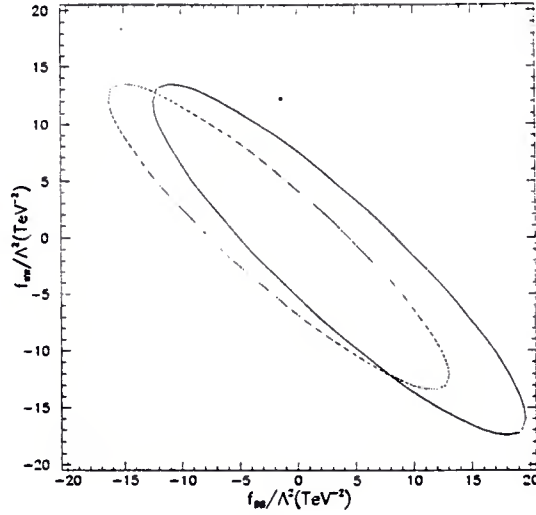


Figura 4.5: Regiões de exclusão a 95% CL no plano $f_{BB} \times f_{WW}$, obtidas através da análise das reações $e^+e^- \rightarrow W^+W^-\gamma$ (elipse a direita) e $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0\gamma$ (elipse a esquerda) no NLC, para $M_H = 200$ GeV com o corte de $p_{T_\gamma} > 100$ GeV.

Seguindo o mesmo comportamento da produção de $W^+W^-\gamma$, a distribuição cinemática mais promissora é a do momento transversal do fóton. Apresentamos na Figura 4.4(b) a distribuição do momento transversal ($d\sigma/dp_T$) para um bóson de Higgs com massa de 200 GeV e, no caso da contribuição anômala, uma constante de acoplamento com o valor $f = 100$ TeV^{-2} . Observamos que a contribuição anômala também é maior para a região de alto momento transversal do fóton. Portanto, um corte de $p_{T_\gamma} > 100$ GeV é capaz de reduzir consideravelmente o *background*. De fato, a estimativa do número de eventos de *background* apresenta uma redução de ~ 675 para ~ 130 eventos com a aplicação do corte em p_{T_γ} . Mais uma vez estas estimativas para o *background* nos obriga a usar estatística gaussiana (ver Capítulo 5) em nossa análise.

Seguindo o mesmo argumento da Seção 4.5, vemos que os vínculos mais restritivos são obtidos para o caso onde o bóson de Higgs é produzido na camada de massa, ou seja, no intervalo $2M_Z \leq M_H \leq (\sqrt{s} - E_\gamma^{\text{min}})$ GeV.

Depois de aplicar o corte de $p_{T_\gamma} > 100$, calculamos o valor da seção de choque para o processo $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0\gamma$ em função das constantes anômalas f_{BB} e f_{WW} para um bóson de Higgs de 200 GeV. Obtemos a região de exclusão a 95% CL no plano $f_{BB} \times f_{WW}$ mostrado na Figura 4.5.

Apresentamos na Tabela 4.5 os intervalos permitidos a 95% CL para a constante

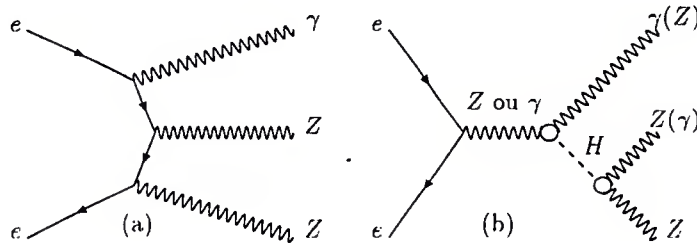


Figura 4.6: Gráficos de Feynman para o processo $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0\gamma$: (b) contribuições do Modelo Padrão; e (f) contribuições anômalas do bóson de Higgs. As permutações das partículas idênticas não estão apresentadas no gráfico.

de acoplamento anômala $f = f_W = f_B = f_{WW} = f_{BB}$ assumindo valores da massa do bóson de Higgs no intervalo $200 \leq M_H \leq 350$ GeV, para o caso onde um corte em $p_{T_\gamma} > 100$ GeV não é implementado. Na Tabela 4.6 apresentamos os mesmos limites quando o corte em $p_{T_\gamma} > 100$ GeV é implementado.

Notamos que a análise das reações $e^+e^- \rightarrow W^+W^-\gamma$ e $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0\gamma$ no NLC são capazes de impor vínculos bem mais restritivos para altos valores de massa do bóson de Higgs ($M_H \geq 2M_W$) do que o Tevatron *upgraded*. Dessa forma os resultados das análises de reações no Tevatron *upgraded* e no NLC nos permite estabelecer vínculos bastante restritivos para as constantes de acoplamento anômalas do bóson de Higgs para um intervalo de massa de 100 a 350 GeV.

Capítulo 5

Resultados Combinados

5.1 Introdução

A combinação dos resultados das várias reações estudadas no Capítulo 3 nos permite obter um melhor valor para o vínculo sobre o acoplamento anômalo do bóson de Higgs apresentado no Capítulo 2. Da mesma forma, podemos estimar um vínculo global sobre o acoplamento anômalo do bóson de Higgs a partir da combinação dos resultados dos futuros modos de operação do Tevatron obtidos no Capítulo 4 [54].

Nossos resultados foram obtidos considerando sempre um desvio de 95% CL sobre a previsão do Modelo Padrão. O nível de confiabilidade é calculado estatisticamente através da seguinte equação,

$$CL = 1 - \epsilon, \quad (5.1)$$

onde ϵ é calculado de duas maneiras. Quando o número de eventos de *background* é pequeno permitindo que o tratamento estatístico dos dados obedeça a distribuição de Poisson, o valor de ϵ é dado por [55],

$$\epsilon = \frac{e^{-(\mu_B+N)} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{(\mu_B+N)^n}{n!}}{e^{-\mu_B} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{\mu_B^n}{n!}}, \quad (5.2)$$

onde μ_B é o número de eventos de *background*, n_0 é o número inteiro mais próximo de μ_B e N é o número de eventos do sinal.

Quando o número de eventos de *background* é grande de tal forma que o tratamento estatístico dos dados obedeça a uma distribuição gaussiana, o valor de ϵ passa a ser dado por,

$$\epsilon = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{S}{\sqrt{2}}\right), \quad (5.3)$$

onde $S = \frac{N}{\sqrt{\mu_B}}$ é a significância do sinal e a função erf é a função erro definida na Ref. [56].

O resultado combinado será dado por,

$$\epsilon_{comb} = \prod_n \epsilon_n, \quad (5.4)$$

onde ϵ_n é o valor de ϵ para cada uma das reações que estão sendo combinadas. O valor do vínculo combinado sobre a constante de acoplamento anômala f é obtido da seguinte maneira: para cada valor do acoplamento f podemos calcular o número de eventos do sinal N de cada reação e, conseqüentemente, para ϵ_n . Considerando os valores de ϵ_n de todas as reações, imediatamente obtemos para cada valor de f um valor para ϵ_{comb} , possibilitando assim o cálculo do vínculo sobre f a partir de um nível de confiabilidade (CL) desejado.

5.2 Vínculos Globais sobre Acoplamentos Anômalos do Higgs

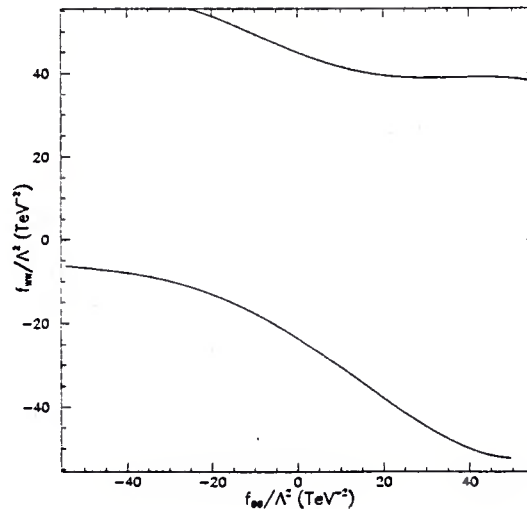


Figura 5.1: Região de Exclusão no plano $f_{BB} \times f_{WW}$, a 95 % C. L., em TeV^{-2} , baseado na combinação dos vínculos obtidos nas análises dos processos $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ no OPAL, $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ no CDF, $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma \cancel{E}_T$ no DØ e $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma jj$ no DØ.

As quatro reações estudadas no Capítulo 3 forneceram vínculos sobre nova física no setor bosônico do Modelo Padrão. A combinação desses resultados fornece o vínculo atual sobre o acoplamento anômalo do bóson de Higgs.

Na Figura 5.1 apresentamos a região excluída a 95% CL no plano $f_{BB} \times f_{WW}$ para os resultados do Capítulo 3 combinados. Na Tabela 5.1 apresentamos os limites

$M_H(\text{GeV})$	$f/\Lambda^2(\text{TeV}^{-2})$
100	(-13 , 32)
120	(-16 , 34)
140	(-20 , 39)
160	(-25 , 46)
180	(-54 , 72)
200	(-84 , 87)
220	(-126 , 120)

Tabela 5.1: Os valores mínimo e máximo (*min*, *max*) de f/Λ^2 em TeV^{-2} , à 95% CL, para a combinação dos vínculos obtidos nas análises dos processos $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ no OPAL, $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ no CDF, $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma \cancel{E}_T$ no DØ e $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma jj$ no DØ.

atuais combinados, para um desvio de 95% CL sobre a seção de choque do Modelo Padrão, sobre o acoplamento anômalo $f = f_{BB} = f_{WW} = f_B = f_W$, considerando massas do bóson de Higgs no intervalo $100 \leq M_H \leq 200$ GeV.

Da mesma maneira podemos calcular o limite combinado para o acoplamento anômalo do bóson de Higgs combinando as previsões das análises das reações $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma\gamma$, $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma \cancel{E}_T$ e $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma jj$ nos modos futuros de operação do Tevatron, ou seja, o Run II e o TeV 33.

Na Tabela 5.2 apresentamos os limites combinados sobre $f = f_{BB} = f_{WW} = f_B = f_W$ a 95% CL, para os futuros modos de operação do Tevatron, considerando a massa do bóson de Higgs no intervalo $100 \leq M_H \leq 200$ GeV.

A partir destes resultados, podemos relacionar o acoplamento anômalo do bóson de Higg com uma parametrização convencional dos vértices WWZ e $WW\gamma$ [29, 57].

5.3 Relação com a Parametrização Convencional do Vértice Tríplice dos Bósons de Gauge

A parametrização mais geral para o vértice envolvendo dois bósons vetoriais carregados e um neutro, respeitando invariância de Lorentz, é a já tradicional parametrização de Hagiwara *et al.* [29]:

$M_H(\text{GeV})$	$f/\Lambda^2(\text{TeV}^{-2})$	
	Tevatron Run II	Tevatron TeV33
100	(-7.6 , 19)	(-3.0 , 5.6)
120	(-7.4 , 18)	(-3.3 , 5.9)
140	(-9.1 , 20)	(-4.0 , 8.7)
160	(-9.9 , 22)	(-5.1 , 13)
180	(-24 , 33)	(-15 , 23)
200	(-32 , 39)	(-17 , 23)
220	(-42 , 45)	(-19 , 26)

Tabela 5.2: Os valores mínimo e máximo (*min*, *max*) de f/Λ^2 , a 95% CL, para a combinação dos vínculos obtidos nas análises dos processos $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma\gamma$, $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma \cancel{E}_T$ e $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma jj$ nos modos futuros de operação do Tevatron, ou seja, o Run II e o TeV 33.

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{WWV}/g_{WWV} = & ig_1^V V^\nu (W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu} - W_\mu^+ W_\nu^{-\mu}) + i\kappa_V W_\mu^+ W_\nu^- V^{\mu\nu} + \\
 & i \frac{\lambda_V}{M_W^2} W_{\lambda\mu}^+ W_\nu^{-\mu} V^{\lambda\nu} - g_4^V W_\mu^+ W_\nu^- (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) + \\
 & g_5^V \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} [W_\mu^+ (\partial_\rho W_\nu^-) - (\partial_\rho W_\nu^-) W_\mu^+] V_\sigma + \\
 & \frac{i}{2} \tilde{\kappa}_V W_\mu^+ W_\nu^- \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} V_{\rho\sigma} + \\
 & \frac{i\tilde{\lambda}_V}{2M_W^2} W_{\lambda\mu}^+ W_\nu^{-\mu} \epsilon^{\nu\lambda\rho\sigma} V_{\rho\sigma},
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

onde $V = \gamma$ ou Z , $g_{WW\gamma} = -e$, $g_{WWZ} = -e \cot \theta_W$, $W_{\mu\nu}^\pm = \partial_\mu W_\nu^\pm - \partial_\nu W_\mu^\pm$ e $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$. No Modelo Padrão temos $g_1^V = \kappa_V = 1$, e as demais constantes de acoplamento da lagrangeana (5.5) sendo zero.

Devido à invariância de gauge do eletromagnetismo, podemos fixar $g_1^\gamma = 1$ (determinando a carga do W) e $g_5^\gamma = 1$. Ainda assim, existem doze parâmetros livres a serem determinados em (5.5), e torna-se muito difícil separar os efeitos de cada um, ou mesmo encontrar limites para todos deles. Para diminuir esse número de parâmetros livres, exigimos que a simetria CP seja conservada, condição que reduz a lagrangeana (5.5) a [25]:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{WWV} = & ig_{WWV} [g_1^V V^\nu (W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu} - W_\mu^+ W_\nu^{-\mu}) + \\
 & i\kappa_V W_\mu^+ W_\nu^- V^{\mu\nu} + i \frac{\lambda_V}{M_W^2} W_{\lambda\mu}^+ W_\nu^{-\mu} V^{\lambda\nu}]
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

Para os acoplamentos do fóton ($V = \gamma$), o primeiro termo de (5.6) é chamado de termo de acoplamento mínimo e o coeficiente κ_γ é convencionalmente chamado de momento magnético anômalo do W . Os coeficientes κ_γ e λ_γ estão relacionados com o momento magnético μ_W e com o momento de quadrupolo elétrico Q_W do bóson W^+ através das equações,

$$\begin{aligned}\mu_W &= \frac{e}{2M_W}(1 + \kappa_\gamma + \lambda_\gamma), \\ Q_W &= -\frac{e}{M_W^2}(\kappa_\gamma - \lambda_\gamma).\end{aligned}$$

É conveniente definir:

$$\begin{aligned}\Delta g_1^Z &\equiv (g_1^Z - 1), \\ \Delta \kappa_Z &\equiv (\kappa_Z - 1), \\ \Delta \kappa_\gamma &\equiv (\kappa_\gamma - 1).\end{aligned}\tag{5.7}$$

Desta forma, parâmetros diferentes de zero indicam desvios do Modelo Padrão.

A equação (5.6) pode ser reescrita em função da base de operadores anômalos utilizada nesta tese (2.36). Assim, as contribuições geradas pelos operadores \mathcal{O}_B , \mathcal{O}_W e \mathcal{O}_{WWW} ficam relacionadas com os parâmetros das equações (5.6) e (5.7) através de,

$$\begin{aligned}\Delta \kappa_\gamma &= \frac{M_W^2}{2} \left(\frac{f_B + f_W}{\Lambda^2} \right), \\ \Delta \kappa_Z &= \frac{M_Z^2}{2} \left[\frac{f_W - s^2(f_B + f_W)}{\Lambda^2} \right], \\ \Delta g_1^Z &= \frac{M_Z^2}{2} \left(\frac{f_W}{\Lambda^2} \right), \\ \lambda_\gamma &= \lambda_Z = \frac{3M_W^2 g^2}{2} \left(\frac{f_{WWW}}{\Lambda^2} \right).\end{aligned}$$

No Capítulo [3], assumimos que todos os operadores que afetam as interações do bóson de Higgs tenham uma constante de acoplamento comum $f = f_W = f_B = f_{WW} = f_{BB}^*$, já que não há nenhum motivo para se privilegiar um operador em relação aos demais. Neste caso, podemos relacionar a constante de acoplamento f com a parametrização convencional do vértice WWV ($V = Z, \gamma$), através de,

$$\Delta \kappa_\gamma = M_W^2 \left(\frac{f}{\Lambda^2} \right), \quad \Delta \kappa_Z = \frac{M_Z^2(1 - 2s^2)}{2} \left(\frac{f}{\Lambda^2} \right), \quad \Delta g_1^Z = \frac{M_Z^2}{2} \left(\frac{f}{\Lambda^2} \right). \tag{5.8}$$

*Como o operador \mathcal{O}_{WWW} não afeta as interações do bóson de Higgs, ele não foi considerado em nossas análises nos Capítulos 3 e 4.

Um diferente conjunto de parâmetros tem sido mais utilizado pelas Colaborações do LEP [57]. Este conjunto consiste de três acoplamentos independentes, $\alpha_{B\Phi}$, $\alpha_{W\Phi}$, and α_W , os quais são relacionados com a parametrização da Ref. [25] através das expressões:

$$\begin{aligned}\alpha_{B\Phi} &\equiv \Delta\kappa_\gamma - \Delta g_1^Z \cos^2 \theta_W, \\ \alpha_{W\Phi} &\equiv \Delta g_1^Z \cos^2 \theta_W, \\ \alpha_W &\equiv \lambda_\gamma.\end{aligned}$$

Usando as relações (5.8), esses parâmetros podem ser escritos em termos do acoplamento anômalo do bóson de Higgs f por,

$$\alpha = \alpha_{B\Phi} = \alpha_{W\Phi} = \frac{M_W^2}{2\Lambda^2} f = \frac{\Delta\kappa_\gamma}{2}. \quad (5.9)$$

O limite experimental atual para esses parâmetros proveniente de resultados combinados para a produção de dois bósons de gauge no LEP2 e no Tevatron é [58], a 95% CL:

$$-0.15 < \Delta\kappa_\gamma < 0.41. \quad (5.10)$$

Esses limites são calculados considerando as equações (5.8).

Na Tabela 5.3, apresentamos o limite a 95% CL do acoplamento $\Delta\kappa_\gamma$ usando os limites sobre f/Λ^2 obtidos na Seção 5.2. Comparando nossos resultados estendidos para os acoplamentos WWV com os apresentados na Eq. (5.10), concluímos que nosso vínculo global atual sobre os acoplamentos anômalos do bóson de Higgs é mais restritivo que os vínculos obtidos pelas Colaborações experimentais, para massas do bóson de Higgs inferiores a 170 GeV, como pode ser visto na Figura 5.2. Já nossos resultados para as contribuições dos futuros aceleradores são ainda mais restritivos, em uma ordem de grandeza, do que o limite experimental atual.

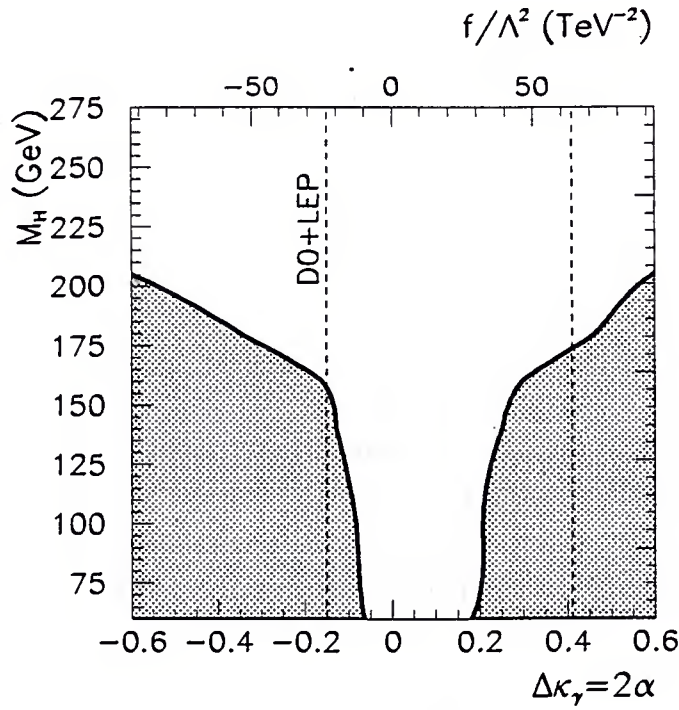


Figura 5.2: Região de exclusão no plano $f \times M_H$ obtida na análise combinada para a produção de $\gamma\gamma\gamma$ no LEP e no Tevatron, e para as produções de $\gamma\gamma + E_T$ e $\gamma\gamma jj$ no Tevatron, assumindo $f = f_{WW} = f_{BB} = f_W = f_B$.

Processo	$\Delta\kappa_\gamma$
Resultados Combinados dos Dados Recentes	(-0.084 , 0.204)
Resultados Combinados do Tevatron RunII	(-0.048 , 0.122)
Resultados Combinados do Tevatron TeV33	(-0.020 , 0.036)
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-\gamma$ no NLC	(-0.020 , 0.026)
$e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0\gamma$ no NLC	(-0.016 , 0.024)

Tabela 5.3: Os valores mínimo e máximo (*min*, *max*) do acoplamento tríplice anômalo dos bósons vetoriais $\alpha = \alpha_{B\Phi} = \alpha_{W\Phi}$ baseados nos limites obtidos para o acoplamento anômalo do bóson de Higgs f . Para os processos do LEP e do Tevatron consideramos o bóson de Higgs com massa de 100 GeV, e para os processos do NLC consideramos o bóson de Higgs com massa de 200 GeV.

Capítulo 6

Conclusões

O Modelo Padrão das interações eletrofracas obteve grande êxito na descrição dos acoplamentos envolvendo os férmions e os bósons vetoriais [4]. Depois da descoberta do quark top [3], um dos principais objetivos dos físicos de partículas elementares é explorar o setor de quebra de simetria eletrofraca da teoria. A confirmação experimental das previsões teóricas dos auto-acoplamentos dos bósons vetoriais [5] pode confirmar a estrutura não-abeliana da teoria e o mecanismo de quebra de simetria eletrofraca ou, caso contrário, indicar a existência de nova física além do Modelo Padrão.

O uso de lagrangeanas efetivas para parametrizar possíveis efeitos de uma nova física sobre os acoplamentos entre os bósons vetoriais tem sido largamente explorado tanto teórica quanto experimentalmente. Várias parametrizações para esses acoplamentos têm sido propostas na bibliografia [25, 57]. Essas parametrizações vêm sendo testadas nos experimentos realizados no LEP2 e no Tevatron, de onde vínculos são obtidos [58]. Os resultados destes experimentos vêm confirmando o sucesso do Modelo Padrão na descrição da física em escalas de energia da ordem de centenas de GeV.

Talvez o último passo a ser dado para ratificar o sucesso do Modelo Padrão na descrição de fenômenos eletrofracos seja a descoberta do bóson de Higgs, a partícula escalar responsável pela quebra espontânea da simetria eletrofraca e pela geração de massa para as outras partículas do Modelo Padrão. Buscas diretas do bóson de Higgs limitam inferiormente a sua massa em 89.3 GeV a 95%CL [9]. Diferentes análises de dados experimentais do LEP, SLC e Fermilab prevêm um valor central da massa do Higgs dentro do intervalo de 86 a 200 GeV, com limites superiores a 95% CL entre 260 a 750 GeV [10].

Neste trabalho estudamos os acoplamentos do bóson de Higgs com os bósons vetoriais. Mostramos que a viabilidade do uso de lagrangeanas efetivas para parametrizar possíveis efeitos de uma nova física em acoplamentos entre o bóson de Higgs e os

bósons vetoriais pode ser verificada nos atuais e futuros aceleradores. Consideramos, em nossas análises, valores para a massa do bóson de Higgs no intervalo de 100 a 350 GeV para estudar os possíveis desvios sobre as previsões do Modelo Padrão que estes acoplamentos anômalos possam gerar.

O formalismo de lagrangeanas efetivas descreve efeitos de uma nova física que se manifestam diretamente numa escala de energia Λ muito maior que a escala de energia típica da quebra de simetria eletrofraca ($E \simeq 246$ GeV). Esses efeitos são descritos, a baixas energias, por operadores locais contendo apenas o espectro de partículas da física de baixas energias. Como estamos considerando que o Higgs possui uma massa da ordem de centena de GeV, usamos uma lagrangeana efetiva na representação linear de quebra de simetria eletrofraca. Os operadores relevantes em nossas análises têm dimensão de [massa]⁶ e seus efeitos são suprimidos pelo inverso da potência Λ^2 . As constantes de acoplamento desses operadores são f_B , f_W , f_{BB} e f_{WW} . As duas primeiras constantes contribuem tanto para acoplamentos anômalos entre o bóson de Higgs e os bósons vetoriais como para os auto-acoplamentos dos bósons vetoriais. As duas últimas descrevem apenas acoplamentos anômalos entre o bóson de Higgs e os bósons vetoriais.

Dados atuais da produção do par W^+W^- [30, 31] fornecem os seguintes limites a 95% CL: $|f_{W(B)}/\Lambda^2| < 300(390)$ TeV⁻². Essa produção é incapaz de limitar as constantes f_{BB} e f_{WW} . Nesta tese estudamos reações no LEP2, Tevatron e NLC capazes de impor restrições sobre estas constantes de acoplamento. Obtemos, para essas constantes, limites da ordem de dezenas de TeV⁻² quando usamos dados atuais do LEP2 e do Tevatron para reações com produção de no mínimo dois fótons no estado final. Limites da ordem de alguns TeV⁻² são obtidos quando estudamos estas mesmas reações nas versões futuras do Tevatron. No NLC, estudamos as reações $e^+e^- \rightarrow W^+W^-\gamma$ e $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0\gamma$ para obter limites da ordem de unidades de TeV⁻². Nas análises do LEP2 e do Tevatron, consideramos valores de massa para o bóson de Higgs no intervalo $100 \leq M_H \leq 220$ GeV enquanto no NLC o intervalo considerado foi $170 \leq M_H \leq 350$ GeV.

O estudo dessas reações também pode fornecer restrições para as parametrizações dos auto-acoplamentos dos bósons vetoriais. Para isso devemos supor que f_B , f_W , f_{BB} e f_{WW} sejam da mesma ordem de grandeza [25]. Neste cenário, nossos resultados para dados recentes fornecem vínculos melhores que os obtidos pelas colaborações experimentais do LEP [58]. Quando estendemos nossas análises para futuros aceleradores, nossos resultados fornecem vínculos mais restritivos em uma ordem de grandeza.

Apêndice A

Regras de Feynman

Apresentamos neste apêndice as regras de Feynman para os vértices tríplexes anômalos envolvendo o bóson de Higgs e os bósons vetoriais. O fóton será representado pelo símbolo A , o bóson vetorial neutro por Z , os carregados por W^+ e W^- e o bóson de Higgs por H . Consideramos os momentos dos bósons vetoriais k_1 e k_2 sempre entrando (*incoming*). Adotamos a notação onde g é a constante de acoplamento eletrofraca, $s(c) \equiv \sin(\cos)\theta_W$ e M_W é a massa do bóson vetorial carregado.

$$HA_\alpha(k_1)A_\beta(k_2) \rightarrow i\frac{gM_W}{\Lambda^2}2s^2(f_{BB} + f_{WW})[g^{\alpha\beta}(k_1 \cdot k_2) - k_1^\beta k_2^\alpha] \quad (\text{A.1})$$

$$HA_\alpha(k_1)Z_\beta(k_2) \rightarrow i\frac{gM_W}{\Lambda^2}\frac{s}{2c}\{4(s^2f_{BB} - c^2f_{WW})[-g^{\alpha\beta}(k_1 \cdot k_2) + k_2^\alpha k_1^\beta] + (f_W - f_B)[-g^{\alpha\beta}(k_1^2 + k_1 \cdot k_2) + (k_1^\alpha + k_2^\alpha)k_1^\beta]\} \quad (\text{A.2})$$

$$HZ_\alpha(k_1)Z_\beta(k_2) \rightarrow i\frac{gM_W}{\Lambda^2}\frac{1}{2c^2}\{4(s^4f_{BB} + c^4f_{WW})[g^{\alpha\beta}(k_1 \cdot k_2) - k_2^\alpha k_1^\beta] + (c^2f_W + s^2f_B)[-g^{\alpha\beta}(k_1^2 + k_2^2 + 2k_1 \cdot k_2) + (k_1^\alpha k_1^\beta + 2k_2^\alpha k_1^\beta + k_2^\alpha k_2^\beta)]\} \quad (\text{A.3})$$

$$HW_\alpha^+(k_1)W_\beta^-(k_2) \rightarrow i\frac{gM_W}{\Lambda^2}\frac{f_W}{2}\{(k_1^\alpha k_1^\beta + k_2^\alpha k_2^\beta) - g^{\alpha\beta}(k_1^2 + k_2^2)\} + (f_W - 2f_{WW})[k_2^\alpha k_1^\beta - g^{\alpha\beta}(k_1 \cdot k_2)] \quad (\text{A.4})$$

Apêndice B

Cálculo das Amplitudes de Espalhamento

B.1 Introdução

Vamos apresentar neste apêndice algumas características dos pacotes FORTRAN Helas [32] e MadGraph [33], usados para calcular as amplitudes invariantes das reações estudadas nesta tese. Vamos mostrar também como incluir as contribuições anômalas do bóson de Higgs nestes pacotes.

B.2 HELAS

O cálculo da seção de choque (e distribuições cinemáticas) de reações é fundamental para a fenomenologia das partículas elementares. Muitos programas têm sido criados para facilitar o cálculo de processos a nível de árvore. Alguns são baseados na manipulação de pacotes como Mathematica, Maple e Reduce [59], os quais auxiliam no cálculo de elementos de matriz usando técnicas tradicionais para o cálculo de traço. Para processos com mais de cinco pernas externas, o cálculo de traço torna-se complexo e a técnica de Amplitude de Helicidade mostra-se mais eficiente. Esse método soma as contribuições para a amplitude invariante provenientes de cada um dos diagramas de Feynman do processo antes de quadrá-las, o que resulta num crescimento linear de complexidade com o número de diagramas, comparado a um crescimento quadrático no caso de métodos envolvendo o cálculo de traço. Outra vantagem do método de Amplitude de Helicidade é que o programa pode ser facilmente modificado para que uma partícula do estado final decaia. Pacotes como HELAS [32] e GRACE [60] usam esta técnica.

O pacote HELAS (*HElicity Amplitude Subroutines*), desenvolvido por um grupo de pesquisadores do KEK no Japão [32], é um conjunto de sub-rotinas do FORTRAN77 que calcula numericamente a amplitude de helicidade de um diagrama de Feynman a nível de árvore através de uma sequência simples de declarações tipo

'call subroutine'. Vamos mostrar, resumidamente, como o pacote funciona.

A característica geral de diagramas a nível de árvore é que eles possuem uma estrutura comum. Podem existir muitas linhas externas mas, na medida em que estas se aproximam do centro do gráfico de Feynman, as linhas externas se encontram e geram uma linha interna fora da camada de massa (*off-shell*), e então esta se encontra com uma outra para criar uma terceira linha interna, e assim por diante, até que as linhas se encontrem num ponto.

A idéia básica do HELAS é começar com as linhas externas definindo suas funções de onda usando uma notação fixa e, em seguida, fornecer regras para unir essas linhas. Em teorias renormalizáveis, as regras de junção de linhas, denominadas também por vértices, podem ser classificadas em um conjunto finito, gerando acoplamentos do tipo vetorial, axial, de Yukawa, de Yang-Mills, etc... (veja pág.6 da referência [32]).

O pacote, então, consiste basicamente de duas partes: funções de onda e vértices. As amplitudes são calculadas numericamente como segue: primeiro, as funções de onda das linhas externas são calculadas como função do momento e helicidade das partículas. Segundo, linhas escalares/espinoriais/vetoriais (S/F/V), obtidas das junções das linhas externas através dos vértices, são calculadas como função das funções de onda das linhas externas. Este segundo passo pode se repetir, gerando linhas internas que dependam das linhas externas, até que todas as linhas se encontrem em um ponto, onde a amplitude é calculada.

As sub-rotinas podem ser divididas em três áreas;

- Linhas Externas,
- Vértices,
- Utilitários.

As linhas externas são calculadas pelas sub-rotinas 'ixxxxx' e 'oxxxxx' para férmions, 'vxxxxx' para bósons vetoriais e 'sxxxxx' para um escalar. Os parâmetros de entrada dessas sub-rotinas são o quadri-momento e a helicidade das partículas. A saída é uma variável complexa de dimensão 6 que contém o quadri-momento da partícula combinado ou à funções de onda espinoriais para férmions, ou à vetores de polarização para bósons vetoriais, ou à função de onda escalar para um bóson escalar.

Para cada vértice haverá dois tipos de sub-rotina, uma que calcula a amplitude do vértice e outra que gera uma corrente (linha interna) *off-shell* para uma das partículas do vértice. Existem 28 sub-rotinas para os vértices, dez calculam amplitudes e as restantes, correntes de linhas internas *off-shell*. Os parâmetros de entrada

para essas sub-rotinas são as constantes de acoplamento para os vértices, e as saídas das sub-rotinas do tipo *linhas externas* ou do tipo *vértices* que geram uma linha interna *off-shell*. A saída pode ser de dois tipos: um número complexo que é a amplitude do vértice no caso de sub-rotinas tipo *vértice* que calculam a amplitude para o vértice; ou, no caso de sub-rotinas tipo *vértice* que geram a corrente *off-shell* de uma partícula do vértice, uma variável complexa de dimensão 6 que contém o acoplamento do vértice acoplado com o propagador e o quadri-momento da partícula que gera a corrente *off-shell*.

As sub-rotinas utilitárias ‘*coup1x*’, ‘*coup2x*’, ‘*coup3x*’ e ‘*coup4x*’ auxiliam no cálculo de constantes de acoplamento do Modelo Padrão. Seus parâmetros de entrada são o valor para o seno do ângulo de mistura $\sin^2 \theta_W$ e os valores para as massas das partículas do Modelo Padrão. As saídas são os valores para todas as constantes de acoplamento do Modelo Padrão.

As sub-rotinas utilitárias ‘*momntx*’, ‘*mom2cx*’, ‘*boostx*’ e ‘*rotxxx*’ ajudam a lidar com variáveis do espaço de fase e cinemática. Os parâmetros de entrada e de saída são basicamente quadri-momentos. Uma descrição detalhada de todas as sub-rotinas pode ser encontrada no capítulo 3 da referência [32].

Para que os acoplamentos anômalos do bóson de Higgs sejam implementados na biblioteca do HELAS, foram criadas sub-rotinas tipo *vértice*, tanto para calcular amplitude como corrente *off-shell*, para os vértices anômalos HAA , HAZ , HZZ e HW^+W^- . Essas sub-rotinas foram criadas tomando-se como ponto de partida as sub-rotinas do HELAS ‘*vvsxxx*’ e ‘*hvvxxx*’, usadas para os vértices do Modelo Padrão HZZ e HW^+W^- .

Vamos apresentar uma receita básica para construção dessas sub-rotinas. Vamos iniciar com o exemplo dos vértices padrão HZZ e HW^+W^- . Precisamos das regras de Feynman para esses vértices, dadas por [23, 61]:

$$\begin{aligned} HW^\mu W^\nu &\rightarrow igM_W g_{\mu\nu}, \\ HZ^\mu Z^\nu &\rightarrow ig \frac{M_Z}{c} g_{\mu\nu} \end{aligned}$$

A amplitude do Modelo Padrão calculada pelo pacote HELAS é proporcional à contração da regra de Feynman do vértice com os campos do vértice:

$$AMP = -i[\text{Regra de Feynman do vértice}][\text{Campos Das Partículas}],$$

e obtemos por simples substituição,

$$AMP = -i[iG_V g_{\mu\nu}][V_1^\mu V_2^\nu H] = G_V V_1^\mu V_{2\mu} H,$$

onde V representa os campos Z ou W , $G_Z = g \frac{M_Z}{c}$ e $G_W = gM_W$.

No caso do vértice anômalo HAA a regra de Feynman é dada pela equação A.1, e a amplitude fica:

$$AMP_{ano} = -i \left\{ i \frac{gM_W}{\Lambda^2} 2s^2 (f_{BB} + f_{WW}) [g_{\alpha\beta} (k_1 \cdot k_2) - k_{1\beta} k_{2\alpha}] \right\} \{ A_1^\alpha A_2^\beta H \}.$$

Construímos uma sub-rotina anômala, denominada 'aahxxx_ano', que gera a amplitude a partir do vértice HAA seguindo rigorosamente as convenções da sub-rotina 'vvsxxx'. Para isso, substituímos em 'vvsxxx' a expressão de AMP (Modelo Padrão) por AMP_{ano} (Contribuição Anômala) e incluímos os valores das constantes de acoplamento anômalas como parâmetros de entrada, batizando a nova sub-rotina de 'aahxxx_ano'.

Seguindo a mesma receita, construímos as sub-rotinas anômalas 'zahxxx_ano', 'zzhxxx_ano' e 'whhxxx_ano', que geram amplitudes a partir dos vértices HZA , HZZ e HWW .

Também podemos construir a sub-rotina 'haaxxx_ano', que gera a corrente do bóson de Higgs a partir do vértice HAA . No Modelo Padrão a sub-rotina denominada 'hvvxxx' gera a corrente (J) do bóson de Higgs para os vértices HZZ e HW^+W^- . A receita é dada por,

$$J = [\text{Propagador do Higgs}][\text{Regra de Feynman do vértice}][\text{Campos Vetoriais}],$$

e obtemos por simples substituição,

$$J = \left[\frac{i}{p_H^2 - m_H^2 + i(M_H \Gamma_H)} \right] [iG_V g_{\mu\nu}] [V_1^\mu V_2^\nu],$$

onde V representa os campos Z ou W , $G_Z = g \frac{M_Z}{c}$ e $G_W = gM_W$.

No caso do acoplamento HAA , a corrente anômala fica:

$$J_{ano} = \left\{ \frac{i}{p_H^2 - m_H^2 + i(M_H \Gamma_H)} \right\} \left\{ i \frac{gM_W}{\Lambda^2} 2s^2 (f_{BB} + f_{WW}) [g_{\alpha\beta} (k_1 \cdot k_2) - k_{1\beta} k_{2\alpha}] \right\} \{ A_1^\alpha A_2^\beta \}.$$

Substituímos em 'hvvxxx' a expressão de J (Modelo Padrão) por J_{ano} (Contribuição Anômala) e incluímos os valores das constantes de acoplamento anômalas como parâmetros de entrada, batizando a nova sub-rotina com o nome 'haaxxx_ano'.

Seguindo o mesmo processo, construímos as sub-rotinas anômalas 'hzaxxx_ano', 'hzzxxx_ano' e 'hwwxxx_ano', que geram as correntes do bóson de Higgs a partir dos vértices HZA , HZZ e HWW^* .

*No caso de entrarmos com um valor nulo para as constantes de acoplamento anômalas para as sub-rotinas 'aahxxx_ano', 'zahxxx_ano', 'aahxxx_ano' e 'zahxxx_ano', será calculada a contribuição padrão a nível de 1 loop para os vértices HAA e HZA . Essa contribuição foi implementada de acordo com a equação (2.40).

De posse das sub-rotinas anômalas, é possível calcular a amplitude de helicidade de um diagrama de Feynman a nível de árvore que contenha um ou mais vértices anômalos do bóson de Higgs[†]. O efeito gerado por esses diagramas anômalos sobre a seção de choque (e distribuições cinemáticas) de uma reação pode ser facilmente calculado com o auxílio do programa MadGraph.

B.3 MadGraph

O cálculo da amplitude de helicidade de um diagrama de Feynman a nível de árvore pode ser realizado com o auxílio do pacote HELAS. Porém, este pacote não permite que o usuário, simplesmente ao especificar as partículas dos estados inicial e final de uma reação, obtenha um código que calcule o quadrado da amplitude invariante da reação e que seja de fácil leitura, fácil de se modificar e de ser incorporado num programa de integração de Monte Carlo. MadGraph desempenha esta função.

O usuário do MadGraph especifica as partículas dos estados inicial e final e o programa gera uma função FORTRAN que, usando as sub-rotinas do HELAS, calcula o quadrado da amplitude invariante de uma reação levando em consideração todas as possíveis combinações de helicidade para todos os diagramas de Feynman possíveis no Modelo Padrão. O programa MadGraph também gera, em um arquivo *postscript*, os gráficos de Feynman dos diagramas, para o Modelo Padrão, do processo escolhido. Exemplos dessas funções do MadGraph para alguns processos podem ser encontrados na referência [33].

O efeito dos acoplamentos anômalos do bóson de Higgs sobre o quadrado da amplitude invariante de uma reação pode ser calculado acrescentando, na função gerada pelo MadGraph, as contribuições de todos os possíveis diagramas de Feynman envolvendo vértices anômalos do bóson de Higgs.

A seção de choque do processo é então calculada conectando a função gerada pelo MadGraph a um programa principal que gere os quadri-momentos e as helicidades das partículas dos estados inicial e final, considerando todos os pontos possíveis do espaço de fase. Para fazer isso utilizamos um programa de integração por Monte Carlo (ver apêndice C). Este processo reduz o tempo de programação, em alguns casos, de dias para minutos.

[†]É importante salientar que, durante o desenvolvimento deste trabalho de doutorado, além dessas sub-rotinas anômalas envolvendo o bóson de Higgs, também construímos sub-rotinas anômalas para todos os auto-acoplamentos triplíes e quárticos dos bósons vetoriais descritos pela lagrangeana efetiva da referência [25]. O efeito destas contribuições foi estudado na referência [51].

Apêndice C

Cálculo da Seção de Choque

C.1 Introdução

Vamos apresentar neste apêndice como o cálculo da seção de choque e suas distribuições foi realizado nesta tese usando um programa de cálculo numérico na linguagem FORTRAN. Este programa, o **programa principal**, calcula a seção de choque e suas distribuições angulares e cinemáticas através de integração de Monte Carlo.

O **programa principal** têm como parâmetro principal de entrada a energia do centro de massa do acelerador onde uma reação de interesse é estudada. Assim, em aceleradores e^+e^- o cálculo dos quadri-momentos das partículas do estado inicial da reação é facilmente realizado. Para colisões $p\bar{p}$, o conjunto de funções de distribuição de estrutura do próton MRS (G) [62] é utilizado para calcular os quadri-momentos dos quarks iniciais da reação dura.

O **programa principal** é conectado a vários pacotes FORTRAN que o auxiliam no cálculo da seção de choque. A sub-rotina 'phase_space' calculará, por sorteio, os momentos das partículas do estado final da reação, tendo como parâmetro de entrada os quadri-momentos iniciais. A integração sobre todas as combinações possíveis (sorteio) de pontos do espaço de fase é feita pelo pacote FORTRAN de simulação de Monte Carlo VEGAS [34]. Os quadri-momentos das partículas dos estados inicial e final servem como parâmetro de entrada para as funções geradas pelo pacote MadGraph (ver Apêndice B), que calcula o quadrado da amplitude invariante da reação. Possuindo todas as combinações possíveis de pontos do espaço de fase e o quadrado da amplitude invariante para cada combinação de pontos do espaço de fase, obtemos facilmente a seção de choque da reação e suas distribuições.

Os pacotes utilizados para o cálculo da amplitude invariante já foram discutidos no apêndice B. A seguir vamos apresentar a sub-rotina 'phase_space', o pacote VEGAS e a fórmula para o cálculo da seção de choque.

C.2 Espaço de Fase

O espaço de fase para processos do tipo $2 \rightarrow n$, $n \geq 3$ partículas será gerado por uma sub-rotina FORTRAN denominada 'phase_space' que segue o método apresentado na referência [23]. Vamos apresentar de forma resumida o método.

Vamos iniciar com a integral,

$$I_n = \int I \prod_{j=1}^n \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3 2E_j} (2\pi)^4 \delta^4 \left(p_0 - \sum_{j=1}^n p_j \right), \quad (\text{C.1})$$

onde I é um integrando não especificado que, por enquanto, vamos ignorar. É conveniente calcular o invariante $(d^3 p_j / E_j)$ no referencial de centro de massa das partículas $j, j+1, \dots, n$, e os dois últimos momentos aliados à função δ , ou seja, $[d^3 p_{n-1} d^3 p_n \delta^4 / (E_{n-1} E_n)]$, todos juntos no referencial do centro de massa das partículas $n-1, n$. Pode-se construir um simples procedimento iterativo para fazer isso, levando em conta os pesos apropriados durante o processo, como segue:

1. Comece no referencial de centro de massa de $1, 2, \dots, n$ denominado *Referencial 1*. Chame a massa invariante de $1, 2, \dots, n$ por \tilde{m}_1 : essa é a energia total do centro de massa. Da mesma maneira, chame a massa invariante de $2, 3, \dots, n$ por \tilde{m}_2 ; seu limites cinemáticos são $\tilde{m}_1 - m_1 > \tilde{m}_2 > m_2 + m_3 + \dots + m_n$. O correspondente valor de p_1 no *Referencial 1* é

$$p_1 = \lambda^{1/2}(\tilde{m}_1^2, m_1^2, \tilde{m}_2^2) / (2\tilde{m}_1), \quad (\text{C.2})$$

onde $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz$. A escolha das variáveis de integração angulares é óbvia, mas as de momento não: poderia ser p_1^2, p_1, \tilde{m}_2 , etc... . Para um espaço de fase de n corpos a escolha de \tilde{m}_2 (e em geral \tilde{m}_{j+1} para a integração $d^3 p_j / E_j$) mostra-se mais conveniente pois o integrando mantém-se relativamente suave e os limites de integração são de fácil manuseio. Escalonamos as variáveis angulares e de momento no intervalo $(0, 1)$ definindo,

$$\phi_1 = 2\pi x_1, \quad \cos \theta_1 = 1 - 2x_2, \quad \tilde{m}_2 = \sigma_2 + (\tilde{m}_1 - \sigma_1)x_3, \quad (\text{C.3})$$

onde $\sigma_i = m_i + m_{i+1} + \dots + m_n$. O invariante torna-se

$$\frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3 2E_1} = \frac{dx_1 dx_2 dx_3 p_1 (\tilde{m}_1 - \sigma_1) \tilde{m}_2}{4\pi^2 \tilde{m}_1}. \quad (\text{C.4})$$

2. Da mesma maneira, calculamos o próximo fator. Para o j -ésimo fator, estamos no *Referencial j*, o referencial de centro de massa de $j, j+1, \dots, n$, com energia de centro de massa \tilde{m}_j . Definimos \tilde{m}_{j+1} como a massa invariante de $j+1, \dots, n$

com limites cinemáticos $\tilde{m}_j - m_j > \tilde{m}_{j+1} > \sigma_{j+1}$. O correspondente valor de p_j no Referencial j é

$$p_j = \lambda^{1/2}(\tilde{m}_j^2, m_j^2, \tilde{m}_{j+1}^2)/(2\tilde{m}_j), \quad (\text{C.5})$$

e podemos reescalonar as variáveis usando,

$$\phi_j = 2\pi x_{3j-2}, \quad \cos \theta_j = 1 - 2x_{3j-1}, \quad \tilde{m}_{j+1} = \sigma_{j+1} + (\tilde{m}_1 - \sigma_1)x_{3j}, \quad (\text{C.6})$$

para expressar o j -ésimo invariante como

$$\frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3 2E_j} = \frac{dx_{3j} dx_{3j-1} dx_{3j-2} p_j (\tilde{m}_1 - \sigma_1) \tilde{m}_{j+1}}{4\pi^2 \tilde{m}_j}. \quad (\text{C.7})$$

3. Finalmente, para os dois últimos fatores, nós nos encontramos no *Referencial* $n-1$, o centro de massa das partículas $n-1, n$ com massa invariante \tilde{m}_{n-1} . O momento é definido por,

$$p_{n-1} = p_n = \lambda^{1/2}(\tilde{m}_{n-1}^2, m_{n-1}^2, \tilde{m}_n^2)/(2\tilde{m}_{n-1}), \quad (\text{C.8})$$

com energias E_{n-1} e E_n . A função δ remove quatro graus de liberdade, restando uma integração angular. Reescalando as variáveis angulares usando,

$$\phi_{n-1} = 2\pi x - 3n - 5, \quad \cos \theta_{n-1} = 1 - 2x - 3n - 4, \quad (\text{C.9})$$

obtemos os fatores finais

$$d^3 p_{n-1} d^3 p_n \delta^4 / [(2\pi)^2 4E_{n-1} E_n] = dx_{3n-5} dx_{3n-4} p_{n-1} / (4\pi \tilde{m}_{n-1}). \quad (\text{C.10})$$

Reescrevemos a integral do espaço de fase de n corpos I_n como uma integral sobre $dx_1 \dots dx_{3n-4}$ multiplicada por um produto de pesos, o que reduz a

$$I_n = \left(\frac{\tilde{m}_1 - \sigma_1}{4\pi^2} \right)^{n-2} \frac{1}{4\pi \tilde{m}_1} \int_0^1 dx_1 \dots dx_{3n-4} I \prod_{j=1}^{n-1} p_j. \quad (\text{C.11})$$

Aqui permanece assegurado que as variáveis \tilde{m}_j obedecem a cadeia de vínculos cinemáticos (para $j = 1, 2, \dots, n-1$),

$$\tilde{m}_j > \tilde{m}_{j+1} + m_j. \quad (\text{C.12})$$

A relação entre as variáveis \tilde{m}_j e x_{3j} satisfaz automaticamente os limites cinemáticos $\tilde{m}_1 - \sigma_1 + \sigma_j > \tilde{m}_j > \sigma_j$, mas não satisfaz necessariamente a cadeia de vínculos. Isto é satisfeito se, e somente se, os valores de x_{3j} forem ordenados:

$$x_3 > x_6 > \dots > x_{3n-6}. \quad (\text{C.13})$$

Podemos gerar conjuntos de números aleatórios x_k , mantendo apenas a fração $(1/(n-2)!)$ de conjuntos que satisfaça o vínculo. Ou, muito melhor, tomamos quaisquer conjuntos de números aleatórios e simplesmente reordenamos o subconjunto x_{3j} ($j = 1, \dots, n-2$) a fim de satisfazer esse critério. Isso é muito mais econômico, mas devemos dividir o peso por $(n-2)!$ para compensar.

Um programa Monte Carlo pode ser usado para gerar eventos aleatórios no espaço de fase, com os pesos apropriados, seguindo o processo iterativo acima. Como condições iniciais, precisamos saber a massa invariante \tilde{m}_1 do sistema $1 + 2 + \dots + n$, seu momento total \vec{K}_1 e a energia \tilde{E}_1 do referencial de laboratório. Escolhas aleatórias de x_1 , x_2 e x_3 definem o momento da partícula 1 no Referencial 1, e fornece a massa \tilde{m}_2 e o momento do sistema $2 + 3 + \dots + n$ neste referencial. Um *boost* de Lorentz definido por $\vec{\beta} = \vec{K}_1/\tilde{m}_1$ converte este momento para o referencial de laboratório. Agora temos \tilde{m}_2 , \vec{K}_2 e \tilde{E}_2 , que são as condições iniciais para o Referencial 2. E assim por diante até o Referencial $n-1$ onde finalmente \vec{p}_{n-1} e \vec{p}_n são escolhidos e convertidos para o referencial de laboratório.

C.3 VEGAS

O programa Monte Carlo escolhido para gerar eventos aleatórios no espaço de fase foi o VEGAS [34]. Para exemplificar o processo de integração por Monte Carlo, considere a integral de uma função de n variáveis $\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_n)$ sobre o volume Ω :

$$I = \int_{\Omega} d\mathbf{x} f(\mathbf{x}). \quad (\text{C.14})$$

Se M pontos (\mathbf{x}) são aleatoriamente selecionados de uma distribuição de pontos em Ω com densidade $p(\mathbf{x})$, é facilmente provado que a integral I pode ser aproximada por

$$S^{(1)} = \frac{1}{M} \sum_{\mathbf{x}} \frac{f(\mathbf{x})}{p(\mathbf{x})} \rightarrow I \quad \text{quando } M \rightarrow \infty, \quad (\text{C.15})$$

onde a função densidade de probabilidade é normalizada à unidade:

$$\int_{\Omega} d\mathbf{x} p(\mathbf{x}) = 1. \quad (\text{C.16})$$

Espera-se que a quantidade $S^{(1)}$ flutue em torno do valor verdadeiro da integral para diferentes conjuntos de M pontos aleatórios escolhidos. A variância dessa função é dada por

$$\sigma^2 = \left\{ \int_{\Omega} d\mathbf{x} \frac{f^2(\mathbf{x})}{p(\mathbf{x})} - \left[\int_{\Omega} d\mathbf{x} f(\mathbf{x}) \right]^2 \right\} M^{-1}. \quad (\text{C.17})$$

Para M grande, essa quantidade é aproximada por

$$\sigma^2 \simeq \frac{S^{(2)} - (S^{(1)})^2}{M-1}, \quad (\text{C.18})$$

onde

$$S^{(2)} = \frac{1}{M} \sum_{\mathbf{x}} \left(\frac{f(\mathbf{x})}{p(\mathbf{x})} \right)^2. \quad (\text{C.19})$$

O desvio padrão σ indica a precisão de $S^{(1)}$ como uma estimativa de I . Note que estimativas confiáveis da variância são possíveis somente se a integral

$$\int_{\Omega} d\mathbf{x} \frac{f^2(\mathbf{x})}{p(\mathbf{x})} \quad (\text{C.20})$$

for finita. Porém, mesmo que isto não ocorra, $S^{(1)}$ pode ainda se aproximar ao valor de I na média.

Existem muitas técnicas usadas para reduzir a variância σ^2 para um M fixo. VEGAS usa um algoritmo iterativo para reduzir a variância em subseqüentes integrações. Inicialmente, o algoritmo divide o volume de integração n dimensional (um hipercubo) em N^n hipercubos idênticos usando uma grade retangular uniforme. Uma integração de Monte Carlo de dois pontos é feita em cada hipercubo gerando uma contribuição para a integração total e para variância. As variâncias dos hipercubos são usadas para definir uma nova grade sobre cada eixo, a qual é usada na iteração seguinte, mantendo o número total de hipercubos constante. Portanto, depois de um certo número de iterações, os hipercubos podem ser concentrados onde a variância é inicialmente grande, e assim a variância total é reduzida no final do processo. Um exemplo de como esse algoritmo pode ser utilizado em integrais de uma ou mais dimensões é encontrado na referência [34].

C.4 Seção de Choque

A seção de choque para um processo do tipo $a + b \rightarrow n$ partículas pode ser expressa como,

$$\sigma = \int \frac{1}{2\lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_a^2, m_b^2)(2\pi)^{3n-4}} \sum |\mathcal{M}|^2 \delta^4 \left(p_a + p_b - \sum_{i=1}^n p_i \right) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2E)_i}, \quad (\text{C.21})$$

onde $s = (p_a + p_b)^2$ e m_a e m_b são as massas das partículas do estado inicial.

A seção de choque é então obtida da seguinte maneira. Com o auxílio da subrotina FORTRAN 'phase_space', os quadri-momentos das partículas do estado final são calculados. Estes, juntamente com os quadri-momentos das partículas do estado inicial, calculados no **programa principal**, servem como parâmetros de entrada para a função gerada pelo programa MadGraph, que fornece um resultado numérico para a amplitude $|\mathcal{M}|^2$. Eventos aleatórios do espaço de fase são gerados pelo pacote VEGAS e assim a seção de choque (Eq. C.21) do processo de interesse

é obtida por Monte Carlo. O cálculo das distribuições angulares e cinemáticas ($d\sigma/d\cos\theta$, $d\sigma/dp$, $d\sigma/dE$, etc...) pode ser facilmente implementado durante a simulação de Monte Carlo [34].

Referências

- [1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**(1967) 1264;
A. Salam, “Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analicity”, Nobel Symposium No.8, ed. N. Svartholm (Alqvist and Wiksells, Stockolm, 1968).
- [2] H. Fritzsch, M. Gell-Mann e H. Leutwyler, Phys. Lett. **B47** (1973) 365;
D. J. Gross e F. Wilczek, Phys. Rev. **D8** (1973) 3633;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 494.
- [3] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626;
DØ Collaboration, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632.
- [4] The SLD Heavy Flavor Group, The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL e LEP Electroweak Working Group (D. Abbaneo et al.), contribuição para *LEP and SLD experiments to the 1997 summer conferences*, Report No. CERN-PPE-97-154 (1997).
- [5] H. Aihara *et al.*, *Summary of the Working Subgroup on Anomalous Gauge Boson Interactions of the DPF Long-Range Planning Study*, a ser publicado em *Electroweak Symmetry Breaking and Beyond the Standard Model*, editado por T. Barklow, S. Dawson, H. Haber e J. Siegrist, hep-ph/9503425;
Z. Ajaltuoni *et al.*, *Triple Gauge Boson Couplings*, em *Proceedings of the CERN Workshop on LEP II Physics*, editado por G. Altarelli *et al.*, CERN 96-01, Vol. 1(1996) p.525, hep-ph/9601233;
T. Barklow *et al.*, *Summary of the Snowmass Subgroup on Anomalous Gauge Boson Couplings*, a ser publicado em *Proceedings of the 1996 DPF/DPB Summer Study on New Directions in High-Energy Physics*, June 25 — July 12 (1996), Snowmass, CO, USA, hep-ph/9611454.
- [6] S. Weinberg, *Physica* **96A** (1979) 327.

- [7] H. Georgi, *Weak Interactions and Modern Particle Theory* (Benjamin/Cummings, Menlo Park, 1984)
- [8] J. F. Donoghue, E. Golowich e B. R. Holstein, *Dynamics of the Standard Model* (Cambridge University Press, 1994) .
- [9] C. Rembser, Resultados Recentes no LEP II, apresentado no *The Pheno-CTEQ Symposium 98 - Frontiers of Phenomenology: From Non-Perturbative QCD to New Physics, March 23-26, 1998* (não publicado).
- [10] F. Richard, *Search for Higgs Bosons in e^+e^- Colliders*, hep-ex/9810045; M. S. Chanowitz, *Higgs Boson Mass Constraints from Precision Data and Direct Searches*, hep-ph/9807452.
- [11] J. Wudka, *Effective Lagrangians (for electroweak physics)*, hep-ph/9405206
- [12] C. Itzykson e J. -B. Zuber, *Quantum Field Theory* (McGraw-Hill, New York, 1980).
- [13] J. R. Schrieffer, *Theory of Superconductivity* (W. A. Benjamin, New York, 1964).
- [14] Para uma revisão veja: A. Pich, hep-ph/9806303.
- [15] J. C. Collins, *Renormalization* (Cambridge U. Press, Cambridge 1984)
- [16] S. Weinberg, *Physica* **96A** (1979) 327;
- [17] T. Appelquist, *Phys. Rev.* **D22** (1980) 200; G. Bernard, *Phys. Rev.* **D23** (1981) 425; A. Longhitano, *Nucl. Phys.* **B188** (1981) 118; H. Georgi, *Nucl. Phys.* **B361** (1991) 339; H. Georgi, *Nucl. Phys.* **B363** (1991) 301; T. Appelquist e G. -H. Wu, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 3235.
- [18] S. Willenbrock, *Higgs Physics: An Historical Perspective*, hep-ph/9702330.
- [19] E. Fermi, *Z. Phys.* **88** (1934) 161.
- [20] C. Quigg, *Gauge Theories of the Strong, Weak, and Eletromagnetic Interactions* (Addison-Wesley, Massachusetts, 1983).
- [21] Veja a seção 1.4 da Ref.[11] e referências nela contidas.
- [22] Veja, por exemplo, W. Buchmuller e D. Wyler, *Nucl. Phys.* **B268** (1986) 621 e referências nele contidas.

- [23] V. D. Barger e R. J. N. Phillips, *Collider Physics* (Addison-Wesley Publishing Company, 1987).
- [24] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. Kane e S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide* (Addison-Wesley Publishing Company, 1990)
- [25] K. Hagiwara, S. Ishihara, R. Szalapski e D. Zeppenfeld, Phys. Lett. **B283** (1992) 353; *idem*, Phys. Rev. **D48** (1993) 2182; K. Hagiwara, R. Szalapski e D. Zeppenfeld, Phys. Lett. **B318** (1993) 155.
- [26] K. Hagiwara, T. Hatsukano, S. Ishihara e R. Szalapski, Nucl. Phys. **B496** (1997) 66.
- [27] K. Hagiwara, S. Matsumoto e R. Szalapski, Phys. Lett. **B357** (1995) 411.
- [28] S. Alam, S. Dawson e R. Szalapski, Phys. Rev. **D57** (1998) 1577.
- [29] K. Hagiwara, R. D. Peccei e D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. **B282** (1987) 253.
- [30] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1028; DØ Collaboration, S. Abachi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 3303; Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 3634.
- [31] ALEPH Collaboration, R. Barate *et al.*, CERN-PPE-97-166;
DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, Phys. Lett. **B397** (1997) 158; *idem* report CERN-PPE-97-163;
L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B403** (1997) 168; *idem*, Phys. Lett. **B413** (1997) 176;
OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Phys. Lett. **B397** (1997) 147; *idem*, report CERN-PPE-97-125;
Veja também contribuições das Colaborações ALEPH, DELPHI, L3, e OPAL para *1997 Europhysics Conference on High Energy Physics, Jerusalem, 1997*.
- [32] H. Murayama, I. Watanabe e K. Hagiwara, KEK report 91-11 (unpublished).
- [33] T. Stelzer e W. F. Long, Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 357.
- [34] G. P. Lepage, J. Comp. Phys. **27** (1978) 192.
- [35] X. Tata, em *Proceedings of the IX Jorge André Swieca Summer School: Particles and Fields, São Paulo, Brazil*, report UH-511-872-97, e hep-ph/9706307.
- [36] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Eur. Phys. J. **C1** (1998) 21.

- [37] F. Abe *et al.*, CDF Collaboration, hep-ex/9801019 (1998).
- [38] B. Abbott *et al.*, DØ Collaboration, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 442.
- [39] B. Abbott *et al.*, DØ Collaboration, FERMILAB-CONF-97/325-E, contribution to the Lepton-Photon Conference, Hamburg, July 1997.
- [40] F. de Campos, S. M. Lietti, S. F. Novaes e R. Rosenfeld, Phys. Lett. **B389** (1996) 93 (*erratum*, Phys. Lett. **B425** (1998) 413).
- [41] Veja, por exemplo, G. Altarelli, preprint CERN-TH.97-278, hep-ph/9710434 e referências lá citadas.
- [42] O. J. P. Éboli, M. C. Gonzalez-Garcia, S. M. Lietti e S. F. Novaes, Phys. Lett. **B434** (1998) 340.
- [43] F. de Campos, M. C. Gonzalez-Garcia, S. M. Lietti, S. F. Novaes e R. Rosenfeld, Phys. Lett. **B435** (1998) 407.
- [44] S. Abachi *et al.*, DØ Collaboration, Phys. Rev. Lett. **78**, 2070 (1997).
- [45] B. Abbott *et al.*, DØ Collaboration, FERMILAB-PUB-97-273-E, e hep-ex/9708005.
- [46] See also the DØ Collaboration public Web page:
<http://www-d0.fnal.gov/public/new/analyses/gauge/welcome.html>.
- [47] M. C. Gonzalez-Garcia, S. M. Lietti e S. F. Novaes, Phys. Rev. **D57** (1998) 7045.
- [48] B. Abbott *et al.*, DØ Collaboration, Phys. Rev. Lett. **79**, 1441 (1997).
- [49] F. de campos, M. C. Gonzalez-Garcia e S. F. Novaes, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 5213.
- [50] D. Amidei *et al.*, *Future Electroweak Physics at the Fermilab Tevatron: Report of the TeV-2000 Study Group*, preprint FERMILAB-PUB-96-082 (1996).
- [51] F. de Campos, S. M. Lietti, S. F. Novaes e R. Rosenfeld, Phys. Rev. **D56** (1997) 4384.
- [52] S. M. Lietti e S. F. Novaes, Phys. Lett. **B416** (1998) 441.

- [53] F. de Campos, S. M. Lietti, S. F. Novaes e R. Rosenfeld, *Anomalous Higgs Couplings in Triple Gauge Boson Production at the NLC*, a ser publicado em *proceedings of Joint ECFA / DESY Study: Physics and Detectors for a Linear Collider (To be followed by 2nd workshop in July whose location and dates are to be determined, and 3rd workshop at DESY 20-22 Nov 1996)*, Frascati, Italy, 5-6 Feb 1996 e em *proceedings of Joint ECFA / DESY Study: Physics and Detectors for a Linear Collider, Hamburg, Germany, 20-22 Nov 1996*. In **Frascati/London/Muenchen/Hamburg 1996, e+ e- linear colliders** 195-204, hep-ph/9710303.
- [54] M. C. Gonzalez-Garcia, S. M. Lietti e S. F. Novaes, *New Higgs Couplings at e^+e^- and Hadronic Colliders*, preprint IFT-P.085/98 e hep-ph/9811373.
- [55] O. Helene, *Nucl. Instr. and Meth.* **212** (1993) 319.
- [56] *Ver Review of Particle Physics, Particle Data Group*, *Phys. Rev.* **D54** 1996, página 163.
- [57] G. Gounaris *et al.*, "Triple Gauge Boson Couplings" in *Proceedings of the CERN Workshop on LEP II Physics*, ed. G. Altarelli *et al.*, preprint CERN 96-01, Vol. 1, p.525 (1996).
- [58] H. T. Diehl, colóquio apresentado em *XXIX International Conference of High Energy Physics*, Vancouver, BC, Canada, July 23-29, 1998, Fermilab-Pub-98/303-E e hep-ex/9810006.
- [59] A. Hsieh e E. Yehudai, *Comp. in Phys.* **6** (1992) 253; J. Küblbeck, M. Böhm e A. Denner, *Comp. Phys. Comm.* **60** (1990) 165; R. Mertig, M. Böhm e A. Denner, *Comp. Phys. Comm.* **64** (1991) 345; M. Jamin e M. E. Lautenbacher, *Comp. Phys. Comm.* **74** (1993) 265.
- [60] T. Ishikawa, *et. al.*, KEK Report 92-19, February 1993.
- [61] F. Mandl e G. Shaw, *Quantum Field Theory* (John Wiley and Sons, 1986)
- [62] A. D. Martin, W. J. Stirling e R. G. Roberts, *Phys. Lett.* **B354** (1995) 155.

