

IFT

**Instituto de Física Teórica
Universidade Estadual Paulista**

TESE DE DOUTORAMENTO

IFT-T.002/04

Procura de Nova Física em Anéis de Colisão Hadrônicos

Alexandre Alves

Orientador

Prof. Dr. Oscar José Pinto Éboli



23000003456

06 de Julho de 2004

Agradecimentos

Em primeiro lugar agradeço ao Nosso Senhor Jesus Cristo por tudo o que fez e faz por mim! Até aqui o Senhor me trouxe e me deu vitória!

Ao Oscar por ser, acima de tudo, um amigo e um mestre.

Em especial, agradeço ao Dr. Tilman Plehn que me ensinou muito do que sei hoje e que sempre se interessou muito pela minha carreira.

Aos meus pais, Márcia e Celso, por todo o amor e todo o apoio que sempre me deram.

Não posso deixar de agradecer aos meus amigos de batalha: Sérgio, Victor e Leandro, por me suportarem por mais de quatro anos.

Agradeço a minha bela mulher, Sandra, que me apoiou e me deu forças para seguir em frente nos momentos mais difíceis, te amo muito!

A todos do IFT, funcionários e professores, que sempre foram muito gentis e prestimosos comigo.

Finalmente, quero agradecer à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) pelo apoio financeiro sem o qual nada disso teria sido possível.

Resumo

A procura por nova física em escala subatômica em anéis de colisão hadrônicos em dois cenários de grande interesse fenomenológico — o setor de quebra espontânea de simetria e a extensão com quebra de paridade R do MSSM — é apresentada nesta tese. Na primeira parte da tese, mostramos que extensões do Modelo Padrão ou do MSSM que incorporem um setor de quebra espontânea de simetria complexo, contendo um número arbitrário de dubletos e singletos de escalares de $SU(2)_L$ podem ser facilmente estudados no Large Hadron Collider (LHC) do CERN através do processo de fusão de bósons fracos com o subsequente decaimento em léptons. Cerca de 10 fb^{-1} a 50 fb^{-1} de luminosidade integrada serão necessários para se obter um sinal de 5σ de significância estatística. Mostramos também que a distribuição de massa transversa dos bósons fracos pode ser usada para se distinguir o caso de um modelo contínuo de bósons de Higgs em relação ao caso do Modelo Padrão, contudo, o processo de fusão de glúons com o mesmo canal de decaimento dos bósons de Higgs pode ser mais promissor neste sentido. Na segunda parte da tese, calculamos as correções completas de Next-to-Leading-Order de SUSY-QCD à produção associada de stops/sbottoms e léptons no Tevatron e no LHC no âmbito do MSSM estendido por interações com quebra de paridade R. As correções de NLO aumentam as seções de choque totais em até 70%(50%) no Tevatron(LHC), ao mesmo tempo que reduzem a incerteza teórica relacionada à escolha das escalas de renormalização e fatorização. Desacoplando o espectro pesado de SUSY, mostramos que o alcance de procura do Tevatron e do LHC por leptoquarks escalares, que se acoplam a quarks up e down e que decaiam exclusivamente em quarks e léptons, pode ser aumentado usando-se as seções de choque de NLO. No caso do Tevatron, leptoquarks de massas até 310 GeV podem ser excluídos em 95% C.L., ao passo que no LHC, leptoquarks de até 3.1 TeV podem ser excluídos neste nível de significância estatística.

Palavras Chaves: Física além do Modelo Padrão; bósons de Higgs; Modelo Supersimétrico Mínimo; quebra de paridade R; correções de NLO de SUSY-QCD.

Áreas do conhecimento: Física de Partículas Elementares.

Abstract

We present the search for new physics at subatomic scales at hadron colliders in two important phenomenological scenarios — the spontaneous symmetry breaking sector and the R-parity violating extension of the MSSM. In the first part of this thesis, we show that extensions of the Standard Model and the MSSM, which embody a complex spontaneous symmetry breaking sector containing an arbitrary number of $SU(2)_L$ scalar doublets and singlets, can be easily studied at the LHC in the weak boson fusion process with the subsequent decay to leptons. About 10 fb^{-1} to 50 fb^{-1} of integrated luminosity will be necessary in order to get a 5σ level signal. We also show that the weak bosons' transverse mass distributions can be used to distinguish the continuum model from the Standard Model case, however, the gluon fusion process in the same decay channel may be more promising in this regard. In the second part of the thesis, we compute the full NLO SUSY-QCD corrections to the stop/sbottom lepton associated production at the Tevatron and at the LHC in the MSSM framework extended by R-parity breaking couplings. The NLO corrections increase the total cross sections up to 70%(50%) at the Tevatron(LHC) and reduce the theoretical uncertainties related to the choice of the renormalization and factorization scales. Decoupling the heavy SUSY spectrum, we show that the search reach of the Tevatron and the LHC for scalar leptoquarks, which couple to up and down quarks and decay exclusively to quarks and leptons, increases using the NLO rates. For the Tevatron, leptoquarks of masses up to 310 GeV can be excluded to 95% C.L., while for the LHC, leptoquarks of masses up to 3.1 TeV can be excluded at the same statistical level.

Índice

1	Introdução	7
2	O Setor de Quebra Espontânea de Simetria Eletrofraca	11
2.1	O Mecanismo de Higgs no Modelo Padrão	11
2.2	Em Busca do Escalar de Higgs em Anéis de Colisão Hadrônicos . . .	21
2.2.1	Procura de Bósons de Higgs no Tevatron	22
2.2.2	Procura de Bósons de Higgs no Large Hadron Collider do CERN	25
3	Produção de um Espectro Contínuo de Bósons de Higgs no LHC	29
3.1	O Modelo Contínuo de Dubletos e Singletos de $SU(2)_L$	31
3.2	Sinal de um Contínuo de Higgs no Processo de Fusão de Bósons Fracos no LHC	33
3.3	Backgrounds	35
3.3.1	Cortes Cinemáticos e Seleção de Jatos	35
3.4	Análise Fenomenológica	44
3.4.1	Distinguindo um Sinal Contínuo de uma Ressonância Simples	47
3.5	Outros Canais de Procura de um Espectro Contínuo de Bósons de Higgs	50
4	O Modelo Supersimétrico Mínimo	54
4.1	A Supersimetria	54
4.2	Formulação do Modelo Supersimétrico Mínimo	65
4.3	A QCD Supersimétrica	71
4.4	O Setor de Higgs do Modelo Supersimétrico Mínimo	73
4.5	Produção de Partículas Supersimétricas em Aceleradores Hadrônicos .	78
5	Produção Simples de Partículas Supersimétricas	84
5.1	Quebra Explícita da Paridade R	85
5.2	Produção Associada de Stops e Léptons no Tevatron e no LHC	86
5.3	Seção de Choque de Produção em Leading Order	90

5.4	Correções em NLO de SUSY-QCD	92
5.5	Contribuições Virtuais	93
5.5.1	Renormalização das Constantes de Acoplamento	95
5.5.2	Renormalização de Massa	97
5.5.3	Renormalização do ângulo de Mistura dos Stops	98
5.6	Contribuições Reais	101
5.6.1	O Phase Space Slicing Method com 1 Cut-Off	101
5.6.2	Processo de Emissão de Glúon	103
5.6.3	Radiação de Glúons Soft e Glúons Hard	106
5.6.4	Fatorização de Massa	108
5.6.5	Processos de Emissão de Um Quark Leve Adicional	110
5.6.6	Subtração de Estados Intermediários On-Shell	111
5.7	Seções de Choque Totais, K-Factors e Distribuições	113
5.8	Produção Simples de Leptoquarks - Desacoplamento do Espectro Pe- sado de SUSY	118
5.9	Outros Canais de Procura de Violação de Paridade R em Colisões Hadrônicas	121
6	Conclusão	127
A	Subtração de Ghosts	130
B	Regras de Feynman da QCD e da QCD Supersimétrica	131
B.0.1	Regras de Feynman do Modelo Padrão	131
B.0.2	Regras de Feynman da QCD Supersimétrica	132
C	Efeitos de Resolução Finita do Detector ATLAS do LHC	135
D	Invariantes dos Processos de Produção de 3 Partículas	137
	Referências	140

Capítulo 1

Introdução

Um dos grandes triunfos da física moderna foi o estabelecimento do Modelo Padrão (SM) das interações eletromagnéticas, fracas e fortes entre as partículas fundamentais observadas na natureza, como uma estrutura matemática adequada para a descrição dos fenômenos físicos de escala subatômica. Tal estrutura está baseada em princípios de simetria. Entre os mais importantes está a invariância sob transformações de Lorentz e a invariância sob transformações de gauge locais do grupo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Sabe-se, contudo, que a simetria do grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ não é exata, uma vez que as interações fracas têm curto alcance, o que significa que os bósons de gauge associados ao grupo possuem massa. Termos de massa explícitos, contudo, são proibidos porque quebram a invariância de gauge da teoria, e, dessa forma, tornam o modelo não-renormalizável. A solução deste problema pode estar diretamente relacionada à geração de massa das partículas fundamentais. A quebra espontânea de simetria é uma maneira pela qual é possível gerar massas aos bósons de gauge vetoriais e aos férmions do SM de uma maneira invariante de gauge através do chamado *mecanismo de Higgs*, em cuja realização mais simples, a qual está incorporada ao Modelo Padrão, introduzimos um dubleto de escalares do $SU(2)_L$ e de um potencial renormalizável limitado por baixo.

A maneira como a simetria eletrofraca é quebrada é o último aspecto teórico fundamental do SM que necessita de confirmação experimental. A descoberta dos bósons de gauge fracos, $W^\pm$ e Z , com massas em torno de 90 GeV de fato confirmou que a simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ não é exata. Contudo, após a quebra de simetria e da geração de massa das partículas, o SM prediz a existência uma partícula escalar fundamental, o *bóson de Higgs* – somente sua descoberta pode indicar que o mecanismo de Higgs é o responsável pela quebra de invariância. A respeito das propriedades do bóson de Higgs, como sua massa e seus acoplamentos, ainda não se têm informações muito precisas, apenas certos limites impostos pela consistência matemática do Modelo Padrão. Porém, a partir dos dados de precisão eletrofracos

obtidos nas experiências do LEP, sabe-se que o bóson de Higgs do SM deve ser relativamente leve, sua massa não deve ser maior do que ~ 250 GeV.

A descoberta do bóson de Higgs, seja no RUNII do Tevatron, seja no Large Hadron Collider (LHC), não encerra o trabalho dos físicos de partículas. O Modelo Padrão, apesar de seu grande sucesso experimental, não é capaz de responder a diversas questões fundamentais. Uma delas diz respeito ao próprio bóson de Higgs: a massa dessa partícula escalar fundamental não é estável sob flutuações quânticas, ou seja, contribuições de loops à massa do Higgs geram correções extremamente grandes se considerarmos que o SM é uma teoria válida até uma escala de energia grande, como a escala de Planck ou escalas típicas de teorias de unificação. Este problema só pode ser resolvido com um ajuste fino dos parâmetros do potencial de Higgs em cada ordem de teoria de perturbação absorvendo as correções nos contratermos de renormalização, de modo que o Higgs tenha uma massa da ordem de centenas de GeV e não da ordem da escala de Planck ou outra escala grande de energia.

As extensões supersimétricas do Modelo Padrão resolvem este problema pela introdução de uma simetria entre os bósons e férmions do espectro. Como consequência dessa nova simetria, cada partícula do SM recebe um parceiro supersimétrico que possui interações de gauge do grupo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Incluindo as contribuições quânticas dessas novas partículas, as massas dos escalares fundamentais da teoria permanecem estáveis até as escalas de energia previstas pelas teorias de grande unificação. Como ainda não se encontrou nenhuma partícula escalar fundamental, a supersimetria também deve ser quebrada em alguma escala de energia. A maneira como essa quebra ocorre não deve desestabilizar a massa dos escalares, uma vez que é a supersimetria que previne a geração de correções quânticas grandes. O problema da hierarquia, portanto, não ocorre no setor de Higgs supersimétrico. Não há a necessidade de ajuste fino dos parâmetros, todas as correções quânticas à massa dos escalares muito sensíveis às grandes escalas de energia da teoria se cancelam entre as contribuições bosônicas e fermiônicas.

O Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MSSM) prediz a existência de cinco bósons de Higgs físicos de massas estáveis, três neutros e dois carregados eletricamente, uma vez que são necessários dois dubletos de escalares para gerar massa aos quarks dos tipos up e down. Ao contrário do SM, a massa do bóson de Higgs mais leve do MSSM possui um forte limite superior ao nível de árvore: $m_{h^0} \leq m_Z$. Esse limite é um tanto quanto relaxado ao se incluir correções quânticas de 1 e 2-loops, mas caso não se encontre um bóson de Higgs neutro de massa até ~ 150 GeV, o MSSM estará excluído experimentalmente.

Isso, contudo, não significa que outras extensões supersimétricas estarão auto-

maticamente excluídas, mas que o setor de Higgs responsável pela quebra espontânea de simetria eletrofraca pode ser mais complexo do que os propostos nos modelos mínimos. É possível, por exemplo, introduzir um número arbitrário de dubletos e singletos de escalares de Higgs ao mesmo tempo que respeitamos os vínculos experimentais impostos sobre os observáveis de precisão eletrofracos. Isso, contudo, pode tornar a procura desses escalares uma tarefa extremamente difícil em experiências de colisões de alta energia. Enquanto a descoberta do Higgs do Modelo Padrão, e de pelo menos um dos bósons de Higgs neutros do MSSM, está garantida no LHC em diversos canais de procura, caso ele exista, a situação dos bósons de Higgs mais pesados do MSSM e de outros modelos mais complexos ainda não é tão clara. Ainda assim, nos últimos anos têm-se mostrado que o LHC possui um enorme potencial de descoberta no âmbito dos modelos mais estudados, seja no que diz respeito ao setor de Higgs, seja na procura por partículas supersimétricas ou outras extensões do SM.

Os novos processos previstos pelo MSSM possuem assinaturas experimentais caracterizadas pelo desbalanço de momento transversal. Isso ocorre porque no MSSM a partícula supersimétrica mais leve (LSP) é neutra e estável. Isso é desejável do ponto de vista teórico, pois tal partícula pode ser uma candidata natural para a matéria escura fria cosmológica e também porque ela surge em um contexto onde decaimentos raros, como o do próton, são proibidos. Porém a estrutura supersimétrica mais geral possível prevê interações que violam a conservação dos números bariônico e leptônico, as quais são simetrias “acidentais” no SM. Uma vez que não há nenhuma razão teórica fundamental para se desprezar termos de interação que respeitam a supersimetria, invariância de gauge e de Lorentz em detrimento de outros, o estudo de interações com quebra de paridade R é essencial para o estabelecimento da extensão supersimétrica correta do SM.

Além dos esforços experimentais para a elucidação destas importantes questões, um grande esforço têm ocorrido no sentido de se diminuir as incertezas teóricas através do uso da teoria de perturbação para o cálculo das correções quânticas de ordem superior aos diversos observáveis de interesse fenomenológico. As interações fortes da QCD dão origem às maiores correções quânticas quando partículas fortemente interagentes estão presentes em um dado processo. Em colisões hadrônicas, como as colisões próton-próton do LHC, qualquer processo é iniciado por quarks e glúons, e portanto, a inclusão de correções de QCD são indispensáveis para uma comparação realista dos dados experimentais com as previsões teóricas, uma vez que este tipo de correção pode ter um impacto muito grande sobre seções de choque e outros observáveis, ao mesmo tempo que estabilizam as incertezas teóricas relacionadas à escolha das escalas de renormalização e fatorização inerentes aos cálculos

perturbativos. Os mais importantes mecanismos de produção de bósons de Higgs e de partículas supersimétricas em colisões hadrônicas já estão calculados em Next-to-Leading-Order (NLO).

Nesta tese de doutoramento abordamos os assuntos mencionados acima pelo estudo de dois processos de interesse fenomenológico tanto do ponto de vista do estabelecimento do mecanismo de Higgs como o responsável pela quebra de simetria eletrofraca quanto do ponto de vista da procura por partículas supersimétricas.

No capítulo 2 descrevemos como ocorre a quebra de simetria eletrofraca no Modelo Padrão assim como as perspectivas de procura pelo bóson de Higgs em anéis de colisão hadrônicos.

Introduzido o conceito de quebra espontânea de simetria, no capítulo 3 determinamos o potencial de busca do LHC por bósons de Higgs em modelos mais complexos contendo um número arbitrário de dubletos e singletos a partir de uma simulação detalhada dos sinais e dos backgrounds envolvidos no processo de produção de um espectro contínuo de bósons de Higgs através da fusão de bósons vetoriais.

O capítulo 4 apresenta uma introdução à supersimetria, sua motivação teórica e alguns aspectos técnicos importantes para o desenvolvimento de estratégias de busca em colisões de alta energia. Apresentamos também o setor de Higgs do MSSM assim como o potencial de busca por partículas supersimétricas e os bósons de Higgs do modelo em anéis de colisão hadrônicos.

A procura por partículas supersimétricas pode ser mais fácil sem a exigência da conservação da paridade R , uma vez que elas não precisariam ser produzidas em pares. No capítulo 5 determinamos o impacto das correções de NLO de SUSY-QCD à produção associada de stops/sbottoms e léptons no âmbito do MSSM estendido por interações de violação de paridade R no Tevatron e no LHC. O resultado foi, então, usado para se investigar o potencial de busca por nova física no caso da produção simples de leptiquarks escalares de primeira geração, onde mostramos que a inclusão das correções pode estender significativamente o alcance de procura dos anéis de colisão hadrônicos.

Finalmente, apresentamos as conclusões das análises apresentadas nesta tese.

Capítulo 2

O Setor de Quebra Espontânea de Simetria Eletrofraca

2.1 O Mecanismo de Higgs no Modelo Padrão

Todas as partículas fundamentais conhecidas na natureza são descritas pelo Modelo Padrão (SM) das interações. Duas classes de férmions constituem a matéria: léptons e quarks. Partículas bosônicas mediam três tipos de forças pelas quais tanto os férmions quanto os bósons interagem: o fóton, γ , não massivo, carrega a força eletromagnética; os bósons massivos neutro Z e os carregados $W^\pm$ carregam a força fraca; e os glúons, também sem massa, carregam a força forte.

O SM está baseado no grupo de simetria de gauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, onde C refere-se ao grupo de cor da QCD, L à estrutura de mão-esquerda do grupo $SU(2)$ e Y ao grupo de hipercarga [1, 2]. A esta estrutura de gauge adiciona-se um dubleto de campos escalares do grupo $SU(2)_L$ de hipercarga $Y = +1$ chamado de dubleto de Higgs; o qual quebra a simetria do grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ em $U(1)_{em}$ dando origem às massas dos bósons vetoriais massivos – Z e $W^\pm$ ao mesmo tempo que mantém o fóton γ do eletromagnetismo sem massa. Dada a observação experimental da violação da paridade em processos fracos, os férmions de mão-esquerda são acomodados em dubletos do grupo $SU(2)$, enquanto os de mão-direita são acomodados em singletos. O conteúdo de matéria do SM é resumido a seguir:

$$\begin{aligned} & \left[\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R \right] \\ & \left[\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \mu_R, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R \right] \\ & \left[\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \tau_R, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, t_R, b_R \right]. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Enquanto todos os campos de matéria transformam-se de forma não trivial sob $U(1)_Y$, somente os dubletos de mão-esquerda transformam-se não trivialmente sob $SU(2)_L$ e somente os quarks carregam as cargas de cor da QCD. Apesar de todas as partículas das três gerações terem sido observadas experimentalmente, somente a primeira geração é encontrada na matéria normal, tudo o que vemos e tocamos é feito de quarks up e down e elétrons. As partículas das outras duas gerações são mais pesadas e instáveis, decaindo em todos os casos em partículas da primeira geração.

A Lagrangiana do setor eletrofraco do Modelo Padrão das interações fundamentais assume a existência de quatro bósons de gauge não-massivos – três associados ao grupo $SU(2)_L$ e um associado ao grupo $U(1)_Y$ – antes da quebra espontânea do grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ para o grupo $U(1)$ eletromagnético, além de quarks e léptons não-massivos:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{FP} + \mathcal{L}_{GF} \quad (2.2)$$

$$\mathcal{L}_f = \mathcal{L}_{leptons} + \mathcal{L}_{quarks} \quad (2.3)$$

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad (2.4)$$

onde

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k, \quad [i, j = 1, 2, 3], \quad (2.5)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.6)$$

são os tensores dos campos de gauge associados ao grupo $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, respectivamente. Os termos cinéticos e de interação dos férmions de uma dada geração com os bósons de gauge são dados por

$$\mathcal{L}_{leptons} = i\bar{R}_\ell \not{D} R_\ell + i\bar{L}_\ell \not{D} L_\ell \quad (2.7)$$

$$\mathcal{L}_{quarks} = i\bar{R}_u \not{D} R_u + i\bar{R}_d \not{D} R_d + i\bar{L}_q \not{D} L_q. \quad (2.8)$$

Aqui L_ℓ e L_q são os dubletos de $SU(2)$ de léptons e quarks, respectivamente, da Eq. (2.1), enquanto R_ℓ e R_u, R_d são os singletos de léptons e quarks, respectivamente. A derivada covariante é dada por

$$D_\mu L = \left(\partial_\mu + i\frac{g}{2}\sigma^i W_\mu^i + i\frac{g'}{2}Y B_\mu \right) L \quad \text{para os campos de mão-esquerda} \quad (2.9)$$

$$D_\mu R = \left(\partial_\mu + i\frac{g'}{2}Y B_\mu \right) R \quad \text{para os campos de mão-direita} \quad (2.10)$$

$\mathcal{L}_{FP}$ e $\mathcal{L}_{GF}$ são os termos de Fadeev-Popov e de fixação de gauge, os quais não discutiremos aqui. As matrizes σ^i , $[i = 1, 2, 3]$, são as matrizes de Pauli 2×2 .

Um princípio fundamental na construção dessa Lagrangiana é a invariância de gauge – as únicas teorias renormalizáveis que contém bósons vetoriais massivos são

teorias deste tipo. Logo, o princípio de gauge é um dos pilares do poder preditivo do SM.

Um primeiro problema com essa Lagrangiana é que ela não permite termos de massa para os campos bosônicos, uma vez que esses termos quebram a invariância de gauge. Termos de massa explícitos para os férmions também não respeitam a simetria $SU(2)_L$. Para ver isso note que um termo de massa fermiônico

$$\begin{aligned}
 m\bar{\psi}\psi &= m\bar{\psi} \cdot 1 \cdot \psi \\
 &= m\bar{\psi}(P_L + P_R)\psi = m\bar{\psi}(P_L P_L + P_R P_R)\psi \\
 &= m\bar{\psi}P_L \cdot P_L\psi + m\bar{\psi}P_R \cdot P_R\psi \\
 &= m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R)
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

não é invariante sob transformações do $SU(2)_L$ apenas: $\psi_L \rightarrow \exp(i\vec{T} \cdot \vec{\theta}(x))\psi_L$, $\psi_R \rightarrow \psi_R$. Contudo, na natureza observamos que todos os campos de matéria, talvez com exceção dos neutrinos*, assim como os bósons fracos massivos Z e $W^\pm$ possuem massa.

O segundo problema é o do mau comportamento das amplitudes de espalhamento dos bósons Z e W no regime de altas energias. Esta mesma característica estava presente na teoria de Fermi de interação de quatro férmions, a predecessora do SM [26]. Processos fracos, observados primeiramente no decaimento beta nuclear, eram descritos através de um acoplamento G_F e uma expansão em série na energia do centro-de-massa E , E^2 , para a amplitude de espalhamento. A constante G_F foi medida em laboratório e a teoria funcionava bem, mas estava destinada ao insucesso pois violava unitariedade para $E \gtrsim 600$ GeV. Para regularizar esse comportamento, uma modificação na teoria foi proposta, onde a interação de quatro férmions é substituída por um bóson massivo que carrega a força fraca, de modo que a amplitude resultante tem a seguinte forma

$$\mathcal{M} \sim g^2 \frac{E^2}{E^2 - M_W^2}, \tag{2.12}$$

onde g é um acoplamento relacionado ao acoplamento de Fermi por $G_F = g^2/4\sqrt{2}M_W^2$. Por inspeção vemos que o comportamento para baixas energias ($E \ll M_W$) aproxima-se assintoticamente ao descrito pela teoria de Fermi, $\mathcal{M} \propto E^2$, enquanto no regime de altas energias, a amplitude aproxima-se de uma constante, evitando a violação da unitariedade. Os dados de alta energia corroboravam essa descrição de forma muito

*Apesar da evidência de que os neutrinos têm massa, essas massas são extremamente pequenas em comparação ao resto do espectro e não têm qualquer impacto fenomenológico nas experiências em colisões de altas energias, de modo que ainda é uma excelente aproximação considerá-los não-massivos.

precisa e eventualmente os bósons fracos massivos foram observados e estudados no CERN, o que confirmou a estrutura do grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ do SM como a estrutura correta na descrição das interações fracas.

Se por um lado a introdução de bósons vetoriais massivos resolveu o problema de unitariedade das amplitudes de espalhamento envolvendo férmions, por outro trouxe um novo problema: a amplitude de espalhamento dos bósons fracos em altas energias, por exemplo $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$, não respeita a unitariedade para energias de centro-de-massa da ordem de 1 TeV. O sucesso teórico do mecanismo de Higgs não está apenas na geração de massa para os bósons de gauge e para os férmions, mas também por regularizar esse mau comportamento no espalhamento de bósons fracos. Incluindo os diagramas envolvendo a troca de um Higgs no espalhamento $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ é exatamente o que restaura unitariedade.

Para ver isso considere o espalhamento de bósons W longitudinais, os quais são responsáveis por esse mau comportamento uma vez que seu vetor de polarização é da forma $\epsilon_L^\mu(p) \simeq p^\mu/m_W$. O módulo quadrado da amplitude de espalhamento do processo $W_L^+W_L^- \rightarrow W_L^+W_L^-$ envolvendo apenas a troca dos bósons vetoriais W , Z e γ é dado por

$$|\mathcal{M}_V(W_L^+W_L^- \rightarrow W_L^+W_L^-)|^2 = -\frac{1}{v^2} \left[-s-t+2m_Z^2 + \frac{2m_Z^2s}{t-m_Z^2} + \frac{2t}{s}(m_Z^2-4m_W^2) - \frac{8s_W^2m_W^2m_Z^2s}{t(t-m_Z^2)} \right], \quad (2.13)$$

onde $\sqrt{s}$ é a energia do centro-de-massa da colisão, $t = -s(1 - \cos\theta)/2$, onde θ é o ângulo de espalhamento de um dos bósons do estado final em relação à direção definida pelos W 's do estado inicial, s_W é o seno do ângulo de Weinberg e m_W e m_Z são as massas dos bósons $W^\pm$ e Z , respectivamente. No limite de altas energias $\sqrt{s} \gg m_W, m_Z$,

$$|\mathcal{M}_V(W_L^+W_L^- \rightarrow W_L^+W_L^-)|^2 \propto s/v^2. \quad (2.14)$$

Incluindo as amplitudes envolvendo troca de bósons de Higgs, por outro lado, obtemos uma contribuição à amplitude de espalhamento dada por

$$|\mathcal{M}_H(W_L^+W_L^- \rightarrow W_L^+W_L^-)|^2 = -\frac{1}{v^2} \left[\frac{s^2}{s-m_H^2} + \frac{t^2}{t-m_H^2} \right], \quad (2.15)$$

e que no limite de altas energias $\sqrt{s} \gg m_W, m_Z, m_H$, comporta-se como

$$|\mathcal{M}_H(W_L^+W_L^- \rightarrow W_L^+W_L^-)|^2 \propto -s/v^2, \quad (2.16)$$

de maneira que a soma de todas as contribuições é constante, uma vez que os termos que crescem com s , os quais levam à violação de unitariedade cancelam-se exatamente. Por análise dimensional vemos que este termo constante deve possuir

um termo do tipo m_H^2/v^2 . Se m_H for muito grande, teremos, novamente, um problema com a unitariedade dessa amplitude de espalhamento. Exigindo que a teoria mantenha-se unitária podemos obter um limite superior para a massa do bóson de Higgs a qual não deve ultrapassar algo da ordem de 1 TeV de modo que o setor de interações fracas do SM não se torne fortemente interagente.

Para obter bósons de gauge e férmions massivos, algum mecanismo deve ser introduzido para se gerar massas de uma forma invariante de gauge e, assim, garantir a renormalização da teoria — um desses mecanismos é a chamada *quebra espontânea de simetria* [3].

O setor de quebra espontânea de simetria eletrofraca incorpora certas condições de modo a produzir a estrutura matemática adequada:

- O campo que leva à quebra da simetria, Φ , é um escalar de forma a preservar a invariância de Lorentz.
- Esse campo escalar tem números quânticos de isospin fraco e hipercarga diferentes de zero de modo a quebrar a simetria do grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. A representação linear mais simples sob a qual Φ se transforma é um dubleto complexo de $SU(2)_L$. Escolhendo $Y = +1$ temos uma componente eletricamente neutra e outra com carga +1 devido à relação de GellMann-Nishijima $Q = T_3 + Y/2$, onde T_3 é a terceira componente dos números quânticos do $SU(2)_L$, $T_3 = \pm 1/2$.
- Um potencial $V(\Phi)$ introduz interações renormalizáveis mantendo o caráter perturbativo da teoria desde baixas até altas energias.
- As auto-interações de Φ dadas pelo potencial escalar $V(\phi)$ devem produzir a quebra da simetria que é caracterizada neste caso por $\langle 0|\Phi|0\rangle \neq 0$. O campo escalar pode, a princípio, ser fundamental ou composto, neste último caso, $\Phi = \bar{\Psi}\Psi$ pode ser um condensado de férmions fundamentais [27] da teoria o que resolveria o problema da hierarquia uma vez que a massa dos férmions não contém divergências quadráticas. Nesse caso o mecanismo de Higgs é substituído por um mecanismo não-perturbativo onde os condensados quebram a simetria eletrofraca de uma maneira similar a da quebra da simetria quiral (global) da QCD pelos condensados de quarks. Infelizmente o caráter não perturbativo desse mecanismo torna difícil predições quantitativas para os observáveis físicos. Além disso esse modelo geraria grandes contribuições a certas variáveis de precisão eletrofracas, notadamente o chamado “parâmetro S” [28].

- O dubleto Φ de escalares deve possuir uma componente neutra que adquire um valor esperado do vácuo (vev) diferente de zero e uma componente carregada de modo a preservar a simetria $U(1)_{em}$ do vácuo, mantendo o fóton não-massivo.
- As interações de Φ com os bósons de gauge e com os férmions devem respeitar as simetrias de gauge.

Levando-se em conta os seis itens mencionados acima, temos a seguinte escolha mais simples do setor de quebra espontânea de simetria eletrofraca:

$$\mathcal{L}_{QES} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (2.17)$$

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

onde

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} w_1 + iw_2 \\ \phi + iw_3 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

$$D_\mu \Phi = \left(\partial_\mu + i \frac{g}{2} \sigma^i W_\mu^i + i \frac{g'}{2} B_\mu \right) \Phi. \quad (2.20)$$

Aqui Φ é um dubleto de campos escalares fundamentais que se transforma de acordo com a representação fundamental do grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ com $Y = +1$ e $V(\Phi)$ é o potencial escalar renormalizável invariante de gauge mais geral possível e limitado por baixo ($\lambda > 0$). Dependendo do sinal do parâmetro μ^2 o potencial pode ser minimizado na origem: $\mu^2 > 0$; ou fora da origem: $\mu^2 < 0$. Nesse caso ele possui um mínimo global dado por

$$\frac{1}{2}(w_1^2 + w_2^2 + w_3^2 + \phi^2) = \frac{-\mu^2}{2\lambda}. \quad (2.21)$$

Podemos, agora, escolher qual componente de Φ irá adquirir um valor esperado do vácuo diferente de zero. A componente carregada de Φ não pode adquirir um vev pois isso geraria uma massa ao fóton, portanto, apenas ϕ ou w_3 podem ter $v \neq 0$. Uma escolha seria, por exemplo, $w_1 = w_2 = w_3 = 0$ e $\phi^2 = -\mu^2/\lambda \equiv v$. Veja a Fig. (2.1). Uma vez que os escalares (ou o escalar) do dubleto adquiram uma configuração de valores esperados do vácuo que minimizem o potencial, ocorre a quebra da simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$. A escolha mais simples é, portanto

$$\langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}. \quad (2.22)$$

Agora Φ pode ser escrito como pequenas perturbações quânticas em torno deste

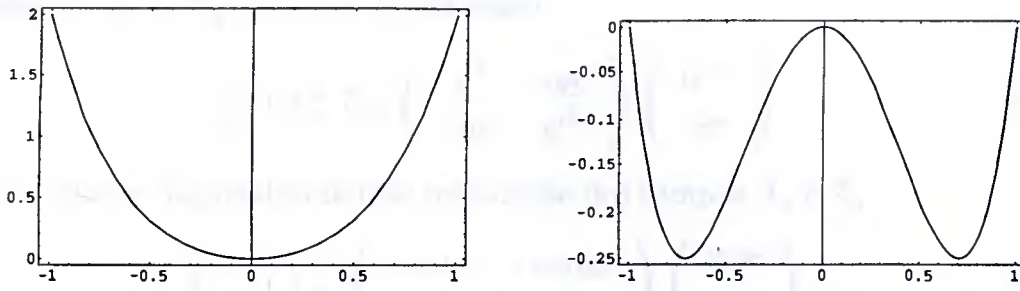


Figura 2.1: Potencial escalar $V(\phi)$ (eixo y) para diferentes escolhas de sinal do parâmetro μ^2 ($\lambda > 0$) em função do campo ϕ (eixo x). Nos painéis da esquerda temos $\mu^2, \lambda > 0$ e $\mu^2 < 0, \lambda > 0$ à direita. Ambos os casos representam potenciais limitados por baixo, mas somente o representado no painel direito produz $\langle 0|\phi|0\rangle \neq 0$.

mínimo clássico em função dos campos escalares $\theta^i(x)$ e $H(x)$, os quais aniquilam o vácuo

$$\Phi = \exp\left(\frac{i\vec{\sigma} \cdot \vec{\theta}}{v}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (2.23)$$

Os campos $\theta^i(x)$ podem ser eliminados através de uma transformação de gauge: $\Phi' = \exp(-i\vec{\sigma} \cdot \vec{\chi}(x)/v)\Phi$; escolhendo $\vec{\chi} = -\vec{\theta}$, passamos ao chamado *gauge unitário*, onde Φ adquire uma forma bastante simples

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (2.24)$$

Inserindo a Eq. (2.24) acima nas Eqs. (2.17–2.18) obtemos os seguintes termos na Lagrangiana

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H = & \dots + \frac{1}{8}(v+H)^2 g^2 [W_\mu^1 W^{1\mu} + W_\mu^2 W^{2\mu}] + \frac{1}{8}(v+H)^2 (g' B_\mu - g W_\mu^3)(g' B^\mu - g W^{3\mu}) \\ & + \frac{1}{4}\lambda(vH + H^2)^2. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Definindo os campos observáveis $W_\mu^\pm = (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)/\sqrt{2}$, imediatamente encontramos um termo de massa $[\frac{1}{4}v^2 g^2 W_\mu^+ W^{-\mu}]$, um acoplamento triplice $[\frac{1}{2}v g^2 H W_\mu^+ W^{-\mu}]$ e um acoplamento quártico $[\frac{1}{4}g^2 H H W_\mu^+ W^{-\mu}]$ entre o Higgs, H , e os bósons massivos carregados $W^\pm$. A massa do W é dada por

$$m_W = \frac{1}{2}vg, \quad (2.26)$$

onde $v \simeq 246$ GeV é o valor inferido das experiências para v . A matriz de massa

dos campos B_μ e W_μ^3 pode ser escrita como

$$\frac{1}{8}v^2(W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}, \quad (2.27)$$

a qual pode ser diagonalizada pela introdução dos campos A_μ e Z_μ

$$\begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}, \quad (2.28)$$

onde a matriz de massa resultante é diagonal e tem autovalores 0 para o campo A_μ , o qual identificamos com o fóton, e

$$m_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} \quad (2.29)$$

para o campo Z_μ , o bóson Z . As constantes de acoplamento g e g' estão relacionadas pelo ângulo de mistura dos campos W_μ^3 e B_μ , o chamado *ângulo de Weinberg*, através da expressão

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.30)$$

Isso leva à seguinte relação para a carga elétrica

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W. \quad (2.31)$$

Existem também termos tríplices e quárticos envolvendo o Higgs e o bóson Z : $HZ_\mu Z^\mu$ e $HHZ_\mu Z^\mu$. Porém, o mesmo não ocorre para o fóton, devido à relação entre g e g' da Eq. (2.31), o bóson de Higgs não se acopla diretamente ao fóton! Logo, o decaimento $H \rightarrow \gamma\gamma$ é um processo que ocorre ao nível de 1-loop apenas, assim como o decaimento em glúons. É interessante constatar, no entanto, que $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ é um importante canal de procura do bóson de Higgs no LHC. Discutiremos os principais canais de busca do bóson de Higgs na próxima seção.

O mecanismo de Higgs também prediz uma relação entre as massas dos bósons Z e W que constitui um teste crucial do Modelo Padrão:

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1, \quad (2.32)$$

a menos de correções radiativas para as massas e para o ângulo de Weinberg. O valor experimental do parâmetro ρ é de aproximadamente 1.007. Um outro teste crucial do modelo padrão será a observação dos acoplamentos tríplices HVV – somente modelos com escalares que adquirem um vev podem produzir esta característica. Portanto, a observação de um acoplamento trilinear identificaria o Higgs como o agente responsável pela quebra espontânea de simetria eletrofraca.

O mecanismo de Higgs mostra uma outra importante característica mantendo constante o número de graus de liberdade antes e após a quebra de simetria. Antes da quebra existem quatro bósons de gauge não massivos e dois campos escalares complexos em um total de 12 graus de liberdade; após o dubleto de escalares Φ adquirir um vev diferente de zero, três campos vetoriais adquirem massa, porém apenas um campo escalar real aparece como um estado físico, ou seja, três graus de liberdade escalares transformam-se nos graus de liberdade adicionais dos campos vetoriais massivos, preservando assim o número de graus de liberdade.

A segunda linha da Eq. (2.25) nos dá o termo de massa do Higgs, $m_H = v\sqrt{2}\lambda$ mais os termos de auto-interação HHH e $HHHH$. É muito importante perceber que os únicos lugares na teoria onde ocorre λ são na massa e nos auto-acoplamentos do Higgs. Isso implica que a experiência nada pode afirmar sobre a massa do Higgs sem a sua observação direta. Por outro lado, correções de ordem superior para diversos observáveis de precisão eletrofracos dependem da massa do Higgs. Essa dependência não é muito forte, apenas logarítmica, ainda assim é possível ter uma pista a respeito do valor mais provável para sua massa. Com base em um ajuste aos dados de precisão eletrofracos provenientes do LEP, a massa do bóson de Higgs deve ser algo de ordem $\lesssim 250$ GeV, ou seja, os dados favorecem um Higgs leve. Veja a figura Fig. (2.2).

É importante frisar que as Lagrangianas (2.17–2.18) não são mais invariantes de gauge do grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Escrevendo o dubleto de Higgs como na Eq. (2.24) gera as massas dos bósons vetoriais, mas a invariância de gauge não é mantida. Contudo, as relações entre a massa dos bósons vetoriais, o valor esperado do vácuo e a constante de acoplamento do $SU(2)_L$, g , e do $U(1)_Y$, g' , como dadas em (2.26–2.29), são essenciais para o cancelamento do mau comportamento a altas energias das amplitudes de espalhamento envolvendo bósons vetoriais – existe uma “conspiração” entre os acoplamentos e massas de forma que (2.14) e (2.16) se cancelam. Isso também garante a renormalização da teoria. Devido a esses fatos, o termo *simetria escondida*, às vezes, é usado no lugar do termo *quebra de simetria*.

Como discutimos anteriormente, a simetria $SU(2)_L$ proíbe a inserção de termos de massa explícitos como os da Eq. (2.11). Notavelmente, o mecanismo de Higgs é capaz de gerar massas aos férmions de uma forma invariante de gauge! O problema com a Eq. (2.11) está no fato de que apenas um campo transforma-se não trivialmente sob $SU(2)_L$. Além dos dubletos $L_{\ell,q}$ de (2.1) apenas o dubleto de Higgs transforma-se de forma não trivial, logo combinações do tipo $(\bar{L}\Phi)$ e $(\Phi^\dagger L)$ são invariantes sob $SU(2)_L$. Assim como no caso dos bósons vetoriais, o Higgs pode ser o agente responsável pela geração de massa dos férmions através de uma interação. Considere, portanto, a seguinte Lagrangiana contendo interações de Yukawa invari-

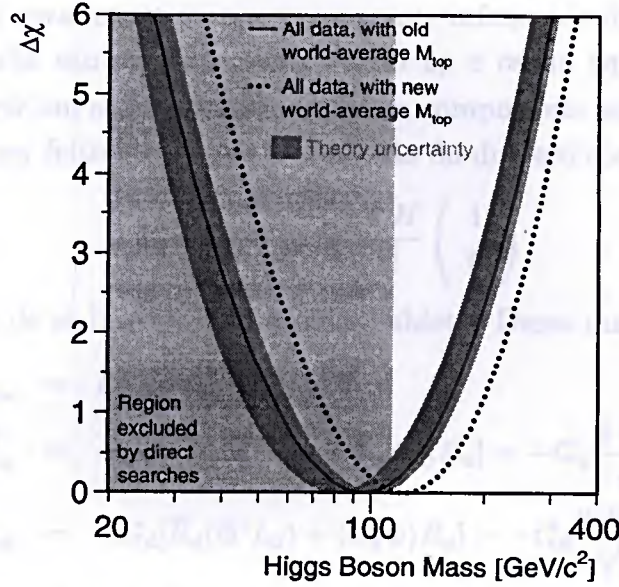


Figura 2.2: Ajuste aos dados de precisão eletrofracos provenientes do LEP em função da massa do bóson de Higgs do SM. O ajuste já leva em conta a nova média dos experimentos do CDF e D0 para a massa do quark top, $m_t = 178.0 \pm 4.3$ GeV.

antes de gauge para os léptons

$$\mathcal{L}_{leptons}^Y = -G_\ell [\bar{R}_\ell (\Phi^\dagger L_\ell) + (\bar{L}_\ell \Phi) R_\ell] , \quad (2.33)$$

onde Φ é o dubleto de Higgs dado por Eq. (2.24). Escrevendo explicitamente os dubletos e os campos temos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{leptons}^Y &= -G_\ell \left[\bar{\ell}_R (0 \ 1) \begin{pmatrix} \nu_L \\ \ell_L \end{pmatrix} + (\bar{\nu}_L \ \bar{\ell}_L) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \ell_R \right] \frac{v+H}{\sqrt{2}} \\ &= -G_\ell \frac{v+H}{\sqrt{2}} [\bar{\ell}_R \ell_L + \bar{\ell}_L \ell_R] \\ &= -\frac{G_\ell v}{\sqrt{2}} \bar{\ell} \ell - \frac{G_\ell H}{\sqrt{2}} \bar{\ell} \ell . \end{aligned} \quad (2.34)$$

A interação com o bóson de Higgs gerou uma massa para o lépton, dada por $m_\ell = G_\ell v / \sqrt{2}$ após a quebra de simetria e um termo de interação de Yukawa cuja força do acoplamento é dada por m_ℓ / v , proporcional à massa do lépton. Como sabemos que $v \simeq 246$ GeV, vemos que a interação dos bósons de Higgs com férmions leves é suprimida. Isso significa que, infelizmente, a forma mais simples de se produzir um Higgs no LEP, por exemplo, através da reação $e^+e^- \rightarrow H$ é suprimida por um fator $(m_e/m_Z)^2 \sim \mathcal{O}(10^{-11})$ em relação à produção de bósons Z, o que, na prática inviabiliza a procura do Higgs nesse canal.

O mesmo procedimento pode ser usado para dar massa aos quarks. Contudo, esse mecanismo só gera massa para a componente inferior do dubleto, mas sabemos que todos os quarks são massivos, os do tipo *up* e os do tipo *down*. É preciso, portanto, introduzir um outro dubleto em que a componente superior seja não nula. No SM isso pode ser feito através da introdução do dubleto conjugado Φ_c dado por

$$\Phi_c = i\sigma^2 \Phi^* = \frac{v+H}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.35)$$

sem a necessidade de se introduzir um novo dubleto. Dessa maneira, temos que

$$\mathcal{L}_{quarks}^Y = \mathcal{L}_{up}^Y + \mathcal{L}_{down}^Y \quad (2.36)$$

$$\mathcal{L}_{up}^Y = -G_u [\bar{R}_u (\Phi_c^\dagger L_u) + (\bar{L}_u \Phi_c) R_u] = -G_u \frac{v+H}{\sqrt{2}} \bar{u}u \quad (2.37)$$

$$\mathcal{L}_{down}^Y = -G_d [\bar{R}_d (\Phi^\dagger L_d) + (\bar{L}_d \Phi) R_d] = -G_d \frac{v+H}{\sqrt{2}} \bar{d}d. \quad (2.38)$$

Assim como no caso dos léptons, a interação de Yukawa do Higgs com os quarks também é proporcional a suas massas. Processos onde haja interação entre Higgs e férmions de terceira geração, principalmente o quark top podem e, de fato, são fenomenologicamente interessantes.

Como os quarks de singletos de $SU(2)_L$, q_R , são massivos, a Lagrangiana mais geral possível de interações de Yukawa entre o Higgs e os quarks pode ser escrita como

$$\mathcal{L}_{quarks}^Y = - \sum_{i,j=1}^3 [G_{ij}^U \bar{R}_{u_i} (\Phi_c^\dagger L_j) + G_{ij}^D \bar{R}_{d_i} (\Phi^\dagger L_j)] + h.c., \quad (2.39)$$

onde i e j são índices de geração dos quarks. Se $G_{ij} \neq 0$ para $i \neq j$ as matrizes de massa serão não-diagonais, gerando mistura entre os quarks. Os auto-estados de interação do grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ não são auto-estados de massa. A diagonalização dessa matriz nos leva à matriz CKM [29] e aos fenômenos de correntes carregadas com mudança de sabor, mas não gera correntes neutras com mudança de sabor (FCNC), uma importante característica do SM.

Para finalizar essa seção note que o mesmo fenômeno parece ocorrer no setor leptônico, dada a evidência experimental de oscilação de sabores de neutrinos, o que indica que os neutrinos possuem massa, apesar de extremamente pequenas.

2.2 Em Busca do Escalar de Higgs em Anéis de Colisão Hadrônicos

Até o momento, as experiências do LEP com colisões e^+e^- têm sido as mais eficientes na procura direta pelo bóson de Higgs do SM no canal de produção $e^+e^- \rightarrow ZH$,

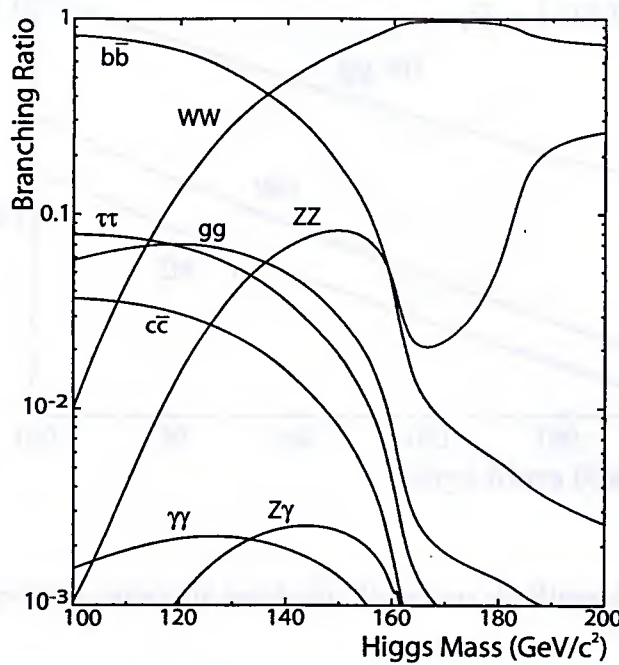


Figura 2.3: Branching ratios do bóson de Higgs do SM calculados a partir do programa HDECAY [38].

onde um bóson de Higgs de massa menor do que 114.4 GeV que se acopla de acordo com o Modelo Padrão está excluído em um nível de confiança de 95% [33]. Os dados obtidos no LEP mostram um pequeno excesso de sinal acima dos backgrounds compatível com um bóson de Higgs de massa 115.3 GeV, mas a estatística não é conclusiva. A procura pelo Higgs, agora, será uma das principais tarefas dos anéis de colisão hadrônicos, em especial o LHC.

2.2.1 Procura de Bósons de Higgs no Tevatron

Os canais de procura do bóson de Higgs do SM dependem crucialmente das razões de ramificação (*branching ratios*) do Higgs nos férmions e bósons de gauge do Modelo Padrão. Na Fig (2.3) mostramos as razões de ramificação dos modos dominantes de decaimento do Higgs do SM calculados através do programa HDECAY [38]. Para massas maiores do que o limite inferior imposto pelas procuras combinadas das colaborações do LEP $m_H > 115$ GeV, os principais canais de decaimento são em pares de léptons tau, pares $b\bar{b}$, W^+W^- e ZZ . Para $m_H \gtrsim 135$ GeV, o canal $H \rightarrow WW$ é o dominante.

Os canais de produção mais relevantes no Tevatron do Fermilab são:

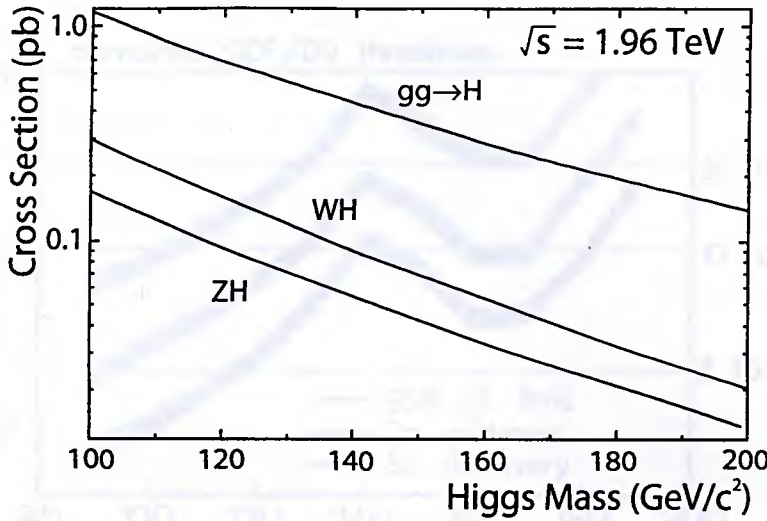


Figura 2.4: Principais canais de produção de bósons de Higgs do SM no Tevatron.

- Fusão de glúons: $gg \rightarrow H_{SM}$ – através de um loop de quarks pesados – Este é o mecanismo de produção dominante para o intervalo de massas acessível ao Tevatron, veja a Fig. (2.4). Correções de QCD de 2-loops podem aumentar a seção de choque total inclusiva em até 100%. A assinatura $gg \rightarrow H_{SM} \rightarrow b\bar{b}$ não é promissora no Tevatron devido ao grande background de processos de QCD. O canal $gg \rightarrow H_{SM} \rightarrow \tau^+\tau^-$ exige uma resolução de “missing” E_T (energia transversa) além das capacidades dos detetores do CDF e do DØ. Para $m_H \gtrsim 135$ GeV, o canal de decaimento $H \rightarrow WW^*$ torna-se dominante e um modo de descoberta em potencial para o Tevatron [37].
- $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VH_{SM}$ – Dada uma luminosidade suficiente, o mecanismo de descoberta mais promissor no Tevatron para $m_H \lesssim 130$ GeV consiste no aniquilamento de pares $q\bar{q}$ em bósons W e Z virtuais, onde $V^* \rightarrow VH_{SM}$ seguido pelos decaimentos $H_{SM} \rightarrow b\bar{b}$ e $V \rightarrow$ léptons. A seção de choque de produção é cerca de uma ordem de magnitude menor do que o do canal $gg \rightarrow H_{SM}$, mas o estado final contendo léptons permite uma melhor separação de sinal e backgrounds.
- $q\bar{q}, gg \rightarrow H_{SM} + Q\bar{Q}$, $Q = t, b$ – Para $100 < m_H < 200$ GeV a seção de choque de produção associada de pares de quarks pesados e o bóson de Higgs é da ordem de 100–1 fb no Tevatron. No caso em que $H_{SM} \rightarrow b\bar{b}$ temos um sinal bastante característico de 4 b 's no estado final, mais léptons ou jatos de quarks leves no caso da produção associada com quarks top. Isso requer uma

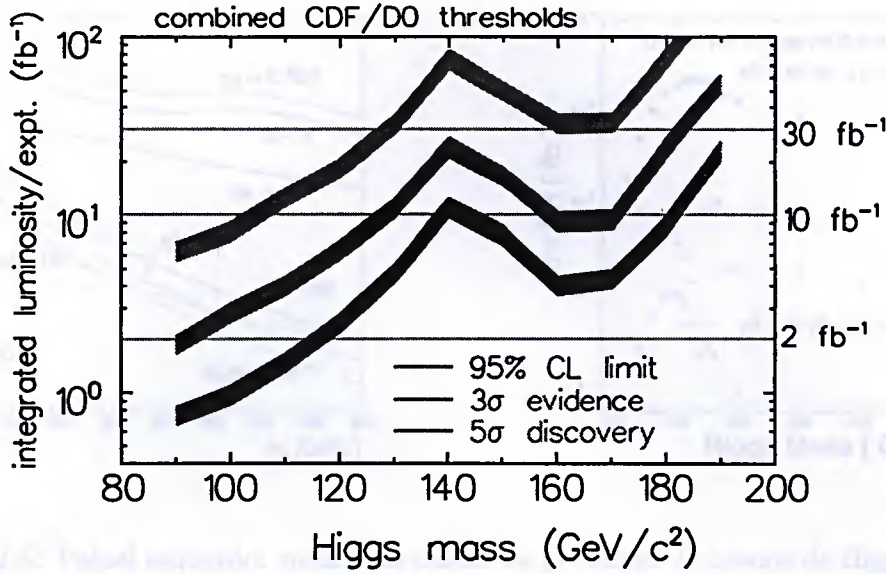


Figura 2.5: Luminosidade integrada exigida para as experiências do Tevatron para a exclusão em 95% C.L. ou para descoberta do bóson de Higgs do SM em um nível de 3σ e 5σ em função de sua massa. A curva superior representa a descoberta em 5σ , a curva do meio representa evidência em 3σ e a curva inferior a luminosidade exigida para exclusão em 95% C.L. em função da massa do bósons de Higgs.

alta eficiência de b-tagging dos detetores se essa característica for utilizada para separar sinal e background. O estudo do acoplamento do Higgs com quarks pesados é, por sua vez, importante para se determinar a origem das massas dos férmions.

- WBF (Weak Boson Fusion) $qq \rightarrow qqH_{SM}$ – Nesse processo ambos os quarks do estado inicial irradiam um bóson de gauge fraco, W ou Z , os quais se aniquilam dando origem ao Higgs. Esse canal não parece ser promissor em nenhum intervalo de massas no Tevatron devido à reduzida seção de choque do canal de produção [34].

Espera-se que o RUN II do Tevatron, através das experiências do CDF e do DØ, possa estender o limite de procura alcançado no LEP para o bóson de Higgs do Modelo Padrão e para os bósons de Higgs do MSSM [34].

No intervalo de massas $100 \leq m_H \leq 200$ GeV, a primeira fase do upgraded Tevatron ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV), com uma luminosidade integrada por detetor de 2 fb^{-1} pode produzir um limite sobre a massa do Higgs comparável ao do LEP. Com 10 fb^{-1} por detetor, um efeito de 3σ será visível se $m_H \lesssim 130$ GeV e no inter-

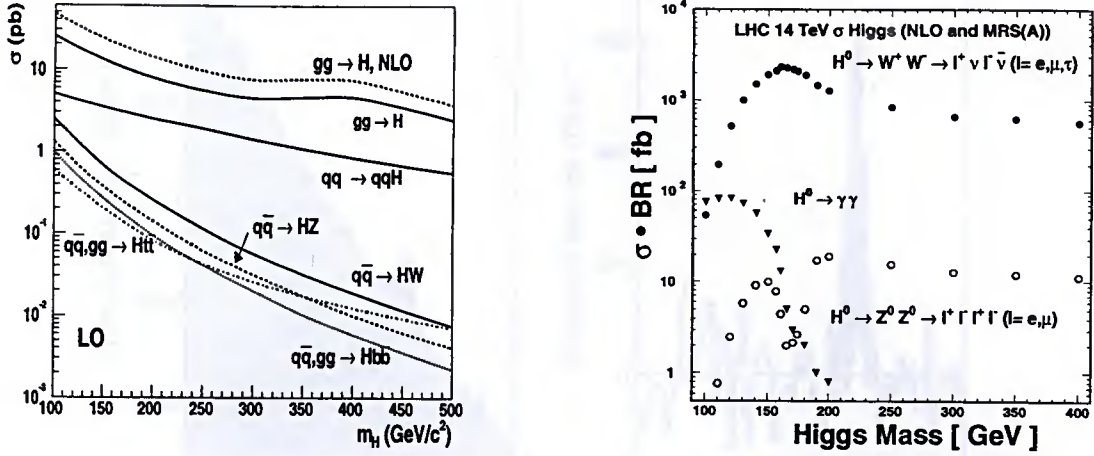


Figura 2.6: Painel esquerdo: principais canais de produção de bósons de Higgs do SM no LHC. Painel direito: $\sigma(gg \rightarrow H_{SM}) \times BR$ esperados para diferentes canais de procura do bóson de Higgs do Modelo Padrão.

valo $160 \lesssim m_H \lesssim 175 \text{ GeV}$. Porém, mesmo com 30 fb^{-1} , bósons de Higgs de, no máximo, 130 GeV poderão ser descobertos com 5σ de significância estatística conforme podemos ver na Fig. (2.5).

2.2.2 Procura de Bósons de Higgs no Large Hadron Collider do CERN

Os principais canais de produção de bósons de Higgs do SM no LHC são a fusão de glúons, $gg \rightarrow H_{SM}$, com uma seção de choque total inclusiva da ordem de 20 pb para um Higgs de 130 GeV , e a fusão de bósons fracos (WBF): $qq \rightarrow jjH_{SM}$ com uma seção de choque total de aproximadamente 4 pb para um Higgs de mesma massa. Veja a Fig. (2.6).

Como no caso do Tevatron, as estratégias de busca pelo Higgs do Modelo Padrão dependem da massa da partícula. Os canais de decaimento mais promissores são:

$$H_{SM} \rightarrow \gamma\gamma \quad (2.40)$$

$$H_{SM} \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell^{\pm} \quad (2.41)$$

$$H_{SM} \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell^+ \nu \ell^- \bar{\nu} . \quad (2.42)$$

As seções de choque totais de produção de fusão de glúons multiplicadas pelas razões de ramificação para estes canais são mostradas na Fig. (2.6). O canal $H_{SM} \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell^+ \nu \ell^- \bar{\nu}$ é, de fato, o mais promissor para uma descoberta rápida na região de massas $130 \text{ GeV} \leq m_H \leq 2m_Z$ devido ao branching ratio dominante do

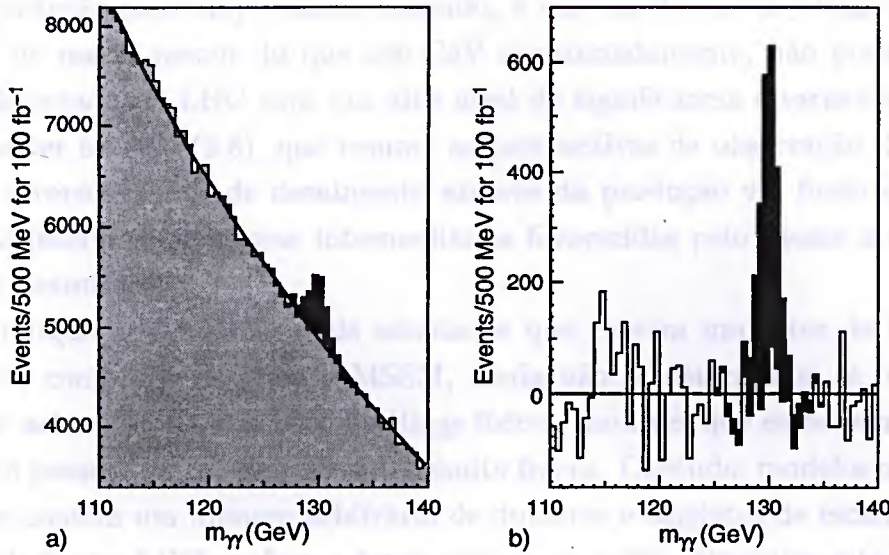


Figura 2.7: Simulação do CMS para o canal $H_{SM} \rightarrow \gamma\gamma$ ($m_H = 130$ GeV) antes (painel esquerdo) e após (painel direito) a subtração dos backgrounds.

decaimento $H_{SM} \rightarrow WW^{(*)}$ [42]. Infelizmente, devido à presença de neutrinos, não é possível reconstruir a massa do Higgs nesse canal. Para massas até 130 GeV, no entanto, a massa pode ser reconstruída através do canal de decaimento em fótons: $H \rightarrow \gamma\gamma$, apesar do reduzido branching ratio. Nesse caso uma excelente resolução das massas invariantes dos pares de fótons ($\leq 1\%$, ou seja, ≤ 1 GeV para $m_H = 100$ GeV) é exigida para se extrair informações do sinal, no caso, um pequeno pico de massa em $m_{\gamma\gamma}$ sobre uma grande quantidade de backgrounds (veja a Fig. (2.7)).

Para a assinatura de quatro léptons carregados do canal de decaimento $H_{SM} \rightarrow ZZ^*$, é possível também reconstruir a massa do Higgs, porém, nesse caso, uma luminosidade integrada de pelo menos 30–100 fb⁻¹ é necessária para um sinal de 5σ para bósons de Higgs de massa 130 GeV–200 GeV, respectivamente.

Apesar das seções de choque de produção via WBF serem algo em torno de uma ordem de magnitude menores do que as da fusão de glúons, os estados finais de WBF possuem, além dos produtos de decaimento do Higgs, dois jatos duros de grande massa invariante e que são produzidos nas regiões mais externas do detetor. Explorando-se essas características, demonstra-se [43, 44, 45, 47, 48, 67] que esses processos têm, no mínimo, o mesmo potencial de descoberta dos processos envolvendo fusão de glúons, além disso, as incertezas teóricas associadas às medidas das constantes de acoplamento do Higgs e de sua massa são menores, uma vez que é possível uma melhor separação de sinal e backgrounds nesse caso, além do que, as

correção de NLO para WBF são modestas, cerca de 10% [39].

A conclusão mais importante, contudo, é que um bóson de Higgs do Modelo Padrão, de massa menor do que 250 GeV aproximadamente, não poderá escapar de ser detectado no LHC com um alto nível de significância estatística, conforme podemos ver na Fig. (2.8), que resume as perspectivas de observação do Higgs do SM em diversos canais de decaimento através da produção via fusão de glúons e WBF no intervalo de massas intermediárias favorecidas pelo ajuste aos dados de precisão eletrofracos.

Em relação aos modelos mais estudados que contém um setor de Higgs mais complexo, como por exemplo o MSSM, ainda não se determinou se o LHC será capaz de achar todos os estados de Higgs físicos, uma vez que esses estados podem ser muito pesados ou ter acoplamentos muito fracos. Contudo, modelos onde o setor de Higgs contém um número arbitrário de dubletos e singletos de escalares podem ser estudados no LHC conforme demonstramos em [75]. Discutimos isso de forma detalhada no próximo capítulo.

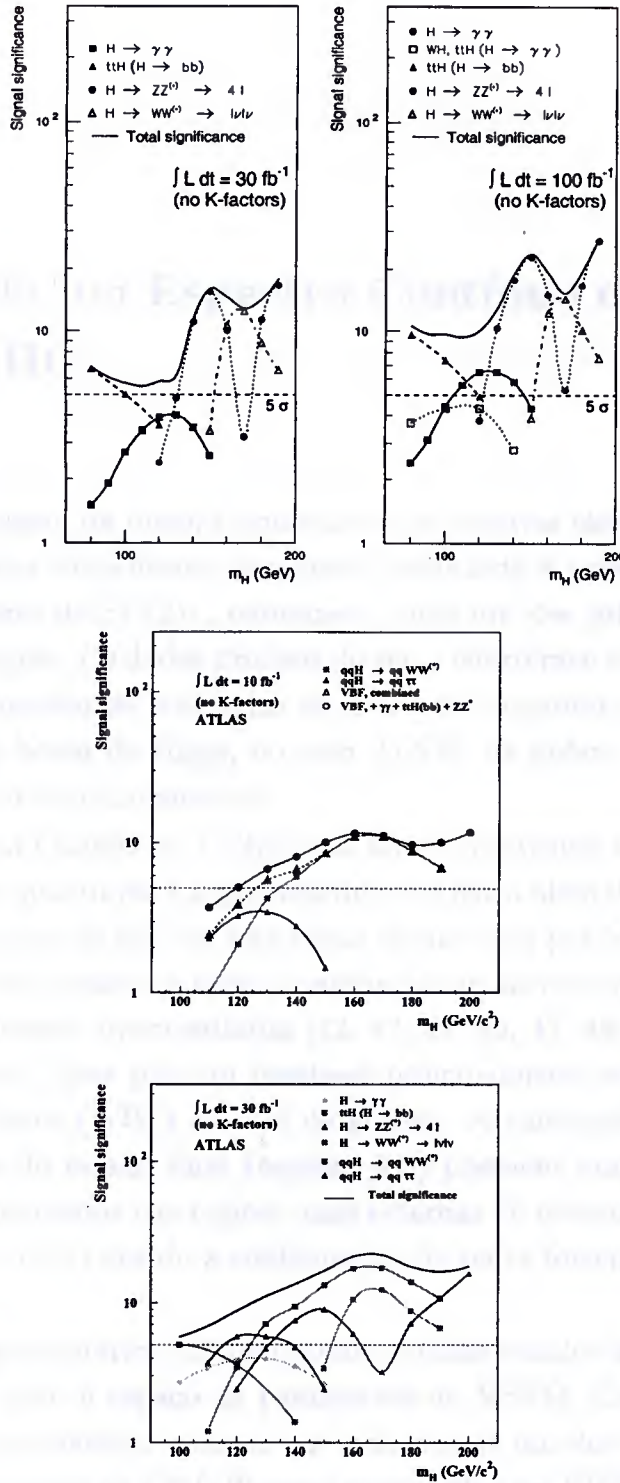


Figura 2.8: Sensibilidade para a descoberta de um bóson de Higgs do SM no intervalo de massas intermediárias $50 \leq m_H \leq 200$ GeV. As significâncias estatísticas são apresentadas tanto para os canais individuais como para a combinação de todos eles. Os painéis superiores apresentam o canal de fusão de glúons assumindo luminosidades integradas de 30 fb^{-1} (painel esquerdo) e 100 fb^{-1} (painel direito). O painel logo abaixo é o WBF para uma luminosidade integrada de 10 fb^{-1} . O painel inferior mostra o nível de significância estatística de descoberta do Higgs do SM em função de sua massa para a combinação de todos os canais em ambos os processos de produção.

Capítulo 3

Produção de um Espectro Contínuo de Bósons de Higgs no LHC

A procura pela origem da quebra espontânea de simetria eletrofraca e geração de massa das partículas elementares, geralmente associada à presença de um ou mais dubletos de escalares de $SU(2)_L$, permanece como um dos principais objetivos da física de altas energias. Os dados precisos do setor eletrofraco colecionados ao longo dos anos pelas experiências realizadas no LEP têm sugerido uma massa relativamente leve para o bóson de Higgs, no caso do SM, da ordem de $m_H \lesssim 250$ GeV, como discutimos no capítulo anterior.

O Large Hadron Collider do CERN está sendo construído tanto para a procura do bóson de Higgs quanto para a procura de nova física além do SM, em especial a supersimetria. No caso do SM, ele será capaz de procurar por bósons de Higgs sobre uma vasta região de massas e através de vários canais de decaimento, em particular para a região de massas intermediárias [42, 43, 44, 45, 47, 48, 35, 36], como visto no capítulo anterior. Esta procura baseia-se principalmente sobre os processos de fusão de bósons fracos (WBF) e fusão de glúons. A vantagem do WBF, onde os quarks espalhados do estado final (*tagging jets*) possuem uma substancial massa invariante e são observados nas regiões mais externas do detector, é a forte redução de backgrounds de QCD devido à configuração da parte fortemente interagente do evento.

No Modelo Supersimétrico Mínimo, todos os cinco estados físicos podem não ser observáveis sobre todo o espaço de parâmetros do MSSM. Contudo, um teorema de No-Lose bem estabelecido garante que pelo menos um dos dos estados neutros pares por transformações de CP (*CP-even*) serão vistos em WBF com o subsequente decaimento em léptons tau ou bósons de gauge, após levar em conta os limites do LEP [50]. Para modelos mais complexos existe também um teorema do tipo No-Lose para o NMSSM [52], o qual também se baseia sobre a produção de Higgs em WBF, mas inclui canais de decaimento que não ocorrem em modelos mais simples.

Contudo, o conjunto de possíveis cenários de quebra espontânea de simetria é muito maior do que estes modelos e é natural perguntar se o LHC também será capaz de garantir descoberta para outros casos. Uma maneira popular de tentar esconder o setor de Higgs das procuras em aceleradores é através da introdução de novos estados. Isso pode ser feito de duas maneiras: primeiro, a redução dos branching ratios em modos de decaimento observáveis, em analogia com os decaimentos invisíveis do Higgs. O chamado *stealth model* [53] consegue isso através da introdução de singletos adicionais que se acoplam fortemente ao bóson de Higgs e levam a uma largura de decaimento grande em modos invisíveis. A procura por essas partículas é complicada por dois motivos: o decaimento invisível e a sua enorme largura de decaimento, a qual excede em muito a resolução experimental de massa dos detectores e, portanto, torna-se um fator limitante para a supressão de backgrounds. Porém, o decaimento invisível seria, em princípio, observável no LHC em WBF porque os *tagging jets* não são sensíveis à massa do Higgs, contanto que a partícula esteja na região de massas intermediárias [54].

Um outro cenário alternativo aumenta a largura do Higgs através da introdução de um grande número de dubletos e singletos, com o valor esperado do vácuo inferido distribuído entre eles [55]. Múltiplos bósons de Higgs neutros *CP-even* existem neste modelo, cada um com um acoplamento suprimido com os bósons de gauge eletrofracos e com os férmions. Essa supressão pode ser forte o suficiente para causar a perda do sinal em meio aos backgrounds. Para dificultar ainda mais a situação, cada bóson de Higgs tem uma massa diferente que pode ser distribuída de acordo com alguma função de distribuição. No caso de uma distribuição contínua e constante (*flat*), podemos ter a formação de um largo espectro de massas. Uma vez que a resolução de massa dos detectores do LHC deve ser da ordem de alguns GeV, caso os estados sejam distribuídos em massa em intervalos menores do que aquela resolução, os picos de ressonância individuais formariam uma distribuição contínua e suave - não haveria mais ressonâncias identificáveis experimentalmente, tornando a procura dos bósons de Higgs essencialmente um experimento de contagem de eventos. Isso têm levado à especulação de que o setor de Higgs destes modelos pode não ser identificável no LHC, apenas em colisões e^+e^- com energias superiores ao do LEP, como as propostas para o Next Linear Collider (NLC) da ordem de $\sqrt{S} \geq 500$ GeV e para uma luminosidade integrada substancial, da ordem de $\sim 200 \text{ fb}^{-1}$ [55, 56] tipicamente.

3.1 O Modelo Contínuo de Dubletos e Singletos de $SU(2)_L$

Modelos onde o setor de Higgs possui mais do que um dubleto de $SU(2)_L$ são teoricamente relevantes em vários casos, como o MSSM, que necessita de um setor de Higgs com dois dubletos. Dada a possibilidade de exclusão do MSSM, caso não se encontre um Higgs neutro leve, extensões mais complexas do setor de Higgs começam a ser estudadas mais profundamente, como o NMSSM (Next-to-MSSM), onde um supercampo de Higgs adicional singlete de $SU(2)_L$ é introduzido [49]. No NMSSM, os limites sobre as massas dos bósons de Higgs são relaxados, além disso, o modelo resolve o problema da naturalidade da magnitude do parâmetro de massa de mistura dos dubletos de Higgs, μ , o qual, a exemplo da massa do Higgs no SM, não pode ser da escala eletrofraca de uma forma “natural” no MSSM.

Modelos com um número arbitrário de dubletos e singletos produzem $\rho = 1$ automaticamente sem a necessidade de se ajustar nenhum parâmetro da teoria [51]. É natural, portanto, perguntar se tais modelos poderiam ser estudados nas futuras experiências do LHC no CERN ou em algum NLC, uma vez que, até o momento, não há nenhuma pista conclusiva a respeito do setor de quebra espontânea de simetria.

O modelo contínuo de bósons de Higgs [55] nada mais é do que uma generalização do Modelo Padrão para um número arbitrário de dubletos de Higgs do grupo $SU(2)_L$, os quais não interagem entre si e cujos valores esperados do vácuo de cada um dos estados do contínuo, $v_i = C_i v$ são delimitados pela medida de v

$$\sum_i v_i^2 = v^2 \sum_i C_i^2 \geq v^2 \equiv (246 \text{ GeV})^2, \quad (3.1)$$

onde $\sum_i C_i^2 = 1$ no caso em que apenas dubletos e singletos são permitidos. Tripletos não foram considerados pois violam a simetria $SU(2)$ custodial. Cada dubleto dá origem a um estado neutro h_i par por transformações de CP, além de estados carregados e outros estados neutros ímpares por CP. Um ponto positivo deste tipo de modelo é que a violação de CP pode surgir em um setor de Higgs com mais de um dubleto e possivelmente ser responsável por todos os fenômenos de violação de CP. Estes estados, contudo, podem ser muito pesados para serem observados. A questão é: *dado que nenhum desses estados possa ser observado, o LHC é capaz de encontrar os Higgs mais leves h_i , e em caso afirmativo, será possível distingui-los do Higgs do SM?*

Tem havido uma especulação de que esse cenário poderia escapar a detecção no LHC devido ao grande background de processos de QCD [55]. *Nesse caso, então, haveria de fato um “buraco”, no potencial de descoberta do LHC?*

Como dissemos na seção anterior, alguns teoremas de No-Lose têm sido totalmente, ou parcialmente, demonstrados no LHC para o MSSM [43, 44, 45] e para o

NMSSM [52]. Além disso já se sabe há algum tempo que o Higgs do Modelo Padrão não pode escapar de ser detectado no LHC se o mecanismo de Higgs realmente é realizado pela natureza. Ou seja, de fato parece razoável afirmar que o bóson de Higgs mais leve dos modelos mínimos mais estudados será visto no LHC.

O modelo contínuo analisado em nosso trabalho representa um dos piores cenários para a procura de um bóson de Higgs. De certa forma, ele representa uma filosofia contrária no caso de uma resposta negativa pela busca do Higgs: *não encontrar um escalar de Higgs pode não significar que ele não existe, mas que exista um número muito grande de estados quase degenerados em massa e cujos acoplamentos ao restante do espectro são suprimidos em relação ao Higgs do SM.*

Os acoplamentos de gauge do Higgs com os bósons fracos é proporcional a gv , portanto ele é modificado para cada um dos h_i por um fator C_i . A largura parcial de um Higgs decaindo em bósons fracos é dada por $C_i^2 \Gamma_{W,Z}^{SM}$. Existe ainda um vínculo das medidas de precisão eletrofracas [56]

$$\sum_i C_i^2 m_{h_i}^2 = \langle M^2 \rangle \lesssim (200 \text{ GeV})^2, \quad (3.2)$$

que também vale para qualquer setor de Higgs supersimétrico [57].

Cada férmion do Modelo Padrão adquire sua massa em pequenos pedaços dos vários estados de Higgs do contínuo: $m_f = \sum_i Y_f^i v_i$. Em geral, os acoplamentos de Higgs Y_f^i não precisam ser todos iguais. O modelo mínimo, no entanto, assume uma condição universal onde todos os dubletos de $SU(2)_L$ experimentam um mesmo conjunto de acoplamentos de Yukawa: $m_f = Y_f \sum_i v_i$, o que resulta na relação $Y_f^{SM} = Y_f \sum_i C_i$ entre os Yukawa do SM e do modelo contínuo. Dessa maneira, a largura parcial de um estado h_i em um dado férmion é dada por $\Gamma_f = (Y_f/Y_f^{SM})^2 \Gamma_f^{SM}$, ou seja, há um fator $1/(\sum_i C_i)^2$ adicional em relação ao SM. As propriedades de decaimento desses estados são particularmente próximas as do Higgs do SM no limite de N estados com idênticos valores esperados do vácuo $v_i = v/N$. Cada uma das larguras parciais de um estado h_i em uma partícula do Modelo Padrão é dada, então, por $\Gamma = \Gamma^{SM}/N^2$. Logo, em leading order, todos os branching ratios de cada um dos estados do contínuo são idênticos ao valor do SM para um Higgs de mesma massa, apenas a largura total adquire um fator de supressão N^{-2} .

No limite onde existe um grande número de estados surge o contínuo de Higgs [55, 56, 57]. Nesse caso, a distribuição dos valores esperados do vácuo torna-se uma quantidade contínua, $C(m_h)$, expressa como uma função da massa física do Higgs.

As regras de soma, nesse caso, tornam-se:

$$\int dm_h C^2(m_h) = 1 \quad (3.3)$$

$$\int dm_h C^2(m_h) m_h^2 \lesssim (200 \text{ GeV})^2. \quad (3.4)$$

Note que para o caso em que os fatores de supressão C_i são todos iguais, $C(m_h)$ torna-se uma função constante, $C(m_h) = C_0$. Como frisado em [57], a seção de choque, via processos eletrofracos, para qualquer qualquer ponto do contínuo é minimizada fazendo com que todos os acoplamentos de gauge dos estados h_i com os bósons eletrofracos assumam o mesmo valor. Este é precisamente o limite contínuo do modelo com N valores iguais v_i . Levando em conta os limites diretos do LEP [58] e os dados de precisão eletrofracos, o cenário que tem a maior chance de escapar a detecção é:

$$C^2(m_h) = \begin{cases} C_0^2 = \frac{1}{m_h^{\max} - m_h^{\min}} & \text{para } 70 \text{ GeV} \leq m_h \leq 300 \text{ GeV} \\ 0 & \text{em qualquer outra região} \end{cases} \quad (3.5)$$

da regra de soma (3.3).

3.2 Sinal de um Contínuo de Higgs no Processo de Fusão de Bósons Fracos no LHC

Em uma série de artigos [43, 44, 45], foi demonstrado que a produção associada de um bóson de Higgs e dois jatos de grande a grandes valores de pseudo-rapidez (*far-forward/backward jets*) no processo de fusão de bósons fracos é o melhor canal para a procura de um Higgs de massa intermediária, de 155 GeV até 200 GeV, onde o Higgs decai leptonicamente através de um par W^+W^- . Essa região de massas é favorecida pois $BR(H_{SM} \rightarrow W^+W^-)$ é praticamente 100% para $2m_W < m_H < 2m_Z$, conforme podemos observar na Fig. (2.3).

Apesar da seção de choque de WBF ser uma ordem de magnitude menor do que a do canal clássico de procura de Higgs, a fusão de glúons, no intervalo de massas considerado, conforme vemos na Fig. (2.6), o processo de fusão de bósons fracos (WBF), possui um conjunto de características cinemáticas que permite uma melhor separação de sinal e background devido à produção dos dois *far-forward/backward jets*. Na Fig. (3.1) apresentamos o diagrama de Feynman da contribuição dominante ao processo de fusão de bósons fracos.

A escolha do canal de decaimento do Higgs em bósons W é natural, pois no modelo contínuo não há ressonâncias observáveis, apenas um excesso de eventos em

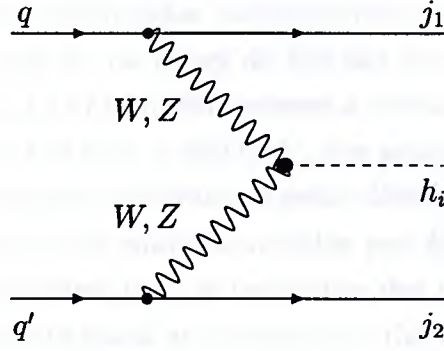


Figura 3.1: Diagrama de Feynman do processo de produção de bósons de Higgs via fusão de bósons vetoriais.

relação aos backgrounds. Não sendo possível uma extrapolação na distribuição de massa invariante dos produtos de decaimento nos canais $H_{SM} \rightarrow \gamma\gamma$ e $H_{SM} \rightarrow \tau^+\tau^-$, em torno da ressonância, para uma estimativa dos backgrounds, o canal $H_{SM} \rightarrow W^+W^-$ surge como única alternativa, pois é um canal onde não é possível uma análise de *sideband* mesmo no caso do SM, dado que os W 's decaem em léptons. Em colisões hadrônicas, onde não é possível saber qual a energia carregada pelos pártons para a colisão dura, é impossível reconstruir a massa invariante dos produtos de decaimento quando há neutrinos no estado final.

Nesse trabalho, portanto, simulamos o processo de fusão de bósons fracos no LHC para o estado final $\ell_1^+ \ell_2^- jj \cancel{p}_T$:

$$pp \rightarrow j_1 j_2 h_i \rightarrow j_1 j_2 W^+ W^- \rightarrow j_1 j_2 \ell_1^+ \ell_2^- \nu_{\ell_1} \bar{\nu}_{\ell_2} . \quad (3.6)$$

A seção de choque total do processo de produção de um contínuo de bósons de Higgs de massas distribuídas de acordo com a Eq. (3.5) é dada por

$$\sigma = \int_{m_h^{\min}}^{m_h^{\max}} dm_h C_0^2 \times \sigma^{WBF}(m_h) , \quad (3.7)$$

onde $\sigma^{WBF}(m_h)$ é a seção de choque do processo (3.6) em função da massa do bóson de Higgs do SM.

O sinal, assim como todos os backgrounds, foram calculados a partir de elementos de matriz exatos, gerados com o pacote Madgraph [60]. ℓ_1, ℓ_2 pode ser qualquer combinação de elétrons (e) e múons (μ), os quais são facilmente identificáveis por detectores de alta performance como o ATLAS e o CMS [35, 36]. Utilizamos as funções de distribuição de pártons CTEQ6L1 [59] nos cálculos. A escala de fatorização foi escolhida como $\mu_f = \min(p_T)$ dos *tagging jets* no caso do sinal. Cada tipo

de background, no entanto, teve sua escala definida de maneira mais apropriada ao processo [43, 44, 45]. Como o modelo contínuo analisado é uma superposição de estados do Modelo Padrão distribuídos uniformemente nas massas, todas as características essenciais do sinal de um Higgs do SM são preservadas aqui. O intervalo de massas proposto na Eq. (3.5) também favorece a procura nesse canal uma vez que os estados de massa entre 155 GeV e 200 GeV, que possuem maior branching ratio em W 's, estão contidos naquele intervalo. Apesar disso, analisaremos outros intervalos que não contém os estados mais favorecidos por $BR(H_{SM} \rightarrow WW)$. Efeitos de resolução finita dos detectores para os momentos dos jatos e dos léptons também foram incluídos levando-se em conta as expectativas do ATLAS [35] e estão discutidos com mais detalhes no apêndice C. As integrais multidimensionais do espaço de fase foram calculadas numericamente através do programa VEGAS [123].

3.3 Backgrounds

Os backgrounds consistem de processos de QCD e EW cujos estados finais apresentam pelo menos dois jatos, um par de léptons carregados – e^+e^- , μ^+e^- , $e^+\mu^-$ e $\mu^+\mu^-$ – e desbalanço de momento transversal, $\not{p}_T$. Embora os processos de QCD sejam os dominantes, os processos EW são importantes nas regiões do espaço de fase com dois *tagging jets*. Os processos de QCD são: $t\bar{t} + \text{jatos}$, W^+W^-jj e $\tau^+\tau^-jj$. Os processos eletrofracos (EW) considerados foram: W^+W^-jj e $\tau^+\tau^-jj$ [43], incluindo fatores de correção para efeitos de quark top fora da camada de massa [44, 62].

Também incluímos pela primeira vez como um background para a produção de Higgs em WBF o processo de produção associada de um quark top e jatos, $pp \rightarrow tbj$ [63], onde o quark leve e o b aparecem como *tagging jets*, a cadeia de decaimento do top é: $t \rightarrow W^+(\rightarrow \ell_1^+ \nu_{\ell_1}) + b(\rightarrow \ell_2^- \bar{\nu}_{\ell_2} q)$, onde q pode ser um quark up ou um *charm*. A seguir descrevemos os cortes cinemáticos usados no cálculo, em especial apresentamos uma análise do background acima citado, cuja contribuição pode não ser tão desprezível quanto normalmente estima-se que seja.

3.3.1 Cortes Cinemáticos e Seleção de Jatos

Em WBF, os bósons de Higgs são produzidos em associação com dois *tagging jets* de grande massa invariante e um grande gap de rapidez entre os jatos. Além disso, o Higgs é produzido centralmente, e os seus produtos de decaimento, portanto, estarão tipicamente entre os *tagging jets*, independentemente do canal de decaimento do Higgs. Como a única modificação é a produção de um espectro contínuo de estados, utilizamo-nos dos cortes propostos na simulação experimental apresentada em [47]

para a produção de um Higgs do SM de massa entre 150 e 200 GeV em WBF. Estes cortes não diferem muito dos apresentados no trabalho original dos nossos colaboradores [43], mas incluem uma análise mais realista da eficiência do detector e dos critérios de trigger. Evidentemente, o conjunto de cortes não seria tão eficiente se a contribuição dos estados cujas massas estão fora do intervalo de 150 a 200 GeV fosse muito importante, o que não é o caso, como iremos mostrar adiante.

O primeiro conjunto de cortes, apresentados abaixo, reduzem sensivelmente o background dos processos de QCD, entre eles o processo $t\bar{t} + \text{jatos}$, que são os maiores

$$\begin{aligned} p_{T_j} > 40, 20 \text{ GeV} , \quad |\eta_j| < 4.9 , \quad \Delta R_{jj} > 0.4 , \\ \eta_{j,\min} < \eta_\ell < \eta_{j,\max} , \quad \eta_{j_1} \cdot \eta_{j_2} < 0 , \quad |\eta_{j_1} - \eta_{j_2}| > 3.8 , \quad m_{jj} > 550 \text{ GeV} . \end{aligned} \quad (3.8)$$

Aqui, p_{T_j} e η_j , [$j = j_1, j_2$], representam o momento transversal e a pseudo-rapidez dos *tagging jets*, respectivamente; $\Delta R_{jj} \equiv \sqrt{(\Delta\eta_{jj})^2 + (\Delta\phi_{jj})^2}$ é a variável de cone dos *jatos*, onde $\Delta\eta_{jj}$ e $\Delta\phi_{jj}$ representam a diferença de pseudo-rapidez e do ângulo azimutal dos *jatos*, respectivamente; η_ℓ representa a pseudo-rapidez dos léptons carregados; finalmente, m_{jj} é a massa invariante dos *tagging jets*.

Além disso, o background de pares de quarks top frequentemente conterão um *jato* de bottom extra na região central com $p_{T_b} > 20 \text{ GeV}$ e $|\eta_b| < 2.5$. Nós vetamos estes eventos da mesma forma que em Ref. [47]. As distribuições de pseudo-rapidez para os *tagging jets* do sinal e do background de $t\bar{t}$ são mostrados na Fig. (3.2), obtida através de simulações realísticas baseadas na performance esperada do detector ATLAS do LHC [61]. A distribuição normalizada da massa invariante m_{jj} dos *tagging jets* é mostrada na Fig. (3.3) para o sinal gerado por um Higgs do SM de massa 160 GeV e para os backgrounds mais relevantes. Podemos notar através dessas figuras que os cortes propostos na Eq. (3.8) são muito eficientes na redução dos backgrounds de QCD.

Embora estejamos examinando um contínuo de bósons de Higgs, cada um deles decai como um estado de mesma massa do Modelo Padrão, por isso, podemos utilizar os cortes utilizados em [47] para os produtos de decaimento leptônicos dos Higgs. Os cortes leptônicos usados aqui levam em conta a observabilidade do detector e as correlações angulares do decaimento. Sendo o Higgs uma partícula escalar de spin 0, o seu decaimento em um par de W's gera duas partículas de spins anti-correlacionados de forma a conservar o momento angular. No referencial do Higgs, e para o conjunto de estados de massa próximas de $2m_W$, que são os que mais contribuem devido ao fato do branching ratio do Higgs em W's ser próximo de 100% antes da abertura do canal em Z's, os W's são produzidos praticamente em

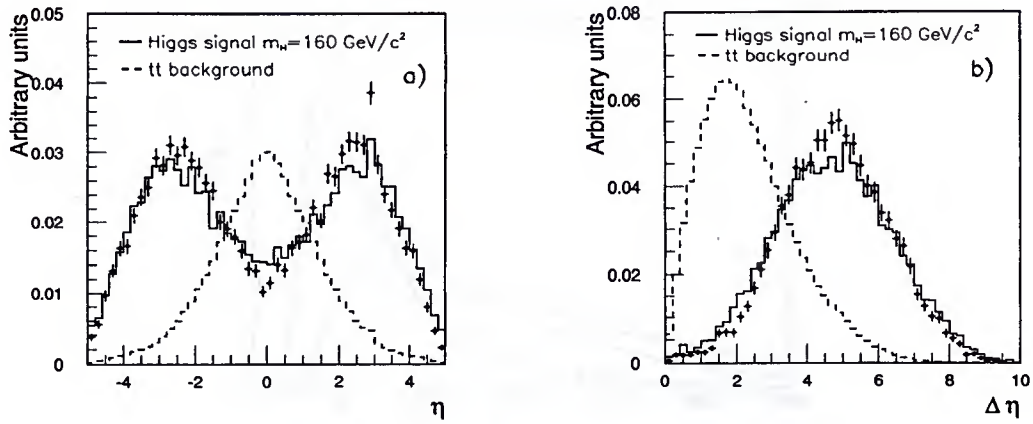


Figura 3.2: a) distribuição de pseudo-rapidez normalizada para os tagging jets do sinal de um Higgs do SM, $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$, e para os eventos do background de produção de pares $t\bar{t}$. b) separação $\Delta\eta$ em pseudo-rapidez dos tagging jets para os mesmos tipos de eventos. As figuras foram obtidas da Ref. [61] através do uso do programa ATLFAST de simulação de resposta do detector ATLAS.

repouso (o referencial de repouso do Higgs é praticamente o referencial do lab). Uma fração substancial dos léptons carregados e os seus respectivos neutrinos são, portanto, produzidos *back-to-back* no referencial do lab. Vamos identificar o eixo de decaimento do sistema-WW com o eixo z. Os spins dos W's estão quantizados ao longo desse eixo, $S_3(W) = \pm 1, 0$. Estes estados são denominados *transversais* e *longitudinais*, respectivamente. Logo, somente os decaimentos

$$h_i \rightarrow W_T^+ W_T^- \quad , \quad h_i \rightarrow W_L^+ W_L^- \quad (3.9)$$

são permitidos, enquanto $h_i \rightarrow W_L^\pm W_T^\mp$ são proibidos.

A razão de decaimento de $W_T^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ é proporcional a $(1 + \cos\theta)^2$, onde θ é o ângulo do pósitron $\vec{p}_{e^+}$ em relação ao vetor de spin do W_T^+ . Logo, o pósitron (de mão-direita) é preferencialmente emitido na mesma direção do spin de W_T^+ . Analogamente, o elétron (de mão-esquerda) é emitido na direção oposta do vetor de spin de W_T^- com uma distribuição $(1 - \cos\theta)^2$. Como os spins dos W's estão anti-correlacionados, $\vec{p}_{e^+}$ e $\vec{p}_{e^-}$ estão na mesma direção, veja a Fig. (3.4).

O lépton carregado do decaimento de um $W_L^\pm$ tem uma distribuição proporcional a $\sin^2\theta$. Se os spins dos W's não estiverem anti-correlacionados não haverá qualquer correlação entre $\vec{p}_{e^-}$ e $\vec{p}_{e^+}$. O cálculo do elemento de matriz quadrado do processo

$$h_i \rightarrow W_T^+ W_T^- \rightarrow (e_L^- \bar{\nu}_R) + (e^+ \nu_L)$$

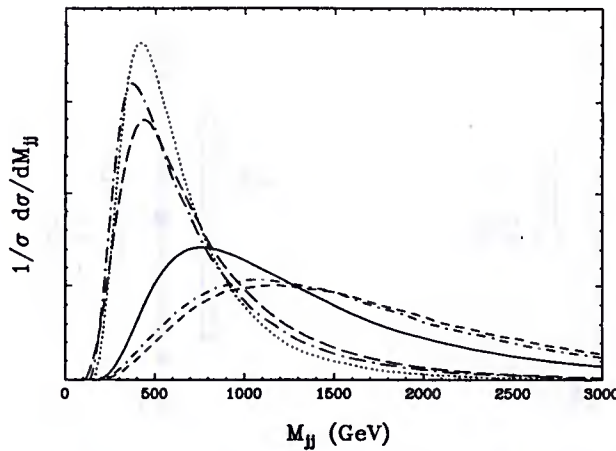


Figura 3.3: Distribuição normalizada de massa invariante dos *tagging jets* para o sinal de um Higgs do SM (linha sólida), $m_H = 160$ GeV, e para diversos backgrounds – QCD: $t\bar{t} + \text{jatos}$ (pontilhada), W^+W^-jj (tracejado longo) e $\tau^+\tau^-jj$ (pontilhado-traço longo); EW: W^+W^-jj (tracejado curto) e $\tau^+\tau^-jj$ (pontilhado-traço curto).

é simples e podemos verificar que é proporcional a $(p_{e^-} \cdot p_\nu)(p_{e^+} \cdot p_{\bar{\nu}})$. Isso é zero para $\vec{p}_{e^-}$, $\vec{p}_{e^+}$ anti-paralelos e máximo quando os vetores são paralelos. Dessa forma, espera-se que nosso sinal tenha uma distribuição em θ distribuída em torno de $\theta \simeq 0$. Em [42], onde essa análise é feita pela primeira vez, os autores mostram que os backgrounds mais relevantes não estão correlacionados. Nesses casos, os W's podem ser produzidos em combinações do tipo $W_L^\pm W_T^\mp$, que favorecem maiores ângulos de separação entre os léptons carregados. A contribuição desses estados é da mesma ordem da contribuição dos estados $W_T^\pm W_T^\mp$ e muito maiores do que $W_L^\pm W_L^\mp$.

O conjunto completo de cortes leptônicos é dado por:

$$\begin{aligned} p_{T_\ell} > 15, 20 \text{ GeV}, \quad |\eta_\ell| \leq 2.5, \quad \Delta R_{j\ell} > 0.4, \quad p_{T_\ell} < 120 \text{ GeV}, \\ \cos \theta_{\ell\ell} > 0.2, \quad \Delta \phi_{\ell\ell} < 1.05, \quad \Delta R_{\ell\ell} < 1.8, \quad m_{\ell\ell} < 85 \text{ GeV}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Aqui p_{T_ℓ} e η_ℓ representam o momento transversal e a pseudo-rapidez dos léptons carregados, respectivamente; $\Delta R_{j\ell}$ representa a variável de cone entre um jato e um lépton carregado; $\theta_{\ell\ell}$, $\Delta \phi_{\ell\ell}$, $\Delta R_{\ell\ell}$ e $m_{\ell\ell}$ representam, respectivamente, o ângulo formado pelos momentos dos léptons, a diferença da ângulo azimutal dos léptons, a variável de cone entre os léptons carregados e a sua massa invariante. Na Fig. (3.5) apresentamos algumas distribuições que ilustram bem as diferentes características do sinal e dos backgrounds mais relevantes baseadas na observação do fenômeno de anti-correlação dos spins dos W's provenientes do decaimento do Higgs.

Os backgrounds de produção de pares de léptons tau reais são grandes, es-

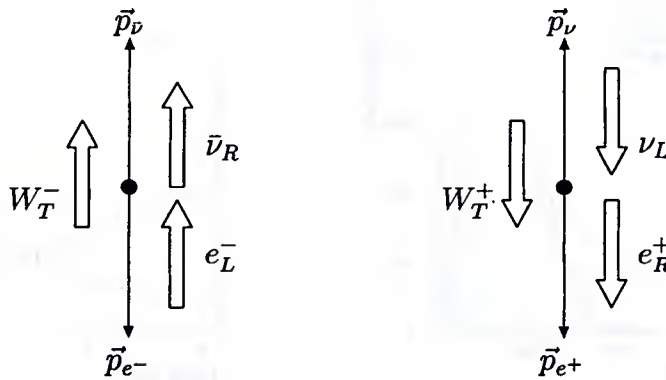


Figura 3.4: Estrutura de helicidade do processo $h_i \rightarrow W_T^+ W_T^- \rightarrow (e_L^- \bar{\nu}_R) + (e^+ \nu_L)$. No referencial de um Higgs de massa próxima de $2m_W$, os W's estão quase em repouso, os léptons carregados e seus respectivos neutrinos estão *back-to-back* no referencial do lab na maioria dos eventos. Os léptons carregados tendem a ser emitidos na mesma direção.

pecialmente a componente de QCD, mas são redutíveis pela reconstrução desses taus [65, 45]. Os backgrounds combinados de QCD e EW de $\tau\tau jj$ representam quase 40% do total após os cortes de (3.10). Nesse processos, contudo, o Z e o γ que dão origem aos taus são emitidos com grande momento transversal, da ordem de 100 GeV, o que contribui para um grande *boost* dos taus e faz com que os produtos do decaimento do par $\tau\tau$ sejam quase colineares no referencial de laboratório. Na aproximação colinear, a fração de energia do tau que cada um dos léptons carregados leva consigo no decaimento é obtida a partir do momento dos léptons carregados e da energia perdida nas direções transversas. Sejam $\vec{p}_1$ e $\vec{p}_2$ os momentos dos taus, $\vec{k}_1 = x_1 \vec{p}_1$ e $\vec{k}_2 = x_2 \vec{p}_2$ o momento dos léptons carregados provenientes do decaimento na aproximação colinear e $\vec{p}_T$ o momento correspondente à energia perdida no processo através dos neutrinos. A conservação do momento transversal total nos assegura que

$$\begin{aligned} \vec{p}_{1T} + \vec{p}_{2T} &= \vec{k}_{1T} + \vec{k}_{2T} + \vec{p}_T \\ \frac{\vec{k}_{1T}}{x_1} + \frac{\vec{k}_{2T}}{x_2} &= \vec{k}_{1T} + \vec{k}_{2T} + \vec{p}_T \\ \vec{p}_T &= \left(\frac{1}{x_1} - 1\right) \vec{k}_{1T} + \left(\frac{1}{x_2} - 1\right) \vec{k}_{2T} , \end{aligned}$$

de onde obtemos as expressões de x_1 e x_2

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{x_1} - 1 \\ \frac{1}{x_2} - 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{k_{1x}k_{2y} - k_{1y}k_{2x}} \begin{pmatrix} k_{2y}p_{Tx} - k_{2x}p_{Ty} \\ k_{1x}p_{Ty} - k_{1y}p_{Tx} \end{pmatrix} . \quad (3.11)$$

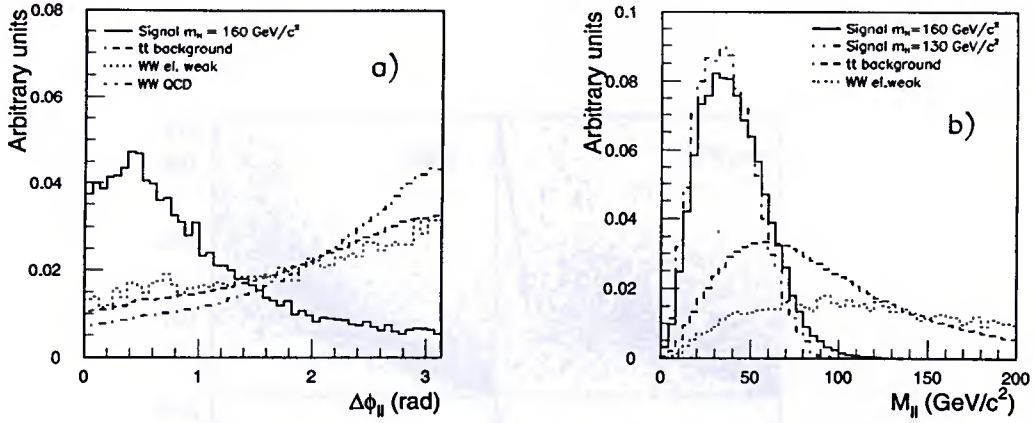


Figura 3.5: a) Separação do ângulo azimutal $\Delta\phi_{\ell\ell}$ entre os léptons dos eventos do sinal, $m_H = 160$ GeV, e os backgrounds mais relevantes. b) Distribuição de massa invariante do par leptônico para os eventos do sinal, $m_H = 160$ GeV e $m_H = 130$ GeV, para os backgrounds de pares $t\bar{t}$ e WW eletrofraco. Todas as distribuições são normalizadas para 1. Estas figuras foram obtidas da Ref. [61] através do uso do programa ATLFAST de simulação de resposta do detector ATLAS.

Eventos com taus reais tipicamente apresentam $\vec{p}_T$ entre os momentos dos léptons carregados; eventos do tipo WW não, quase sempre produzindo valores negativos para $x_{1,2}$. Portanto, rejeitamos qualquer evento com ambos $x_{1,2}$ positivos e que produzam uma massa invariante do par de taus no intervalo $m_Z \pm 25$ GeV [43, 44], o que irá eliminar pares de taus produzidos por bósons Z . Eventos do tipo $b\bar{b}jj$ onde ambos os quarks b decaem semileptonicamente constituem um background muito grande para eventos $WWjj$ eletrofracos [44]. Contudo, eles tipicamente dão um pequeno momento transversal para o bóson de Higgs reconstruído, pois os léptons não passam pelo corte de isolamento do quark – up ou charm – proveniente do decaimento do b , a não ser que o quark b seja muito soft. Nesse caso, empregamos cortes bidimensionais [44] que suprimem esse background por mais de duas ordens de magnitude, veja a Fig. (3.6)

$$\Delta\phi_{\ell\ell,\text{miss}} + 1.5 p_{TH} > 180, \quad 12 \Delta\phi_{\ell\ell,\text{miss}} + p_{TH} > 360, \quad (3.12)$$

onde $\Delta\phi_{\ell\ell,\text{miss}}$ é o ângulo azimutal entre o vetor do par de léptons carregados e o vetor associado ao desbalanço de momento transversal, enquanto p_{TH} é o momento transversal do Higgs. Os backgrounds de QCD $b\bar{b}jj$ são totalmente eliminados impondo o seguinte corte adicional [44]

$$p_T > 20 \text{ GeV} \quad \text{desde que} \quad p_{TH} < 50 \text{ GeV}, \quad (3.13)$$

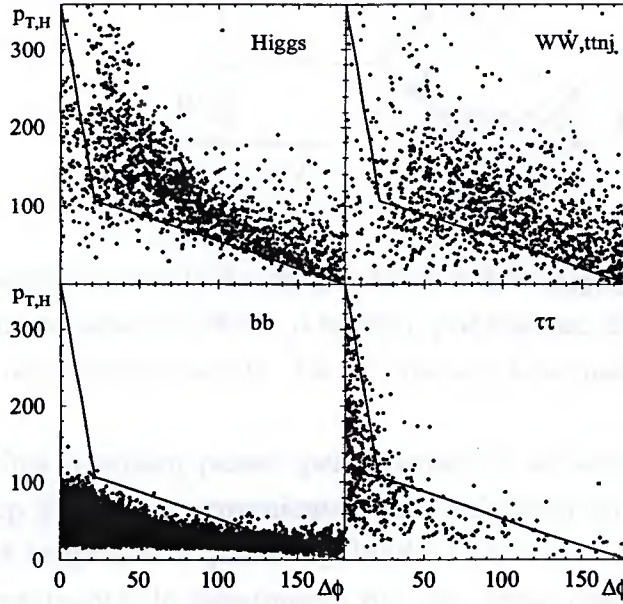


Figura 3.6: Distribuição de eventos no plano $\Delta\phi_{\ell\ell,\text{miss}}$ vs $p_{T,H}$ para uma luminosidade integrada de 2000 fb^{-1} [44]. Os quatro painéis representam o sinal de um Higgs do SM de $m_H = 115 \text{ GeV}$, os backgrounds combinados de W^+W^- , o background de $bbjj$ e os combinados de $\tau\tau jj$. As linhas sólidas representam os cortes (3.12).

onde $p_{T,H} = |\vec{p}_T(\ell^+) + \vec{p}_T(\ell^-) + \vec{p}_T|$.

A inclusão de eventos com léptons de mesmo sabor possui um background considerável de pares $\ell^+\ell^-$ de pequena massa invariante provenientes de processos do tipo Drell-Yan $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \ell^+\ell^-$. Os backgrounds provenientes do processo $\ell^+\ell^-jj$, onde a energia perdida é gerada unicamente de efeitos do detector são reduzidos impondo os seguintes cortes sobre os eventos que possuem estados finais de mesmo sabor e^+e^- e $\mu^+\mu^-$:

$$m_{\ell\ell} > 10 \text{ GeV} \quad \text{e} \quad p_T > 30 \text{ GeV} . \quad (3.14)$$

Finalmente, os backgrounds de produção simples de quarks top btj , onde o quark b e o jato do quark leve j são identificados como os *tagging jets*, são da ordem de centenas de picobarns no LHC [63, 64]. Apesar do processo eletrofraco de produção associada de tops e bottoms possuir uma seção de choque maior, ambos os quarks b , o original e o proveniente do decaimento do top precisam decair semileptonicamente,

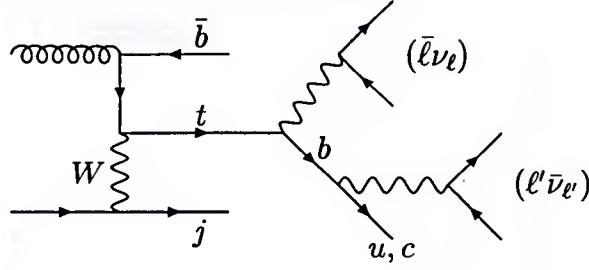


Figura 3.7: Produção associada de um quark top e dois *tagging jets* no LHC. O quark top decai subsequente em Wb e, o bottom, por sua vez, decai semileptonicamente em um quark up ou charm e bóson W . Os W 's decaem leptonicamente.

logo ambos os dois precisam passar pelos cortes de isolamento dos léptons e dos quarks leves – up e charm – provenientes do decaimento do b . Por outro lado, no processo btj , o b original e o quark espalhado j já servem como *tagging jets* e os léptons vêm diretamente do decaimento do top; nesse caso apenas um b precisa passar pelo corte de isolamento. Logo, apesar de btj estar uma ordem acima em relação à teoria de perturbação, os eventos deste tipo têm muito mais chance de sobreviver aos cortes de isolamento para o decaimento semileptônico dos quarks b . Na Fig. (3.7) apresentamos um diagrama de Feynman representativo do processo em questão. O decaimento semileptônico do quark b pode ocorrer através de dois canais: (1) $b \rightarrow cl\nu$ e (2) $b \rightarrow ul\nu$. O decaimento em quark up é suprimido em relação ao quark charm devido aos elementos da matriz CKM, a supressão relativa é da ordem de 0.1, mas como a seção de choque é proporcional ao quadrado do elemento de matriz, o processo (1) já é, de saída, 100 vezes maior do que (2). Devido a esse fato, na maioria dos processos estudados na literatura que envolvem o decaimento semileptônico do bottom, apenas o canal em charm é normalmente levado em conta.

A maneira mais eficiente de se eliminar backgrounds desse tipo é impondo um corte de isolamento entre léptons e quarks. A pequena massa do bottom em relação ao p_T dos léptons nesses processos implica que o lépton é emitido junto com o jato dentro de um cone estreito. Usualmente, incluindo o nosso trabalho, um evento é vetado se

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} < 0.4 \quad \text{e} \quad p_{Tj} > p_{T_{veto}} \quad (3.15)$$

onde $\Delta\phi$ e $\Delta\eta$ são o ângulo azimutal e a pseudo-rapidez das partículas relativas ao lépton, p_{Tj} é o momento transversal do jato e $p_{T_{veto}}$ a magnitude do corte. Esses cortes são extremamente efetivos em relação a processos do tipo (1) e (2) acima.

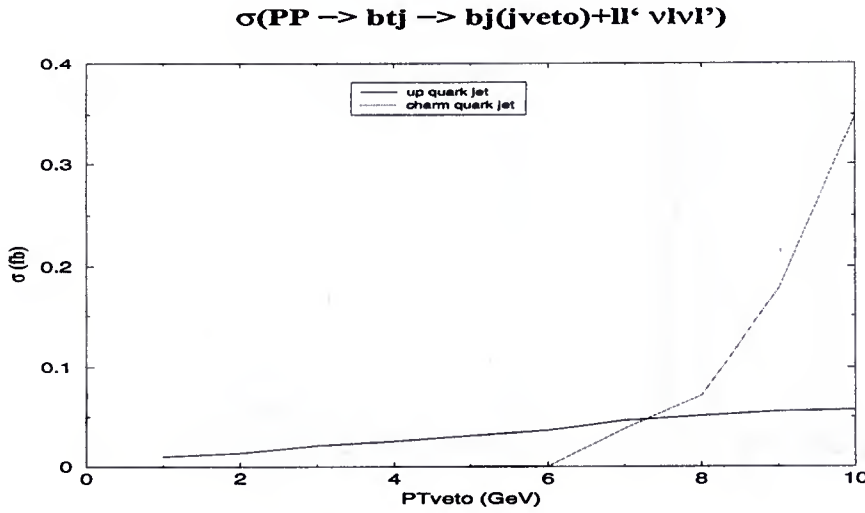


Figura 3.8: seção de choque do processo $pp \rightarrow btj$ após o corte de isolamento em $p_{T_{veto}}$. O canal de decaimento semileptônico $b \rightarrow u\ell\nu$ é o dominante até $p_{T_{veto}} \simeq 7$ GeV.

Contudo, cada um daqueles canais responde de modo diferente ao valor específico de $p_{T_{veto}}$ usado nas simulações. A explicação é de caráter puramente cinemático – o charm possui uma massa que equivale a cerca de um terço da massa do bottom, ao passo que a massa do up é desprezível para qualquer efeito, isso significa que os quarks up terão maior momento transversal do que os quarks charm, e terão a tendência de ser mais isolados – existem, portanto dois fatores que competem entre si e que determinam efetivamente a contribuição de cada canal: o elemento de matriz CKM, que favorece o processo (1) $b \rightarrow c\ell\nu$, e a efetividade do corte de isolamento, que favorece o processo (2) $b \rightarrow u\ell\nu$.

Na Fig. (3.8), mostramos a contribuição relativa de cada canal em relação a $p_{T_{veto}}$. Surpreendentemente, o canal (2) é o dominante para $p_{T_{veto}} < 7$ GeV, no processo $pp \rightarrow btj$ especificamente. O canal (2), apesar de ter um CKM menor em relação a (1) tem muito mais chances de escapar do corte de isolamento para $p_{T_{veto}}$ relativamente pequeno. Conforme relaxamos a exigência de que o p_{T_j} do jato seja pequeno, o canal em charm passa a dominar, pois nesse caso, de fato, a massa do quark que forma o jato passa a ter menos importância face à magnitude de p_{T_j} , e a supressão do CKM do quark up em relação ao charm torna-se efetivo.

Apesar dessa constatação, o corte de isolamento é extremamente eficiente, e mesmo levando-se em conta os quarks up, a contribuição final ainda é praticamente desprezível como vemos na Tabela (3.1) da próxima seção. Na Fig. (3.9) apresen-

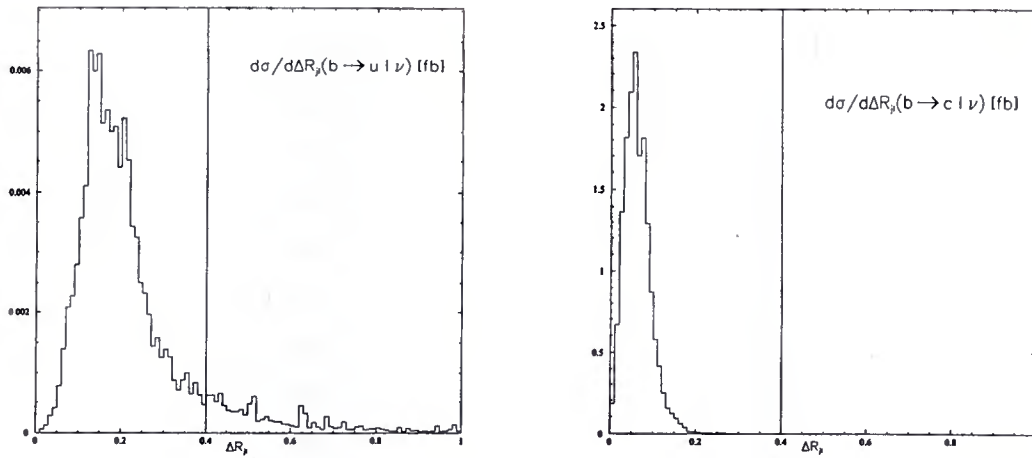


Figura 3.9: Distribuição em $\Delta R_{j\ell}$ para o par formado pelo jato e lépton provenientes do decaimento semileptônico do quark b no processo de produção simples de quarks top. No painel à esquerda apresentamos o decaimento $b \rightarrow u\ell\nu$, e à direita, $b \rightarrow c\ell\nu$. Estas distribuições foram obtidas com um $p_{T_{veto}} = 5$ GeV.

tamos a distribuição $d\sigma/d\Delta R_{j\ell}$ no caso do decaimento em quarks up e charm com $p_{T_{veto}} = 5$ GeV. Podemos ver que o background envolvendo um jato de quark charm é totalmente eliminado impondo $\Delta R_{j\ell} > 0.4$, mas alguns eventos são esperados no caso do quark up. Contudo, trabalhos futuros que levem em conta o decaimento semileptônico do bottom devem levar em conta ambos os canais de modo a analisar de forma correta e apropriada a contribuição exata desse processo. Em nossas simulações usamos um corte de $p_{T_{veto}} = 3$ GeV.

3.4 Análise Fenomenológica

O tamanho do sinal que pode ser observado no LHC no canal descrito acima depende criticamente da janela de massa do contínuo. Sabemos que para uma distribuição constante da função $C(m_h) = C_0$, o branching ratio em WW é reduzido para pequenas massas do Higgs (veja a Fig. (2.3)). Em outras palavras, o sinal contínuo para massas pequenas será suprimido por $BR(h_i \rightarrow WW)$, apesar da maior seção de choque de produção. Na região de massas maiores do contínuo, por outro lado, haverá uma supressão do espaço de fase, além disso, o branching ratio em ZZ começa a tornar-se importante e as regras de corte não são otimizadas para $m_h \gtrsim 200$ GeV. Logo, mesmo em um modelo com uma larga janela de massas, apenas a região próxima a $2m_W$ irá dominar a contribuição à seção de choque. Na Fig. (3.10)

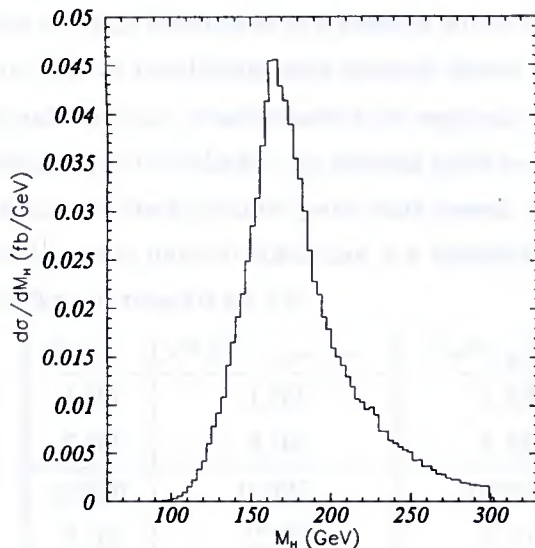


Figura 3.10: Distribuição da seção de choque total após todos os cortes como uma função da massa do contínuo de bósons de Higgs, para o caso $70 \leq m_h \leq 300$ GeV, como discutido no texto.

mostramos a contribuição do setor de Higgs contínuo para uma janela de massas $70 \leq m_h \leq 300$ GeV, para a seção de choque total W^+W^-jj . Como esperado, a maioria dos eventos do sinal originam-se de estados de massas próximas de $2m_W$. Como os eventos do estado final contém dois neutrinos não observáveis, e, portanto, não podem ser totalmente reconstruídos, não podemos observar a distribuição da Fig. (3.10). Contudo, o comportamento geral pode ser obtido a partir da medida da distribuição de massa transversa do par WW [43],

$$m_T^2 \equiv m_{T,WW}^2 = \left(\sqrt{\vec{p}_{\ell\ell,T}^2 + m_{\ell\ell}^2} + \sqrt{\vec{p}_{\nu\nu,T}^2 + m_{\nu\nu}^2} \right)^2 - (\vec{p}_{\ell\ell,T} + \vec{p}_{\nu\nu,T})^2, \quad (3.16)$$

a qual exibe um pico pronunciado, no caso de uma ressonância simples, próximo à massa invariante m_{WW} do par WW . O momento transverso do par de neutrinos é determinado pelo momento transverso perdido: $\vec{p}_{\nu\nu,T} = \vec{p}_T^*$. A massa invariante do par de neutrinos não pode ser observada, então nós o substituímos pela massa invariante do par de léptons carregados $m_{\nu\nu} \sim m_{\ell\ell}$ [43], uma aproximação que é exata para $m_h = 2m_W$, e muito boa para o intervalo de massas intermediárias do Higgs. Na média, os dois tipos de férmions terão as mesmas distribuições. Efeitos de detector, principalmente problemas na medição do momento transverso perdido devido à presença dos *tagging jets* hadrônicos, atrapalham um pouco uma determinação precisa da localização do pico na distribuição em m_T , mas a distribuição

Tabela 3.1: Sinal e backgrounds em [fb] após todos os cortes cinemáticos discutidos no texto. As primeiras duas colunas referem-se aos estados finais de sabores diferentes ($e\mu$), enquanto as duas últimas dão os resultados para sabores iguais ($ll = ee, \mu\mu$). Na primeira linha apresentamos o sinal contínuo considerado e na segunda linha o Higgs do SM cuja distribuição em m_T possui o pico localizado na mesma posição da curva do contínuo. As três últimas linhas mostram os backgrounds para cada canal, com e sem o minijet veto; a razão sinal/background para o modelo contínuo; e a luminosidade integrada requerida para uma observação de 5σ em relação ao SM.

canal	$e^\pm\mu^\mp$	$e^\pm\mu^\mp$ minijet veto	$e^\pm e^\mp, \mu^\pm\mu^\mp$	$e^\pm e^\mp, \mu^\pm\mu^\mp$ minijet veto
$70 \leq m_h \leq 300$ GeV	1.90	1.69	1.56	1.39
SM, $m_h = 155$ GeV	5.60	4.98	4.45	3.96
$t\bar{t}$	0.086	0.025	0.086	0.025
$t\bar{t}j$	7.59	2.20	6.45	1.87
$t\bar{t}jj$	0.83	0.24	0.72	0.21
single-top (tbj)	0.020	0.015	0.016	0.012
$b\bar{b}jj$	0.010	0.003	0.003	0.001
QCD $WWjj$	0.448	0.130	0.390	0.113
EW $WWjj$	0.269	0.202	0.239	0.179
QCD $\tau\tau jj$	0.128	0.037	0.114	0.033
EW $\tau\tau jj$	0.017	0.013	0.016	0.012
QCD $lljj$	–	–	0.114	0.033
EW $lljj$	–	–	0.011	0.008
bkg total	9.40	2.87	8.04	2.49
S/B	1/5.0	1/1.7	1/5.1	1/1.8
$\mathcal{L}_{5\sigma}^{\text{obs}} [\text{fb}^{-1}]$	65	25	82	32

ainda é extremamente importante para uma determinação aproximada da massa do Higgs [47, 48, 42].

Para um modelo contínuo, ainda podemos observar um pico na distribuição de massa transversa em torno do limiar de produção do par WW , mas com uma considerável “cauda” que se estende para valores maiores de m_T , e portanto, para massas maiores do contínuo. Para um espectro de massa distribuído de forma uniforme, a posição do pico na Fig. (3.11) é aproximadamente a posição do pico da curva em m_T para um Higgs do SM cuja massa maximiza a função $\sigma_{Hjj}^{\text{SM}}(m_h) \times B_{WW}(m_h)$.

Podemos ver pela Tabela 3.1 que todos os backgrounds estão sob controle mesmo com um sinal reduzido em relação a um Higgs do SM. Na região de massa intermediária, de 155 GeV a 200 GeV, um Higgs do SM pode ser observado com

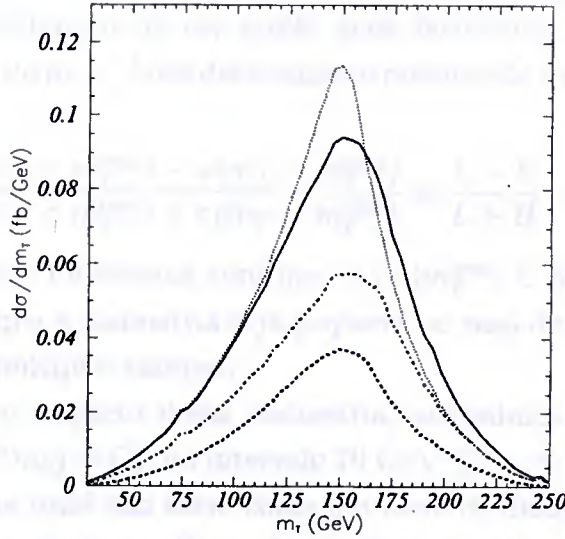


Figura 3.11: Espectro de massa transversa m_T para o sinal do modelo contínuo (tracejada), backgrounds (traço-ponto), e contínuo mais background (sólida). Para comparação mostramos também o sinal de um Higgs do SM de $m_h = 155$ GeV mais backgrounds (pontilhada), normalizado pelo sinal do contínuo.

$S/B = 2 \dots 6$. No caso do contínuo, estas frações são reduzidas por um fator 3 aproximadamente. Como a luminosidade requerida para a descoberta de um Higgs do SM de massa 160 GeV a um nível de significância de 5σ é menor do que 5 fb^{-1} neste canal, a luminosidade necessária para a descoberta de um contínuo a um nível de 5σ ainda é pequena. Para uma distribuição homogênea ($C(m_h) = C_0$) sobre o intervalo de massas $70 \text{ GeV} \leq m_h \leq 300 \text{ GeV}$, apenas 14 fb^{-1} são necessários para se observar um sinal de 5σ com um pico de massa transversa como mostrada na Fig. (3.11)!

3.4.1 Distinguindo um Sinal Contínuo de uma Ressonância Simples

O potencial de descoberta de um setor de Higgs contínuo depende fortemente da seção de choque de produção, do branching ratio do Higgs em W 's e da forma precisa da função $C(m_h)$. Nossa proposta é usar a forma da curva de distribuição de massa transversa do par WW para distinguir um Higgs do SM de um setor contínuo. Pelas razões discutidas na seção anterior, um setor de Higgs contínuo possui uma distribuição mais simétrica em torno do pico, com um máximo em torno de 150 GeV. Para massa menores, a seção de choque é suprimida devido ao pequeno branching

ratio do Higgs em W 's, e para massa maiores é suprimido pelo menor volume do espaço de fase disponível para a produção dos estados. Em contraste, um Higgs do SM tem uma distribuição em m_T muito mais Jacobiana, ou seja, é muito mais assimétrica em torno do pico. Após determinar o máximo de m_T , nós então definimos a assimetria

$$\mathcal{A} = \frac{\sigma(m_T < m_T^{\max}) - \sigma(m_T > m_T^{\max})}{\sigma(m_T < m_T^{\max}) + \sigma(m_T > m_T^{\max})} \equiv \frac{L - H}{L + H} = \frac{L - H}{N}, \quad (3.17)$$

onde $L(H)$ é o número de eventos com $m_T < (>)m_T^{\max}$, e N é o número total de eventos. Esperamos que a assimetria seja pequena no caso de um setor contínuo ou de um modelo com múltiplos campos.

Para quantificar o impacto desta assimetria, assumimos novamente uma distribuição uniforme $C(m_h) = C_0$, no intervalo $70 \text{ GeV} \leq m_h \leq 300 \text{ GeV}$. Assumindo que a seção de choque total não serve como um meio de distinguir ambos os casos, nós normalizamos o sinal de um Higgs de 155 GeV do SM pelo sinal do contínuo, após todos os cortes. Isso poderia ocorrer de forma natural, por exemplo, por uma supressão do acoplamento HWW , tal como ocorre via $\sin(\beta - \alpha)$ no Two Higgs Doublet Model (2HDM) [31]. Dessa forma, calculamos a assimetria na massa transversa $\mathcal{A}$ para sinal e background e calculamos a luminosidade requerida para observar um sinal contínuo a um nível estatístico de significância de 5 desvios padrões da média em relação ao esperado no SM.

Para erros estatísticos não correlacionados $\sigma_L(\sigma_H)$ sobre $L(H)$, a significância estatística de $\mathcal{A}$ é [66]

$$\sigma_{\mathcal{A}} = \frac{2LH}{N^2} \sqrt{\left(\frac{\sigma_L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_H}{H}\right)^2} = \frac{1 - \mathcal{A}^2}{2} \sqrt{\frac{1}{L} + \frac{1}{H}}. \quad (3.18)$$

onde a última parte da relação vale se o número de eventos satisfaz a estatística de Poisson. Os resultados para diversas escolhas de parametrização do setor contínuo estão apresentados na Tabela 3.2. Qualquer setor contínuo seria facilmente observável, requerendo, tipicamente, somente algo em torno de 10 fb^{-1} para ser observado. O caso mais difícil seria o de um setor contínuo de massas distribuídas na janela $70 \leq m_h \leq 150 \text{ GeV}$, onde o branching ratio $BR(H_{SM} \rightarrow WW)$ é muito baixo, nesse caso seriam necessários 50 fb^{-1} para uma observação de 5σ . Discriminar um setor contínuo do Higgs do SM que apresente um pico na distribuição de massa transversa na mesma posição é viável, mas requer uma luminosidade integrada adicional significativa, tipicamente $\mathcal{O}(100) \text{ fb}^{-1}$. Os casos difíceis, requerendo algo em torno de 10 vezes mais dados, são aqueles onde o contínuo está distribuído sobre uma região de massa pequenas, na região $m_h < 150 \text{ GeV}$. O único problema mais sério que poderia ocorrer nessa análise seria o de uma função de distribuição de massas

Tabela 3.2: A assimetria definida em Eq. (3.17) para os sinais dos Higgs do SM e para várias escolhas do setor de Higgs contínuo. A massa do bóson de Higgs do SM é escolhida de modo que a curva em m_T tenha a mesma posição do pico da janela de massa considerada. O primeiro par corresponde à maior janela de massa; todas as escolhas assumem $C(m_h) = C_0$. As seções de choque incluem todos os cortes e fatores de sobrevivência de minijet veto. $\mathcal{L}_{5\sigma}^{\text{obs}}$ é a luminosidade requerida para observar o sinal em relação aos backgrounds (“detectabilidade”). $\mathcal{L}_{5\sigma}^A$ é a luminosidade requerida para distinguir um sinal do SM de um setor contínuo, usando a assimetria $\mathcal{A}$ em m_T .

Massa do Higgs (janela)	σ [fb]	$\mathcal{L}_{5\sigma}^{\text{obs}}$ [fb ⁻¹]	$\mathcal{A}$	$\mathcal{L}_{5\sigma}^A$ [fb ⁻¹]
SM : 155 GeV	14.3	< 5	0.186	238
70...300 GeV	8.40	14	0.076	
SM : 155 GeV	14.3	< 5	0.210	161
100...270 GeV	9.40	8	0.085	
SM : 155 GeV	14.3	< 5	0.241	84
130...240 GeV	11.0	4	0.081	
SM : 160 GeV	16.7	< 5	0.231	145
185...300 GeV	7.37	32	0.082	
SM : 170 GeV	16.2	< 5	0.254	139
185...210 GeV	10.1	6	0.125	
SM : 155 GeV	14.3	< 5	0.211	810
70...180 GeV	9.43	8	0.155	
SM : 150 GeV	12.6	< 5	0.078	897
70...150 GeV	6.92	52	0.141	

$C(m_h)$ que fosse muito parecida com a forma da curva de m_T do SM. Contudo, isso afetaria apenas a distinção entre um Higgs do SM e de um contínuo, deixando as perspectivas de descoberta inalteradas.

Com isso mostramos que modelos contínuos não representam qualquer problema para o potencial de descoberta do LHC. Por outro lado, se o canal de descoberta do Higgs for de fato a produção de léptons carregados, desbalanço de momento transversal e dois *far-forward/backward jets*, ou seja, produção via WBF, então, não havendo a possibilidade de reconstrução da massa invariante do Higgs, será preciso investigar, em um primeiro momento, a possibilidade do sinal ser ou não proveniente de um setor mais complicado do que o mínimo. Não havendo confirmação em outros canais, a observação de um excesso de eventos em WBF pode ser o indicativo de um

setor de Higgs mais complexo. Nossas análises mostram que o potencial do LHC é maior do que o de um acelerador linear de $\sqrt{S} = 500$ GeV, como proposto em [55, 56], onde uma luminosidade integrada de pelo menos 200 fb^{-1} seriam necessários para se observar o sinal de um contínuo de bósons de Higgs no canal $e^+e^- \rightarrow Zh_i$ na janela de massas dada por $70 \text{ GeV} \leq m_h \leq 300 \text{ GeV}$. Além disso, nenhuma perspectiva de distinção entre o sinal do contínuo e do SM é dada nos trabalhos citados acima.

3.5 Outros Canais de Procura de um Espectro Contínuo de Bósons de Higgs

Tendo descrito como o modelo multi-Higgs é naturalmente observado no canal de procura de WBF com o decaimento em bósons W , vamos descrever de forma breve como os outros canais de procura de bósons de Higgs seriam afetados por esse modelo, dando uma ênfase especial no canal de fusão de glúons, que é o canal que possui a maior seção de choque de produção de bósons de Higgs no LHC.

Fusão de Bósons Fracos (WBF): O decaimento em pares W^+W^- não é o único canal de decaimento capaz de resultar em uma descoberta rápida do bóson de Higgs em processos do tipo WBF. O decaimento em léptons tau neste canal de produção é, de fato, o canal mais sólido no MSSM, onde é possível até mesmo distinguir as duas ressonâncias correspondentes aos estados neutros $CP\text{-even}$ [50, 45]. Contudo, um pico de massa é precisamente onde o modelo multi-ressonâncias não permite descoberta. Não importa quão larga possa ser a região de massas dos bósons de Higgs, o canal de WBF com decaimento em taus só pode ver alguma coisa na região entre 115 e 145/GeV. Naquela região, o sinal seria aproximadamente *flat* na massa invariante do par $\tau^+\tau^-$, aparecendo como um excesso na cauda da Breit-Wigner do decaimento $Z \rightarrow \tau\tau$ acima do pico. O decaimento em pares de fótons também é um canal útil [67], mas da mesma forma resultaria em uma distribuição de massa invariante essencialmente *flat*. Como este canal produz muito poucos eventos, ele funciona no caso do SM porque os detectores possuem uma resolução muito boa na massa invariante do par de fótons. Espalhando os poucos eventos do sinal de uma janela de 2 GeV em uma janela de ~ 40 GeV resultaria em uma completa incapacidade de detecção. Por outro lado, ver uma sinal de Higgs no canal de WBF decaindo em pares W^+W^- e não vê-lo no canal $\tau^+\tau^-$ em uma região acessível de massas apontaria para um setor de Higgs além do SM, possivelmente um modelo contínuo.

Produção Associada com Quarks Top: Apesar da relativamente pequena seção

de choque de produção [70], eventos de quarks top são facilmente identificáveis e a produção associada com um bóson de Higgs tem, como resultado, recebido uma grande atenção. Para $m_h < 135$ GeV o canal de decaimento dominante é em pares de quarks bottom, o qual aparece como um pequeno pico próximo ao pico contínuo na massa invariante de $t\bar{t}b\bar{b}$ [71]. Tal sinal seria espalhado na produção do contínuo de Higgs, obviamente sendo perdido nos backgrounds. Da mesma maneira ocorreria no decaimento em fótons. Para $m_h > 135$ GeV o canal de decaimento dominante seria em pares de bósons W . Este será um canal muito útil para a determinação da constante de acoplamento de Yukawa entre o Higgs e o quark top [72], se o setor de Higgs for do tipo do SM e $m_h > 135$ GeV. Contudo, o canal de decaimento multi-leptônico empregado nesse caso não permite uma completa reconstrução da ressonância do bóson de Higgs. Por causa disso este canal poderia funcionar também no caso do modelo multi-Higgs.

Produção Associada com Bósons Fracos : Se o bóson de Higgs é produzido em associação com um bóson fraco, ele pode ser procurado no canal de decaimento em fótons [35, 36], devido à estreita ressonância do pico distinguível acima da grande quantidade de backgrounds. Contudo, como no caso do decaimento $H \rightarrow \gamma\gamma$ em todos os outros canais de produção, não há qualquer ressonância visível no modelo contínuo, e o sinal estaria perdido em meio aos backgrounds. Existe também um pequeno sinal no canal $H \rightarrow b\bar{b}$ no SM [73], mas como ocorre com a produção associada $t\bar{t}H$, o pico também se perderia em meio aos eventos de background, principalmente a produção contínua do processo de QCD $Wb\bar{b}$ [74].

Fusão de Glúons: Os melhores canais de decaimento para a medida da massa do bóson de Higgs no processo de produção inclusiva $gg \rightarrow H$ [69] são os decaimentos em pares de fótons e o chamado “golden mode” de 4 léptons carregados (via produção de um par ZZ) [35, 36, 68]. Infelizmente, a característica desses sinais que torna possível a determinação da massa do Higgs no caso do SM torna-se a pior desvantagem no caso contínuo uma vez que a janela de massa na análise tem de ser de várias dezenas de GeV. Uma análise do tipo *sideband* do background contínuo não funcionará pois não há ressonâncias, a significância do sinal desaparecerá. Por outro lado, assim como no caso do WBF, o decaimento em pares $W^+W^- \rightarrow \ell^+\ell'^-\nu_\ell\nu_{\ell'}$ é o canal que tem o maior potencial de descoberta rápida do bóson de Higgs do SM de massas aproximadamente entre 150 GeV e $2m_Z$, através da contagem do excesso de eventos em relação aos backgrounds do SM, uma vez que o canal não permite a reconstrução da ressonância da massa do Higgs [42]. Por outro lado, é de se esperar que o canal de decaimento em bósons W funcione de modo semelhante

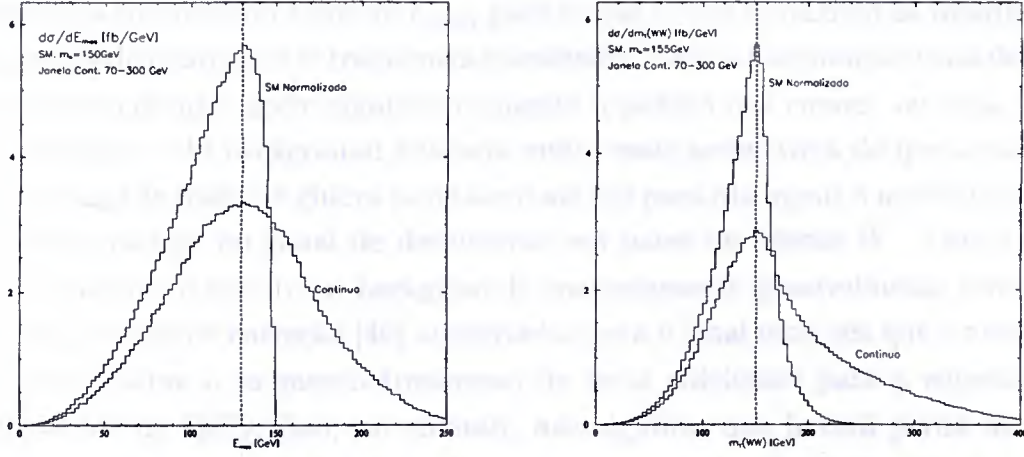


Figura 3.12: Distribuições em E_{miss} , definida por (3.19), no painel da esquerda, e em $m_T(WW)$ definida em (3.16) à direita para o processo $gg \rightarrow h \rightarrow \ell_1 \ell_2 \nu_1 \nu_2$ no LHC para o caso contínuo e para o SM.

ao do caso do WBF. Uma análise preliminar baseada em um programa de monte carlo ao nível partônico para a produção de um contínuo de Higgs no canal de fusão de glúons e os resultados para os backgrounds extraídos de [42], nos mostram que esse canal requer uma luminosidade integrada cerca de três vezes maior para a descoberta ao nível de 5 desvios padrões da média em relação ao processo de WBF. É importante frisar que essa análise é bastante preliminar no sentido que os backgrounds foram calculados com o PYTHIA [127] ao passo que nosso programa é do tipo Monte Carlo parton level. Contudo, o aspecto mais promissor que pudemos notar foi que as distribuições de massa transversa dos W são muito mais assimétricas no caso do SM do que no caso contínuo. A princípio essas assimetrias parecem ser mais pronunciadas aqui do que no canal de produção em WBF como podemos ver na Fig. (3.12). No painel direito apresentamos a distribuição em $m_T(WW)$, como definida na Eq. (3.16). Apesar das curvas apresentarem uma forma bem diferente uma da outra, com a distribuição para o contínuo apresentando uma longa cauda para valores mais altos de $m_T(WW)$, ambas as curvas são bastante assimétricas em torno do valor central comum, em torno de 150 GeV. No painel esquerdo temos a distribuição em E_{miss} definida por

$$\begin{aligned}
 E_{miss} &= \sqrt{2|\vec{p}_{\ell\ell}|E(1 - \cos \Delta\phi)} \\
 E &= \sqrt{|\vec{p}_T|^2 + m_{\ell\ell}^2} \\
 \cos \Delta\phi &= \frac{\vec{p}_{T,\ell\ell} \cdot \vec{p}_T}{|\vec{p}_{T,\ell\ell}| |\vec{p}_T|} .
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

Aqui a diferença de comportamento das curvas é marcante. A curva do SM é muito assimétrica em torno do valor de E_{miss} para o qual ocorre o máximo da distribuição, enquanto a do contínuo é extremamente simétrica. Caso a distribuição total de todos os backgrounds não altere significativamente o padrão das curvas, ou seja, caso a soma do sinal e do background não seja muito mais assimétrica do que a curva do sinal, o canal de fusão de glúons pode ser mais útil para distinguir o modelo contínuo do modelo padrão no canal de decaimento em pares de bósons W . Para tanto é preciso calcular o sinal e os backgrounds coerentemente possivelmente levando-se em conta fatores de correção [40] apropriados para o sinal uma vez que é necessário usar cortes sobre o momento transverso de jatos adicionais para a supressão de backgrounds de QCD. Isso, no entanto, não significa que haverá perda de sinal, pelo contrário, a emissão de jatos adicionais aumenta significativamente a seção de choque do processo em NLO e NNLO. Em [40] mostra-se que um corte sobre o momento transverso desses jatos adicionais no processo $gg \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell\ell'\nu\nu'$ resulta em um K-factor efetivo apenas um pouco menor do que o K-factor inclusivo em NNLO, cerca de 2.04 para um bóson de Higgs de 165 GeV após a aplicação de cortes semelhantes aos apresentados aqui.

Capítulo 4

O Modelo Supersimétrico Mínimo

4.1 A Supersimetria

O Modelo Padrão, através de sua impressionante confirmação experimental, estabeleceu as teorias quânticas de campo invariantes por transformações de gauge locais, exatas e não-exatas (quebradas), como uma estrutura matemática adequada ao tratamento quantitativo dos processos estudados tanto nos experimentos de colisão em aceleradores de partículas quanto em experiências de baixa energia. Contudo, o SM não é capaz de responder a uma série de questões teóricas fundamentais. Neste aspecto, as teorias de gauge supersimétricas [4] têm sido uma das principais áreas de estudo dos físicos de partículas para a solução de problemas que o Modelo Padrão das interações deixou em aberto.

A supersimetria, por sua vez, é uma simetria que relaciona estados bosônicos e fermiônicos através de um gerador de transformações fermiônico. De uma maneira esquemática, denotando o operador de transformação por Q , então uma transformação supersimétrica implica

$$Q|\text{Bóson}\rangle = |\text{Férmion}\rangle \quad Q|\text{Férmion}\rangle = |\text{Bóson}\rangle, \quad (4.1)$$

onde Q e seu conjugado hermitiano $Q^\dagger$ são espinores anticomutantes de spin $n/2$, n natural.

Do ponto de vista formal, as teorias invariantes por transformações supersimétricas são motivadas pelos resultados do teorema de Haag-Lopuszanski-Sohnius (HLS) [5], que é uma extensão do teorema de Coleman-Mandula [6] o qual assegura que para uma matriz-S baseada em uma teoria quântica de campos local relativística em quatro dimensões espaço-temporais, onde só exista um número finito de partículas associadas com estados de uma-partícula de uma dada massa e que exista, além disso, um gap de energia entre o estado de vácuo e os estados de uma partícula, então a álgebra de Lie mais geral de simetrias da matriz-S contém o operador de

energia-momento P^μ , o gerador de rotações de Lorentz $M_{\mu\nu}$ e um número finito de operadores de Lorentz escalares X_G . O teorema ainda assume que os X_G devem pertencer à álgebra de Lie de um grupo compacto de Lie.

O teorema HLS é baseado no relaxamento de uma das hipóteses sobre as quais está baseado o teorema de Coleman-Mandula: ele generaliza a noção de uma álgebra de Lie de modo a incluir sistemas algébricos cujas relações de definição envolvam comutadores e anti-comutadores, a álgebra de Poincaré é estendida pela introdução de geradores de transformações fermiônicos. Esquemáticamente, a maior simetria que uma teoria quântica unitária e interagente pode possuir é o produto direto de uma simetria de gauge (X_G), invariância de Lorentz ($P^\mu, M_{\mu\nu}$) e supersimetria ($Q, Q^\dagger$), definidas por relações do tipo

$$\{Q_i, Q_j^\dagger\} = \delta_{ij} P^\mu \quad (4.2)$$

$$\{Q_i, Q_j\} = \{Q_i^\dagger, Q_j^\dagger\} = 0 \quad (4.3)$$

$$\{P^\mu, Q_i\} = \{P^\mu, Q_i^\dagger\} = 0 \quad (4.4)$$

$$[X_G, X'_G] = X''_G \quad (4.5)$$

onde Q_i representam os operadores fermiônicos da álgebra, enquanto X_G , X'_G , X''_G e P^μ representam os operadores bosônicos. A princípio, podem existir vários operadores fermiônicos [$i = 1, \dots, N$]. O caso $N = 1$ é o mais simples possível e permite somente partículas de spin 1, no máximo. Teorias com $N \geq 2$ possuem características bastante peculiares: para $N = 2$, o espectro de partículas pode ser calculado não-perturbativamente [7]; $N = 4$ leva a uma teoria completamente finita e $N = 5$ contém a gravitação. Contudo, o espectro de partículas observado e violação de CP são compatíveis apenas com a supersimetria global $N = 1$.

Os estados de uma-partícula de uma teoria supersimétrica são naturalmente acomodados em representações irredutíveis da álgebra supersimétrica que são chamadas de *supermultipletos*. Cada supermultiplete contém tanto estados bosônicos quanto estados fermiônicos, os quais são chamados de *superparceiros*. Por definição, se $|F\rangle$, o estado de um férmion, e $|B\rangle$ o estado de um bóson, pertencem ao mesmo supermultiplete, então $|F\rangle$, por exemplo, é proporcional a uma combinação dos operadores Q e $Q^\dagger$ agindo sobre $|B\rangle$, a menos de uma translação ou rotação espaço-temporal. O operador de massa $-P^2$ comuta com os operadores Q e $Q^\dagger$ e com todos os operadores de translação e rotação, o que implica imediatamente que os campos que pertencem a um mesmo supermultiplete devem ter autovalores de $-P^2$ iguais, ou seja, devem possuir a mesma massa.

Os geradores de supersimetria Q e $Q^\dagger$ também comutam com os operadores de transformações de gauge X_G . Logo, partículas de um mesmo supermultiplete

devem estar na mesma representação do grupo de gauge, e, portanto, devem ter, por exemplo, a mesma carga elétrica, isospin fraco e graus de liberdade de cor – quer dizer, devem possuir os mesmos números quânticos relacionados aos grupos de simetria.

Cada supermultiplete contém um número igual de graus de liberdade bosônicos e fermiônicos. Para mostrar isso, considere o operador $(-1)^{2s}$ onde s é o momento angular de spin. Pelo teorema spin-estatística, este operador tem autovalor $+1$ quando age sobre um estado bosônico e -1 quando age sobre um estado fermiônico. Qualquer operador fermiônico transformará um bóson em um férmion e vice-versa. Logo, $(-1)^{2s}$ deve anticomutar com qualquer operador fermiônico da teoria, em particular com Q e $Q^\dagger$. Agora considere o subespaço de estados $|i\rangle$ em um supermultiplete que têm o mesmo autovalor p^μ do operador de quadri-momento P^μ . Com base nas Eqs. (4.2-4.5), qualquer combinação de Q e $Q^\dagger$ agindo sobre $|i\rangle$ resultará em um estado $|i'\rangle$ com mesmo autovalor p^μ . Portanto, existe uma relação de completeza $\sum_i |i\rangle\langle i| = 1$ dentro deste subespaço de estados. Agora vamos tomar o traço sobre todos estes estados do operador $(-1)^{2s} P^\mu$:

$$\begin{aligned}
 \sum_i \langle i | (-1)^{2s} P^\mu | i \rangle &= \sum_i \langle i | (-1)^{2s} Q Q^\dagger | i \rangle + \sum_i \langle i | (-1)^{2s} Q^\dagger Q | i \rangle \\
 &= \sum_i \langle i | (-1)^{2s} Q Q^\dagger | i \rangle + \sum_i \sum_j \langle i | (-1)^{2s} Q^\dagger | j \rangle \langle j | Q | i \rangle \\
 &= \sum_i \langle i | (-1)^{2s} Q Q^\dagger | i \rangle + \sum_j \langle j | Q (-1)^{2s} Q^\dagger | j \rangle \\
 &= \sum_i \langle i | (-1)^{2s} Q Q^\dagger | i \rangle - \sum_j \langle j | (-1)^{2s} Q Q^\dagger | j \rangle \\
 &= 0 .
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

A primeira igualdade segue da relação de anticomutação entre Q e $Q^\dagger$; a segunda e terceira seguem simplesmente da relação de completeza dos estados; e a quarta é resultante do fato de que o operador $(-1)^{2s}$ deve anticomutar com Q . Dessa maneira, $\sum_i \langle i | (-1)^{2s} P^\mu | i \rangle = p^\mu \text{Tr}[(-1)^{2s}]$ é simplesmente proporcional ao número de graus de liberdade bosônicos n_B menos o número de graus de liberdade fermiônicos n_F no traço, $\sum_i \langle i | (-1)^{2s} P^\mu | i \rangle = p^\mu (n_B - n_F) = 0$, de modo que

$$n_B = n_F , \tag{4.7}$$

deve ser satisfeito para um dado $p^\mu \neq 0$ em cada supermultiplete.

A forma mais simples de se construir um supermultiplete consistente com a Eq. (4.7) é pela combinação de um espinor de Weyl (que tem dois estados de helicidade, $n_F = 2$) e dois escalares reais ou um escalar complexo (que tem $n_B = 2$).

A esta combinação dá-se o nome de *supermultiplete quirial*. A próxima possibilidade mais simples contém um campo vetorial bosônico de spin-1. Como estamos interessados em teorias renormalizáveis, então esse campo deve ser um bóson de gauge, a princípio sem massa. Um bóson de spin-1 não-massivo possui dois graus de polarização, logo $n_B = 2$. Para completar o supermultiplete devemos adicionar agora um férmion, portanto, um espinor de Weyl de spin 1/2, o qual possui dois graus de liberdade. Os bósons de gauge devem se transformar de acordo com a representação adjunta do grupo de gauge, e assim também deve acontecer com os superparceiros fermiônicos. Como a representação adjunta de um grupo de gauge sempre é sua própria conjugada, isso significa que estes férmions devem possuir as mesmas propriedades das transformações de gauge para componentes de mão-direita e de mão-esquerda. A tal combinação de partículas de spin-1 e de spin 1/2 damos o nome de *supermultiplete de gauge*.

Nos anos subsequentes ao da formulação do teorema HLS mostrou-se que os modelos supersimétricos são capazes de responder a várias questões deixadas em aberto pelo SM. Em especial, modelos que contém supersimetria podem acomodar de modo natural o mecanismo de quebra espontânea da simetria eletrofraca, componente essencial no SM. No Modelo Padrão, o dubleto de $SU(2)_L$ de escalares complexos é introduzido com a única finalidade de quebrar a simetria do grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ de modo que ocorra o surgimento dos bósons de gauge massivos e do fóton. Através do mecanismo de Higgs, bósons de gauge podem adquirir massa sem arruinar as propriedades de transformação que garantem a renormalização da teoria. Nos modelos supersimétricos, escalares fundamentais ocorrem de maneira natural, apesar de que o mecanismo de Higgs também é necessário para a quebra da simetria eletrofraca. A diferença crucial reside na solução ao chamado de *problema da hierarquia*, o qual está tecnicamente ligado ao surgimento de divergências quadráticas no cálculo de correções quânticas para as massas das partículas escalares. De modo a ilustrar como a supersimetria resolve este problema pela introdução de campos bosônicos e fermiônicos vamos calcular as correções quânticas de 1-loop para as massa de algumas partículas fundamentais do espectro do SM.

Vamos, primeiramente, investigar a função de 2-pontos do fóton, a qual recebe uma contribuição fermiônica do elétron, por exemplo, como o da Fig. (4.1)(a):

$$\begin{aligned}
 \pi_{\gamma\gamma}^{\mu\nu}(0) &= - \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr} \left[(-ie\gamma^\mu) \frac{i}{\not{k} - m_e} (-ie\gamma^\nu) \frac{i}{\not{k} - m_e} \right] \\
 &= -4e^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{2k^\mu k^\nu - g^{\mu\nu}(k^2 - m_e^2)}{(k^2 - m_e^2)^2} \\
 &= 0 .
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

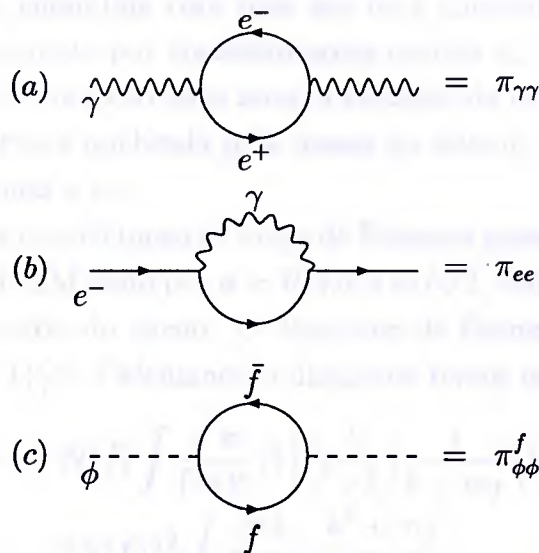


Figura 4.1: Diagramas de Feynman da auto-energia do fóton (a) e do elétron (b) em 1-loop na QED, e da contribuição fermiônica à auto-energia do bóson de Higgs no SM (c).

Isso é uma consequência direta da invariância da teoria sob transformações do grupo $U(1)$ eletromagnético, a qual assegura que a massa do fóton permanece nula em todas as ordens de teoria de perturbação.* Agora considere a auto-energia do elétron na QED, como na Fig. (4.1)(b):

$$\begin{aligned} \pi_{ee}(0) &= \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} (-ie\gamma^\mu) \frac{i}{\not{k} - m_e} (-ie\gamma^\nu) \frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2} \\ &= -4e^2 m_e \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2(k^2 - m_e^2)} . \end{aligned} \quad (4.9)$$

A integral da equação possui uma divergência logarítmica na região do ultravioleta (regime de grandes momentos). Note, porém, que a correção à massa do elétron é proporcional à sua própria massa m_e . O coeficiente é formalmente infinito, contudo, se substituirmos o infinito pela maior escala de massa da física de partículas, a escala de Planck, encontramos a seguinte correção

$$\delta m_e \simeq 2 \frac{\alpha_{em}}{\pi} m_e \log \frac{M_{Pl}}{m_e} \simeq 0.24 m_e , \quad (4.10)$$

a qual é bastante modesta. Em um nível mais profundo, o fato de que esta correção é pequena mesmo levando-se em conta a contribuição do regime de altíssimas energias

*Lembrando que $\pi_{\gamma\gamma}^{\mu\nu}(0) = 0$ somente em esquemas de regularização que preservam as simetrias de gauge, como a *regularização dimensional*, por exemplo.

pode novamente ser entendida com base em uma simetria: no limite $m_e \rightarrow 0$, o modelo torna-se invariante por transformações quirais $\psi_e \rightarrow \exp(i\gamma_5\varphi)\psi_e$. Se essa simetria fosse exata, a correção seria nula, a exemplo da correção à massa do fóton. Na realidade a simetria é quebrada pela massa do elétron, logo a correção deve ser ela mesma proporcional a m_e .

Agora considere a contribuição de loops de férmions pesados à função de 2-pontos do campo de Higgs do SM dado por $\phi = \text{Re}(H+v)/\sqrt{2}$, onde H é um campo escalar real e v o valor esperado do vácuo. O diagrama de Feynman ao nível de 1-loop é mostrado na Fig. (4.1)(c). Calculando o diagrama temos que

$$\begin{aligned}\pi_{\phi\phi}^f(0) &= -N(f) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr} \left[\left(i \frac{\lambda_f}{\sqrt{2}} \right) \frac{i}{\not{k} - m_f} \left(i \frac{\lambda_f}{\sqrt{2}} \right) \frac{i}{\not{k} - m_f} \right] \\ &= -2N(f) \lambda_f^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{k^2 + m_f^2}{(k^2 - m_f^2)^2} \\ &= -2N(f) \lambda_f^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \left[\frac{1}{k^2 - m_f^2} + \frac{2m_f^2}{(k^2 - m_f^2)^2} \right].\end{aligned}\quad (4.11)$$

Onde $N(f)$ é um fator de multiplicidade, por exemplo, $N(\text{top}) = 3$ para um quark top devido à soma sobre cores.

O primeiro termo da última linha de Eq. (4.11) é quadraticamente divergente. Se o limite superior da integral na energia for a escala de Planck ($M_{Pl} \approx 10^{19}$ GeV), a “correção” resultante seria 30 ordens de magnitude maior do que a massa física do bóson de Higgs do SM, $m_\phi \leq 1$ TeV (de modo a preservar a unitariedade da amplitude de espalhamento WW [10])! Além disso, a correção para a massa do Higgs não depende de m_ϕ , de modo que fazer $m_\phi = 0$ não anula a correção, e uma massa é gerada mesmo se o bóson de Higgs tiver massa nula a nível de árvore. Tomar o limite $m_\phi \rightarrow 0$, portanto, não aumenta o grupo de simetria do SM. Não há nada no SM que “proteja” a massa do Higgs de receber grandes correções como no caso do fóton e do elétron.

É claro que poderíamos renormalizar a divergência quadrática, simplesmente subtraindo-a junto com o infinito em um esquema de renormalização apropriado. Isso nos deixaria com um termo finito de ordem $N(f)m_f^2\lambda_f^2/8\pi$. Essa correção seria pequena para férmions do SM, mas uma teoria mais fundamental provavelmente possui férmions bem mais pesados, de massas da ordem da escala da nova teoria, e, novamente, a correção poderá tornar-se muito grande. Não apenas férmions, mas outros tipos de partículas que não se acoplam diretamente ao bóson de Higgs podem contribuir significativamente em correções a partir de 2-loops.[†] Seria preciso um ajuste fino extremo de modo a ocorrer um cancelamento entre a massa nua e

[†]Um exemplo clássico de contribuições de 2-loops ocorre no MSSM, onde a massa do bóson de

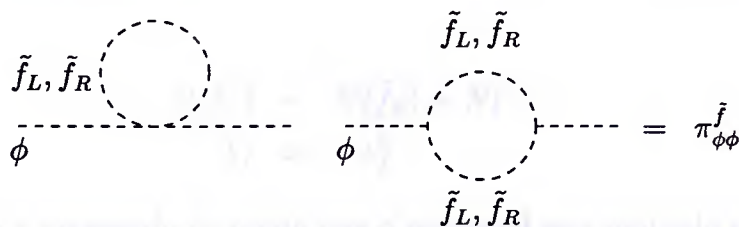


Figura 4.2: Contribuições de sférmions para a autoenergia do Higgs em uma teoria supersimétrica.

as correções quânticas em diversos ordens de teoria de perturbação de maneira que obtivéssemos uma massa da ordem de 1 TeV ou menor. Este é o aspecto técnico do problema da hierarquia: a massa das partículas escalares tendem a estar próximas da mais alta escala de energia de uma teoria. Em teorias de campo supersimétricas esse problema é resolvido pela introdução de contribuições adicionais a $\pi_{\phi\phi}$. Por exemplo, vamos introduzir dois campos escalares complexos $\tilde{f}_L$ e $\tilde{f}_R$, uma para cada estado de helicidade do férmion pesado, com o seguinte acoplamento ao bóson de Higgs:

$$\mathcal{L}_{\phi\tilde{f}} = \frac{1}{2}\tilde{\lambda}_f\phi^2(|\tilde{f}_L|^2 + |\tilde{f}_R|^2) + v\tilde{\lambda}_f\phi(|\tilde{f}_L|^2 + |\tilde{f}_R|^2) + \left(\frac{\lambda_f}{\sqrt{2}}A_f\phi\tilde{f}_L\tilde{f}_R^* + h.c.\right). \quad (4.12)$$

Aqui v é o valor esperado do vácuo do campo de Higgs do SM ($v \simeq 246$ GeV). O segundo termo na Lagrangiana (4.12) é, portanto, devido à quebra da simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ e, por isso, seu coeficiente está relacionado ao do primeiro termo. O coeficiente do terceiro termo é arbitrário. (O fator λ_f aparece aqui apenas como convenção e A_f tem dimensão de massa.) Esta Lagrangiana dá a seguinte contribuição para $\pi_{\phi\phi}$, assumindo o mesmo fator de multiplicidade N para $\tilde{f}_L$ e $\tilde{f}_R$:

$$\begin{aligned} \pi_{\phi\phi}^{\tilde{f}}(0) &= -\tilde{\lambda}_f N(\tilde{f}) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \left[\frac{1}{k^2 - m_{\tilde{f}_L}^2} + \frac{1}{k^2 - m_{\tilde{f}_R}^2} \right] \\ &+ (\tilde{\lambda}_f v)^2 N(\tilde{f}) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \left[\frac{1}{(k^2 - m_{\tilde{f}_L}^2)^2} + \frac{1}{(k^2 - m_{\tilde{f}_R}^2)^2} \right] \\ &+ |\lambda_f A_f|^2 N(\tilde{f}) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{(k^2 - m_{\tilde{f}_L}^2)(k^2 - m_{\tilde{f}_R}^2)}. \end{aligned} \quad (4.13)$$

A primeira linha dessa expressão contém divergências quadráticas provenientes do diagrama à esquerda na Fig. (4.2). Comparando esta expressão com a contribuição fermiônica da Eq. (4.11), vemos que as divergências quadráticas se cancelam quando

Higgs *CP-even* mais leve recebe importantes contribuições de partículas supersimétricas fortemente interagentes em 2-loops [11].

escolhemos

$$\begin{aligned} N(\tilde{f}_L) &= N(\tilde{f}_R) = N(f) \\ \tilde{\lambda}_f &= -\lambda_f^2 . \end{aligned} \quad (4.14)$$

Note que $\tilde{\lambda}_f < 0$ é necessário de modo que o potencial seja limitado por baixo. Ou seja, a contribuição total de um supermultiplete à massa do bóson de Higgs é livre de divergências quadráticas.

É interessante notar que o cancelamento ocorre mesmo que as massas dos escalares e do férmion pesado sejam diferentes, uma vez que a divergência UV independe do valor da massa da partícula no loop. Note também que o acoplamento tríplice $\phi \tilde{f}_L \tilde{f}_R$ não introduz divergências quadráticas. Usando o $\overline{MS}$ para remover as divergências UV, a parte finita das integrais é dada por

$$\int \frac{d^4 k}{i\pi^2} \frac{1}{k^2 - m^2} = m^2 \left(1 - \log \frac{m^2}{\mu^2} \right) \quad (4.15)$$

$$\int \frac{d^4 k}{i\pi^2} \frac{1}{(k^2 - m^2)^2} = -\log \frac{m^2}{\mu^2} , \quad (4.16)$$

onde μ é a escala de renormalização. Por simplicidade vamos assumir $m_{\tilde{f}_L} = m_{\tilde{f}_R} = m_{\tilde{f}}$. Somando as Eqs. (4.11) e (4.13) obtemos

$$\begin{aligned} \pi_{\phi\phi}^{f+\tilde{f}}(0) &= i \frac{\lambda_f^2 N(f)}{16\pi^2} \left[-2m_f^2 \left(1 - \log \frac{m_f^2}{\mu^2} \right) + 4m_f^2 \log \frac{m_f^2}{\mu^2} \right. \\ &\quad + 2m_{\tilde{f}}^2 \left(1 - \log \frac{m_{\tilde{f}}^2}{\mu^2} \right) - 4m_{\tilde{f}}^2 \log \frac{m_{\tilde{f}}^2}{\mu^2} \\ &\quad \left. - |A_f|^2 \log \frac{m_{\tilde{f}}^2}{\mu^2} \right] . \end{aligned} \quad (4.17)$$

Um cancelamento completo ocorre entre as contribuições fermiônicas e bosônicas se, além das Eqs. (4.14) exigirmos que:

$$\begin{aligned} m_{\tilde{f}} &= m_f \\ A_f &= 0 . \end{aligned} \quad (4.18)$$

O fato da correção total se anular quando $N(\tilde{f}) = N(f)$ e $m_{\tilde{f}} = m_f$ indica que a contribuição total de um supermultiplete quiral à massa do Higgs é nula na ausência do termo de interação $\phi \tilde{f}_L \tilde{f}_R^*$. Isso aponta fortemente para uma simetria adicional restaurada no limite em que (4.14) e (4.18) são satisfeitas! Essa simetria é a simetria entre bósons e férmions como descrita pelas transformações supersimétricas. Mais interessante é notar que mesmo se as massas das partículas no multiplete forem diferentes e permitindo que A_f seja diferente de zero ainda assim a correção à massa

do Higgs é pequena desde que a diferença entre as massas e A_f sejam da ordem da escala fraca. Fazendo $m_{\tilde{f}}^2 = m_f^2 + \delta^2$, com $\delta, |A_f| \ll m_{\tilde{f}}$, temos:

$$\begin{aligned} \pi_{\phi\phi}^{f+\tilde{f}}(0) &\simeq i \frac{\lambda_f^2 N(f)}{16\pi^2} \left[-2\delta^2 \log \frac{m_f^2}{\mu^2} - 4\delta^2 - |A_f|^2 \log \frac{m_f^2}{\mu^2} \right] + \mathcal{O}(\delta^4, A_f^2 \delta^2) \\ &= -i \frac{\lambda_f^2 N(f)}{16\pi^2} \left[4\delta^2 + (2\delta^2 + |A_f|^2) \log \frac{m_f^2}{\mu^2} \right] + \mathcal{O}(\delta^4, A_f^2 \delta^2) . \end{aligned} \quad (4.19)$$

A introdução dos campos escalares $\tilde{f}_L$ e $\tilde{f}_R$, superparceiros do campo fermiônico permitiu o cancelamento das divergências quadráticas protegendo a massa do Higgs de receber correções quânticas grandes, desde que a massa das partículas de um mesmo supermultipeto quiral que se acople ao Higgs não sejam muito diferentes e desde que a interação que quebra a supersimetria em Eq. (4.12) (o acoplamento tríplice proporcional a A_f) não seja muito forte. A Lagrangiana $\mathcal{L}_{\phi\tilde{f}}$ mais os termos de interação do Higgs com os férmions f é invariante por transformações supersimétricas quando $m_f = m_{\tilde{f}}$ e $A_f = 0$. O termo em A_f é um termo de quebra da supersimetria que, contudo, não contém divergências quadráticas.

Uma outra maneira de se entender a solução supersimétrica ao problema da hierarquia é o seguinte: assim como as outras partículas, o campo escalar do bóson de Higgs deve ser acomodado em um supermultipeto quiral juntamente com o seu parceiro supersimétrico, um campo espinorial; a massa dos férmions, por sua vez, não possuem divergências quadráticas em suas correções quânticas. Como o Higgs e seu parceiro são estados degenerados em massa, então a massa do Higgs também deve ser livre desse tipo de divergência em uma teoria supersimétrica.

Essa discussão é muito esclarecedora quando percebemos que, se de fato a supersimetria for realizada pela natureza, então, ela não deve ser uma simetria exata uma vez que não se encontram parceiros supersimétricos dos estados do SM degenerados em massa; não existe um escalar com os números quânticos do elétron, por exemplo, de massa 0.511 MeV. As partículas de um mesmo supermultipeto devem, portanto, ter massas diferentes. Pelo exemplo acima constatamos que, ainda que a supersimetria não seja exata, é possível obter o cancelamento das divergências quadráticas no cálculo das correções quânticas das partículas escalares da teoria. A maneira como a quebra da supersimetria ocorre ainda não é totalmente compreendida, mas é possível parametrizar os termos que quebram a supersimetria sem a reintrodução de divergências quadráticas – é a chamada *quebra soft de supersimetria* [13].

Assim como o mecanismo de Higgs, não é possível quebrar a supersimetria a partir do setor “visível”, ou seja, no setor que contém o espectro da teoria. Um setor separado é necessário para a quebra e a informação da quebra deve ser transmitida por meio de alguma interação. Existem duas propostas muito estudadas. A primeira

é que a transmissão da quebra do setor “oculto” para o setor “visível” é realizada por interações gravitacionais (minimal supergravity ou mSUGRA [8]), uma vez que todas as partículas interagem gravitacionalmente, independentemente do seu sabor. Neste cenário, se a supersimetria é quebrada no setor oculto por um valor esperado do vácuo (vev) $\langle F \rangle$, então os termos soft no setor visível devem ser aproximadamente da ordem

$$m_{soft} \approx \frac{\langle F \rangle}{M_{Pl}} , \quad (4.20)$$

por análise dimensional. Isso porque sabemos que m_{soft} deve se anular no limite em que $\langle F \rangle \rightarrow 0$, quer dizer, no limite em que a supersimetria é restaurada, e também deve se anular no limite $M_{Pl} \rightarrow \infty$ (que corresponde a $G_{Newton} \rightarrow 0$) no qual a gravidade se torna irrelevante. Para m_{soft} da ordem de algumas centenas de GeV, é de se esperar, portanto, que a escala associada à quebra soft no setor oculto seja da ordem de $\sqrt{\langle F \rangle} \approx 10^{10}$ GeV ou 10^{11} GeV.

Uma segunda possibilidade é que a transmissão da quebra soft ocorra através das interações forte e fraca (gauge-mediated supersymmetry breaking ou GMSSB [9]), já que todas as partículas conhecidas carregam, pelo menos, um número quântico associado ao grupo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Neste cenário, os termos soft surgem a partir de diagramas de loops envolvendo algumas partículas mensageiras no setor oculto que interagem de acordo com o grupo de gauge e que se acoplam ao vev $\langle F \rangle$. Os termos soft, nesse caso, seriam da ordem de

$$m_{soft} \approx \frac{\alpha_a}{4\pi} \frac{\langle F \rangle}{M_{mens}} , \quad (4.21)$$

onde $\alpha_a/4\pi$ é o fator associado ao cálculo perturbativo do loop que envolve uma interação de gauge, e M_{mens} é a escala característica de massa das partículas mensageiras. Se $M_{mens} \approx \sqrt{\langle F \rangle}$, então a escala de quebra soft de supersimetria pode ser da ordem de $\sqrt{\langle F \rangle} \approx 10^4$ GeV ou 10^5 GeV de modo a dar a m_{soft} a ordem de magnitude correta.

Modelos supersimétricos possuem outras características muito atraentes. Entre elas está a unificação das constantes de acoplamento quando inserimos o MSSM, por exemplo, em uma teoria de unificação mais fundamental, como o $SU(5)$. Inserindo o SM em um grupo de gauge maior em uma teoria de unificação não fixa o grupo de gauge nem os possíveis cenários intermediários, o $SU(5)$ com um grande deserto entre a escala eletrofraca e a escala de unificação é a única possibilidade. No MSSM, as constantes de acoplamento se unificam com uma precisão de aproximadamente 10% em uma escala da ordem de 10^{16} GeV como mostra a Fig. (4.3). A unificação dos três acoplamentos de gauge do SM determina um deles teoricamente. Esta predição pode, então, ser comparada ao valor experimental medido, por exemplo,

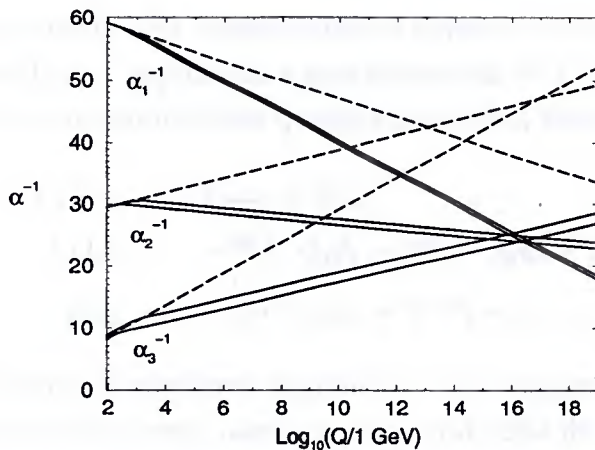


Figura 4.3: A evolução do grupo de renormalização dos acoplamentos de gauge no Modelo Padrão (linhas tracejadas) e no MSSM (linhas sólidas). Em ambos os casos a teoria de grande unificação está baseada em um grupo de gauge $SU(5)$ e um grande deserto entre a escala de quebra de simetria eletrofraca e a escala de unificação Q .

o ângulo de mistura fraco no esquema $\overline{MS}$. Ao contrário do Modelo Padrão, o qual, tudo indica, não é válido até a escala de unificação, o valor predito por sua extensão supersimétrica mínima $\sin^2 \theta_w(m_Z) = 0.2334 \pm 0.005$ concorda muito bem com o valor medido de 0.2316 ± 0.0003 [12, 2]. Qualquer cenário específico de GUT fixa a evolução das equações do grupo de renormalização de todas as massas e acoplamentos. A determinação de $\alpha_s(m_Z)$, a constante de acoplamento forte, também reflete a enorme melhoria do caso do SM, o qual dá $\alpha_s(m_Z) = 0.073 \pm 0.002$, em relação ao MSSM, que dá $\alpha_s(m_Z) = 0.129 \pm 0.010$. O valor medido, $\alpha_s(m_Z) = 0.118 \pm 0.004$, contudo, indica que GUT's supersimétricas preferem um valor um pouco maior, o que pode indicar uma nova física além do MSSM, que muda um pouco o running de α_s .

Outra característica muito atraente do MSSM é que ele prediz a existência de partículas massivas estáveis eletricamente neutras fracamente interagentes com a matéria, as quais são candidatas naturais a compor a matéria fria escura (Cold Dark Matter), que por sua vez parece ser essencial em qualquer modelo cosmológico que procure descrever a razão de expansão do Universo de forma correta.

Vamos agora discutir de maneira mais específica o Modelo Supersimétrico Mínimo e suas consequências fenomenológicas.

4.2 Formulação do Modelo Supersimétrico Mínimo

A Lagrangiana invariante por transformações supersimétricas, renormalizável, contendo campos escalares e espinorais e sem interações de gauge (ou seja, envolvendo apenas campos de supermultipletos quirais) mais geral possível é da forma

$$\mathcal{L}_{\text{quiral}} = \mathcal{L}_{\text{livre}} + \mathcal{L}_{\text{int}} \quad .$$

$$\mathcal{L}_{\text{livre}} = -\partial^\mu \phi^{*i} \partial_\mu \phi_i - i\psi^{\dagger i} \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i + F^{*i} F_i \quad (4.22)$$

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{1}{2} W^{ij} \psi_i \psi_j + W^i F_i + \text{c.c.} \quad , \quad (4.23)$$

onde ϕ_i e F_i são campos escalares complexos e ψ_i campos espinorais de Weyl. O campo F é chamado de *campo auxiliar* e é introduzido de modo que a Eq. (4.23) seja invariante por transformações supersimétricas fora da camada de massa, ou seja, sem o uso das equações de movimento dos campos ϕ_i e ψ_i . A Lagrangiana Eq. (4.23) é invariante sob o seguinte conjunto de transformações supersimétricas globais:

$$\delta \phi_i = \epsilon \psi_i \quad \delta \phi^{*i} = \epsilon^\dagger \psi^{\dagger i} \quad (4.24)$$

$$\delta(\psi_i) = i(\sigma^\mu \epsilon^\dagger) \partial_\mu \phi_i + \epsilon F_i \quad \delta(\psi^{\dagger i}) = -i(\epsilon \sigma^\mu) \partial_\mu \phi^{*i} + \epsilon^\dagger F^{*i} \quad (4.25)$$

$$\delta F_i = i\epsilon^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i \quad \delta F^{*i} = -i\partial_\mu \psi^{\dagger i} \bar{\sigma}^\mu \epsilon \quad . \quad (4.26)$$

Aqui ϵ é um espinor de Weyl constante infinitesimal que parametriza a transformação supersimétrica global.

Na Eq. (4.23) W^{ij} e W^i são funções de campos escalares com dimensão de (massa) e (massa)² respectivamente. Para que a Lagrangiana seja invariante por (4.24–4.26) devemos ter

$$W^{ij} = \frac{\delta^2}{\delta \phi_i \delta \phi_j} W \quad (4.27)$$

$$W^i = \frac{\delta W}{\delta \phi_i} \quad (4.28)$$

$$F_i = -W_i^* \quad , \quad F^{*i} = -W^i \quad (4.29)$$

$$W = \frac{1}{2} M^{ij} \phi_i \phi_j + \frac{1}{6} y^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k \quad , \quad (4.30)$$

onde W é o chamado *superpotencial*. Note que W é uma função analítica nos campos complexos ϕ_k , ele não contém os campos conjugados, simplesmente porque nesse caso o superpotencial não poderia ser feito invariante sob transformações de SUSY. As matrizes M^{ij} e y^{ijk} são totalmente simétricas nos índices, M é a matriz de massa dos férmions e y nos dá os acoplamentos de Yukawa entre os escalares e os férmions.

Os graus de liberdade em um supermultiplete de gauge são um bóson de gauge não massivo A_μ^a e um férmion de duas componentes de Weyl, o gaugino λ^a . O índice a corre sobre a representação adjunta do grupo. As transformações de gauge dos campos do supermultiplete de gauge são dadas, portanto, por

$$\delta_{gauge} A_\mu^a = -\partial_\mu \Lambda^a + g f^{abc} A_\mu^b \Lambda^c \quad (4.31)$$

$$\delta_{gauge} \lambda^a = g f^{abc} \lambda^b \Lambda^c, \quad (4.32)$$

onde Λ^a é um parâmetro de transformação de gauge infinitesimal, g é a constante de acoplamento e f^{abc} são as constantes de estrutura do grupo em questão. No caso em que o grupo de simetria é o $U(1)_Y$, $f^{abc} = 0$ e o gaugino é um singlete de gauge.

Para que a álgebra supersimétrica seja válida para campos fora da camada de massa, ou seja, para que não seja preciso utilizar as equações de movimento dos campos para tornar a Lagrangiana invariante por transformações de SUSY, precisamos introduzir um campo auxiliar, a exemplo do que ocorre em $\mathcal{L}_{quiral}$. Fora da camada de massa, λ^a possui duas componentes complexas, logo quatro graus de liberdade, mas A_μ^a já possui três – o campo auxiliar deve, portanto, ser um escalar real. O campo auxiliar D^a também se transforma de acordo com a representação adjunta do grupo e satisfaz $(D^a)^* = D^a$. Como os campos auxiliares quirais F_i , D^a têm dimensão de (massa)² e, portanto, não possuem termo cinético, de modo que podem ser eliminados usando suas equações algébricas de movimento.

A Lagrangiana para um supermultiplete de gauge é dada por

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - i(\lambda^\dagger)^a \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a + \frac{1}{2} D^a D^a, \quad (4.33)$$

onde

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (4.34)$$

é o tensor do campo de Yang-Mills usual e

$$D_\mu \lambda^a = \partial_\mu \lambda^a - g f^{abc} A_\mu^b \lambda^c \quad (4.35)$$

é a derivada covariante do campo do gaugino. A Lagrangiana Eq. (4.33) é invariante pelo seguinte conjunto de transformações supersimétricas

$$\delta A_\mu^a = -\frac{1}{\sqrt{2}} [\epsilon^\dagger \bar{\sigma}_\mu \lambda^a + \lambda^{\dagger a} \bar{\sigma}_\mu \epsilon] \quad (4.36)$$

$$\delta \lambda^a = -\frac{i}{2\sqrt{2}} (\sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu \epsilon) F_{\mu\nu}^a + \frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon D^a \quad (4.37)$$

$$\delta D^a = \frac{i}{\sqrt{2}} [\epsilon^\dagger \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a - D_\mu (\lambda^\dagger)^a \bar{\sigma}^\mu \epsilon]. \quad (4.38)$$

No caso em que não há acoplamentos entre supermultipletos de gauge e supermultipletos quirais, a equação de movimento de D^a é trivial, $D^a = 0$. Exigindo que $\mathcal{L}_{quiral}$ seja invariante por transformações de gauge

$$\delta_{gauge} X_i = ig\Lambda^a (T^a X_i) , \quad (4.39)$$

onde $X_i = \phi_i, \psi_i, F_i$ transformam-se de acordo com a representação fundamental do grupo, devemos substituir todas as derivadas comuns de $\mathcal{L}_{quiral}$ por derivadas covariantes

$$\partial_\mu \phi_i \rightarrow D_\mu \phi_i = \partial_\mu \phi_i + ig A_\mu^a (T^a \phi_i) \quad (4.40)$$

$$\partial_\mu (\phi^*)^i \rightarrow D_\mu (\phi^*)^i = \partial_\mu (\phi^*)^i - ig A_\mu^a (T^a (\phi^*)^i) \quad (4.41)$$

$$\partial_\mu \psi_i \rightarrow D_\mu \psi_i = \partial_\mu \psi_i + ig A_\mu^a (T^a \psi_i) . \quad (4.42)$$

Existem ainda outros termos invariantes de gauge envolvendo os gauginos e os campos auxiliares que devem ser incluídos na Lagrangiana supersimétrica. A Lagrangiana completa agora é dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = \mathcal{L}_{quiral} + \mathcal{L}_{gauge} \\ - \sqrt{2}g[(\phi^* T^a \psi)\lambda^a + \lambda^{\dagger a}(\psi^\dagger T^a \phi)] + g(\phi^* T^a \phi)D^a . \end{aligned} \quad (4.43)$$

A Lagrangiana total é invariante de gauge e invariante por transformações supersimétricas desde que as Eqs. (4.24–4.26) sejam modificadas da seguinte maneira

$$\delta \phi_i = \epsilon \psi_i \quad (4.44)$$

$$\delta \psi_i = i(\sigma^\mu \epsilon^\dagger) D_\mu \phi_i + \epsilon F_i \quad (4.45)$$

$$\delta F_i = i\epsilon^\dagger \bar{\sigma}^\mu \psi_i + \sqrt{2}g(T^a \phi_i)\epsilon^\dagger \lambda^{\dagger a} . \quad (4.46)$$

É interessante frisar que a intensidade do acoplamento dos termos da segunda linha de (4.43) são fixados como sendo acoplamentos de gauge por causa da supersimetria, apesar de não serem interações de gauge do ponto de vista de uma teoria de gauge comum. A equação de movimento para os campos auxiliares D^a agora é dada por $D^a = -g(\phi^* T^a \phi)$. Eliminando D^a e F_i através de suas equações de movimento nos dá o potencial escalar completo

$$V(\phi, \phi^*) = F^{*i} F_i + \frac{1}{2} \sum_a D^a D^a = W_i^* W^i + \frac{1}{2} \sum_a g_a^2 (\phi^* T^a \phi)^2 . \quad (4.47)$$

Os dois tipos de termos nesta expressão são normalmente chamados “F-terms” e “D-terms”, respectivamente. O segundo termo na Eq. (4.47) contém uma soma explícita sobre todos os grupos de gauge. Como $V(\phi, \phi^*)$ é uma soma de quadrados ,

$V(\phi, \phi^*) \geq 0$ sempre para cada configuração de campo. Notavelmente, as teorias de campo supersimétricas exatas contém um potencial escalar limitado por baixo, onde o potencial origina-se a partir das interações de Yukawa e termos de massa dos F-terms e a partir das interações de gauge dos D-Terms. O que é mais notável ainda é o fato de que introduzindo-se os termos de quebra soft de supersimetria, esse potencial escalar pode ser minimizado fora da origem, o que não ocorre em Eq.(4.47)! O mecanismo de Higgs poderia ser, então, naturalmente inserido na estrutura matemática da teoria!

O Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo adiciona um conjunto mínimo de parceiros supersimétricos ao espectro do Modelo Padrão. Para cada autoestado de helicidade dos férmions de Dirac do SM, léptons (ℓ) e quarks (q), o MSSM adiciona um parceiro escalar – *sléptons* ($\tilde{\ell}$) e *squarks* ($\tilde{q}$), respectivamente – os quais são incorporados em supermultipletos quirais, os de mão-direita e os de mão-esquerda, uma vez que o grupo de simetria de gauge do SM trata ambas de forma diferente. Os bósons de gauge do SM são incorporados com seus parceiros supersimétricos – os *gauginos* – em supermultipletos de gauge: o gaugino do grupo $U(1)_Y$ é chamado *bino* ($\tilde{B}$), os do grupo $SU(2)_L$ são os *winos* ($\tilde{W}$), e os do grupo $SU(3)_C$ são os *gluinos* ($\tilde{g}$). Os campos dos ghosts do $SU(3)_C$ são definidos reescrevendo-se o determinante de Fadeev-Popov, portanto eles não recebem parceiros supersimétricos.

Como o potencial escalar supersimétrico não pode conter campos conjugados, então, pelo menos dois dubletos complexos de campos de Higgs devem ser introduzidos de maneira a dar massa aos quarks do tipo up e down após a quebra espontânea da simetria eletrofraca. Dois dubletos de campos escalares somam oito graus de liberdade, dos quais três são absorvidos pelos bósons vetoriais do grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ gerando os bósons de gauge massivos Z e $W^\pm$, restando ainda cinco graus de liberdade físicos – ou seja, o MSSM prediz 5 bósons de Higgs. Esses campos complexos também possuem parceiros supersimétricos, os *higgsinos*, os quais se combinam com os gauginos do grupo $SU(2)_L$ para dar origem a autoestados de massa chamados *neutralinos*, neutros, e *charginos*, carregados. Por isso, o MSSM possui mais do que o dobro de estados do SM, pois o setor de Higgs do MSSM é mais complexo.

Mistura entre autoestados de interação é um fenômeno comum no MSSM. As matrizes de massa dos parceiros supersimétricos do SM podem ter entradas não-diagonais não desprezíveis devido ao setor de quebra soft de supersimetria. Não apenas neutralinos e charginos são estados gerados por esse tipo de mistura, os squarks de sabores pesados, o *stop* e o *sbottom* podem ter uma forte mistura. No caso dos squarks isso dá origem à chamada hierarquia inversa, onde os squarks de sabores leves podem ser mais pesados do que os squarks de sabores pesados. No capítulo 5 discutimos a mistura desses estados de forma mais completa.

Partículas		spin 0	spin 1/2	$(SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y)$
squarks, quarks (3 famílias)	Q	$(\tilde{u}_L \ \tilde{d}_L)$	$(u_L \ d_L)$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, 1/6)$
	$\bar{u}$	$\tilde{u}_R^*$	$u_R^\dagger$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -2/3)$
	$\bar{d}$	$\tilde{d}_R^*$	$\tilde{d}_R^*$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, 1/3)$
sléptons, léptons (3 famílias)	L	$(\tilde{\nu} \ \tilde{e}_L)$	$(\nu \ e_L)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -1/2)$
	$\bar{e}$	$\tilde{e}_R^*$	$e_R^\dagger$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
Higgs, higgsinos	H_u	$(H_u^+ \ H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+ \ \tilde{H}_u^0)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, +1/2)$
	H_d	$(H_d^0 \ H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \ \tilde{H}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -1/2)$

Tabela 4.1: Supermultipletos quirais no Modelo Supersimétrico Mínimo e respectivas representações do grupo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Como os acoplamentos de gauge têm de respeitar a supersimetria de maneira a cancelar as divergências quadráticas das correções das massas dos escalares, quebrar a supersimetria significa forçar uma diferença entre as massas das partículas dos supermultipletos como discutimos anteriormente. O mecanismo de introdução de massas pela quebra soft [13] em uma dada escala tem de respeitar a simetria de gauge, a conservação dos números bariônico e leptônico, a estabilidade das massas escalares e os limites experimentais, como FCNC, por exemplo. A forma genérica dos termos soft é a seguinte

$$\mathcal{L}_{soft} = -(M_\phi^2)_{ij} \Phi_i^* \Phi_j - \frac{1}{2} [(M_\lambda)_j \lambda_j \lambda_j + h.c.] - \left[\frac{1}{6} Y_{ijk} \Phi_i \Phi_j \Phi_k + \mu B H_u H_d + h.c. \right]. \quad (4.48)$$

Os campos envolvidos são escalares Φ , férmions de Majorana λ e campos dos bósons de Higgs H_u, H_d . O conjunto de possíveis parâmetros consiste de:

- Matrizes de massa dos escalares $(M_\phi^2)_{ij}$ [$i, j = 1, \dots, n$] para squarks e léptons com n gerações. As massas diagonais podem ser escolhidas como sendo reais, uma vez que o superpotencial é real.
- Três massas reais de gauginos $(M_\lambda)_j$ [$j = 1, 2, 3$].
- 27 acoplamentos de Yukawa trilineares complexos Y_{ijk} [$i, j, k = 1, 2, 3$] que conservam a paridade R .
- Duas massas para os escalares de Higgs e um parâmetro de massa complexo $\mu B H_u H_d$.

O MSSM também pressupõe a existência de uma simetria adicional *ad hoc* chamada *paridade R* que garante a conservação dos números leptônico (L) e bariônico (B),

que são simetrias “acidentais” no SM, uma vez que as interações do Modelo Padrão não prevêem acoplamento direto entre quarks e léptons. O superpotencial mais geral como dado na Eq. (4.30) contém acoplamentos trilineares de supermultipletos quirais, como, por exemplo, os supermultipletos do Higgs, dos quarks e dos léptons. Embora esses acoplamentos conservem o número fermiônico, alguns deles não conservam L ou B ou ambos, uma vez que interações entre supermultipletos de quarks e léptons são permitidas pela supersimetria. No MSSM um novo número quântico é introduzido

$$R = (-1)^{3B+L+2S} , \quad (4.49)$$

onde B é o número bariônico, L o número leptônico e S o spin da partícula. Para as partículas do SM $R = +1$, enquanto $R = -1$ para os parceiros supersimétricos. Exigindo que a Lagrangiana do MSSM conserve R elimina os termos trilineares do superpotencial que não envolvem o supermultiplete de Higgs. O superpotencial mais geral pode ser separado, então, em duas partes: uma que conserva R , W_R , e outra que não conserva, $W_{\bar{R}}$:

$$W = W_R + W_{\bar{R}} \quad (4.50)$$

$$W_R = \lambda^E \bar{E} H_1^i L^i + \lambda^D \bar{D} H_u^i Q^i + \lambda^U \bar{U} H_d^i Q^i - \mu H_u^i H_d^i \quad (4.51)$$

$$W_{\bar{R}} = \frac{1}{2} \lambda L^i L^i \bar{E} + \lambda' L^i Q^i \bar{D} + \frac{1}{2} \lambda'' \bar{U} \bar{D} \bar{D} + \mu_i L_i H_u . \quad (4.52)$$

A conservação da paridade R tem consequências fenomenológicas importantes tanto em buscas diretas em aceleradores como em considerações cosmológicas:

- Partículas supersimétricas são sempre produzidas em pares. Isso significa que sempre é necessário energia suficiente para a produção de pelo menos duas partículas pesadas em aceleradores de alta energia.
- A partícula supersimétrica ($R = -1$) mais leve (LSP) deve ser absolutamente estável uma vez que ela não pode decair em partículas do SM. Se a LSP for eletricamente neutra, ela interage apenas fracamente com a matéria e é uma candidata a compor a matéria escura fria não-bariônica exigida pela cosmologia. As LSP's devem ser partículas fracamente interagentes, pois sendo estáveis, algumas delas devem ter sobrevivido desde a era do Big Bang. Se elas fossem fortemente ou eletromagneticamente interagentes, a maioria desses remanescentes cosmológicos estariam ligados a núcleos dando origem a isótopos exóticos. A procura por tais isótopos exóticos praticamente exclui a possibilidade de LSP's com cargas elétricas ou de cor a menos que suas massas sejam da ordem de vários TeV [102]. No contexto do MSSM, portanto, as LSP's devem ser neutras.

Partículas	spin 1/2	spin 1	$(SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y)$
gluino, glúon	$\tilde{g}$	g	$(\bar{8}, 1, 0)$
wino, bósons W	$\tilde{W}^\pm \tilde{W}^0$	$W^\pm W^0$	$(\bar{1}, 3, 0)$
bino, bóson B	$\tilde{B}^0$	B^0	$(\bar{1}, 1, 0)$

Tabela 4.2: Supermultipletos de gauge no Modelo Supersimétrico Mínimo e respectivas representações do grupo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

- Cada partícula supersimétrica mais pesada do que a LSP deve decair em um estado que contenha um número ímpar de LSP's. Isso significa que qualquer evento de SUSY em aceleradores aparecerá com uma quantidade significativa de desbalanço de momento transversal (p_T).

No próximo capítulo discutiremos mais profundamente as implicações fenomenológicas do MSSM estendido por termos que quebram a paridade R.

4.3 A QCD Supersimétrica

A procura direta de partículas supersimétricas em colisões hadrônicas é dominada por estados finais fortemente interagentes. Nesses processos de produção as correções quânticas em Next-to-Leading-Order são significativas. Mais do que isso, as correções para a produção de partículas fracamente interagentes em aceleradores hadrônicos também são dominadas por efeitos de força forte. Embora os squarks e gluinos sejam muito pesados para serem considerados como pártons, esses estados precisam ser incluídos nos loops virtuais de modo a termos um cálculo consistente em NLO de SUSY-QCD.

A extensão supersimétrica da QCD do Modelo Padrão é bastante direta, uma vez que a simetria $SU(3)_C$ é exata. A parte da Lagrangiana da QCD Supersimétrica que contém as interações entre quarks, glúons, squarks e gluinos pode ser escrita como

$$\mathcal{L}_{SUSY-QCD} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{mat} + \mathcal{L}_{self} + \mathcal{L}_{Yuk} + \mathcal{L}_{soft} . \quad (4.53)$$

O primeiro termo da Lagrangiana descreve a interação mútua das componentes do supermultiplo de gauge, o glúon (A_μ^a) e o gluino (λ^a)

$$\mathcal{L}_{gauge} = ig f^{abc} \lambda^a \sigma^\mu \lambda^{\dagger b} A_\mu^c + "3V" + "4V" , \quad (4.54)$$

onde 3V e 4V descrevem os acoplamentos tríplice e quártico dos glúons.

O segundo termo descreve a interação do glúon e do gluino com os quarks (ψ_i) e squarks (ϕ_i)

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{mat} = & -g\bar{\psi}_i\bar{\sigma}^\mu\psi_i T^a A_\mu^a \\ & -ig\phi_i^*\partial^\leftrightarrow\phi_i T^a A_\mu^a + g^2(T^a T^b)A_\mu^a A^{b\mu}\phi_i^*\phi_i \\ & -g\sqrt{2}T^a(\lambda^a\psi_i\phi_i^* + \lambda^{*a}\psi_i^\dagger\phi_i) .\end{aligned}\quad (4.55)$$

O primeiro termo na Eq. (4.55) descreve a interação quark-glúon da QCD, o segundo e terceiro termos as interações dos squarks e glúons, enquanto o último termo contém a interação de Yukawa quark-squark-gluino. Note que nesse caso a interação é diagonal no sabor, ou seja, o gluino acopla quarks e squarks de mesmo sabor apenas.

O termo $\mathcal{L}_{self}$ proveniente de $\mathcal{L}_{quiral}$ de (4.43) nos dá a auto-interação entre os squarks proveniente dos D-terms do potencial (4.47). Nesse caso pode ocorrer acoplamentos entre squarks de dois sabores diferentes e de helicidades diferentes, o que pode ocasionar a oscilação entre autoestados de massa (ou interação)

$$\mathcal{L}_{self} = -g^2 S^{ijkl}\phi_i\phi_j^*\phi_k\phi_l^* , \quad (4.56)$$

onde S^{ijkl} são tensores nos índices de cor i, j, k, l (veja o apêndice B).

Finalmente, existem as interações de Yukawa que geram as massas dos férmions e os termos de quebra soft de SUSY que dão massa aos gauginos e aos escalares e introduzem o acoplamento trilinear A_q . No MSSM, onde dois dubletos de Higgs H_u e H_d são necessários para quebrar a simetria eletrofraca [18], estes termos podem ser escritos de uma maneira simplificada para a primeira geração como:

$$\mathcal{L}_{Yuk} = h_u\bar{u}QH_u + h_d\bar{d}QH_d \quad (4.57)$$

$$\mathcal{L}_{soft} = -\frac{m_{\tilde{g}}^2}{2}\lambda^{*a}\lambda^a + \sum m_{\tilde{q}_i}^2\phi_i^*\phi_i + h_u A_u \tilde{Q}H_u \tilde{u}^* + h_d A_d \tilde{Q}H_d \tilde{d}^* , \quad (4.58)$$

onde $\bar{u}$, $\bar{d}$, $\tilde{u}$, $\tilde{d}$, Q , $\tilde{Q}$, H_u e H_d são os campos correspondentes aos supermultipletos quirais da Tabela 2.1. Além dos termos de geração de massa e de acoplamento com os bósons de Higgs, as interações fortes entre quarks, squarks, glúons e gluinos, as quais geram as correções de ordem superior da SUSY-QCD são apresentadas na Fig. (4.4) e suas regras de Feynman no apêndice B.

Ao contrário dos glúons, os gluinos são partículas massivas devido à quebra de supersimetria, como já dissemos. Na verdade, gluinos podem ser bastante pesados em modelos fenomenologicamente interessantes. O Tevatron impõe um limite inferior de pelo menos 195 GeV sobre a massa dessas partículas [121].

Os autoestados de mão-esquerda e direita dos squarks $\tilde{q}_L$ e $\tilde{q}_R$ misturam-se após a quebra soft de supersimetria dando origem a autoestados de massa $\tilde{q}_1$ e $\tilde{q}_2$. A

quantidade de mistura depende da massa do quark q , logo, é importante no caso dos squarks de sabores pesados, o *stop* ($\tilde{t}$) e o *sbottom* ($\tilde{b}$). No caso dos stops, a mistura pode ser tão grande que o estado mais leve ($\tilde{t}_1$) pode ser muito mais leve do que o quark top e os outros squarks, o que faz dessa partícula uma forte candidata à procura direta em colisões hadrônicas. No caso dos sbottoms, a mistura pode também ser muito grande no regime de altos valores de $\tan \beta$ (a razão entre os vev's dos dois dubletos de Higgs do MSSM). Voltaremos a discutir a questão da mistura dos stops e sbottoms no capítulo 5.

Na QCD padrão, os únicos parâmetros livres são a constante de acoplamento forte α_s e as massas dos quarks, cujos valores precisam ser extraídos experimentalmente. Na SUSY-QCD muito mais parâmetros são necessários para descrever a teoria: além das massas dos squarks e do gluino, temos os termos soft de quebra de SUSY e os ângulos de mistura $\theta_{\tilde{q}}$.

Existem ainda dois aspectos técnicos referentes ao cálculo de correções em NLO de SUSY-QCD. Em primeiro lugar é preciso obter de forma correta as regras de Feynman que envolvem os gluinos, os quais são férmions de Majorana, uma vez que as suas interações podem violar a conservação do número fermiônico gerando ambiguidades no sinal relativo da interferência entre os diferentes diagramas de Feynman que contribuem a um dado processo. Nesse aspecto utilizamo-nos dos resultados e convenções da Ref. [15], onde regras de Feynman para férmions de Majorana e interações que violam o número fermiônico são definidas sem ambiguidades.

Em segundo lugar existe um problema em relação à escolha do esquema de regularização. O esquema de regularização usual que é empregado nos cálculos de QCD quebra a supersimetria [14]. Por exemplo, a igualdade entre a constante de acoplamento forte g_s e a constante de acoplamento de Yukawa g_Y do vértice quark-squark-gluino não é automaticamente mantida em ordens superiores e é preciso forçar a igualdade somando-se contratermos adicionais [17]. No esquema de redução dimensional, onde somente os 4-vetores e não a álgebra de Dirac estão em n -dimensões, a igualdade entre as constantes de acoplamento é mantida automaticamente, contudo, em alguns casos, a invariância de gauge pode ser quebrada, o que requer a soma dos contratermos novamente.

4.4 O Setor de Higgs do Modelo Supersimétrico Mínimo

Como discutimos nas seções anteriores, existem fortes razões teóricas e também alguma evidência experimental para se supor que o SM é, na verdade, apenas uma teoria efetiva que descreve bem os fenômenos físicos de escala eletrofraca, estando, contudo, inserido em uma estrutura maior. De fato, as dificuldades teóricas encon-

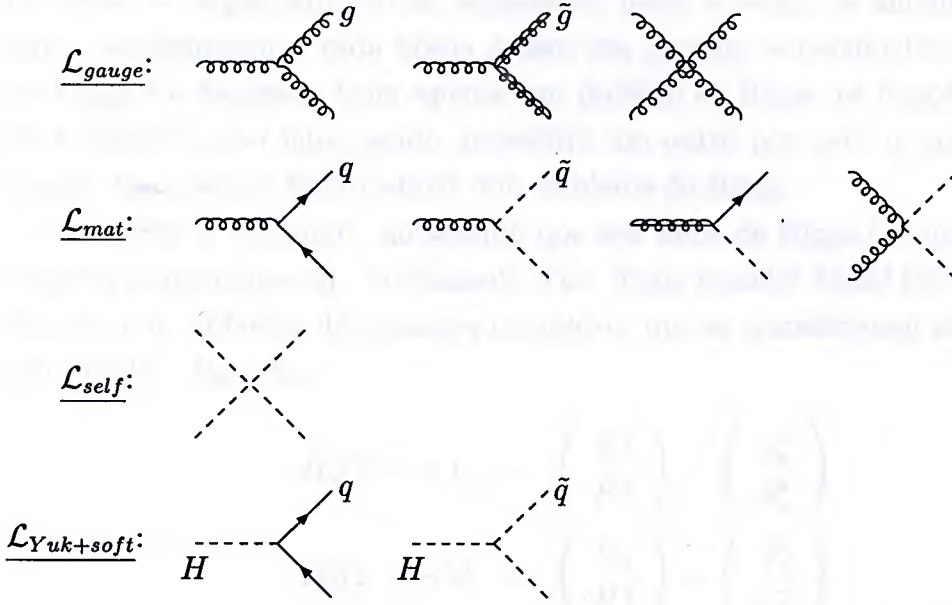


Figura 4.4: Interações entre quarks (q), squarks ($\tilde{q}$), glúons (g), gluinos ($\tilde{g}$) e bósons de Higgs (H) correspondentes à Lagrangiana da QCD Supersimétrica dada pelas Eqs. (4.53 – 4.58).

tradas no setor de Higgs do SM são as principais motivações para se procurar por uma teoria mais fundamental. Neste aspecto, o MSSM tem se mostrado uma extensão atraente no sentido que resolve os problemas mais fundamentais do setor de quebra espontânea de simetria, notadamente o problema da hierarquia de massa das partículas do SM, as quais não podem ser, “naturalmente”, da escala de centenas de GeV. Além disso o MSSM é uma teoria fenomenologicamente realística uma vez que é possível respeitar os vínculos experimentais associados a diversos observáveis físicos como FCNC, momento magnético anômalo do múon, decaimento rápido do próton, parâmetros de precisão eletrofracos, etc.

Argumentamos também que o superpotencial do MSSM deve ser uma função analítica de seus campos escalares. A introdução de campos conjugados destrói a invariância de (4.30) por transformações supersimétricas. Isso significa que apenas com um dubleto de Higgs não é possível dar massa a todos os sabores de quarks, uma vez que não podemos usar Φ_c ! São necessários, portanto, pelo menos dois dubletos diferentes de escalares complexos que se transformam de acordo com a representação fundamental do $SU(2)_L$. Uma outra razão para a necessidade de dois dubletos em teorias supersimétricas é que, como o SM, o MSSM deve ser livre de anomalias

de maneira a ser renormalizável [30]. Para tanto é suficiente exigir que a soma de todas as cargas fermiônicas anule-se de modo a evitar as anomalias. Em uma teoria supersimétrica, cada bóson possui um parceiro supersimétrico fermiônico, o do Higgs é o *higgsino*. Com apenas um dubleto de Higgs, os higgsinos induzem a uma anomalia não nula, sendo necessário um outro par para o cancelamento das cargas, logo, temos de introduzir dois dubletos de Higgs.

O MSSM é “mínimo”, no sentido que seu setor de Higgs é o mais simples que respeita a supersimetria – o chamado *Two Higgs Doublet Model* [31]. Nesse modelo existem dois dubletos de escalares complexos que se transformam não trivialmente sob $SU(2)_L$: H_u e H_d :

$$H_u(Y = +1) = \begin{pmatrix} H_u^1 \\ H_u^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_u^+ \\ \phi_u^0 \end{pmatrix} \quad (4.59)$$

$$H_d(Y = -1) = \begin{pmatrix} H_d^1 \\ H_d^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_d^0 \\ \phi_d^- \end{pmatrix}, \quad (4.60)$$

onde somente as componentes neutras devem possuir valores esperados do vácuo não nulos.

O potencial de Higgs que quebra espontaneamente a simetria do grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ em $U(1)_{em}$ é dado por [32]

$$\begin{aligned} V(H_u, H_d) = & \lambda_1(H_u^\dagger H_u - v_u^2)^2 + \lambda_2(H_d^\dagger H_d - v_d^2)^2 \\ & + \lambda_3[(H_u^\dagger H_u - v_u^2) + (H_d^\dagger H_d - v_d^2)]^2 \\ & + \lambda_4[(H_u^\dagger H_u)(H_d^\dagger H_d) - (H_u^\dagger H_d)(H_d^\dagger H_u)] \\ & + \lambda_5[Re(H_u^\dagger H_d) - v_u v_d \cos \xi]^2 \\ & + \lambda_6[Im(H_u^\dagger H_d) - v_u v_d \sin \xi]^2, \end{aligned} \quad (4.61)$$

onde os λ_i são todos parâmetros reais (por hermiticidade). Este potencial é o mais geral invariante por transformações de gauge e uma simetria discreta, $H_u \rightarrow -H_u$, a qual é fracamente quebrada por termos de dimensão dois, o que assegura que correntes neutras com mudança de sabor não serão muito grandes. Se todos os λ_i são não-negativos, então o mínimo do potencial é manifestamente

$$\langle H_u \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_u \end{pmatrix}, \quad \langle H_d \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_d \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (4.62)$$

onde a normalização é escolhida de modo que $v^2 \equiv v_u^2 + v_d^2 = 4m_W^2/g^2 = (246 \text{ GeV})^2$, e que quebra a simetria eletrofraca, mas mantém o vácuo invariante do $U(1)$ eletromagnético. Se $\sin \xi \neq 0$, então há violação de CP no setor de Higgs. Contudo se

$\lambda_5 = \lambda_6$, então ambos os termos podem ser combinados em um termo proporcional a $|H_u^\dagger H_d - v_u v_d e^{i\xi}|^2$ e a fase pode ser eliminada por uma redefinição de um dos campos sem afetar os outros termos do potencial. Isso é o que ocorre no MSSM, por exemplo, devido à supersimetria. Portanto assumiremos $\xi = 0$ daqui para frente. Uma série de relações entre as constantes λ_i decorrem do fato de que a Eq. (4.61) deve ser invariante por transformações supersimétricas [18].

Levando-se em conta todos os termos que contém interações com bósons de Higgs das Lagrangianas supersimétricas do capítulo anterior, os termos do superpotencial W_R da Eq. (4.52), os D-terms da Eq. (4.47), os termos de quebra soft de (4.48) e do setor de quebra espontânea de simetria apresentada acima, então o potencial de Higgs do MSSM é da forma

$$\begin{aligned} V_{MSSM} = & (m_u^2 + |\mu^2|)H_u^{i*}H_u^i + (m_d^2 + |\mu^2|)H_d^{i*}H_d^i - m_{ud}^2(\epsilon_{ij}H_u^iH_d^j + h.c.) \\ & + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)[H_u^{i*}H_u^i - H_d^{j*}H_d^j]^2 + \frac{1}{2}g^2|H_u^{i*}H_d^i|^2. \end{aligned} \quad (4.63)$$

Como no caso do SM, escrevendo os dubletos como pequenas perturbações em torno do mínimo e transformando para o gauge unitário, obtemos os termos de massa dos férmions e dos bósons de gauge massivos. Note agora que temos dois dubletos de escalares, em um total de oito graus de liberdade escalares, mas apenas três continuam sendo necessários para gerar massa aos bósons de gauge do setor eletrofraco – restam 5 graus de liberdade escalares físicos. O MSSM, portanto, prevê a existência de cinco bósons de Higgs: dois carregados $H^\pm$, dois neutros pares por transformação de CP (*CP-even*), h^0 e H^0 , e um neutro ímpar por CP (*CP-odd*) A^0 . Em termos dos campos dos dubletos, os bósons de Higgs físicos são dados pelas relações:

$$\begin{aligned} H^\pm &= \phi_d^\pm \sin \beta + \phi_u^\pm \cos \beta \\ A^0 &= \sqrt{2}(Im\phi_d^0 \sin \beta + Im\phi_u^0 \cos \beta) \\ h^0 &= -(\sqrt{2}Re\phi_d^0 - v_d) \sin \alpha + (\sqrt{2}Re\phi_u^0 - v_u) \cos \alpha \\ H^0 &= +(\sqrt{2}Re\phi_d^0 - v_d) \cos \alpha + (\sqrt{2}Re\phi_u^0 - v_u) \sin \alpha \end{aligned} \quad (4.64)$$

onde α é o ângulo de mistura que surge no processo de diagonalização da matriz de massa 2×2 dos bósons de Higgs neutros, enquanto β é definido pela seguinte relação entre os valores esperados do vácuo dos dois dubletos

$$\tan \beta = \frac{v_u}{v_d}. \quad (4.65)$$

Os bósons de Goldstone são, como no SM, absorvidos pelos campos dos W 's e do Z gerando-lhes massa. Podemos agora trabalhar sobre as condições de minimização

do potencial escalar que garanta valores diferentes de zero para v_u e v_d , obtendo várias relações entre os parâmetros da Eq. (4.63), v_u e v_d , e as massas dos bósons de Higgs físicos. As massas dos bósons de Higgs físicos estão relacionadas entre si através das expressões:

$$m_{A^0}^2 = m_{H^\pm}^2 - m_W^2 \quad (4.66)$$

$$m_{H^0, h^0}^2 = \frac{1}{2} [m_{A^0}^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_{A^0}^2 \cos^2 2\beta}] , \quad (4.67)$$

enquanto o ângulo de mistura α é dado por

$$\cos 2\alpha = -\cos 2\beta \left(\frac{m_{A^0}^2 - m_Z^2}{m_{H^0}^2 - m_{h^0}^2} \right) , \quad \sin 2\alpha = -\sin 2\beta \left(\frac{m_{H^0}^2 + m_{h^0}^2}{m_{H^0}^2 - m_{h^0}^2} \right) . \quad (4.68)$$

Importantes predições seguem das Eqs. (4.67–4.68) a nível de árvore:

$$\begin{aligned} m_{H^\pm} &\geq m_W , \quad m_{H^0} \geq m_Z , \quad m_{A^0} \geq m_{h^0} \\ m_{h^0} &\leq \min\{m_Z, m_{A^0}\} |\cos 2\beta| \leq m_Z . \end{aligned} \quad (4.69)$$

Dois parâmetros independentes são necessários para descrever o setor de Higgs do MSSM. Uma escolha conveniente é o par $(\tan \beta, m_{H^\pm})$. Note, agora, que no limite $m_{H^\pm} \rightarrow m_W$ para $\tan \beta$ fixo, $m_{h^0} = m_{A^0} \cos 2\beta$, o que significa que o MSSM prediz a existência de pelo menos um bóson de Higgs leve. No limite oposto, $m_{H^\pm} \rightarrow \infty$, novamente para $\tan \beta$ fixo, A^0 , H^0 e $H^\pm$ desacoplam-se da teoria, e o setor de Higgs resultante contém um estado neutro *CP-even*, h^0 , o qual é idêntico ao Higgs do SM. Ainda assim, devemos ter $m_{h^0} \leq m_Z$. Não fosse o fato de que correções radiativas de 1 e 2-loops alteram essa relação, relaxando o limite superior de m_{h^0} , o MSSM já estaria descartado. Essas correções dependem de vários parâmetros de quebra soft, contudo, existe um consenso de que a massa de h^0 não pode ser superior a algo em torno de 130–150 GeV. Na Fig. (4.5) mostramos a massa do bóson de Higgs mais leve do MSSM, h^0 , em termos de $\tan \beta$ nos cenários de mínima e máxima mistura entre os estados de stops. Para a mistura mínima $m_h^{max} \simeq 120$ GeV, e para a mistura máxima $m_h^{max} \simeq 135$ GeV.

A fenomenologia do setor de Higgs depende dos vários acoplamentos dos bósons de Higgs aos bósons de gauge, aos outros estados de Higgs, férmions e sférmions. Em particular, os acoplamentos dos bósons de Higgs neutros *CP-even* a pares de W 's e Z 's são dados em termos dos ângulos α e β

$$g_{hVV} = g_V m_V \sin(\beta - \alpha) \quad (4.70)$$

$$g_{HVV} = g_V m_V \cos(\beta - \alpha) \quad (4.71)$$

$$g_{hVV}^2 + g_{HVV}^2 = g_V^2 m_V^2 , \quad (4.72)$$

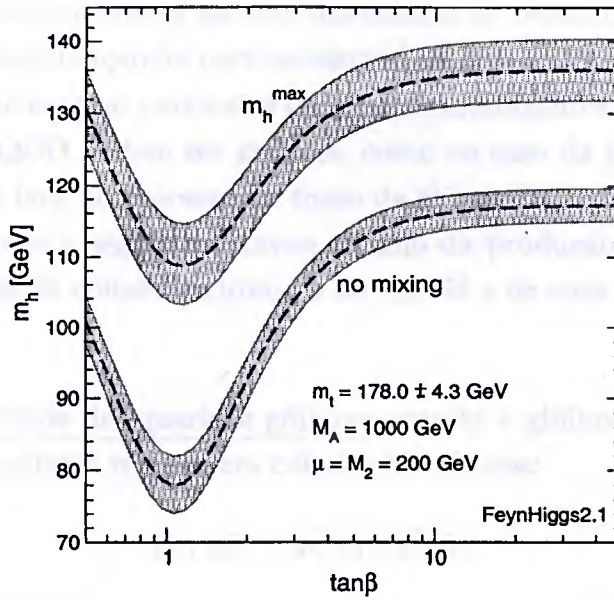


Figura 4.5: Predições para m_{h^0} incluindo correções de 2-loops como função de $\tan\beta$ nos cenários de mínima e máxima mistura entre os scalar tops. A área sombreada corresponde à variação da escala da constante de acoplamento forte α_s .

onde $g_V = g$ se $V = W$, e $g_V = g/\cos\theta_W$ se $V = Z$. O acoplamento de h^0 aos bósons de gauge fracos pode ser suprimido em relação ao bóson de Higgs do SM. Por outro lado, o acoplamento de h^0 com os quarks pesados é da forma

$$g_{hbb} = -\frac{gm_b}{2m_W} \frac{\sin\alpha}{\cos\beta} \quad (4.73)$$

$$g_{htt} = +\frac{gm_t}{2m_W} \frac{\cos\alpha}{\sin\beta} \quad (4.74)$$

Se $\tan\beta$ é pequeno, o acoplamento entre o Higgs neutro mais leve do MSSM e o quark top é intensificado; caso contrário, no cenário de $\tan\beta$ grande, o acoplamento com os bottoms é que pode se tornar grande. Esse último caso pode ter um impacto maior na procura de bósons de Higgs do MSSM, uma vez que quarks bottom podem iniciar processos em colisões hadrônicas, principalmente no LHC.

4.5 Produção de Partículas Supersimétricas em Aceleradores Hadrônicos

Qualquer estado supersimétrico pode ser produzido em colisões hadrônicas do tipo próton-antipróton (Tevatron) e próton-próton (LHC). As seções de choque normal-

mente recebem significativas correções de NLO em α_s , ao mesmo tempo que as incertezas teóricas relacionadas à escolha das escalas de renormalização e fatorização e das funções de distribuição de pártons são reduzidas. Mesmo no caso em que o estado produzido não contém partículas fortemente interagentes, as correções de NLO de QCD e SUSY-QCD podem ser grandes, como no caso da produção inclusiva do Higgs neutro mais leve no processo de fusão de glúons [16].

Vamos apresentar a seguir um breve resumo da produção de partículas supersimétricas em anéis de colisão hadrônicos no MSSM e de suas correções de NLO de SUSY-QCD.

Produção associada de squarks e gluinos: squarks e gluinos podem ser produzidos através das seguintes reações em colisões hadrônicas:

$$pp, p\bar{p} \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}^*, \tilde{q}\tilde{q}, \tilde{q}\tilde{g}, \tilde{g}\tilde{g} . \quad (4.75)$$

O cálculo completo das correções de NLO de SUSY-QCD já foi realizado tanto para o Tevatron quanto para o LHC [19]. Escolhendo as escalas de fatorização (Q_F) e renormalização (Q_R) de forma central, ou seja, fazendo $Q_F = Q_R = m$, onde $m = (m_1 + m_2)/2$ é a média das massas das duas partículas produzidas, as correções de SUSY-QCD são positivas e grandes, aumentando a seção de choque de LO em 10–90%. A inclusão das correções de NLO diminuem a dependência nas escalas por um fator 3–4, não ultrapassando $\simeq 10$ –15%. Além disso as correções em NLO modificam muito pouco as distribuições de momento-transverso e rapidez, o que justifica o simples rescalonamento das distribuições de LO por um K-factor constante dependendo da massa das partículas produzidas. Apresentamos a seção de choque total combinada dos canais $\tilde{q}\tilde{q} + \tilde{q}\tilde{g} + \tilde{g}\tilde{g}$ no LHC em LO na Fig. (4.6).

A assinatura experimental do decaimento de squarks e gluinos no MSSM sempre envolve jatos, léptons e desbalanço de energia (*missing energy*). No caso da produção de pares de gluinos, os léptons podem ter a mesma carga elétrica, uma vez que os gluinos são férmions de Majorana, o que constitui um sinal extremamente interessante do ponto de vista fenomenológico, uma vez que tal tipo de assinatura possui um baixo nível de backgrounds do SM.

Produção de charginos e neutralinos: as seções de choque de produção de charginos e neutralinos dependem de vários parâmetros do setor de quebra soft do MSSM em LO [21]. As seções de choque são razoáveis para charginos/neutralinos de massas menores do que 100 GeV no upgraded Tevatron e para massas menores do que 200 GeV no LHC. Devido à forte dependência em relação aos parâmetros de SUSY, os limites obtidos sobre as massas dessas partículas dependem da região do espaço

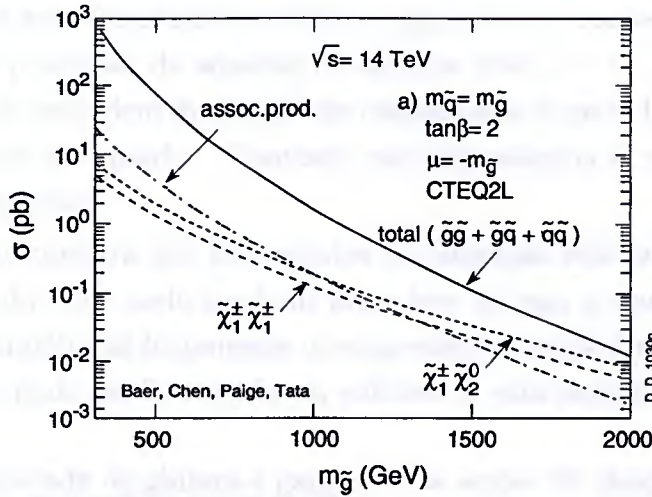


Figura 4.6: Seções de choque de produção de partículas supersimétricas no LHC [25]. A linha sólida representa a seção de choque combinada dos canais $q\bar{q}$, $q\bar{g}$ e $g\bar{g}$. As linhas tracejadas representam a produção de duas combinações de charginos e neutralinos, enquanto a linha traço-ponto dá a seção de choque associada de charginos/neutralinos e gluinos.

de parâmetros do MSSM [22]. As correções de SUSY-QCD aumentam as seções de choque em torno de 10–30% [23]. A dependência na escolha das escalas é da ordem de apenas 10%, o que sinaliza uma significativa estabilização da predição teórica das seções de choque de produção. A variação com a escolha do conjunto de funções de distribuição de pártons é de cerca de 10–15%.

Charginos e neutralinos podem ser bastante leves na maioria dos modelos de quebra soft de SUSY. O neutralino pode ser a LSP nesses casos, o que motiva a sua procura em aceleradores de partículas. Um canal bastante promissor é a produção associada de um chargino e um neutralino decaindo em um estado final de três léptons carregados:

$$pp/p\bar{p} \longrightarrow \tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_2^0 \longrightarrow \ell \nu \tilde{\chi}_1^0 \ell \ell \tilde{\chi}_1^0 \longrightarrow \ell \ell \ell + \cancel{E} . \quad (4.76)$$

Esse processo possui um baixo nível de contaminação por backgrounds do SM. Na Fig. (4.6) são mostradas as seções de choque totais de produção associada de alguns estados de charginos e neutralinos.

Produção de pares de stops: em LO somente pares de $\tilde{t}_1$ ou de $\tilde{t}_2$ podem ser produzidos em colisões hadrônicas. Estados misturados $\tilde{t}_1 \tilde{t}_2$ só podem ser produzidos em NLO ou ordens superiores. A produção misturada, porém, é completamente

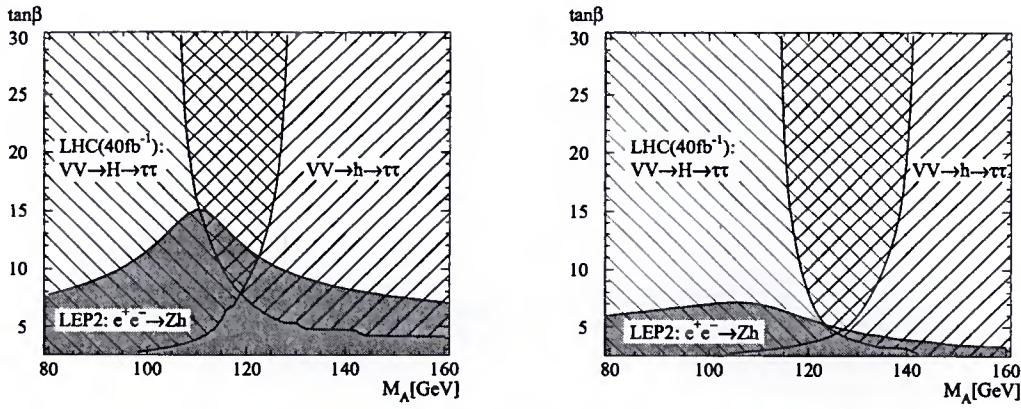


Figura 4.7: Contornos de descoberta de 5σ para o canal $H^0, h^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ no processo de fusão de bósons fracos no LHC com $\lesssim 40 \text{ fb}^{-1}$.

Tevatron. Porém, no LHC, é garantida a descoberta de pelo menos um dos estados neutros CP -even do MSSM, h^0 ou H^0 , caso existam, no canal de fusão de bósons fracos onde os W, Z decaem em léptons tau [46]. Pela Fig. (4.7) vemos que o LHC terá potencial de descoberta para estes estados praticamente em todo o espaço de parâmetros supersimétricos.

As perspectivas de descoberta de bósons de Higgs do MSSM no ATLAS são mostradas na Fig. (4.8) para vários canais de decaimento, tanto para os Higgs neutros quanto para os carregados. Pela figura vemos que o LHC terá sensibilidade sobre quase todo espaço de parâmetros do MSSM. Contudo, as análises dos grupos do ATLAS e CMS têm se concentrado apenas em decaimentos em partículas do SM. O decaimento em partículas de SUSY podem, no entanto, aumentar o leque de canais de procura dependendo de suas massas. Por exemplo, o decaimento de bósons de Higgs carregados em charginos/neutralinos pode ajudar a cobrir a região de valores de $\tan\beta$ intermediários, para os quais tanto o Tevatron quanto o LHC têm pouca sensibilidade.

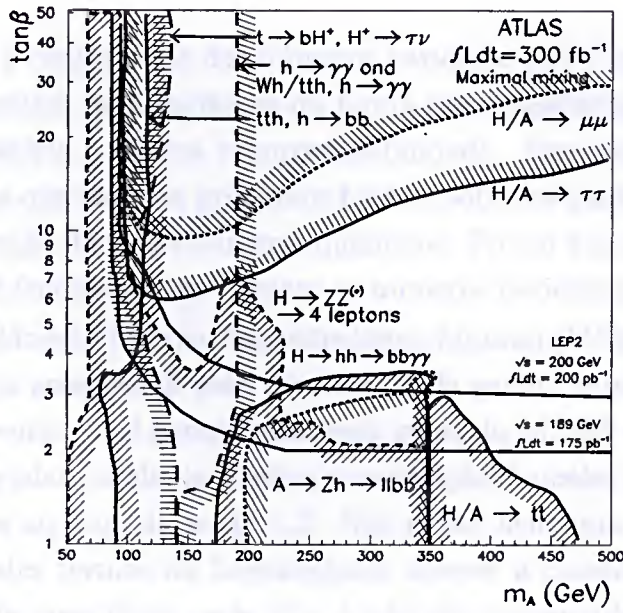


Figura 4.8: Sensibilidade estimada do ATLAS (5σ) para a procura de bósons de Higgs do MSSM, assumindo uma luminosidade integrada de 300 fb^{-1} . A sensibilidade para os diversos canais de procura são mostrados no plano m_A versus $\tan\beta$.

Capítulo 5

Produção Simples de Partículas Supersimétricas

No Modelo Padrão, a conservação dos números bariônico (B) e leptônico (L) é uma consequência automática da invariância da teoria sob transformações de gauge, de seu conteúdo de matéria e de sua renormalizabilidade. Essa simetria é, contudo, “acidental”, uma vez que entre os princípios básicos sobre os quais se constrói o SM, não figura a conservação daqueles números quânticos. Porém é um fato experimental a não observação de fenômenos que violam os números bariônico e leptônico.

No contexto do Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MSSM), a conservação de B e L não é mais assegurada pela invariância de gauge, supersimetria e renormalizabilidade da teoria. A Lagrangiana mais geral do MSSM contém termos no superpotencial que violam explicitamente a conservação daqueles números quânticos conforme discutimos no final da seção 4.2. Não existe nenhuma motivação teórica para se descartar estes termos da Lagrangiana, apenas a constatação empírica de que qualquer tipo de nova física onde B e L não são conservados deve ser importante apenas em escalas de energia grandes ou que os acoplamentos que dão origem a esses fenômenos devem ser muito fracos. Por outro lado, teorias de unificação normalmente predizem fenômenos como o decaimento rápido do próton.

Como discutimos na seção 4.2, a existência desses operadores de violação de B e L pode ser proibida postulando-se uma simetria discreta chamada *paridade R* [77, 78], que implica a conservação do número $R \equiv (-1)^{3B+L+S}$, onde B é o número bariônico, L o número leptônico e S o spin da partícula, conforme definido na Eq. (4.49) e que evita o decaimento do próton e da LSP no MSSM.

Modelos de violação de paridade R ($\mathcal{R}_p$), contudo, possuem características interessantes dos pontos de vista teórico e fenomenológico. Em primeiro lugar, é possível evitar o decaimento rápido do próton não permitindo que L e B sejam violados simultaneamente. Para tanto é suficiente impor a conservação de uma paridade bariônica generalizada através de uma simetria (Z_3) que também pode eliminar os operadores que levam ao decaimento do próton [79]. Além disso, acoplamentos de $\mathcal{R}_p$ diferentes

de zero podem gerar as pequenas massas de neutrinos que as experiências de oscilação parecem indicar. Modelos onde a paridade R é quebrada espontaneamente quando sneutrinos de mão-direita adquirem um valor esperado do vácuo diferente de zero [90, 91], e que possuem termos bilineares do tipo $L_i H_u$ são interessantes por permitirem a unificação dos acoplamentos de Yukawa do bottom e do tau para qualquer valor de $\tan \beta$ [92].

A seguir discutiremos de forma mais completa a quebra explícita de paridade R nos concentrando nos termos trilineares somente.

5.1 Quebra Explícita da Paridade R

Como discutimos anteriormente, $R = +1$ para as partículas conhecidas do SM e $R = -1$ para suas parceiras supersimétricas. O MSSM é um modelo onde a paridade R é conservada. Isso traz três consequências importantes: (i) partículas supersimétricas são produzidas em pares, (ii) partículas supersimétricas decaem em partículas supersimétricas e (iii) a partícula supersimétrica mais leve é estável.

Em termos dos campos componentes, escalares complexos e férmions de Dirac, o setor do superpotencial que quebra R é descrito pela Lagrangiana

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{k_p} = & \lambda_{ijk} [\tilde{\nu}_L^i \tilde{e}_R^k e_L^j + \tilde{e}_L^j \tilde{e}_R^k \nu_L^i + (\tilde{e}_R^k)^* (\tilde{\nu}_L^i)^c e_L^j - (i \leftrightarrow j)] \\ & + \lambda'_{ijk} [\tilde{\nu}_L^i \tilde{d}_R^k d_L^j + \tilde{d}_L^j \tilde{d}_R^k \nu_L^i + (\tilde{d}_R^k)^* (\tilde{\nu}_L^i)^c d_L^j - \tilde{e}_L^i \tilde{d}_R^k u_L^j - \tilde{u}_L^j \tilde{d}_R^k e_L^i - (\tilde{d}_R^k)^* (\tilde{e}_L^i)^c u_L^j] \\ & + \lambda''_{ijk} [(\tilde{u}_R^i)^c d_R^j \tilde{d}_R^k + (\tilde{u}_R^i)^c \tilde{d}_R^j d_R^k + \tilde{u}_R^i (\tilde{d}_R^j)^c d_R^k] \\ & + h.c. , \end{aligned} \quad (5.1)$$

onde os índices i, j, k denotam a geração dos respectivos (s)léptons e (s)quarks, os campos escalares $\tilde{e}^i$, $\tilde{\nu}^i$, $\tilde{u}^i$ e $\tilde{d}^i$ correspondem aos sléptons carregados, sneutrinos, squarks up e squarks down, respectivamente, da i -ésima geração. O superescrito $(\)^c$ denota espinores conjugados de carga. A constante de Yukawa λ é antisimétrica sob a troca dos primeiros dois índices, enquanto λ'' é antisimétrica sob a troca dos dois últimos. Existem, portanto, nove acoplamentos λ , nove λ'' e vinte e sete λ' , em um total de 45 novos parâmetros. Para que o número bariônico seja conservado, evitando o decaimento rápido do próton, todos os λ'' devem ser nulos ou proibidos por alguma simetria. Interações envolvendo os acoplamentos λ e λ' podem levar à violação do número leptônico.

Existem vínculos experimentais sobre todos esses acoplamentos, sendo que os mais restritivos são sobre os λ'' envolvendo os quarks da primeira geração. Os menos vinculados são aqueles envolvendo partículas da terceira geração [80].

5.2 Produção Associada de Stops e Léptons no Tevatron e no LHC

De uma maneira geral, as procuras por partículas supersimétricas em aceleradores de partículas assumem a conservação da paridade R . Contudo, essa simetria não é de modo algum inerente aos modelos supersimétricos, nem a invariância de gauge nem a supersimetria de fato exigem que a paridade R seja conservada [99, 100, 101]. A conservação desse número quântico tem um impacto enorme na procura por partículas de SUSY em aceleradores: os parceiros supersimétricos das partículas do SM só podem ser produzidas em pares e o estado final sempre irá conter pelo menos duas LSP's, que são estáveis.

O fato de que o setor do MSSM que respeita essa simetria só pode produzir partículas de SUSY em pares restringe o alcance de busca dos aceleradores, uma vez que é necessária energia suficiente para a produção de pelo menos dois estados pesados. Na ausência da conservação da paridade R , as partículas supersimétricas podem ser produzidas em associação com partículas do SM ou de forma ressonante, como pode ser observado a partir dos termos de interação da Lagrangiana (5.1). Se a partícula do SM, no caso da produção associada, for leve, um volume muito maior do espaço de fase estará disponível para a produção dos estados pesados de SUSY. Por outro lado, a produção de pares sempre envolve interações de gauge, sendo, portanto, independente de modelo, ao contrário da produção simples que ocorre através de acoplamentos de Yukawa desconhecidos da Eq. (5.1).

Ainda assim, a produção associada ou ressonante via acoplamentos de $\mathcal{R}_p$ podem estender consideravelmente o alcance de busca dos aceleradores. Na Fig. (5.1) mostramos a seção de choque de produção de pares de tops escalares em comparação à produção simples ressonante através de vários acoplamentos de quebra de paridade R , λ''_{3jk} . Em todos os casos, as seções de choque de produção ressonante são maiores do que a produção dupla, mesmo utilizando um valor de λ''_{3jk} bem menor do que o limite experimental, cerca de 0.5 [80]. O resultado combinado de todos os canais revela um grande potencial de descoberta de SUSY caso esses acoplamentos não sejam muito pequenos. No caso em que não se encontrem sinais como os preditos por essas interações, limites sobre os acoplamentos podem ser obtidos a partir dos dados experimentais.

Uma vez que se queira procurar por sinais de nova física a partir de colisões hadrônicas é mais fácil procurar pelos estados fortemente interagentes mais leves. No caso do setor de interações fortes do MSSM, a QCD supersimétrica, os estados mais leves são os tops escalares (stops) e os bottoms escalares (sbottoms) devido aos efeitos de mistura dos autoestados de interação da Lagrangiana. Isso pode ser visto

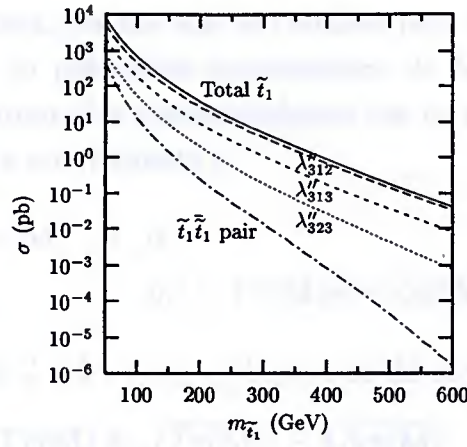


Figura 5.1: Seções de choque de produção ressonante de stops via acoplamentos de quebra de paridade R ($\lambda''_{3jk} = 0.1$) no RUNII do Tevatron comparado à produção dupla de stops no MSSM. As seções de choque foram calculadas em LO.

através da matriz de massa dos autoestados de interação da QCD supersimétrica. O termo de massa dos squarks na Lagrangiana da QCD supersimétrica é dado por

$$\mathcal{L}_M = \bar{\tilde{Q}} M \tilde{Q} = \begin{pmatrix} \tilde{q}_L^* & \tilde{q}_R^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{LL}^2 & m_{LR}^2 \\ m_{LR}^2 & m_{RR}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{q}_L \\ \tilde{q}_R \end{pmatrix}, \quad (5.2)$$

onde $\tilde{q}_{L,R}$ denotam os campos do squark left e right, respectivamente, e

$$\begin{aligned} m_{LL}^2 &= m_Q^2 + m_q^2 + \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) m_Z^2 \cos 2\beta \\ m_{RR}^2 &= m_U^2 + m_q^2 + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W m_Z^2 \cos 2\beta \\ m_{LR}^2 &= -m_q (A_q + \mu \cot \beta) \quad \text{para squarks do tipo up} \\ m_{LR}^2 &= -m_q (A_q + \mu \tan \beta) \quad \text{para squarks do tipo down} . \end{aligned} \quad (5.3)$$

Nessas expressões, m_Q , m_U e A_q são termos de massa da quebra soft de supersimetria, m_q é massa do quark correspondente, m_Z é a massa do bóson Z , μ e $\tan \beta$ estão relacionados à quebra espontânea de simetria do setor eletrofraco.

Para os quarks leves u , d , s e c , m_{LR}^2 pode ser desprezado frente aos elementos diagonais, de modo que a matriz de massa pode ser considerada diagonal. Dessa forma $\tilde{q}_L$ e $\tilde{q}_R$ são os autoestados de massa de $\mathcal{L}_M$ para esses sabores.

Para o caso do stop e sbottom, esse último, em um cenário de grande $\tan \beta$, a situação é diferente, pois a massa do top e do bottom são grandes. As entradas não-diagonais não são desprezíveis e há uma mistura entre $\tilde{q}_L$ e $\tilde{q}_R$, que já não são autoestados de massa da Lagrangiana.

Os autoestados de massa, por sua vez, são obtidos pela diagonalização da matriz de massa M . Os zeros do polinômio característico de M são os autovalores de M diagonalizado e os autoestados correspondentes são os autoestados de massa da Lagrangiana. A equação a ser resolvida é

$$\begin{aligned} \det(m \mathbf{I} - M) &= 0 \\ &= m^2 - \text{Tr}(M)m + \det(M) = 0, \end{aligned} \quad (5.4)$$

onde $\mathbf{I}$ é a matriz unidade 2×2 , e cuja solução nos dá os autovalores de M

$$\begin{aligned} m_{2,1}^2 &= \frac{\text{Tr}(M) \pm \sqrt{\text{Tr}(M)^2 - 4 \det(M)}}{2} \\ &= \frac{1}{2}(m_{LL}^2 + m_{RR}^2 \pm \sqrt{(m_{LL}^2 - m_{RR}^2)^2 + 4m_{LR}^4}) \end{aligned} \quad (5.5)$$

onde assumimos o stop $\tilde{t}_1$ como o estado mais leve.* Os autoestados de massa são dados por

$$\begin{pmatrix} \tilde{t}_1 \\ \tilde{t}_2 \end{pmatrix} = \mathbf{R}^{-1}(\theta_0) \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix}, \quad (5.6)$$

onde $\mathbf{R}(\theta_0)$ é a matriz que diagonaliza a matriz de massa M , ou seja,

$$\mathbf{R}^{-1} M \mathbf{R} = \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 \\ 0 & m_2^2 \end{pmatrix}. \quad (5.7)$$

A matriz $\mathbf{R}$, por sua vez, pode ser parametrizada como

$$\mathbf{R}(\theta_0) = \begin{pmatrix} \cos(\theta_0) & -\sin(\theta_0) \\ \sin(\theta_0) & \cos(\theta_0) \end{pmatrix}, \quad (5.8)$$

e a solução da equação (5.7) nos dá o ângulo de mistura θ_0 em função de m_{LL} , m_{RR} e m_{LR}

$$\theta_0 = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{2m_{LR}^2}{m_{LL}^2 - m_{RR}^2}\right). \quad (5.9)$$

O subscrito 0 denota um ângulo de mistura não-renormalizado. Na verdade, mostraremos que as contribuições virtuais não-diagonais, ou seja, aquelas que envolvem $\tilde{t}_1$ e $\tilde{t}_2$, podem ser absorvidas em uma redefinição de θ_0 em NLO. Os autoestados de massa são, agora, dados por

$$\tilde{t}_1 = +\cos(\theta_0)\tilde{t}_L + \sin(\theta_0)\tilde{t}_R, \quad (5.10)$$

$$\tilde{t}_2 = -\sin(\theta_0)\tilde{t}_L + \cos(\theta_0)\tilde{t}_R. \quad (5.11)$$

*Note que $m_1^2 + m_2^2 = m_{LL}^2 + m_{RR}^2$.

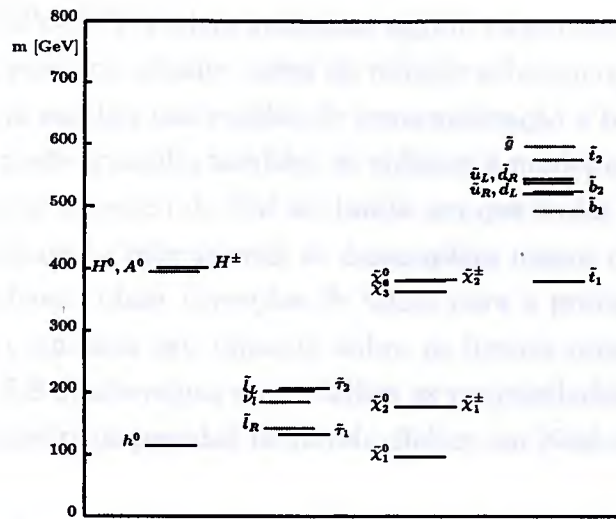


Figura 5.2: Espectro de massas das partículas do MSSM em um cenário típico do mSUGRA. Nesse caso, o stop ($\tilde{t}_1$) é a partícula escalar fortemente interagente mais leve do espectro.

Dependendo da magnitude dos termos de quebra soft e de $\tan \beta$, pode ocorrer uma forte mistura entre os autoestados de interação, resultando em autoestados de massas muito diferentes. O stop mais leve pode ser mais leve do que o quark top, por exemplo. Na Fig. (5.2) apresentamos o espectro de massas das partículas do MSSM para um ponto típico do espaço de parâmetros do mSUGRA [81], onde, apesar do stop mais leve ($\tilde{t}_1$) ser mais pesado do que o top, ele é a partícula escalar fortemente interagente mais leve do espectro, ao passo que o segundo autoestado de massa ($\tilde{t}_2$) é quase tão pesado quanto o gluino, que é a mais pesada dentre todas as partículas neste cenário.

Da Eq. (5.1) vemos que os stops podem ser produzidos em associação com elétrons, múons e taus, mas não com seus neutrinos. Os sbottoms, por outro lado, podem ser produzidos em associação com qualquer lépton ou seu respectivo neutrino via acoplamentos λ' :

$$p\bar{p}(pp) \rightarrow qg \rightarrow \ell\tilde{t}(\tilde{b}) \quad , \quad \lambda'_{i3j}(\lambda'_{ij3}) \quad (5.12)$$

$$p\bar{p}(pp) \rightarrow qg \rightarrow \nu_\ell\tilde{b} \quad , \quad \lambda'_{ij3} \quad (5.13)$$

Os acoplamentos de Yukawa do tipo $\lambda'_{i3j}(\lambda'_{ij3})$ são os que têm os menores vínculos experimentais [80]. Como o stop e sbottom podem ser os mais leves dos squarks, esses processos são um dos mais promissores na procura direta por partículas supersimétricas em cenários de violação de paridade R .

Correções de SUSY-QCD podem aumentar significativamente as seções de choque de produção como veremos adiante, além de reduzir substancialmente as incertezas teóricas em razão da escolha das escalas de renormalização e fatorização. Todos os resultados obtidos neste trabalho também se aplicam a modelos contendo um leptoquark escalar além do espectro do SM no limite em que todas as outras partículas supersimétricas fortemente interagentes se desacoplam menos o stop ou o sbottom. Dessa maneira, podemos obter correções de QCD para a produção simples de leptoquarks escalares e analisar seu impacto sobre os limites oriundos do Tevatron e do LHC. Na seção 5.8 descrevemos em detalhes as propriedades de desacoplamento dos estados supersimétricos pesados incluindo efeitos em Next-to-Leading Order.

5.3 Seção de Choque de Produção em Leading Order

Em ordem mais baixa de teoria de perturbação, a produção associada de stops (sbottoms) e léptons [†] ocorre através da reação

$$q(k_1) + g(k_2) \rightarrow S(p_2) + \ell(p_1) , \quad (5.14)$$

onde S denota um stop ou sbottom, q um quark u ou d , g um glúon e ℓ um lépton carregado. Entre parênteses estão definidos os momentos das partículas. De modo a evitar limites muito fortes sobre λ' e obter um sinal claro e não suprimido, podemos, por exemplo, escolher λ'_{231} , o que implica que o quark do estado inicial é d , c ou b e o lépton associado é um múon. No caso dos sbottoms, a Lagrangiana permite sua produção associada tanto a léptons carregados quanto a neutrinos, como dissemos. Neste caso poderíamos, por exemplo, escolher λ'_{213} , o que corresponde a um quark u ou s no estado inicial e novamente um múon no estado final. De qualquer maneira, devemos enfatizar que as correções de SUSY-QCD em NLO são exatamente as mesmas em qualquer caso, uma vez que os léptons não interagem fortemente.

Em LO esse processo recebe a contribuição de dois diagramas de Feynman, apresentados na Fig. (5.3).

Usamos o gauge de Feynman para os propagadores de glúons internos. Para glúons externos, somente os estados de polarização transversais são gerados. Para tanto utilizamos um truque bem conhecido (*ghost subtraction*), o qual utiliza as identidades de Slavnov-Taylor para partículas na camada de massa e a invariância de gauge das amplitudes para subtrair a contribuição de ghosts externos e que, efetivamente, permite o uso da soma de polarizações no gauge de Feynman [112]

[†]Ou de leptoquarks de primeira geração.

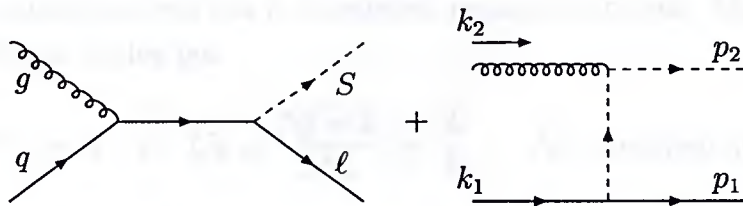


Figura 5.3: Produção associada de um stop (sbottom) e um lépton em LO de QCD supersimétrica através de uma interação de quebra de paridade R.

(veja o apêndice A):

$$\sum \epsilon^\mu(k_i) \epsilon^{\nu*}(k_i) = -g^{\mu\nu} , \quad (5.15)$$

onde k_i é o momento do i -ésimo glúon externo. Esse truque além de permitir eliminar os diagramas que contêm ghosts em linhas externas e usar $-g^{\mu\nu}$ como a soma de polarizações do glúon é extremamente simples de ser implementado computacionalmente, pois consiste apenas em retirar das amplitudes os momentos dos glúons externos. Verificamos que após a subtração dos ghosts, as amplitudes são invariantes de gauge.

O conjunto de invariantes de Mandelstam usados para a descrição dos processos $2 \rightarrow 2$ é dado por

$$s = (k_1 + k_2)^2 \quad (5.16)$$

$$t = (k_1 - p_1)^2, \quad t_1 = t - m^2 \quad (5.17)$$

$$u = (k_2 - p_1)^2, \quad u_1 = u - m^2 . \quad (5.18)$$

Os invariantes estão relacionados por $s + t + u = m^2$, onde $k_1^2 = k_2^2 = p_1^2 = 0$ e $p_2^2 = m^2$, onde m é a massa do escalar.

Usando as regras de Feynman do apêndice B, obtemos o seguinte elemento de matriz quadrado em LO, $|\mathcal{M}_B|^2$, em $n = 4 - 2\epsilon$ dimensões no esquema de regularização dimensional [82][†]:

$$|\mathcal{M}_B|^2 = -2 C_A C_F g_S^2 \cos^2 \theta_{\tilde{q}} (\lambda'_{SUSY})^2 \frac{[(2 - 2\epsilon)(m^4 + t^2) + 4\epsilon m^2 t] u}{s (m^2 - t)^2} . \quad (5.19)$$

A constante de acoplamento da QCD é denotada por g_S e a constante de Yukawa do acoplamento $S\ell q$ por λ'_{SUSY} . O parâmetro de escala μ é necessário para dar a g_S

[†]A generalização para $n \neq 4$ dimensões é necessária em vista do uso da regularização dimensional para o tratamento das divergências que surgem nos cálculos de correções radiativas.

a dimensão de massa correta em n dimensões espaço-temporais. Os fatores de cor do grupo $SU(3)$ são dados por

$$C_A = N_c = 3 \quad \text{e} \quad C_F = \frac{N_c^2 - 1}{2N_c} = \frac{4}{3}, \quad N_c = \text{número de cores}.$$

Após realizar a integração do espaço de fase de 2 partículas em n -dimensões e levando em conta a média sobre os estados de cor e spins das partículas iniciais, encontramos a seguinte distribuição em LO:

$$s^2 \frac{d^2 \hat{\sigma}_B}{dt du} = K_{gg} \frac{\pi S_\epsilon}{\Gamma(1-\epsilon)} \left(\frac{t u}{\mu^2 s} \right)^{-\epsilon} \times \delta(s+t+u-m^2) \times \sum_{\text{spins, cores}} |\mathcal{M}_B|^2. \quad (5.20)$$

Mais adiante veremos que o espaço de fase de 3 partículas é escrito em termos de dois ângulos e dois invariantes (t, u) visando o uso do *phase space slicing method* para o cálculo das correções de emissão de glúon soft e, por isso, escrevemos o espaço de fase de duas partículas em termos de dois invariantes de Mandelstam. O fator K_{gg} incorpora a média sobre os estados de cor e spins das partículas iniciais e é dado por

$$K_{gg} = \frac{1}{4(1-\epsilon)N_c(N_c^2-1)}. \quad (5.21)$$

Os glúons possuem $(n-2)$ graus de liberdade em n dimensões. O termo $S_\epsilon = (4\pi)^{-2+\epsilon}$ vem das integrações angulares do espaço de fase.

A seção de choque total hadrônica é obtida da forma usual integrando-se a seção de choque partônica convoluída com as funções de distribuição de pártons f_i apropriadas

$$\sigma(pp, p\bar{p} \rightarrow S\ell) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1) f_j(x_2) \hat{\sigma}_{ij}(ij \rightarrow S\ell; s = x_1 x_2 S), \quad (5.22)$$

onde a energia total do centro-de-massa do acelerador é dada por $\sqrt{S}$.

5.4 Correções em NLO de SUSY-QCD

O conjunto completo de correções em $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ incluem correções de partículas virtuais – glúons, quarks, gluinos e squarks – ao nível de 1-loop, e de emissão de partículas reais – glúons e quarks de sabores leves. Nesta ordem de teoria de perturbação, o módulo quadrado das amplitudes que contribuem ao processo é dado por

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_B|^2 + (\mathcal{M}^B \mathcal{M}^{V*} + \mathcal{M}^V \mathcal{M}^{B*}) + \sum_{ij} |\mathcal{M}^{\mathcal{R}}_{ij}|^2. \quad (5.23)$$

O segundo termo representa a interferência das amplitudes virtuais, que são de ordem g_S^3 , com a amplitude Born, enquanto o terceiro termo representa a soma de todos os processos de emissão de pártons, os quais são de ordem g_S^2 .

Correções virtuais levam a divergências ultravioletas (UV) e infravermelhas (IR), enquanto as correções de emissão de partículas reais dão origem a divergências infravermelhas[§]. Em ambos os casos utilizamos o método de regularização dimensional [82] para regularizar as divergências em $n = 4 - 2\varepsilon$ dimensões espaço-temporais. Tanto os elementos de matriz quanto o espaço de fase de 2 e 3 partículas devem ser escritos em n dimensões de modo a obter todos os termos finitos no limite $\varepsilon \rightarrow 0$ de forma correta.

Existem 4 parâmetros físicos que necessitam de renormalização em NLO: os acoplamentos forte α_s e de Yukawa λ'_{SUSY} , a massa do stop/sbottom do estado final m e o ângulo de mistura dos squarks $\theta_{\tilde{q}}$. Os acoplamentos foram renormalizados no esquema $\overline{MS}$, enquanto a massa do stop/sbottom e o ângulo de mistura foram renormalizados usando um esquema de subtração on-shell, o que inclui um ângulo de mistura running, calculado com a massa do stop como uma escala de renormalização fixa. Na próxima seção discutimos o esquema de renormalização em maiores detalhes, assim como as correções virtuais em NLO de SUSY-QCD.

5.5 Contribuições Virtuais

O cálculo das correções de ordem α_s^2 envolvem a contribuição de glúons, quarks, gluinos e squarks virtuais em loops. A seção de choque diferencial correspondente é dada por

$$s^2 \frac{d^2 \hat{\sigma}^V}{dt du} = K_{qg} \frac{\pi S_\varepsilon}{\Gamma(1-\varepsilon)} \left(\frac{t u}{\mu^2 s} \right)^{-\varepsilon} \times \delta(s+t+u-m^2) \times \sum_{spins, cores} (\mathcal{M}^B \mathcal{M}^{V*} + \mathcal{M}^V \mathcal{M}^{B*}) . \quad (5.24)$$

As amplitudes virtuais ($\mathcal{M}^V$) incluem: (i) correções de auto-energia para os propagadores dos quarks, do glúon do estado inicial e do escalar do estado final, (ii) correções de vértice das interações *quark-quark-glúon*, *squark-squark-glúon* e *squark-quark-lépton*, e (iii) diagramas do tipo caixa contendo quatro propagadores. Todas elas são apresentadas nas Figs. (5.10–5.11). As correções de SUSY-QCD genuínas consistem na inclusão de diagramas contendo gluinos e o acoplamento quártico dos stops (sbottoms). Diagramas que contém gluinos e interações quárticas de stops/sbottoms podem incluir contribuições não-diagonais envolvendo os estados

[§]Usamos o termo infravermelho para denotar tanto as divergências de emissão de glúons soft quanto as divergências de emissão de pártons colineares.

de stops/sbottoms mais pesados $\tilde{t}_2, \tilde{b}_2$. Essas contribuições dão origem a divergências UV que podem ser removidas após a renormalização do ângulo de mistura dos squarks.

Os elementos de matriz quadrados provenientes da interferência entre as amplitudes virtuais e a amplitude de Born foram calculadas até ordem ε^2 . As integrais tensoriais foram calculadas através do programa de redução tensorial de Passarino-Veltman [119], e o resultado expresso em termos de integrais escalares de 2, 3 e 4 pontos.

As amplitudes podem conter divergências ultravioleta, soft ou colineares ou ambas. Tais divergências aparecem na forma de pólos do tipo ε^{-i} ($i = 1, 2$). Pólos duplos surgem quando ocorre uma divergência soft e uma colinear ao mesmo tempo ao integrarmos as regiões singulares do espaço de fase. As integrais escalares de 2 pontos contém divergências ultravioletas e ocorrem nas expressões de todas as amplitudes. Verificamos que as expressões das caixas, apesar de conterem integrais deste tipo, são finitas no UV, o que constitui uma checagem do cálculo, uma vez que essas contribuições envolvem operadores que não ocorrem em LO. As integrais de 3 pontos podem conter divergências soft e colineares e ocorrem nas expressões de correção dos vértices e caixas. As integrais de 4 pontos também podem conter divergências IR e aparecem nas expressões das caixas somente. Verificamos também que não ocorrem divergências quadráticas na auto-energia do squark, como é se esperar em uma teoria supersimétrica com quebra soft.

Calculamos a parte divergente das integrais escalares usando a técnica de parametrização de Feynman seguindo o roteiro sugerido em [84], onde as integrais nos parâmetros de Feynman são escritas como combinações de funções beta e hipergeométricas as quais são expandidas em ε até a ordem desejada. Os resultados foram checados de forma independente através do uso de técnicas que empregam as regras de corte de Cutkosky e integrais de dispersão.

A matriz γ_5 , que entra nos cálculos através do acoplamento de Yukawa $q\ell S(\tilde{q})$, é tratada no esquema “naive”. Neste esquema, a matriz γ_5 anti-comuta com todas as matrizes γ_μ . Este é um procedimento legítimo ao nível de 1-loop para teorias livres de anomalias.

Todos os elementos de matriz e programas numéricos foram calculados de duas formas independentes: os cálculos analíticos foram realizados no âmbito do Mathematica [85] com a ajuda do pacote FeynCalc 4.0 [86], e com o programa FORM [87]. Os programas numéricos foram escritos em FORTRAN 77 e FORTRAN 90. Todas as partes analíticas concordaram completamente, enquanto os resultados numéricos diferem em menos de 1%.

5.5.1 Renormalização das Constantes de Acoplamento

A simetria de gauge implica relações entre os contratermos necessários à renormalização dos acoplamentos, massas e funções de onda da teoria. Essas relações são conhecidas como *identidades de Slavnov-Taylor* [89] e valem para qualquer ordem de teoria de perturbação da QCD. Essas relações garantem que somente as massas e os acoplamentos que ocorrem nas amplitudes de LO precisam ser renormalizadas em ordens superiores.

De forma prática isso significa que a renormalização de um determinado processo pode ser implementada de duas maneiras: (i) renormalizando-se cada amplitude divergente no UV pela soma dos diagramas que contém os respectivos contratermos e, uma vez obtidas as amplitudes renormalizadas procedendo-se à interferência com os diagramas de Born; (ii) simplesmente somando o contratermo de renormalização das massas e dos acoplamentos no final dos cálculos, uma vez que a estrutura das divergências UV é proporcional à amplitude de Born.

Considere a renormalização multiplicativa dos campos e parâmetros da QCD estendida por um setor escalar com acoplamentos de gauge através da introdução das constantes de renormalização definidas abaixo

$$A_\mu^a = \sqrt{Z_3} A_{r\mu}^a \quad \text{glúon} \quad (5.25)$$

$$\psi = \sqrt{Z_2} \psi_r \quad \text{quarks} \quad (5.26)$$

$$\eta^{a(*)} = \sqrt{Z_{3h}} \eta_r^{a(*)} \quad \text{ghosts} \quad (5.27)$$

$$\phi = \sqrt{Z_s} \phi_r \quad \text{escalar} \quad (5.28)$$

$$g_s = Z_g g_{s,r} \quad \text{constante de acoplamento da QCD} \quad (5.29)$$

$$m_q = Z_m m_{q,r} \quad \text{massa dos quarks} \quad (5.30)$$

$$m = \tilde{Z}_m m_r \quad \text{massa do escalar} \quad (5.31)$$

$$\alpha = Z_3 \alpha_r \quad \text{termo de fixação de gauge} \quad (5.32)$$

Introduzindo os campos e parâmetros renormalizados na Lagrangiana da QCD com um campo escalar adicional

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{SQCD} = \mathcal{L}_r^{SQCD} + \\ - (Z_1 - 1) \frac{g_{s,r}}{2} f^{abc} (\partial_\mu A_{r,\nu}^a - \partial_\nu A_{r,\mu}^a) A_r^{b\mu} A_r^{c\nu} - (Z_4 - 1) \frac{g_{s,r}^2}{2} f^{abe} f^{cde} A_{r,\mu}^a A_{r,\nu}^b A_r^{c\mu} A_r^{d\nu} \\ - (Z_{1h} - 1) g_{s,r} f^{abc} (\partial^\mu \eta_r^{a*}) \eta_r^b A_{r\mu}^c + (Z_{1f} - 1) g_{s,r} \bar{\psi}_r T^a \gamma^\mu \psi_r A_{r\mu}^a \\ + i(Z_{1s} - 1) g_{s,r} T^a A_{r\mu}^a (\phi_r^\dagger \partial^\mu \phi_r - \phi \partial^\mu \phi_r^\dagger) + (Z_{4s} - 1) T^a T^b A_{r\mu}^a A_r^{b\mu} \phi_r^\dagger \phi_r, \end{aligned} \quad (5.33)$$

onde definimos os seguintes contratermos em função das Eqs.(5.25–5.32)

$$\begin{aligned} Z_1 &\equiv Z_g Z_3^{3/2} & Z_{1f} &\equiv Z_g Z_2 Z_3^{1/2} \\ Z_{1h} &\equiv Z_g Z_{3h} Z_3^{1/2} & Z_4 &\equiv Z_g^2 Z_3^2 \\ Z_{1s} &\equiv Z_g Z_s Z_3^{1/2} & Z_{4s} &\equiv Z_g^2 Z_3 Z_s . \end{aligned} \quad (5.34)$$

É fácil ver que as constantes de renormalização da Eq. (5.34) estão relacionadas entre si através das relações

$$\frac{Z_{1s}}{Z_s} = \frac{Z_1}{Z_3} = \frac{Z_{1h}}{Z_{3h}} = \frac{Z_{1f}}{Z_2} = \frac{Z_4}{Z_1} = \frac{Z_{4s}}{Z_{1s}} = Z_g Z_3^{1/2} . \quad (5.35)$$

Calculando, por exemplo, Z_{1h} , Z_{3h} , Z_3 , Z_2 , Z_s , Z_m e $\tilde{Z}_m$, podemos obter todos os outros contratermos de graça! Ou seja, Z_1 , Z_{1f} , Z_4 , Z_{1s} , Z_{4s} e Z_g são determinadas através das identidades de Slavnov-Taylor para as constantes de renormalização. Em especial, obter a função beta de α_s requer o cálculo de Z_g . Por sua vez, Z_g requer o conhecimento de Z_3 e mais duas constantes de renormalização que podem ser escolhidas através da Eq. (5.35). A escolha mais simples é calcular Z_{3h} e Z_{1h} que corresponde à renormalização da função de onda do campo dos ghosts e do vértice *glúon-ghost-ghost*, respectivamente, pois essas quantidades não envolvem contribuições de nova física. Apenas Z_3 , o contratermo para a função de onda do glúon, envolve a contribuição de novos estados que interagem fortemente.

O contratermo de renormalização da função de onda do ghost, Z_{3h} , e do vértice *glúon-ghost-ghost* são dados, respectivamente, no esquema $\overline{MS}$, por

$$Z_{3h} = 1 + C_A \frac{\alpha_s}{8\pi \bar{\epsilon}} \quad (5.36)$$

$$Z_{1h} = 1 - C_A \frac{\alpha_s}{8\pi \bar{\epsilon}} , \quad (5.37)$$

onde

$$\frac{1}{\bar{\epsilon}} \equiv \frac{1}{\epsilon} + \log 4\pi - \gamma_E , \quad (5.38)$$

de forma que, até ordem α_s , temos que

$$Z_g \sqrt{Z_3} = \frac{Z_{1h}}{Z_{3h}} = 1 - C_A \frac{\alpha_s}{4\pi \bar{\epsilon}} \quad (5.39)$$

nos dá a contribuição que não depende de nova física.

O contratermo de renormalização da função de onda do glúon, por outro lado, deve cancelar os pólos UV dos diagramas que envolvem quarks e glúons, assim como dos diagramas que possuem squarks e gluinos dentro dos loops, de acordo com os diagramas de Feynman da Fig. (5.10)(a)

$$Z_3 = 1 + \frac{\alpha_s}{4\pi} \left[C_A - \frac{2n_f}{3} - \frac{n_s}{3} \right] \frac{1}{\bar{\epsilon}} , \quad (5.40)$$

onde $n_f = n_s = 6$ é o número de sabores de quarks (n_f) e squarks (n_s). Os estados pesados não devem contribuir ao running de α_s , uma vez que o valor da constante de acoplamento forte da QCD com a energia é obtido a partir dos 5 sabores de quarks leves. É preciso, portanto, desacoplar os estados pesados explicitamente. Discutimos isso de modo mais completo na seção 5.8.

O acoplamento g_s é renormalizado, portanto, através do contratermo

$$Z_g = 1 + \frac{\alpha_s}{4\pi} (\beta_\alpha^{SM} + \beta_\alpha^{SUSY}) \frac{1}{\bar{\epsilon}} \quad (5.41)$$

$$\beta_\alpha^{SM} = \frac{11C_A}{3} - \frac{2n_f}{3} \quad (5.42)$$

$$\beta_\alpha^{SUSY} = -\frac{2C_A}{3} - \frac{n_s}{3} . \quad (5.43)$$

Somando todas as contribuições de contratermos após a renormalização de massa, que definimos no esquema on-shell, podemos verificar que devido àquelas relações entre contratermos definidas em (5.35), a amplitude virtual torna-se livre de divergências UV renormalizando-se apenas a constante de acoplamento forte, após a renormalização de massa a ser discutida a seguir

$$|\mathcal{M}_{Ren}|^2 = |\mathcal{M}_B|^2 + (\mathcal{M}^B \mathcal{M}^{V*} + \mathcal{M}^V \mathcal{M}^{B*}) + 2(Z_g - 1)g_{s,r}^2 |\mathcal{M}_B|^2 . \quad (5.44)$$

O mesmo ocorre para a constante de Yukawa, basta renormalizar λ'_{SUSY} para cancelar as divergências UV provenientes das correções daquele acoplamento. Contudo, nesse caso ocorre um cancelamento, “acidental”, uma vez que não há nenhuma simetria por trás deste cancelamento, entre as várias contribuições de forma que $Z_\lambda = 1$ é finita.

5.5.2 Renormalização de Massa

Considere a inserção de auto-energia ($\Sigma(p^2)$) em 1-loop no propagador de uma partícula escalar massiva externa de momento p em uma dada amplitude $\mathcal{M}_{ext}$

$$\mathcal{M}_{ext} = -i\Sigma(p^2) \frac{i}{p^2 - m^2} \times \mathcal{M}_0 , \quad (5.45)$$

onde $\mathcal{M}_0$ representa a amplitude de Born do processo.

A renormalização de massa, nesse caso, é efetuada subtraindo-se a expressão de $\mathcal{M}_{ext}$ on-shell, ou seja, no limite $p^2 \rightarrow m^2$

$$\mathcal{M}_{ext}^{Ren} = \lim_{p^2 \rightarrow m^2} \left[\frac{\Sigma(p^2)}{p^2 - m^2} - \frac{\Sigma(m^2)}{p^2 - m^2} \right] \times \mathcal{M}_0 , \quad (5.46)$$

contudo essa é a definição da derivada de $(\Sigma(p^2))$ em relação a p^2 no ponto $p^2 = m^2$, logo

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{ext}^{Ren} &= \lim_{p^2 \rightarrow m^2} \left[\frac{\Sigma(p^2) - \Sigma(m^2)}{p^2 - m^2} \right] \times \mathcal{M}_0 \\ &= \frac{\partial \Sigma(p^2)}{\partial p^2} [p^2 = m^2] \times \mathcal{M}_0 .\end{aligned}\quad (5.47)$$

A expressão da auto-energia do escalar é obtida através dos diagramas de Feynman da Fig. (5.10)(c). A expressão de $\mathcal{M}_{ext}^{Ren}$ contém derivadas das integrais escalares de 2-pontos que ocorrem em $\Sigma(p^2)$. Essas derivadas não contém divergências UV, evidenciando a renormalização das divergências, mas podem conter divergências IR. Teríamos chegado ao mesmo resultado somando o contratermo de massa à função de 2-pontos da partícula massiva e aplicado a condição de renormalização *on-shell*

$$\Gamma^{(2)}(p^2) = p^2 - m^2 - i\Sigma(p^2) - i(Z_m - 1)m^2 \quad (5.48)$$

$$\Gamma^{(2)}(p^2 = m^2) = 0 . \quad (5.49)$$

Seja, agora, a inserção de auto-energia de uma partícula massiva de momento p no propagador interno de uma dada amplitude $\mathcal{M}_{int}$

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{int} &= \mathcal{M}_0^A \times \frac{i}{p^2 - m^2} \times (-i\Sigma(p^2)) \times \frac{i}{p^2 - m^2} \times \mathcal{M}_0^B \\ &= \frac{\Sigma(p^2)}{p^2 - m^2} \times \mathcal{M}_0^A \frac{i}{p^2 - m^2} \mathcal{M}_0^B \\ &= \frac{\Sigma(p^2)}{p^2 - m^2} \times \mathcal{M}_0 ,\end{aligned}\quad (5.50)$$

onde $\mathcal{M}_0^A$ e $\mathcal{M}_0^B$ representam as partes da amplitude $\mathcal{M}_0$ que contém as partículas externas do diagrama, as quais interagem pela troca da partícula massiva.

Como no caso da partícula externa, a massa da partícula interna é renormalizada em $p^2 = m^2$, logo

$$\mathcal{M}_{int}^{Ren} = \left[\frac{\Sigma(p^2) - \Sigma(m^2)}{p^2 - m^2} \right] \times \mathcal{M}_0 , \quad (5.51)$$

porém, nesse caso, $p^2 \neq m^2$, pois a partícula está fora da camada de massa, de forma que não há o surgimento de derivadas.

Esse esquema de renormalização é, no fundo, o mesmo esquema utilizado para a auto-energia do glúon, onde além do pólo $\bar{\epsilon}^{-1}$ do esquema $\overline{MS}$ usual, os logaritmos contendo massas de partículas pesadas também são removidos.

5.5.3 Renormalização do ângulo de Mistura dos Stops

O cálculo das contribuições virtuais em ordem α_s^2 é mais complicado em SUSY-QCD devido à introdução do espectro da QCD supersimétrica nos loops e devido

ao fato de que a matriz de massa dos stops e sbottoms tem entradas não-diagonais não desprezíveis, o que gera uma mistura entre os estados left e right, conforme discutimos na seção 5.2.

A renormalização das funções de onda de $\tilde{t}_1$ e $\tilde{t}_2$, dados em função de $\tilde{t}_L$ e $\tilde{t}_R$ por (5.11), é obtida através da seguinte operação

$$\begin{pmatrix} \tilde{t}_1 \\ \tilde{t}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{Z_{11}} & \sqrt{Z_{12}} \\ \sqrt{Z_{21}} & \sqrt{Z_{22}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{t}_{1r} \\ \tilde{t}_{2r} \end{pmatrix}, \quad (5.52)$$

onde $\tilde{t}_{1r}$ e $\tilde{t}_{2r}$ são os campos renormalizados. Sendo $\mathbf{Z}^{1/2}$ a matriz que contém as constantes de renormalização dos campos, temos que

$$\begin{aligned} \mathbf{Z}^{1/2} \begin{pmatrix} \tilde{t}_{1r} \\ \tilde{t}_{2r} \end{pmatrix} &= \mathbf{R}(\theta_0) \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \tilde{t}_{1r} \\ \tilde{t}_{2r} \end{pmatrix} &= \mathbf{Z}^{-1/2} \mathbf{R}(\theta_0) \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (5.53)$$

aqui, $\tilde{t}_{L,R}$ são os autoestados de interação não-renormalizados e $\mathbf{R}(\theta_0)$ a matriz de diagonalização da Eq. (5.8). A matriz possui entradas não-diagonais não-nulas pois as correções de auto-energia podem gerar oscilação entre os estados $\tilde{t}_1$ e $\tilde{t}_2$ através de acoplamentos quárticos dos squarks conforme dados por (4.56).

Quaisquer observáveis em LO sensíveis à mistura dos stops estão relacionados por uma re-rotação de $\pi/2$, implementada pelo operador de permutação $\mathcal{P}_{12}$

$$\mathcal{P}_{12} : [\tilde{t}_1 \leftrightarrow \tilde{t}_2 ; \cos(\theta_0) \rightarrow -\sin(\theta_0) , \sin(\theta_0) \rightarrow \cos(\theta_0)] , \quad (5.54)$$

porém em NLO esta simetria é quebrada pela auto-energia não-diagonal do stop. De modo a restaurar esta simetria em qualquer ordem de teoria de perturbação, escolhemos uma matriz real $\mathbf{Z}^{1/2}$ de renormalização das funções de onda tal que

$$\mathbf{Z}^{1/2} = \mathbf{R}(\delta\theta) \mathbf{Z}_{\text{diag}}^{1/2}, \quad (5.55)$$

onde $\mathbf{Z}_{\text{diag}}^{1/2}$ é uma matriz real e diagonal. Dessa forma

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \tilde{t}_1 \\ \tilde{t}_2 \end{pmatrix} &= [\mathbf{Z}^{1/2}]^{-1} \mathbf{R}(\delta\theta) \mathbf{R}(\theta_0) \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} Z_{\text{diag},11}^{-1/2} & 0 \\ 0 & Z_{\text{diag},22}^{-1/2} \end{pmatrix} \mathbf{R}(\theta) \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (5.56)$$

onde a matriz $\mathbf{R}(\theta)$ é dada por

$$\mathbf{R}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta_0 - \delta\theta) & \sin(\theta_0 - \delta\theta) \\ -\sin(\theta_0 - \delta\theta) & \cos(\theta_0 - \delta\theta) \end{pmatrix}. \quad (5.57)$$

A parte rotacional de $Z^{1/2}$ provoca um shift no ângulo de mistura de Leading-Order θ_0

$$\theta_0 \longrightarrow \theta_0 - \delta\theta \equiv \theta . \quad (5.58)$$

Podemos mostrar que o contratermo para o ângulo de mistura permite a diagonalização da parte real da matriz que representa o propagador inverso do stop, $\Delta^{-1}(p^2)$:

$$\begin{aligned} \text{Re}[\Delta^{-1}(p^2)] &= [Z^{1/2}]^T [p^2 \mathbf{I} - \mathbf{M} + \text{Re}\Sigma(p^2)] Z^{1/2} \\ &= Z_{\text{diag}}^{-1/2} \begin{pmatrix} p^2 - m_1^2 + \text{Re}\Sigma_{11}(p^2) & \text{Re}\Sigma_{12}(p^2) + (m_2^2 - m_1^2)\delta\theta \\ \text{Re}\Sigma_{21}(p^2) + (m_2^2 - m_1^2)\delta\theta & p^2 - m_1^2 + \text{Re}\Sigma_{22}(p^2) \end{pmatrix} Z_{\text{diag}}^{1/2} , \end{aligned} \quad (5.59)$$

onde usamos que

$$\begin{aligned} \cos(\delta\theta) &\simeq 1 + \mathcal{O}(\alpha_s^2) \\ \sin(\delta\theta) &\simeq \delta\theta + \mathcal{O}(\alpha_s^3) . \end{aligned}$$

As autoenergias Σ_{12} e Σ_{21} representam as amplitudes onde um stop $\tilde{t}_{1(2)}$, por exemplo, transforma-se em um estado $\tilde{t}_{2(1)}$ através de interações quárticas. A matriz do propagador inverso do stop pode, agora, ser feita diagonal impondo a condição de que a parte real dos elementos não-diagonais da matriz $\Delta^{-1}(p^2)$ renormalizada seja nula para um dada escala $p^2 = Q^2$. Isso define o esquema de renormalização do ângulo de mistura apresentado em [83, 93]

$$\delta\theta(Q^2) = -\frac{\text{Re}\Sigma_{12}(Q^2)}{m_2^2 - m_1^2} \quad (5.60)$$

$$= \frac{2\pi C_F \alpha_s}{m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2} [\sin 4\theta_{\tilde{q}} (A_0(m_{\tilde{t}_2}) - A_0(m_{\tilde{t}_1})) + 8m_{\tilde{g}}m_t \cos 2\theta_{\tilde{q}} B_0(p^2, m_{\tilde{g}}, m_t)] \quad (5.61)$$

levando-se em conta que $\Sigma_{12}(p^2) = \Sigma_{21}(p^2)$. Portanto, em $p^2 = Q^2$, as partículas $\tilde{t}_1$ e $\tilde{t}_2$ propagam-se independentemente sem oscilação e a matriz (5.59) é diagonal. Na expressão acima A_0 e B_0 são as integrais escalares de 1 e 2 pontos respectivamente. Note que $\delta\theta(Q^2)$ não contém divergências quadráticas, o pólo UV origina-se da função B_0 , enquanto os das funções A_0 , que são quadráticos, cancelam-se.

Após a renormalização do ângulo de mistura, as correções virtuais ficam livres de divergências UV, mas ainda contém pólos IR duplos e simples da forma ε^{-i} ($i = 1, 2$). As divergências soft só serão eliminadas após serem somadas às contribuições de emissão de glúon real, as quais descrevemos na próxima seção. Os pólos simples

remanescentes, de origem colinear, são eliminados através do procedimento de fatorização de massa a ser descrito nas próximas seções. A estrutura IR das amplitudes virtuais é dada por

$$\frac{d\hat{\sigma}^V}{dt} = -\frac{\alpha_s}{8\pi} \left(\frac{3N_c^2 - 1}{N_c} \right) \frac{d\hat{\sigma}^B}{dt} \times \frac{1}{\epsilon^2} + \text{pólos simples} , \quad (5.62)$$

onde $d\hat{\sigma}^B/dt$ representa a distribuição de Born partônica.

5.6 Contribuições Reais

Além das contribuições virtuais, processos envolvendo a emissão de um glúon ou quark não-massivo adicional devem fazer parte das correções de qualquer processo em NLO. Se o processo for suficientemente inclusivo, observáveis como a seção de choque total e distribuições cinemáticas serão livres de divergências soft e colineares após a soma de todas as contribuições [109, 110, 116] – virtuais e reais.

Os processos de emissão de partículas reais, portanto, possuem divergências que necessitam de regularização. Em nosso caso, usamos o esquema de regularização dimensional em $n = 4 - 2\epsilon$ dimensões espaço-temporais como discutimos anteriormente. Os elementos de matriz e o espaço de fase de três partículas foram obtidas em n dimensões até ordem ϵ^2 , conforme o caso, de modo a obter, de forma correta, todos os termos finitos no limite $\epsilon \rightarrow 0$.

A seguir descrevemos o método de utilizado para o cálculo das correções reais ao processo em questão.

5.6.1 O Phase Space Slicing Method com 1 Cut-Off

Cálculos de correções radiativas em QCD (ou qualquer outro modelo realístico das interações fundamentais) requerem uma maneira apropriada de se tratar os diversos tipos de infinitos que, invariavelmente, ocorrem quando lidamos com teoria de perturbação.

Grandes esforços foram feitos nos últimos anos no sentido de justificar a teoria de perturbação como uma poderosa e insubstituível ferramenta de cálculo e investigação dos efeitos quânticos de ordem superior em fenômenos de escala subatômica. Veltman e 't Hooft mostraram, em um trabalho fundamental, que qualquer teoria que possui simetria por transformações de gauge é livre de divergências ultravioletas (UV) em qualquer ordem de teoria de perturbação [108], em outras palavras, mostraram que as teorias de gauge (inclusive com quebra espontânea de simetria) são renormalizáveis. Da mesma forma, existem teoremas absolutamente gerais que mostram que em processos suficientemente inclusivos, ou seja, processos onde todos

os efeitos de emissão de partículas reais e virtuais em uma dada ordem de teoria de perturbação são levados em conta de maneira apropriada, são livres de divergências infravermelhas (IR), a saber, divergências soft e colineares [109, 110].

Na prática sempre calculamos um determinado processo até uma ordem finita de teoria de perturbação cujo parâmetro de expansão pode ser a constante de acoplamento, onde o segundo termo da série, que envolve correções virtuais ao nível de 1-loop e emissão real de uma partícula adicional sem massa, é o termo de correção dominante quando essa constante é suficientemente pequena.

Em ordem α_s , vários são os métodos que têm sido usados no cálculo de correções radiativas de QCD. Todos têm em comum duas motivações: (i) tornar os cálculos analíticos mais simples usando aproximações de forma sistemática para as regiões singulares do espaço de fase de modo a cancelar os pólos de forma explícita; (ii) utilizar métodos de integração numérica para as partes finitas. Entre estes métodos de cálculo destacamos o *formalismo de subtração de dipolos*[111] e os formalismos de *phase space slicing*[112, 113, 114, 115].

Apesar de muitos processos já estarem calculados analiticamente de forma completa, a informação que se obtém das seções de choque totais nunca é a abordagem ideal para comparação com os dados experimentais, pois na prática, é preciso levar em conta os cortes experimentais e a eficiência dos detectores. Nesse ponto é que o formalismo se vale da versatilidade da integração numérica via Monte Carlo, onde cortes experimentais, eficiências, etc. são facilmente implementados no programa além de nos permitir calcular qualquer número de observáveis simultaneamente, bastando apenas construir um histograma apropriado para a quantidade desejada.

Para se alcançar um nível de precisão teórica maior do que temos em LO é preciso tratar os processos $2 \rightarrow N$, incluindo correções virtuais, e $2 \rightarrow N + 1$ incluindo emissão de partículas reais, apropriadamente. Nesse sentido é que incorporamos os aspectos analíticos do *phase space slicing method* [84, 113].

Ao calcularmos os subprocessos de Next-to-Leading-Order, divergências soft, colineares e ultravioletas surgem e são tratadas usando regularização dimensional, como já dissemos. Adotando um esquema de renormalização conveniente, subtraímos as divergências ultravioletas que surgem dos diagramas que contém partículas virtuais em loops. Ainda assim restam divergências soft e colineares em todos os subprocessos, $2 \rightarrow N$ ou $2 \rightarrow N + 1$.

A idéia básica é dividir o espaço de fase em duas regiões distintas: *região soft* (S) e *região hard* (H). Na prática essa divisão é feita introduzindo-se um cut-off teórico (Δ), para delimitar a região soft. Se (Δ) é escolhido suficientemente pequeno, então o subprocesso $2 \rightarrow N + 1$ relevante, no nosso caso ($N = 2$), o processo de emissão de glúon $g + q \rightarrow S + \ell + g$ é calculado usando a *aproximação eikonal*, onde se coloca

o momento do glúon igual a zero em todos os lugares onde é possível na amplitude. A expressão resultante é então integrada analiticamente na região soft do espaço de fase e o resultado somado à contribuição dos processos virtuais - as divergências soft se cancelam nesse estágio restando as colineares. As partes finitas, que aliás, já dependem explicitamente de (Δ) , que surgem após o cancelamento das divergências soft, são incluídas na contribuição de N corpos à seção de choque total. Tais partes finitas serão posteriormente incluídas em um programa de simulação numérica.

Em termos práticos, a divisão do espaço de fase é realizada da seguinte forma

$$\sigma_{total} = \sigma_N + \sigma_{N+1} \quad (5.63)$$

$$\sigma_{N+1} = \frac{1}{2s} \int_S |\mathcal{M}|^2 d\Phi_{N+1} + \frac{1}{2s} \int_H |\mathcal{M}|^2 d\Phi_{N+1} . \quad (5.64)$$

Neste método todas as integrações angulares do espaço de fase de $N+1$ partículas são feitas analiticamente, de modo que as distribuições resultantes dependem apenas de invariantes de Mandelstam que não contém dependência angular. Isso é feito através do chamado *fracionamento parcial* dos elementos de matriz, e que consiste em reescrever os elementos de matriz de emissão de partículas explorando as relações entre as variáveis de Mandelstam dos processos $2 \rightarrow N+1$, de modo a obter combinações apropriadas entre essas variáveis, cujas integrais angulares são tabeladas.

Após a integração nos ângulos, todas as configurações colineares são expressas em termos de pólos em ε que serão removidos pela *fatorização de massa*. Daí então, todas as partes finitas do cálculo podem ser somadas e incluídas em um programa de integração numérica.

O cálculo agora consiste em duas partes: um conjunto de contribuições de $N+1$ corpos — σ_{N+1} — e um conjunto de contribuições de N corpos — σ_N , todos finitos, mas com dependência explícita no parâmetro de corte soft (Δ) . Contudo, qualquer observável inclusivo recebe contribuição de σ_N e σ_{N+1} , de modo que, na soma, a dependência em (Δ) deve ser cancelada. Fisicamente, o resultado não pode depender de nossa escolha precisa da região limite onde realizamos o cálculo analítico e o cálculo numérico. é condição necessária, portanto, que as seções de choque inclusivas numéricas sejam independentes da escolha desse cut-off, evidentemente respeitando o fato de que deve ser pequeno o suficiente para que a aproximação soft seja válida.

5.6.2 Processo de Emissão de Glúon

De modo a completar o cálculo da produção associada de stops e léptons precisamos, além das já mencionadas correções virtuais de SUSY-QCD, das correções relativas à radiação de glúons reais. Essa correções são obtidas dos elementos de Born

adicionando-se um glúon ao estado final:

$$(a) \quad q(k_1) + g(k_2) \rightarrow \ell(p_1) + S(p_2) + g(k_3) . \quad (5.65)$$

Os momentos das partículas são denotadas entre parênteses e os diagramas de Feynman que contribuem ao processo são apresentadas no item (a) da Fig. 5.12. As linhas internas e externas de glúons são tratadas exatamente da mesma forma que fizemos anteriormente. A invariância de gauge das amplitudes e de suas conjugadas complexas foram checadas em nosso programa que calcula o quadrado das amplitudes. Os elementos de matriz foram calculados em $n = 4 - 2\epsilon$ dimensões até ordem ϵ^2 , pois ocorrem pólos duplos em $|\mathcal{M}_{qg}|^2$.

Para calcular os elementos de matriz quadrados $|\mathcal{M}_{qg}|^2$, definimos o seguinte conjunto de invariantes de Mandelstam

$$\begin{aligned} s &= (k_1 + k_2)^2 & u_4 &= (k_1 - k_3)^2 \\ t &= (k_1 - p_1)^2 & u_5 &= (k_2 - k_3)^2 \\ u &= (k_2 - p_1)^2 & u_6 &= (k_1 - p_1)^2 - m^2 \\ s_4 &= (k_3 + p_2)^2 - m^2 & u_7 &= (k_2 - p_2)^2 - m^2 \\ s_3 &= (k_3 + p_1)^2 & s_5 &= (p_1 + p_2)^2 . \end{aligned} \quad (5.66)$$

Por questão de conveniência também definimos os seguintes invariantes

$$s_{3s} = m^2 - s_3 , \quad u_{4s} = s + u_4 , \quad u_{5s} = s + u_5 . \quad (5.67)$$

A forma explícita desses invariantes é apresentada no apêndice D.

As distribuições diferenciais são obtidas após integração no espaço de fase de três partículas n -dimensional, e são dadas por

$$s^2 \frac{d^2 \hat{\sigma}^R}{dt du} = K_{ij} \frac{S_\epsilon^2 \mu^{2\epsilon}}{2\Gamma(1-2\epsilon)} \left(\frac{t u - s_4 m^2}{s \mu^2} \right)^{-\epsilon} \times \frac{s_4^{1-2\epsilon}}{(s_4 + m^2)^{1-\epsilon}} \times \int d\Omega_\epsilon |\mathcal{M}^R|^2 , \quad (5.68)$$

onde

$$\int d\Omega_\epsilon = \int_0^\pi d\theta_1 (\sin \theta_1)^{1-2\epsilon} \int_0^\pi d\theta_2 (\sin \theta_2)^{-2\epsilon} \quad (5.69)$$

representa as integrais sobre o ângulo sólido do glúon em n dimensões. Para o processo de emissão de glúon, $\mathcal{M}^R = \mathcal{M}_{qg}$ e $K_{ij} = K_{qg}$ em (5.68).

Para calcular as integrais angulares é necessário reescrever o elemento de matriz quadrado em função de combinações de dois invariantes de Mandelstam $(s')^k (s'')^\ell$, dado que, a princípio, os elementos de matriz são compostos de combinações contendo diversas variáveis cinemáticas. As variáveis s' e s'' denotam os invariantes cinemáticos de (5.66–5.67), e k e ℓ são números inteiros. Um desses invariantes deve

conter ambas variáveis angulares (θ_1, θ_2) , enquanto a outra deve depender apenas de θ_1 – a esse procedimento damos o nome de *fracionamento parcial*. Configurações onde apenas uma variável contém dependência angular ou nenhuma delas a tem não necessitam de fracionamento parcial.

O principal objetivo do fracionamento parcial é reduzir o elemento de matriz quadrado em uma soma de termos do tipo $(s')^k (s'')^\ell$, $(k, \ell \in \mathbb{Z})$, de preferência nas configurações já citadas. Para tanto nos utilizamos do fato de que dos 10 invariantes definidos em (5.66), apenas 5 são independentes, de modo que existem várias identidades relacionando os invariantes, como por exemplo:

$$\begin{aligned} s_3 &= -s_5 - u - t + m^2 \\ s_4 &= -s_5 - u_6 - u_7 - m^2 \\ u_6 &= -u_4 - s - t \\ u_7 &= -u_5 - s - u \\ u_5 &= s_5 - u_4 - s . \end{aligned} \tag{5.70}$$

Essas identidades são deduzidas através da relação de conservação de energia-momento das partículas: $k_1 + k_2 = p_1 + p_2 + k_3$. Além disso temos que

$$s_4 = s + t + u - m^2 \tag{5.71}$$

relaciona as variáveis sem dependência angular.

Por exemplo, uma combinação do tipo $1/(u_6 u_4)$ onde tanto u_6 quanto u_4 podem depender das duas variáveis angulares, pode ser reescrita como

$$\frac{1}{u_6 u_4} = \frac{1}{u_6 u_4} \frac{u_6 + u_4}{-s - t} = -\frac{1}{s + t} \left(\frac{1}{u_4} + \frac{1}{u_6} \right) .$$

Em nossos cálculos, todos os fracionamentos parciais foram realizados de forma automática utilizando o **Mathematica**.

Após o fracionamento obtemos uma soma de integrais angulares da forma

$$I_n^{(k, \ell)} = \int_0^\pi d\theta_1 (\sin \theta_1)^{1-2\epsilon} \int_0^\pi d\theta_2 (\sin \theta_2)^{-2\epsilon} (a+b \cos \theta_1)^{-k} (A+B \cos \theta_1 + C \sin \theta_1 \cos \theta_2)^{-\ell} \tag{5.72}$$

Quando $a^2 = b^2$ ou $A^2 = B^2 + C^2$, divergências colineares podem surgir ao integrarmos sobre os ângulos. Em NLO, contudo, não ocorre ambos os casos ao mesmo tempo, de forma que as integrais angulares dão origem, no máximo, a um pólo simples. Ainda assim é preciso obter expressões até ordem ϵ^2 , pois pólos de origem soft multiplicados por pólos colineares dão origem a pólos duplos, como veremos a seguir. Muitas dessas integrais já estão calculadas em [84, 113], de modo que não foi preciso calcular nenhuma integral nova.

5.6.3 Radiação de Glúons Soft e Glúons Hard

Para identificar as singularidades soft, o espaço de fase para a emissão de glúons é separado em duas partes, correspondentes a dois regimes distintos, uma descrevendo glúons soft e outra descrevendo os glúons hard, como já havíamos comentado na seção anterior. Essa separação é definida pela introdução de um parâmetro de corte (Δ) na massa invariante $s_4 = 2k_3 \cdot p_2$ do par glúon-stop do estado final. Como $k_3 \propto \omega_3$, onde ω_3 é a energia do glúon emitido, então $s_4 \rightarrow 0$ quando $\omega_3 \rightarrow 0$, nesse caso, os propagadores internos dos quarks, glúons e do stop dão origem a uma divergência soft uma vez que são proporcionais a s_4^{-1} . O cut-off é escolhido pequeno o bastante de modo que possa ser desprezado com relação aos invariantes s, t, u e m^2 . Em termos da distribuição diferencial $d\hat{\sigma}/dt$, a separação ocorre da seguinte forma[¶]

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dt} = \int_0^{s_4^{max}} ds_4 \frac{d^2\hat{\sigma}^R}{dt du} = \int_0^{\Delta} ds_4 \frac{d^2\hat{\sigma}^S}{dt du} + \int_{\Delta}^{s_4^{max}} ds_4 \frac{d^2\hat{\sigma}^H}{dt du} . \quad (5.73)$$

O primeiro termo do lado direito de (5.73) representa o regime de radiação de glúons soft. Nesse regime, o momento do glúon irradiado, k_3 , tende a zero e a *aproximação eikonal* pode ser aplicada, ou seja, podemos tomar o limite $k_3 \rightarrow 0$ no numerador dos elementos de matriz e nos denominadores regulados pela massa do stop. Nesse limite, a cinemática $2 \rightarrow 3$ é reduzida à cinemática $2 \rightarrow 2$, e os invariantes de (5.66) têm a forma

$$\begin{aligned} s_4 &\rightarrow 0 & s_3 &\rightarrow 0 & u_4 &\rightarrow 0 & u_5 &\rightarrow 0 \\ s_5 &\rightarrow s & u_6 &\rightarrow u - m^2 & u_7 &\rightarrow t - m^2 , \end{aligned} \quad (5.74)$$

enquanto os outros invariantes não são afetados. Todos os termos do elemento de matriz quadrado do processo $q+g \rightarrow S+\ell+g$ que são proporcionais a $1/s_4^2$, $1/(s_4u_5)$, $1/(s_4u_4)$ e $1/(u_4u_5)$ devem ser integrados analiticamente. No limite soft

$$\begin{aligned} |\overline{\mathcal{M}}_{qg}^S|^2 &= -64\alpha_s^2 \lambda_{SUSY}^2 \cos^2 \theta_q \pi^2 \left(\frac{N_c^2 - 1}{N_c} \right) \frac{[(1-\varepsilon)(m^4 + t^2) + 2\varepsilon m^2 t]u}{s(m^2 - t)^2} \\ &\times \left[(N_c^2 - 1) \frac{m^2}{s_4^2} + N_c^2 \left(\frac{s}{u_4 u_5} + \frac{t - m^2}{s_4 u_5} \right) - \frac{u - m^2}{s_4 u_4} \right] . \end{aligned} \quad (5.75)$$

Essa expressão é, então, integrada nos ângulos e na massa invariante s_4 , produzindo expressões singulares da forma ε^{-i} ($i = 1, 2$). Os pólos duplos surgem dos termos $1/(s_4u_5)$, $1/(s_4u_4)$ e $1/(u_4u_5)$, dado que u_4 e u_5 são variáveis que vão a zero nos regimes soft e colinear pois são proporcionais a $1/[1 \pm \cos(\theta_i)]$ ($i = 1, 2$) e a ω_3 .

[¶]Note que $ds_4 = du$ pela Eq. (5.71).

As integrais angulares relevantes neste caso são dadas por

$$\int d\Omega_\epsilon \frac{1}{u_4} = \frac{2\pi}{\bar{\epsilon}} \frac{m^2}{s_4(m^2 - u)} \quad (5.76)$$

$$\int d\Omega_\epsilon \frac{1}{u_5} = \frac{2\pi}{\bar{\epsilon}} \frac{m^2}{s_4(m^2 - t)} \quad (5.77)$$

$$\int d\Omega_\epsilon \frac{1}{u_4 u_5} = -\frac{4\pi}{\bar{\epsilon}} \frac{m^2}{s s_4^2} + \text{termos finitos} . \quad (5.78)$$

A integração sobre s_4 agora é trivial

$$\int_0^\Delta ds_4 \frac{s_4^{1-2\epsilon}}{(s_4 + m^2)^{1-\epsilon}} \times \frac{1}{s_4^2} = -m^2 \left(\frac{\mu^2}{m^2}\right)^\epsilon \left(\frac{\Delta}{m^2}\right)^{-2\epsilon} \times \frac{1}{2\epsilon} . \quad (5.79)$$

Dessa forma, a estrutura divergente no IR da radiação de glúons soft pode ser escrita como

$$\frac{d\hat{\sigma}^S}{dt} = +\frac{\alpha_s}{8\pi} \left(\frac{3N_c^2 - 1}{N_c}\right) \frac{d\hat{\sigma}^B}{dt} \times \frac{1}{\bar{\epsilon}^2} + \text{pólos simples} . \quad (5.80)$$

Quando a distribuição de glúons soft $d\hat{\sigma}^S/dt$ é somada às correções virtuais dadas pela Eq. (5.62), o resultado é finito no infravermelho, os pólos duplos se cancelam, restando apenas pólos simples colineares os quais serão removidos pela fatorização de massa. A estrutura dos pólos simples colineares dos processos virtuais e de emissão de glúon soft é dada explicitamente por

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}^{S+V}}{dt} = & -\frac{\alpha_s}{4\pi} \left[\frac{-9 + 31N_c^2 - 4N_c(n_f - 1)}{12N_c} + \frac{3N_c^2 - 1}{N_c} \log\left(\frac{\Delta}{m^2}\right) - 2N_c \log\left(\frac{m^2 - t}{m^2}\right) \right. \\ & \left. - \frac{N_c^2 - 1}{N_c} \log\left(\frac{m^2 - u}{m^2}\right) \right] \frac{d\hat{\sigma}^B}{dt} \times \frac{1}{\bar{\epsilon}} + \text{termos finitos} . \end{aligned} \quad (5.81)$$

Note que a estrutura divergente é proporcional à seção de choque de Born uma vez que no regime colinear, a cinemática do processo $2 \rightarrow 3$ se reduz a de um processo $2 \rightarrow 2$.

O segundo termo do lado direito da Eq. (5.73) representa o regime de radiação de glúons hard. Nesse regime somente divergências colineares estão presentes, geradas quando o glúon é emitido colinearmente ao glúon ou ao quark do estado inicial. Eles aparecem em $|\mathcal{M}_{qg}|^2$ em termos proporcionais a $1/u_4$ e $1/u_5$, os quais se comportam como $1/[1 \pm \cos(\theta_i)]$ ($i = 1, 2$) e dão origem a pólos simples $1/\epsilon$ após a integração angular. Essas singularidades colineares também só podem ser removidas pela fatorização de massa.

Como resultado da separação do espaço de fase em regiões soft e hard, termos da forma $\log^i(\Delta/m^2)$ ($i = 1, 2$) ocorrem tanto na seção de choque soft quanto na seção de choque hard. Os logaritmos são explícitos em $d\hat{\sigma}^S/dt$ em decorrência da integração analítica em s_4 e implícitos em $d\hat{\sigma}^H/dt$ uma vez que a integração em s_4

é realizada numericamente aqui. Quando as partes soft e hard são somadas para o cálculo da seção de choque total inclusiva, a dependência em Δ desaparece no limite $\Delta \rightarrow 0$. Na prática, o parâmetro de corte é escolhido suficientemente pequeno de maneira a não gerar instabilidades numéricas e de modo que a aproximação seja válida. Em nosso caso, verificamos que a seção de choque total é estável desde $\Delta = 10^{-8}m^2$ até $\Delta = 10^{-3}m^2$. Em todos os outros cálculos fixamos $\Delta = 10^{-6}m^2$.

5.6.4 Fatorização de Massa

As divergências colineares, geradas pela radiação de glúons (ou quarks não-massivos), têm uma estrutura universal. As seções de choque partônicas $\hat{\sigma}_{ij}$, que contém as singularidades colineares, têm a seguinte forma, fatorizada para todas as ordens de teoria de perturbação:

$$s^2 \frac{d^2 \hat{\sigma}_{ij}(s, t, u, Q_F^2)}{dt du} = \int_0^1 \frac{dx_1}{x_1} \int_0^1 \frac{dx_2}{x_2} \sum_{l,m} \Gamma_{li}(x_1, Q_F^2, \mu^2, \varepsilon) \Gamma_{mj}(x_2, Q_F^2, \mu^2, \varepsilon) \times \hat{s}_x^2 \frac{d^2 \sigma_{lm}(s_x, t_x, u_x, Q_F^2)}{dt_x du_x}, \quad (5.82)$$

onde $s_x = x_1 x_2 s$, $t_x = x_2 t$ e $u_x = x_1 u$. Os índices $i - m$ caracterizam os pártons do estado inicial. As funções de splitting universais Γ_{ij} , representando a probabilidade de se encontrar, dentro de uma partícula j em uma escala Q_F^2 , uma partícula i com uma fração x de seu momento longitudinal, contém as divergências colineares. Estas divergências podem ser absorvidas em uma redefinição das densidades de pártons em NLO [116], em geral denominada *fatorização de massa*. Como o ponto de subtração das divergências é arbitrário, as funções de splitting dependerão da escala de fatorização Q_F . Adotando o esquema de fatorização de massa $\overline{MS}^{\parallel}$ podemos escrever em $\mathcal{O}(\alpha_s)$

$$\Gamma_{ij}(x, Q_F^2, \mu^2, \varepsilon) = \delta_{ij} \delta(1-x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \left[-\frac{1}{\bar{\varepsilon}} + \log\left(\frac{Q_F^2}{\mu^2}\right) \right] P_{ij}(x), \quad (5.83)$$

com $1/\bar{\varepsilon} = 1/\varepsilon - \gamma_E + \log(4\pi)$ como antes. As seções de choque duras (reduzidas) σ_{ij} são livres de divergências colineares. No entanto, elas dependem, assim como as

^{||} A exemplo do procedimento de renormalização de divergências UV, existem inúmeros esquemas de fatorização de massa, uma vez que sempre podemos escolher quais partes finitas serão absorvidas na redefinição das densidades de pártons.

funções de splitting, da escala Q_F . Em NLO elas têm a seguinte forma

$$s^2 \frac{d^2 \sigma_{ij}(s, t, u, Q_F^2)}{dt du} = s^2 \frac{d^2 \hat{\sigma}_{ij}(s, t, u, \mu^2, \varepsilon)}{dt du} \quad (5.84)$$

$$- \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_0^1 \frac{dx_1}{x_1} \left[-\frac{1}{\varepsilon} + \log\left(\frac{Q_F^2}{\mu^2}\right) \right] P_{li}(x_1) (x_1 s)^2 s^2 \frac{d^2 \hat{\sigma}_{lj}^B(x_1 s, t, x_1 u, \mu^2, \varepsilon)}{dt d(x_1 u)}$$

$$- \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_0^1 \frac{dx_2}{x_2} \left[-\frac{1}{\varepsilon} + \log\left(\frac{Q_F^2}{\mu^2}\right) \right] P_{kj}(x_2) (x_2 s)^2 s^2 \frac{d^2 \hat{\sigma}_{ik}^B(x_2 s, x_2 t, u, \mu^2, \varepsilon)}{d(x_2 t) du} ,$$

onde $d^2 \hat{\sigma}_B/dt du$ representa a distribuição de Born do processo partônico.

As funções de Altarelli-Parisi $P_{ij}(x)$ são dadas por [$T_f = 1/2$, $C_F = 4/3$, $N_c = 3$]

$$P_{gg}(x, \delta) = 2N_c \left[\frac{1}{x(1-x)} + x(1-x) - 2 \right] \Theta(1-x-\delta) \quad (5.85)$$

$$+ \left[2N_c \log \delta + \frac{1}{2} \beta_0^L \right] \delta(1-x)$$

$$P_{qq}(x, \delta) = C_F \frac{1+x^2}{1-x} \Theta(1-x-\delta) + C_F \left[2 \log \delta + \frac{3}{2} \right] \delta(1-x) \quad (5.86)$$

$$P_{gq}(x) = C_F \frac{1+(1-x)^2}{x} \quad (5.87)$$

$$P_{qg}(x) = C_F [x^2 + (1-x)^2] . \quad (5.88)$$

As funções P_{gg} e P_{qq} estão relacionadas à emissão de glúons colineares nos processos $g \rightarrow gg$ e $q \rightarrow qq$, respectivamente. As funções P_{gq} e P_{qg} estão relacionadas, por sua vez, à emissão de quarks colineares nos processos $g \rightarrow q\bar{q}$ e $q \rightarrow qq$, respectivamente, e por isso, são regulares no limite $x \rightarrow 1$. O parâmetro δ está relacionado ao parâmetro de corte Δ através das relações $\delta = \Delta/(s+t)$ ou $\delta = \Delta/(s+u)$ como pode ser lido da Eq. (5.85) resolvendo-se as funções δ nas distribuições em LO.

Após a fatorização de massa, como descrita aqui, os resultados finais para as correções virtuais e de radiação de glúons soft e hard combinadas são livres de divergências colineares, onde, então tomamos o limite $\varepsilon \rightarrow 0$ obtendo os termos finitos remanescentes que serão integrados numericamente.

Os termos proporcionais a $\delta(1-x)$ nas funções P_{gg} e P_{qg} cancelam os pólos remanescentes de $d\hat{\sigma}^{S+V}/dt$ da Eq. (5.81). O contratermo colinear é dado por

$$\frac{d\hat{\sigma}_{qq}^{coll}}{dt} = + \frac{\alpha_s}{4\pi} \left[\frac{-9 + 31N_c^2 - 4N_c(n_f - 1)}{12N_c} + 2N_c \log\left(\frac{\Delta}{m^2}\right) + 2N_c \log\left(\frac{m^2}{m^2 - t}\right) \right. \\ \left. + \frac{N_c^2 - 1}{4N_c} \left(3 + 4 \log\left(\frac{\Delta}{m^2}\right) + 4 \log\left(\frac{m^2}{m^2 - u}\right) \right) \right] \frac{d\hat{\sigma}^B}{dt} \times \frac{1}{\varepsilon} , \quad (5.89)$$

o que cancela exatamente o pólo da Eq. (5.81). Enquanto isso, os termos proporcionais a $\Theta(1-x-\delta)$ cancelam os pólos colineares de $d\hat{\sigma}^H/dt$ do processo de emissão de glúons hard. Dessa forma, em nosso exemplo específico do processo de emissão

de glúon, a seção de choque partônica após integração na variável t é finita e dada por

$$\hat{\sigma}_{qg} = \hat{\sigma}^V + \hat{\sigma}^S + \hat{\sigma}_{qg}^H + \hat{\sigma}_{qg}^{coll} . \quad (5.90)$$

Como integramos sobre todos os ângulos e variáveis cinemáticas do glúon emitido, perdemos todas as informações referentes ao jato adicional nesse caso. Dessa maneira, podemos construir apenas os histogramas das variáveis do processo de Born, ou seja, somente as distribuições do lépton estão disponíveis. Neste aspecto, o método de 2 cut-offs [115] é muito mais versátil, pois permite a construção de histogramas das variáveis do parton adicional emitido. Isso é possível porque neste método a região colinear do espaço de fase também é separada através de um cut-off e os pólos obtidos na aproximação colinear. O restante do espaço de fase, onde não há divergências soft ou colineares, é integrado numericamente mantendo-se a dependência nos ângulos. O método de 1 cut-off, no entanto, é mais indicado no caso em que as correções de NLO para o processo de produção devem ser geradas mais rapidamente, uma vez que boa parte do espaço de fase já foi integrado analiticamente.

5.6.5 Processos de Emissão de Um Quark Leve Adicional

Os seguintes processos de emissão de um quark leve adicional ocorrem em NLO de SUSY-QCD:

$$(b) \quad q_i + q_j \rightarrow S + \ell + q_j \quad (5.91)$$

$$(c) \quad q_i + \bar{q}_i \rightarrow S + \ell + q_j \quad (5.92)$$

$$(d) \quad g + g \rightarrow S + \ell + q_i . \quad (5.93)$$

Os momentos dos partons do estado inicial são denotados por k_1 e k_2 , o do escalar do estado final por p_1 , do lépton p_2 e do quark leve do estado final por k_3 . Na Fig. (5.12) apresentamos um conjunto representativo de diagramas de Feynman referentes a estes processos.

Os processos (a) $q + g \rightarrow S + \ell + g$ e (d) $g + g \rightarrow S + \ell + q$ estão relacionados por crossing, porém (b) e (c) não estão relacionados a nenhum outro processo.

Em todos os casos ocorre o surgimento de pólos simples colineares após a integração analítica dos ângulos, porém não existem divergências soft, portanto, não há a necessidade de se dividir o espaço de fase em regiões soft e hard. A exemplo do subprocesso de emissão de glúons reais, as divergências colineares do estado inicial são removidas por meio da fatorização de massa específica a cada caso. Os termos finitos remanescentes no limite $\epsilon \rightarrow 0$ são, então, colecionados e integrados numericamente em um programa do tipo Monte Carlo.

5.6.6 Subtração de Estados Intermediários On-Shell

Além das singularidades UV e IR, um outro tipo de singularidade, de natureza cinemática, ocorre em NLO de SUSY-QCD e corresponde à produção dupla dessas partículas, e no subsequente decaimento de uma delas no canal ℓq : $pp, p\bar{p} \rightarrow S+S \rightarrow S+\ell+q$. Esse tipo de contribuição pode ocorrer através dos subprocessos partônicos iniciados por glúon-glúon ou quark-antiquark. Na Fig. (5.12) apresentamos dois dos diagramas que dão origem a esse fenômeno. Denotando o momento ao quadrado do escalar ressonante por $p^2 = \hat{s}_{res}$, então, cinematicamente, a produção dupla ocorre quando $\hat{s}_{res} = m^2$, desde que $E_{CM} > 4m$, ou seja, desde que haja energia necessária para produzir os dois escalares.

A produção dupla de stops, no entanto, deve ser calculada a parte juntamente com suas correções, de forma a evitar uma contagem dupla desse processo. Estados intermediários de escalares fora da camada de massa, no entanto, são uma contribuição legítima em NLO para a produção simples. Porém, quando integrarmos as contribuições de ordem α_s^2 dos processos de emissão de quarks leves sobre o espaço de fase de 3 partículas, o pólo correspondente à configuração onde $\hat{s}_{res} = m^2$ surgirá. é preciso, portanto, subtrair essa contribuição de modo a obter correções quânticas apenas para a produção simples de stops/sbottoms e léptons. Fenômeno semelhante ocorre nas correções de NLO em QCD supersimétrica aos processos de produção de squarks e gluinos [83, 112]. A análise desenvolvida nessa seção está baseada nessas referências.

Para a subtração desses estados, é preciso, em primeiro lugar, regularizar o pólo pela introdução de uma largura de decaimento para o escalar, Γ . Isso é feito pela substituição do propagador do escalar pela Breit-Wigner correspondente, ou seja

$$\frac{1}{\hat{s}_{res} - m^2} \rightarrow \frac{1}{\hat{s}_{res} - m^2 + im\Gamma} . \quad (5.94)$$

A princípio, a introdução de uma Breit-Wigner da forma com que fizemos acima, não é aconselhável, pois isso destrói a invariância de gauge das amplitudes. Para ilustrar esse fato, considere o processo de espalhamento Compton de um fóton por um escalar de carga elétrica Q_S

$$\gamma(k_1) + S(p_1) \rightarrow \gamma(k_2) + S(p_2) , \quad (5.95)$$

cujos diagramas de Feynman são os da Fig. (5.4).

As regras de Feynman são as da eletrodinâmica escalar. Podemos mostrar que, introduzindo a forma da Breit-Wigner na expressão do propagador da partícula, a

Figura 5.4: Espalhamento Compton $\gamma + S \rightarrow \gamma + S$.

invariância de gauge da amplitude é quebrada da seguinte maneira**

$$\mathcal{M}^\mu k_{1\mu} = -Q_S^2 \frac{m\Gamma}{s - m^2 + i\Gamma m} \times (2p_2 + k_2) \cdot \epsilon^*(k_2) . \quad (5.96)$$

Se a largura de decaimento do escalar for suficientemente fina, o que é plausível para uma partícula tão pesada quanto um stop, sbottom ou um leptoquark, então, fora da região ressonante, o lado direito de (5.96) é suprimido cinematicamente de forma que invariância de gauge é fracamente violada.

Denotando a contribuição ressonante ao elemento de matriz, definido por $p^2 = m^2$, por $\mathcal{M}_{res}$, e a soma das contribuições off-shell e dos outros diagramas por $\mathcal{M}_{single}$, o quadrado do elemento de matriz pode ser decomposto da seguinte forma

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_{res}|^2 + 2\text{Re}[\mathcal{M}_{res}\mathcal{M}_{single}^*] + |\mathcal{M}_{single}|^2 . \quad (5.97)$$

Integrando sobre todo o espaço de fase do estado final $S + \ell + q$, a contribuição ressonante representa a seção de choque de produção de $S + S$ em nível de árvore, com o posterior decaimento do escalar ressonante $S \rightarrow \ell + q$, enquanto o restante deve ser atribuído às correções radiativas de ordem α_s^2 ao processo de produção simples.

A implementação numérica da radiação de quarks não-massivos em NLO procede, especificamente, da seguinte forma. Em primeiro lugar, sendo $\Gamma_S \ll m$ podemos utilizar a aproximação de largura fina (*narrow width approximation*), onde

$$-i \frac{\Gamma m}{(\hat{s}_{res} - m^2)^2 + \Gamma^2 m^2} \simeq -i\pi \delta(\hat{s}_{res} - m^2) \quad (5.98)$$

para calcular as contribuições onde o escalar aparece no canal de produção $\hat{s}_{res}$.

O quadrado do elemento de matriz completo pode ser escrito como

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{F(\hat{s}_{res})}{(\hat{s}_{res} - m^2)^2 + \Gamma^2 m^2} , \quad (5.99)$$

**A procura de uma forma analítica do propagador de Breit-Wigner consistente com a invariância de gauge tem sido objeto de vários estudos no Modelo Padrão [122].

de forma que a subtração dos estados intermediários on-shell é definida por

$$\frac{F(\hat{s}_{res})}{(\hat{s}_{res} - m^2)^2 + \Gamma^2 m^2} - \frac{F(m^2)}{(\hat{s}_{res} - m^2)^2 + \Gamma^2 m^2} \Theta(E_{CM}^2 - 4m^2) . \quad (5.100)$$

Como o fator global $\delta(\hat{s}_{res} - m^2)$ está ausente no termo de subtração, o propagador de Breit-Wigner tem de ser integrado sobre todo o espaço de fase da variável $\hat{s}_{res}$.

Nossas simulações numéricas demonstraram que o valor específico da largura de decaimento Γ tem impacto desprezível sobre a seção de choque total mesmo quando variamos seu valor em torno de duas ordens de magnitude.

5.7 Seções de Choque Totais, K-Factors e Distribuições

Os resultados numéricos foram obtidos consistentemente em LO e NLO utilizando-se a constante de acoplamento forte *running* em 1 e 2-loops, respectivamente. As funções de distribuição de pártons utilizadas foram o conjunto CTEQ5L [125] para os resultados de LO e CTEQ5M1 para os de NLO. Nas análises onde a massa do stop/sbottom está fixa, utilizamos o valor de 200 GeV. A constante de acoplamento de Yukawa λ'_{SUSY} foi fixada em 1, e assumimos um acoplamento sem qualquer supressão devido à mistura dos stops/sbottoms. Como a dependência das seções de choque em relação à λ'_{SUSY} e às funções trigonométricas do ângulo de mistura $\theta_{\tilde{q}}$ é universal, qualquer outro caso pode ser trivialmente obtido simplesmente multiplicando os resultados pelos fatores desejados. Fixamos o espectro das partículas da QCD supersimétrica no seguinte conjunto representativo em função da massa do stop mais leve, $\tilde{t}_1$: $m_{\tilde{g}} = m_{\tilde{t}_1} + 100$ GeV, $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{t}_1} + 200$ GeV e $m_{\tilde{t}_2} = m_{\tilde{t}_1} + 300$ GeV. As integrais multidimensionais do espaço de fase foram calculadas numericamente através do programa VEGAS [123].

As correções em NLO de SUSY-QCD são positivas e grandes para a produção associada de stops/sbottoms e léptons, aumentando as seções de choque em NLO. Na Fig. (5.5) apresentamos as seções de choque de produção de pares stop/múon, através do acoplamento λ'_{231} , no painel superior esquerdo, e de pares sbottom/múon no painel inferior esquerdo.

O tamanho das correções podem ser quantificadas pela razão entre a seção de choque total em NLO e a de LO, o chamado *K factor*

$$K = \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_{LO}} . \quad (5.101)$$

Os K-factors são mostrados na Fig. (5.5) para a produção de stops e sbottoms. Enquanto o valor exato das seções de choque dependem do valor numérico da constante

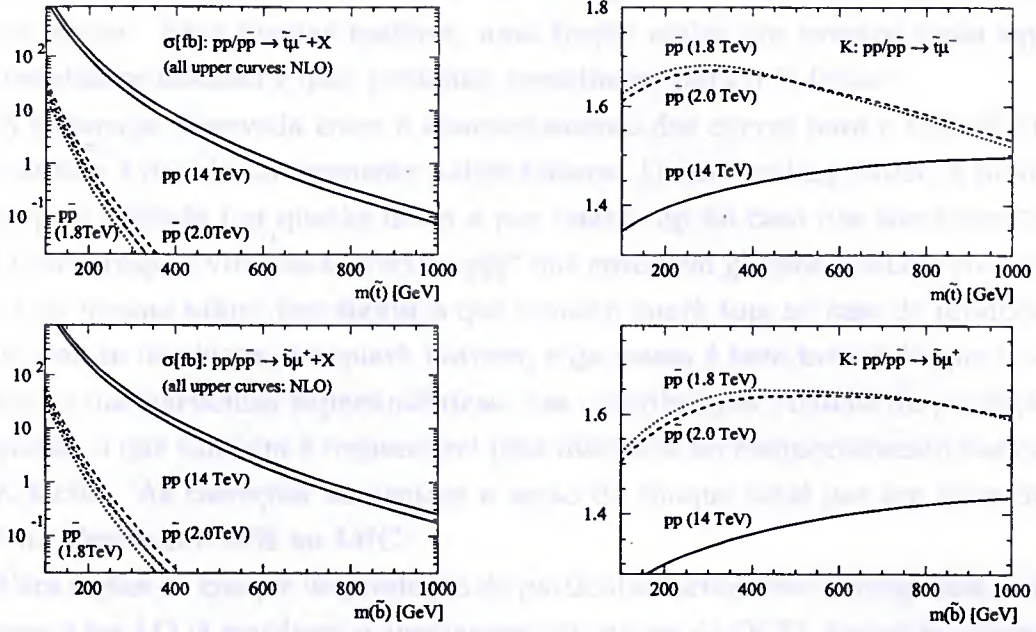


Figura 5.5: Impacto das correções em NLO de SUSY-QCD à produção associada de stops (painéis superiores) e sbottoms (painéis inferiores) e múons em função da massa da partícula. Os painéis da esquerda mostram as seções de choque de produção, enquanto os da direita mostram os K-factors definidos na Eq. (5.101). Todas as escalas estão fixadas no valor central, $Q_R = Q_F = m$. O espectro de SUSY-QCD como uma função da massa do stop é dado no texto. O ângulo de mistura dos squarks é nulo, enquanto o acoplamento de violação de paridade R, λ'_{SUSY} , é fixado em 1.

de acoplamento de Yukawa λ'_{susy} e do ângulo de mistura, ambos os parâmetros se cancelam na razão definida pelo K factor. Como era de se esperar, a diferença entre os resultados do RUN I e II do Tevatron são muito pequenas. Como podemos ver da Fig. (5.5), o K factor no Tevatron diminui conforme aumentamos a massa do stop/sbottom produzido. Isso ocorre porque a energia limitada do Tevatron torna a probabilidade de emissão de jatos duros adicionais cada vez menor conforme aumentamos a massa do escalar produzido no processo, diminuindo a seção de choque em NLO em comparação a de LO. O K factor no LHC tem um comportamento qualitativamente diferente. A energia do centro de massa é grande comparada a massa do squark, mas uma fração considerável da seção de choque em NLO é proveniente do processo partônico $gg \rightarrow \bar{q} + S\ell$, cujos diagramas de Feynman são mostrados na Fig. (5.12). Para massas dos squarks menores é mais provável que o estado inicial puramente glúônico primeiro produza um par de squarks on-shell. Contudo, essa

contribuição é subtraída, pois não é uma contribuição legítima para a produção simples como já discutimos anteriormente, o que automaticamente produz um K factor menor. Para massas maiores, uma fração maior dos eventos terão squarks intermediários off-shell e que, portanto, contribuem para o K factor.

A diferença observada entre o comportamento das curvas para o caso do stop e do sbottom é devida inteiramente a dois fatores: 1) em Leading Order, a produção de stops é iniciada por quarks down e por quarks up no caso dos sbottoms; 2) em NLO, as correções virtuais ao vértice $g\tilde{q}\tilde{q}^*$ que envolvem gluinos também envolvem o quark de mesmo sabor, isso significa que temos o quark top, no caso de produção de stops, dentro dos loops, e o quark bottom, cuja massa é bem menor do que a escala de massa das partículas supersimétricas, nas contribuições virtuais da produção de sbottoms, o que também é responsável pela diferença no comportamento das curvas de K-factor. As correções aumentam a seção de choque total por um fator de até 70% no Tevatron e 50% no LHC.

Para seções de choque de produção de partículas fortemente interagentes, onde os processos em LO já envolvem o acoplamento de gauge da QCD, a medida apropriada para a estimativa das incertezas teóricas é a dependência em relação à escolha das escalas de fatorização e renormalização. Em particular, para correções de QCD, a análise de incerteza relacionada às escalas é de suma importância para se determinar o impacto das correções não calculadas em um dado processo. Via de regra, quanto maior a variação da seção de choque em relação à escolha das escalas, maior é o tamanho das correções da próxima ordem de teoria de perturbação. A dependência em relação às escalas é mostrada na Fig. (5.6) para um stop de massa 200 GeV e o espectro de SUSY correspondente. É comum identificar essas duas escalas, contudo, isso pôde levar a cancelamentos na variação da seção de choque e, conseqüentemente, a uma subestimação da incerteza teórica [94, 95]. Por isso, estudamos a incerteza teórica relacionada a cada uma dessas escalas separadamente. As incertezas foram estimadas em um intervalo de $Q = m_{\tilde{t}_1}/4$ até $Q = 4m_{\tilde{t}_1}$ para a produção de stops e léptons. A inclusão das correções em NLO estabiliza sensivelmente a variação da seção de choque em relação à escolha das escalas. Em relação à escala de renormalização, a incerteza teórica no Tevatron (LHC) é da ordem de 20%. Note que, em LO, essa incerteza é proveniente exclusivamente da variação de $\alpha_s(Q_R)$. Em NLO esse erro é reduzido para 15% no Tevatron e um pouco menos no LHC.

Por outro lado, a dependência em relação à escala de fatorização da seção de choque de LO não é a mesma no Tevatron e no LHC. Isso porque no Tevatron os squarks são produzidos muito próximos do limiar de produção enquanto no LHC eles podem ser produzidos através de pártons com fração e energia x muito menores. Como vimos na discussão dos K factors, os processos iniciados por estados gluônicos

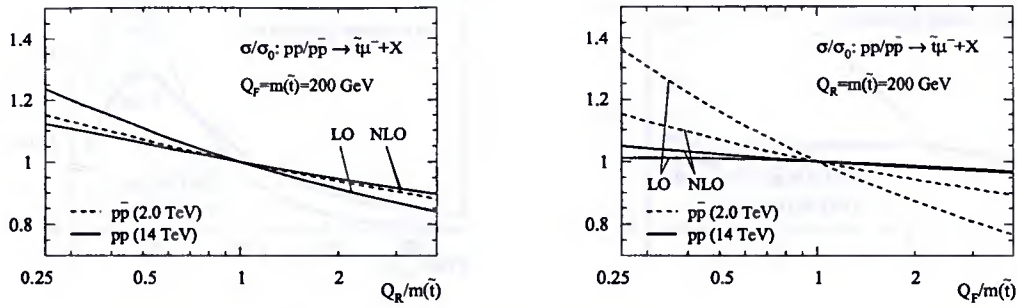


Figura 5.6: Dependência das seções de choque totais em relação às escalas de renormalização (esquerda) e fatorização (direita). A outra respectiva escala é fixada em $Q = m_{\tilde{t}_1}$. A massa do stop é fixada em 200 GeV.

têm uma importância muito maior no LHC em NLO. Como a evolução da função de distribuição de glúons no próton em relação à escala de energia é diferente da evolução das funções de distribuição de quarks, o peso relativo de cada um desses tipos de pártons na composição das seções de choque no Tevatron e no LHC resulta em comportamentos diferentes em relação à escala de energia escolhida para a fatorização de massa.

Como verificamos que não há cancelamentos entre as variações das escalas, em todos os outros resultados identificamos ambas as escalas a uma escala comum $Q = Q_R = Q_F$. Ambas as incertezas somam 65% no Tevatron e 40% no LHC. Em NLO essa incerteza é reduzida sensivelmente para $\sim 25\%$ em ambos os aceleradores. Como não há nenhuma razão física para que o comportamento em relação às escolhas dessas escalas seja muito diferente em ambos os experimentos é uma boa checagem ver que em NLO o comportamento no Tevatron e no LHC são muito parecidos. Mais ainda, as bandas de erro de NLO concordam muito bem com o que esperaríamos a partir de processos similares [96, 95, 97, 94].

As distribuições normalizadas de momento transversal p_T e rapidez Y para o múon do estado final em LO e NLO são apresentadas na Fig. (5.7). As correções de SUSY-QCD praticamente não alteram a forma das curvas, tanto no Tevatron quanto no LHC, contudo os eventos do LHC tendem a ser mais duros e centrais do que no Tevatron. No Tevatron, boa parte dos stops/sbottoms são produzidos próximos ao limiar de produção, deixando pouca energia disponível para emissão de jatos adicionais mais duros, como no LHC, por isso, os múons do Tevatron são distribuídos com momentos transversos menores em comparação ao LHC. Isso também implica que a radiação soft e colinear dominam os efeitos de NLO de QCD no Tevatron, o que confirma o fato de que os K factor são maiores no Tevatron.

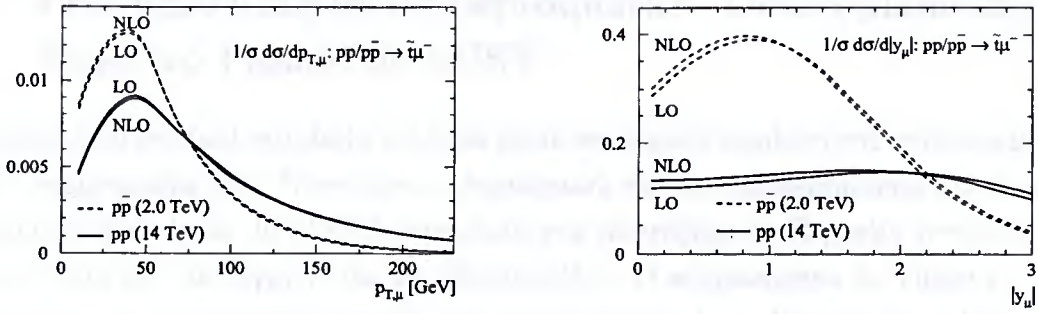


Figura 5.7: Distribuições normalizadas do momento transversal (esquerda) e rapidez (direita) do lépton carregado no Tevatron e no LHC. A massa do stop é de 200 GeV e fixa o espectro de SUSY assim como as escalas de renormalização e fatorização.

No LHC há mais energia disponível para a produção de jatos duros oriundos da radiação do estado final e inicial. Se por um lado a radiação do estado inicial diminui a energia disponível para o processo duro, a radiação do estado final a partir dos squarks tem de ser balanceada pelo lépton, que, portanto, adquira um momento transversal maior. Estes dois efeitos acabam se cancelando em grande parte dos eventos, mas ainda assim resultam em um espectro leptônico um pouco mais duro. Como as distribuições de LO e NLO são muito parecidas é suficiente a aproximação de reescalonar as distribuições de LO pelo K factor obtido das seções de choque totais, o que facilita bastante as análises fenomenológicas do processo.

Um característica particularmente interessante diz respeito à distribuição de rapidez dos léptons no painel direito da Fig. (5.7), onde vemos que o máximo da distribuição ocorre para $|Y|_\ell \neq 0$. Ou seja, o lépton sofre um boost. Olhando para o estado inicial, vemos que o processo de Born ocorre através de um quark de valência e um glúon. Na média, os quarks carregam uma fração maior de energia do hádron. Isso causa um boost do processo como um todo na direção do quark de valência, o qual, por sua vez causa um boost no lépton para as regiões mais externas do detector. No LHC os léptons sofrem um boost maior do que no Tevatron devido ao fato de que os glúons no LHC possuem tipicamente frações de energia menores do que no Tevatron o que acentua o desproporção entre os momentos das partículas do estado inicial.

5.8 Produção Simples de Leptoquarks - Desacoplamento do Espectro Pesado de SUSY

O mesmo tipo de sinal estudado até aqui pode ser gerado também em uma teoria efetiva de leptoquarks [99]. Nesse caso, o leptoquark escalar corresponderia aos estados de squarks mais leves do MSSM estendido por interações de R-parity breaking, ou seja, poderia ser um stop($\tilde{t}_1$) ou um sbottom($\tilde{b}_1$). O acoplamento de Yukawa λ'_{SUSY} corresponde ao acoplamento leptoquark-quark-lépton λ_{LQ} . Em outras palavras, se desacoplarmos todas as outras partículas supersimétricas fortemente interagentes, devemos obter o Modelo Padrão com um leptoquark escalar adicional.

O desacoplamento dos estados pesados da QCD supersimétrica é um tanto quanto complicado pelo fato de que esses estados contribuem para o running dos acoplamentos no esquema $\overline{MS}$. Considere a evolução da constante de acoplamento forte

$$\frac{\partial \alpha_s}{\partial \log \mu_R^2} = -\beta_\alpha \frac{\alpha_s}{4\pi} . \quad (5.102)$$

A determinação da constante de acoplamento forte a partir dos dados experimentais usa cinco sabores de quarks, mas a renormalização de α_s no Modelo Padrão envolve também o quark top. A função beta ao nível de 1-loop completa incluindo as contribuições do MSSM é dada por

$$\begin{aligned} \beta &= \beta_\alpha^{\text{SM}} + \beta_\alpha^{\text{SUSY}} \\ &= \left(\frac{11}{3}N - \frac{2}{3}n_f \right) + \left(-\frac{2}{3}N - \frac{1}{3}n_s \right) , \end{aligned} \quad (5.103)$$

onde $n_f = n_s = 6$ é o número de sabores de quarks e squarks que contribuem para o running além do glúon e do gluino. Para que possamos usar o α_s medido em laboratório precisamos desacoplar a contribuição desses estados pesados explicitamente, ou seja, precisamos adicionar um termo extra às correções de NLO [96]:

$$\frac{\Delta \alpha_s}{\alpha_s} = \frac{\alpha_s}{4\pi} \left[\frac{1}{6} \log \frac{\mu_R^2}{m_{\tilde{t}}^2} + \frac{n_f - 1}{3} \log \frac{\mu_R^2}{m_{\tilde{q}}^2} + \frac{1}{6} \log \frac{\mu_R^2}{m_{\tilde{t}_1}^2} + \frac{1}{6} \log \frac{\mu_R^2}{m_{\tilde{t}_2}^2} + \frac{N}{6} \log \frac{\mu_R^2}{m_{\tilde{g}}^2} \right] . \quad (5.104)$$

Esta contribuição cancela explicitamente a contribuição dos estados pesados ao running de α_s e assegura que a renormalização de 1-loop de α_s é governada somente por β_α^{SM} com os cinco sabores de quarks leves $n_f = 5$.

Como esperado, encontramos um comportamento completamente análogo para o running da constante de Yukawa cuja evolução é descrita pela equação do grupo de renormalização

$$\frac{\partial \lambda'_{\text{SUSY}}}{\partial \log \mu_R^2} = -\beta'_\lambda \frac{\alpha_s}{4\pi} . \quad (5.105)$$

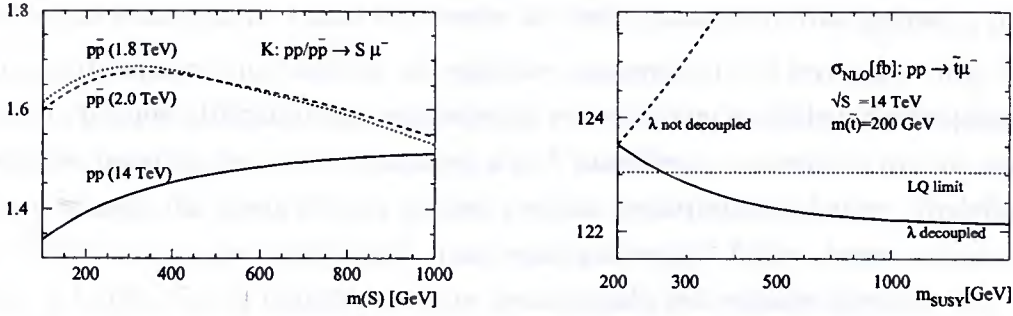


Figura 5.8: Esquerda: impacto das correções de NLO QCD sobre as seções de choque de produção de leptoquarks. Todos os parâmetros de input são idênticos ao painel direito da Fig. (5.5), o acoplamento do leptoquark é derivado a partir do caso do stop, ou seja, o leptoquark escalar acopla-se a um quark *down* e a um *múon*. Direita: o comportamento de desacoplamento da produção simples de stops em NLO. A curva tracejada foi obtida sem o desacoplamento das partículas supersimétricas pesadas do running da constante de acoplamento de Yukawa de $\mathcal{R}_p$, como descrito na Eq. (5.107).

Em 1-loop $\beta'_\lambda = 0$, contudo esse resultado é puramente acidental, não constituindo uma característica do MSSM. Prova disso é que a função beta do acoplamento de R-parity breaking λ'' é diferente de zero em 1-loop tanto no MSSM quanto no limite de gluinos muito pesados [95]. Portanto, nesse caso, não precisamos considerar o running de λ'_{SUSY} para a produção de stops e sbottoms. A função beta de λ'_{SUSY} é dada por

$$\beta_\lambda = \beta_\lambda^{\text{LQ}} + \beta_\lambda^{\text{SUSY}} = \left(\frac{3}{2} C_F \right) + \left(-\frac{3}{2} C_F \right) . \quad (5.106)$$

Como nem λ'_{SUSY} , nem λ_{LQ} são observáveis medidas em laboratório (ainda), podemos, a princípio escolher qualquer definição para essas constantes desde que todo o cálculo seja consistente. Contudo, não podemos usar a constante de acoplamento λ'_{SUSY} e desacoplar o espectro supersimétrico ingenuamente de modo a obter a teoria de leptoquarks; as correções supersimétricas seriam divergentes com $\log m_{\text{susy}}^2$, ou seja, não basta desacoplar apenas α_s , precisamos desacoplar λ'_{SUSY} também incluindo mais um termo extra às contribuições de NLO, uma vez que também utilizamos o esquema $\overline{\text{MS}}$ para renormalizar a constante de Yukawa. Ao contrário de α_s , no entanto, encontramos além do termo logarítmico, um termo constante finito. O termo de desacoplamento completo é dado por

$$\frac{\Delta \lambda_{\text{SUSY}}}{\lambda_{\text{SUSY}}} = \frac{1}{2} \frac{\alpha_s}{4\pi} \left[3 C_F \log \frac{\mu_R^2}{m_{\tilde{g}}^2} + C_F \right] . \quad (5.107)$$

Note que, ao contrário de todos os termos de desacoplamento divergentes, o último termo não desaparece no caso de um espectro supersimétrico leve $\mu_R \sim m_{\tilde{t}_1} \sim m_{\tilde{g}}$. Isso ocorre porque utilizamos um esquema de renormalização onde o desacoplamento dos estados pesados da teoria completa não é manifesta, no sentido que os acoplamentos e massas da teoria efetiva podem receber contribuições finitas. Redefinindo estas constantes, o que equivale a uma renormalização finita desses parâmetros, obtemos a teoria efetiva manifestamente desacoplada dos estados pesados [98]. Portanto, no limite $M_{\text{SUSY}} \rightarrow \infty$ o comportamento da teoria efetiva é de uma teoria de leptoquarks escalares adicionados ao SM simplesmente redefinindo a constante de Yukawa como em (5.107).

Esquemas de renormalização de subtração a momento finito, ou on-shell, exibem desacoplamento manifesto. Contudo, as funções de onda dos campos assim como os acoplamentos foram renormalizados no esquema $\overline{MS}$, onde o desacoplamento não é manifesto.

No painel esquerdo da Fig. (5.8) apresentamos o K factor das correções de QCD à produção simples de um leptoquark escalar acoplado a um quark d do estado inicial em um lépton. O comportamento da curva é exatamente o mesmo da produção de stops e léptons como podemos observar da Fig. (5.5). No painel direito mostramos o desacoplamento explícito dos estados supersimétricos pesados, onde consideramos o gluino, os squarks de sabores leves e os stop mais pesado degenerados em massa e iguais a M_{SUSY} . É interessante notar o efeito extremamente grande que ocorre quando não desacoplamos os estados pesados do running de λ' .

Em [126] uma análise fenomenológica da produção associada de leptoquarks escalares de primeira geração e elétrons é feita para o Tevatron e para o LHC usando-se as seções de choque de produção de LO. Assumindo que o leptoquark decai apenas em pares quark-elétron, a assinatura experimental estudada foi

$$p\bar{p}(pp) \rightarrow S e^{\pm} \rightarrow e^+e^- + \text{jatos} . \quad (5.108)$$

O sinal, assim como todos os possíveis backgrounds de QCD e eletrofracos exibindo uma topologia dada por jets e pares e^+e^- foram obtidos usando o gerador de eventos PYTHIA [127].

As seções de choque de produção de NLO podem agora ser usadas para estender os limites obtidos nestas análises. Como a forma das distribuições praticamente não mudam em NLO, podemos simplesmente multiplicar os resultados obtidos em LO pelo K-factor. Dessa maneira, verificamos que a sensibilidade do Tevatron e do LHC para a descoberta ou exclusão de leptoquarks escalares de primeira geração é aumentada. No Tevatron, se nenhum sinal de leptoquarks que se acoplam a quarks up e elétrons (down e elétrons) com intensidade $\lambda_{LQ} = 4\pi\sqrt{\alpha_{em}}$ for observado, então

o uso de seções de choque de LO levam a um limite inferior de 310 GeV (260 GeV) para as suas massas, enquanto o uso das seções de choque de NLO elevam esse limite para 350 GeV (280 GeV). No LHC, esses limites vão de 2.9 TeV (2.4 TeV) em LO para 3.1 TeV (2.6 TeV) em NLO de QCD, o que mostra a enorme capacidade do LHC na busca por fenômenos de nova física.

5.9 Outros Canais de Procura de Violação de Paridade R em Colisões Hadrônicas

As duas principais diferenças entre a fenomenologia do MSSM e de sua extensão por termos de $\mathcal{R}_p$ são:

- A produção simples de partículas supersimétricas é possível. Essas reações são cinematicamente favorecidas para a descoberta de supersimetria.
- A partícula supersimétrica mais leve (LSP) não é estável e pode, possivelmente, decair dentro do detector. Se a LSP for o neutralino mais leve, ela pode decair via os acoplamentos λ' , por exemplo: $\tilde{\chi}^0 \rightarrow \ell q_i \bar{q}_j$, note que somente decaimentos $1 \rightarrow 3$ são possíveis. Contudo, como a LSP não será mais estável, o argumento cosmológico que requer que ela seja neutra em relação às cargas elétrica e de cor não se aplica mais [88].

Existem, a princípio, quatro tipos de sinais que podem revelar a existência de interação de $\mathcal{R}_p$:

Produção simples ressonante: $pp(\bar{p}) \rightarrow \tilde{\ell}, \tilde{q}$. Em anéis de colisão hadrônicos, sneutrinos e sléptons carregados podem ser produzidos de forma ressonante através dos acoplamentos λ' : $q_i \bar{q}_j \rightarrow \tilde{\ell}$. Os sléptons assim produzidos podem, então, decair através de interação de $\mathcal{R}_p$ ou através de interações do MSSM envolvendo gauginos. O mesmo pode ocorrer com os squarks se termos envolvendo λ'' forem permitidos: $q_i \bar{q}_j \rightarrow \tilde{q}_k$.

Produção simples associada com férmions do SM: $pp(\bar{p}) \rightarrow \tilde{\ell}, \tilde{q} + f$. Produção associada de squarks e léptons, como a que descrevemos nas seções anteriores, assim como a produção de sléptons e quarks é possível em colisões hadrônicas. Note, contudo, que a produção de squarks via acoplamentos λ' só podem ocorrer dessa maneira.

Produção de pares de partículas supersimétricas: $pp(\bar{p}) \rightarrow \tilde{\ell}\tilde{\ell}^*, \tilde{q}\tilde{q}^*$ com o subsequente decaimento através dos acoplamentos de $\mathcal{R}_p$. Nesse caso, o mecanismo de

produção ocorre através dos acoplamentos de gauge do MSSM, o que, normalmente, garante uma seção de choque de produção maior. Contudo, como os acoplamentos de quebra de paridade R envolvendo squarks e sléptons da terceira geração ainda não possuem acoplamentos muito fortes, certos processos de produção simples podem ser tão competitivos quanto os de produção dupla, conforme vemos na Fig. (5.1).

Efeitos virtuais indiretos: Squarks e sléptons virtuais podem contribuir para os processos de Drell-Yan: $q\bar{q} \rightarrow \ell^+\ell^-$ – e para a produção de jatos: $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$, através de trocas no canal t da reação.

Até o momento, os estudos para o potencial de descoberta do LHC têm se concentrado em um cenário onde os acoplamentos de $\mathcal{R}_p$ são pequenos, de forma que o padrão de decaimento das partículas, seus branching ratios e massas permanecem essencialmente inalterados. As colaborações do ATLAS e CMS têm realizado estudos no contexto do minimal supergravity (mSUGRA), mas com a modificação de que a LSP pode decair via acoplamentos de violação de paridade R. Os estados finais menos sensíveis aos grandes backgrounds de QCD são aqueles onde a LSP, no caso o neutralino mais leve $\tilde{\chi}_1^0$ na maior parte do espaço de parâmetros do mSUGRA, decai exclusivamente em léptons:

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \bar{\nu}_i e_j^+ e_k^- \\ e_i^+ \bar{\nu}_j e_k^- \\ \nu_i e_j^- e_k^+ \\ e_i^- \nu_j e_k^+ \end{array} \right\} .$$

Para a maioria dos acoplamentos λ_{ijk} , cuja ordem de grandeza foi escolhida em torno de 10^{-3} levando-se em conta os limites existentes, demonstrou-se que os parâmetros do mSUGRA podem ser determinados pelo menos com a mesma precisão do que o caso quando a paridade R é conservada [35].

Além disso, $\mathcal{R}_p$ abre a possibilidade de se medir a massa da LSP. Na Fig. (5.9) mostramos as perspectivas de descoberta de SUSY no ATLAS sobre uma considerável região do espaço de parâmetros para $\lambda_{123} = 10^{-3}$.

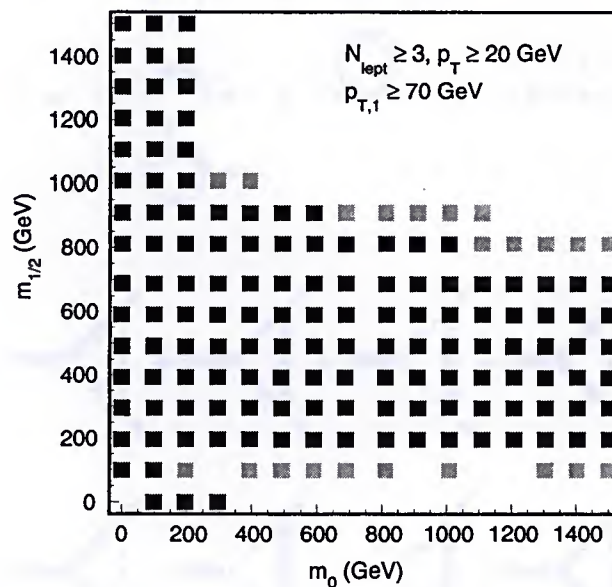


Figura 5.9: Região esperada de exclusão do ATLAS no plano $M_{1/2}$ versus M_0 com $\lambda_{123} = 10^{-3}$ para 1 ano de coleta de dados no modo de baixa luminosidade, 10 fb^{-1} . Os quadrados cheios correspondem aos pontos onde $S/\sqrt{B} > 5$ em relação ao SM, enquanto os quadrados vazios correspondem a $S/\sqrt{B} < 5$. Aqui S corresponde ao número de eventos dos sinais e B o número de eventos do background após aplicação dos cortes cinemáticos [35].

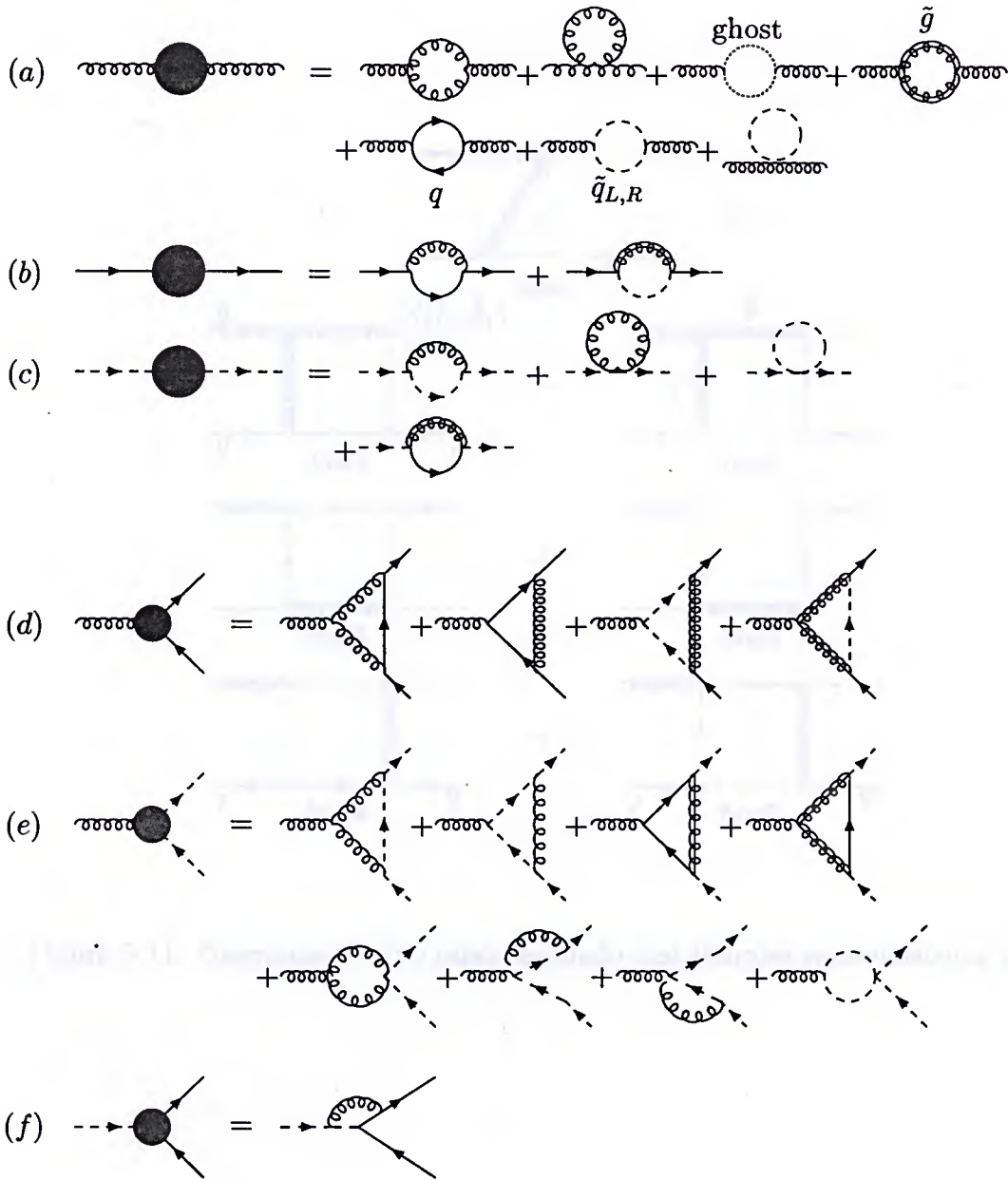


Figura 5.10: Correções virtuais de auto-energia e correções de vértice incluindo os espectro de SUSY-QCD. Em (a), (b) e (c) são mostradas as correções aos propagadores do glúon, dos quarks e dos stops/sbottoms, respectivamente. Em (d), (e) e (f) as correções aos vértices quark-quark-glúon, squark-squark-glúon e squark-quark-lépton, respectivamente. O loop de quarks em (a) inclui os 5 sabores leves e o top. A partícula denotada por $\tilde{g}$ é um gluino.

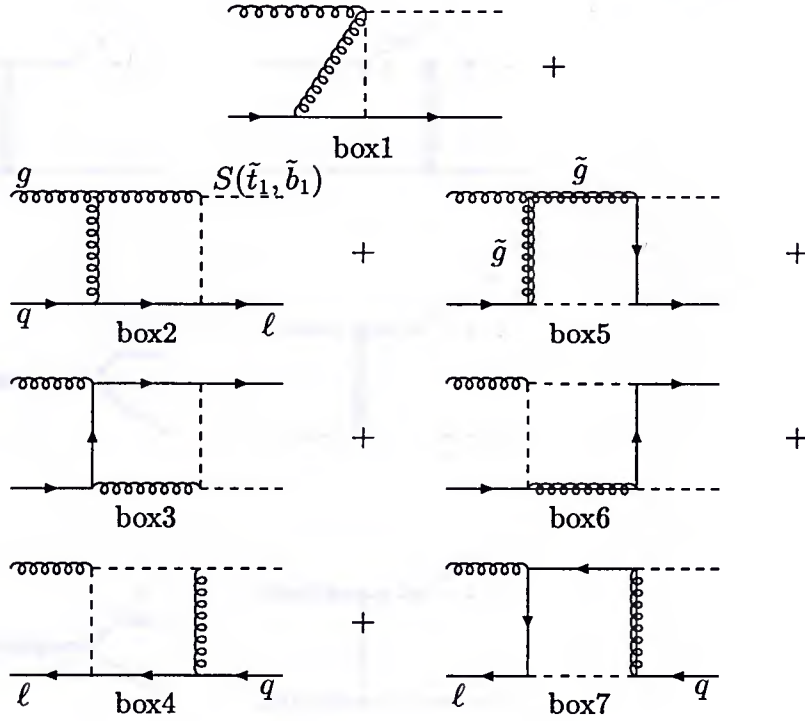


Figura 5.11: Diagramas do tipo caixa incluindo contribuições supersimétricas (gluinos).

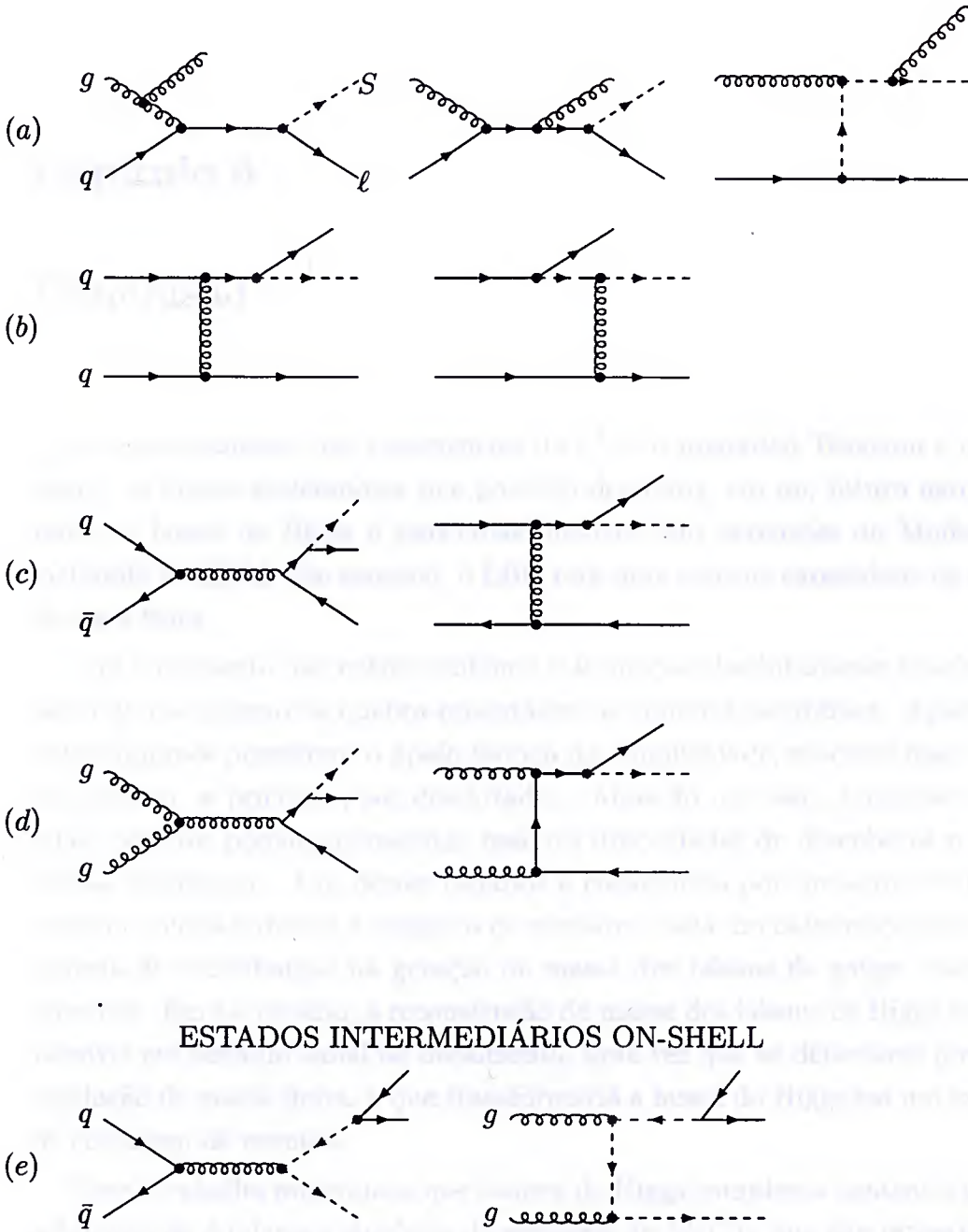


Figura 5.12: Um conjunto representativo de diagramas de Feynman para todos os processos de emissão de párons leves. Glúon bremsstrahlung (a), quark-quark (b), quark-antiquark (c) e glúon-glúon (d). Os estados intermediários on-shell são mostrados em (e).

Capítulo 6

Conclusão

Com o encerramento das experiências do LEP, o upgraded Tevatron e o LHC são, agora, os únicos aceleradores que poderão descobrir, em um futuro não muito distante, o bóson de Higgs e partículas previstas em extensões do Modelo Padrão, incluindo o MSSM. Em especial, o LHC terá uma enorme capacidade de descoberta de nova física.

Até o momento não existe nenhuma informação absolutamente conclusiva a respeito do mecanismo de quebra espontânea de simetria eletrofraca. Apesar dos modelos mínimos possuírem o apelo teórico da simplicidade, modelos mais complexos não podem, a princípio, ser descartados. Mais do que isso, é preciso determinar quais cenários podem representar maiores dificuldades de descoberta nos anéis de colisão hadrônicos. Um destes cenários é constituído por um setor de Higgs onde existem muitos dubletos e singletos de escalares, cada um deles responsável por uma parcela de contribuição na geração de massa dos bósons de gauge massivos e dos férmions. Em tal cenário, a reconstrução da massa dos bósons de Higgs pode não ser possível em nenhum canal de decaimento, uma vez que os detectores possuem uma resolução de massa finita, o que transformaria a busca do Higgs em um experimento de contagem de eventos.

Neste trabalho mostramos que setores de Higgs complexos contendo um número arbitrário de dubletos e singletos de escalares do $SU(2)_L$ que não interajam entre si e que possuam acoplamentos suprimidos com o restante do espectro, não constituem qualquer problema de detecção para o LHC como tem sido sugerido na literatura [56]. Se o espectro de bósons de Higgs estiver distribuído sobre uma região de massas entre aproximadamente 100 e 300 GeV, este espectro contínuo de Higgs poderá ser detectado no canal de fusão de bósons fracos com o subsequente decaimento dos Higgs em pares W^+W^- e estes, por sua vez, em elétrons, múons e seus respectivos neutrinos [75]. O fato de não se poder observar ressonâncias neste caso não constitui um problema, uma vez que o canal de procura correspondente no caso do SM já

possui um nível muito baixo de contaminação por backgrounds graças ao uso das características peculiares do processo de WBF. No caso do contínuo, verificamos que a razão entre o número de eventos do sinal e o número de eventos de background (S/B) está no intervalo $1/3 \cdots 1/1$, o que ainda é muito bom.

A descoberta no caso mais difícil estudado, onde os bósons de Higgs estariam espalhados sobre a região de massas $70 \leq m_h \leq 150$ GeV, onde a razão de ramificação dos Higgs em pares W^+W^- é pequena, requer apenas 50 fb^{-1} aproximadamente em um nível de significância de 5σ . A janela mais larga, $70 \leq m_h \leq 300$ GeV requer apenas 14 fb^{-1} , enquanto a maioria dos outros casos estudados requer menos que 30 fb^{-1} para o mesmo nível de significância estatística.

Usando o comportamento da distribuição de massa transversa dos pares de bósons W , observamos que os modelos contínuos produzem curvas mais simétricas em torno do máximo da distribuição em relação às curvas do SM. Propusemos, então, o uso destas distribuições para se discernir o sinal do contínuo dos sinais de modelos mais simples como o SM e o MSSM, ao invés do uso da informação proveniente das seções de choque totais. Estas características são bastante independentes da forma precisa do espectro $C(m_h)$ do contínuo de Higgs e de como os seus acoplamentos com os bósons de gauge fracos são distribuídos entre os estados. A luminosidade integrada exigida nesse caso é, tipicamente, da ordem de 100 fb^{-1} , mas pode chegar a 900 fb^{-1} no caso da janela menos promissora, $70 \leq m_h \leq 150$ GeV.

Neste aspecto, o canal de fusão de glúons com o mesmo canal de decaimento dos Higgs pode ser mais útil. Análises preliminares indicam que, apesar da luminosidade requerida para a descoberta seja, nesse caso, algo em torno de três vezes maior do que a do processo de WBF, o comportamento das distribuições de massa transversa dos pares W^+W^- e outras distribuições é bastante diferente para os modelos contínuos e para o SM, o que pode significar uma redução acentuada no número de eventos necessários para se distinguir os dois casos.

A determinação do potencial de procura do LHC e do Tevatron por partículas supersimétricas tem sido alvo de diversos estudos em fenomenologia de partículas elementares. Extensões supersimétricas predizem, de forma natural, a existência de partículas escalares de massas estáveis, ao contrário do SM. O MSSM é a extensão supersimétrica mais simples do Modelo Padrão, uma vez que contém o setor de Higgs mais simples possível e porque incorpora uma simetria adicional (paridade R) que proíbe interações que violam a conservação dos números bariônico e leptônico. Contudo, a estrutura matemática mais geral possível consistente com a supersimetria e invariância de gauge permite interações que não conservam aqueles números quânticos. É importante, dessa forma, considerar as implicações fenomenológicas de superpotenciais mais gerais. Em cenários de quebra de paridade R, a produção

simples de partículas supersimétricas é possível, o que pode estender o alcance de busca dos aceleradores.

Na segunda parte deste trabalho, estudamos a produção associada de stops ou sbottoms e léptons no Tevatron e no LHC através de interações com quebra de paridade R . Correções completas de NLO de SUSY-QCD foram calculadas e o impacto sobre as seções de choque totais e distribuições de momento transversal e rapidez do lépton foram determinadas. As correções aumentam as seções de choque em até 50% no LHC, e em até 70% no Tevatron, dependendo da massa do stop (sbottom). A forma das distribuições permanece praticamente inalterada em NLO, o que justifica o rescalonamento das distribuições de LO pelo K factor. A inclusão das correções de SUSY-QCD tornam as predições teóricas mais estáveis em relação à escolha das escalas de renormalização e fatorização [76].

Desacoplando-se o espectro pesado de SUSY obtivemos as correções de QCD à produção simples de um leptoquark escalar que se acopla a quarks e léptons de primeira geração. A inclusão das correções pode estender bastante o limite de busca do Tevatron e do LHC. Usando as seções de choque de Born, leptoquarks de massas até 310 GeV (260 GeV) e 2.9 TeV (2.4 TeV) que se acoplam a quarks do tipo up(down) e que decaíam exclusivamente em quarks e léptons, podem ser excluídos no RUNII do Tevatron e no LHC, respectivamente, ao passo que o uso das seções de choque em NLO elevam esses limites para 350 GeV (280 GeV) e 3.1 TeV (2.6 TeV) no RUNII do Tevatron e no LHC, respectivamente.

Com isso demonstramos em dois cenários típicos – o setor de quebra espontânea de um modelo não-mínimo e do MSSM estendido por interações de violação paridade R – que o LHC, e o Tevatron em menor grau, possuem um grande potencial de descoberta de nova física e que, com certeza, os resultados dessas experiências levarão a um entendimento mais profundo e completo das interações fundamentais entre as partículas elementares.

Apêndice A

Subtração de Ghosts

Para processos que contém glúons externos, podemos trabalhar apenas com os estados de polarização transversais. No gauge axial, a soma de polarizações para os glúons externos é dada por

$$P_i^{\mu\nu} = \sum_T \epsilon_T^{\mu*}(k_i) \epsilon_T^\nu(k_i) = -g^{\mu\nu} + \frac{n_i^\mu k_i^\nu + k_i^\mu n_i^\nu}{n_i \cdot k_i} - \frac{n_i^2 k_i^\mu k_i^\nu}{(n_i \cdot k_i)^2} . \quad (\text{A.1})$$

Aqui $n_i \neq k_i$ é um vetor arbitrário. Esta soma de polarizações obedece às seguintes relações de transversalidade

$$k_{i\mu} P_i^{\mu\nu} = P_i^{\mu\nu} k_{i\nu} = n_{i\mu} P_i^{\mu\nu} = P_i^{\mu\nu} n_{i\nu} = 0 . \quad (\text{A.2})$$

Combinando estas relações de transversalidade com as identidades de Slavnov-Taylor para partículas externas na camada de massa, por exemplo

$$k_i^\mu \mathcal{M}_{\mu\rho} = \mathcal{M}_\rho^{ghost} \propto k_{j\rho} \quad (\text{A.3})$$

para dois glúons externos (rotulados por i e j) nos permitem realizar a subtração dos ghosts das amplitudes com glúons externos. Por causa das relações de transversalidade, todos os termos proporcionais a k_i^μ e k_j^ρ podem ser removidos dos elementos de matriz resultando em uma nulificação do lado esquerdo de (A.3). Como consequência, a soma de polarizações pode ser efetivamente substituída por

$$P_i^{\mu\nu} = -g^{\mu\nu} \quad (\text{A.4})$$

como no gauge de Feynman.

Apêndice B

Regras de Feynman da QCD e da QCD Supersimétrica

Neste apêndice apresentamos o conjunto completo de regras de Feynman usados nos cálculos descritos no capítulo 5. Como ocorrem processos que violam a conservação do número fermiônico, as regras fazem uso das convenções de fluxo contínuo do número fermiônico [15], as quais precisam fixadas para cada um dos processos.

B.0.1 Regras de Feynman do Modelo Padrão

Todos os momentos das partículas nas regras de Feynman apresentadas aqui são *incoming*, ou seja, estão entrando no diagrama. Os acoplamentos dos quarks, glúons, ghosts e bósons de gauge fracos são mostradas na Fig. (B.1) no gauge de Feynman. Os geradores do $SU(3)_C$ obedecem as seguintes relações

$$\text{Tr}(T^a T^b) = \frac{1}{2} \delta^{ab} \quad [T^a, T^b] = i f^{abc} T_c \quad (\text{B.1})$$

Os propagadores dos férmions são definidos como $i/(\not{p} - m + i\varepsilon)$, onde p é o momento na direção do fluxo do número fermiônico. O propagador do glúon é dado por $-ig^{\mu\nu}/(p^2 + i\varepsilon)$.

	ℓ	r
$q\bar{q}\gamma$	Qe	ℓ
$q\bar{q}Z$	$\frac{e}{s_w c_w} (T_3 - Qs_w^2)$	$\ell [T_3 = 0]$
$u\bar{d}W_{\text{out}}^+$	$\frac{e}{\sqrt{2}s_w}$	0

Tabela B.1: Acoplamentos dos quarks aos bósons de gauge fracos referentes à Fig. (B.1).

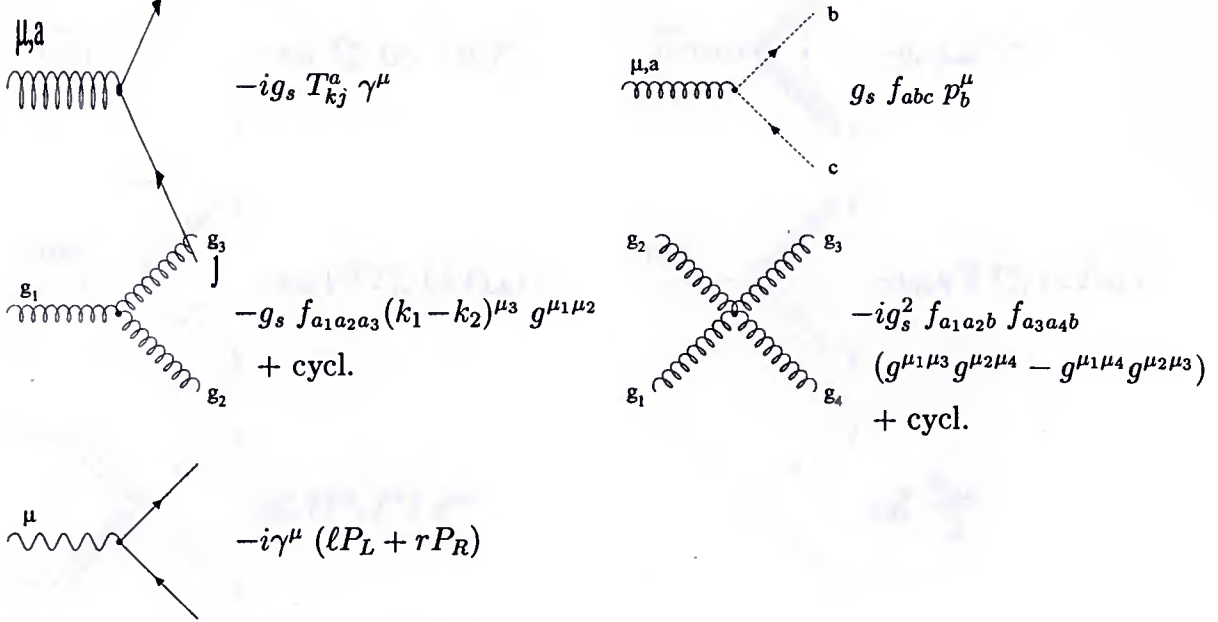


Figura B.1: Regras de Feynman para os quarks, glúons, ghosts da QCD (linhas pontilhadas) e bósons de gauge fracos no Modelo Padrão. Os acoplamentos genéricos ℓ, r são definidos na Tabela B.1 P_{LR} são os operadores de projeção quiral $(1 \mp \gamma_5)/2$.

B.0.2 Regras de Feynman da QCD Supersimétrica

As regras de Feynman da SUSY-QCD incluem, além das partículas do SM, o gluino ($\tilde{g}$), os squarks de sabores leves ($\tilde{q}_L, \tilde{q}_R$) e os estados de tops escalares com mistura ($\tilde{t}_1, \tilde{t}_2$). Como na Fig. (B.1), todos os momentos são definidos *incoming*. O acoplamento $q\tilde{q}\tilde{g}$ preserva a helicidade do quark e de seu parceiro escalar assim como seu sabor. O mesmo ocorre para o acoplamento $\tilde{q}\tilde{q}g$.

O vértice $\tilde{q}\tilde{q}\tilde{g}$ preserva o sabor e a helicidade do squark. Como somente dois squarks estão presentes, este acoplamento não pode misturar os autoestados de interação ou de massa.

A regra de Feynman do vértice $q\tilde{q}\tilde{g}$ é dada para um sabor leve de squark $\tilde{q}_{LR}$ com o correspondente sinal e projetor. Para obter as regras para $\tilde{t}_1$ é preciso adicionar as contribuições dos autoestados de helicidade e multiplicar o termo L por $\sin \tilde{\theta}$, e o termo R por $\cos \tilde{\theta}$. A mistura de squarks de sabores pesados é descrita em detalhes na seção 5.2. Os termos relevantes para a mistura de stops (ou sbottoms) incluem o acoplamento ao gluino e os termos de interação quártica entre os squarks. Elas podem ser expressas usando-se o operador de permutação

$$\mathcal{P}_{12} : [\tilde{t}_1 \leftrightarrow \tilde{t}_2; c_{\tilde{\theta}} \rightarrow -s_{\tilde{\theta}}, s_{\tilde{\theta}} \rightarrow c_{\tilde{\theta}}], \quad (\text{B.2})$$

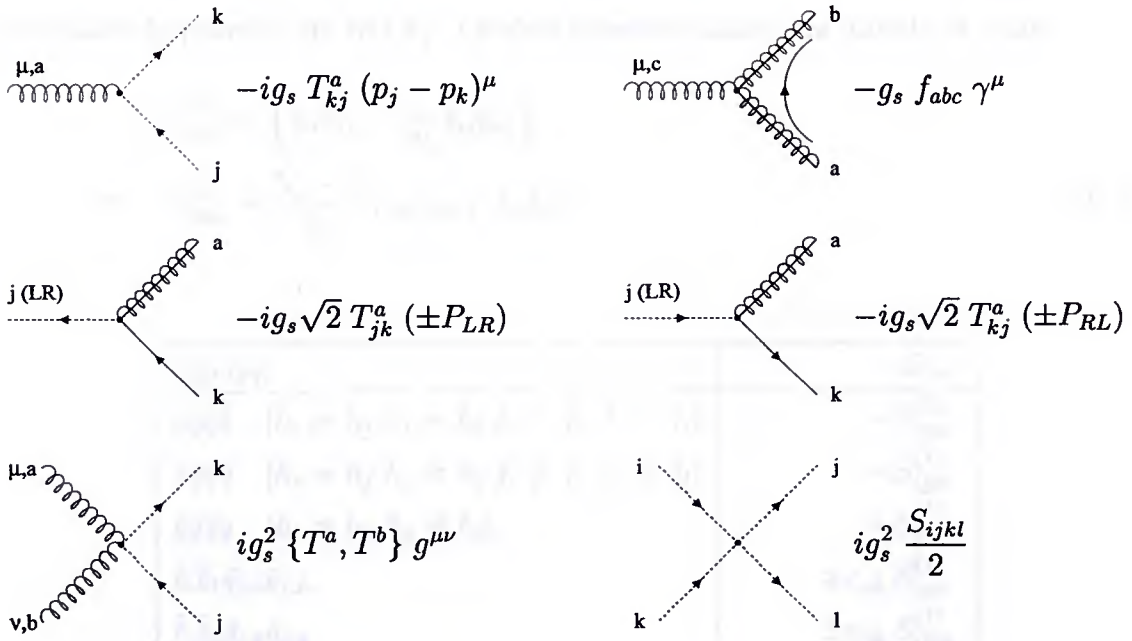


Figura B.2: Regras de Feynman para a QCD supersimétrica. As linhas pontilhadas denotam os squarks $\tilde{q}_L, \tilde{q}_R$. Os tensores S_{ijkl} são definidos na Tabela B.2.

que relaciona os termos que incluem $\tilde{t}_1$ e $\tilde{t}_2$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_3 &= -\sqrt{2} g_s T_{ij}^a (1 + \mathcal{P}_{12}) \bar{g}_a [c_{\tilde{\theta}} P_L - s_{\tilde{\theta}} P_R] t_j \tilde{t}_i^* + \text{h.c.} \\
 \mathcal{L}_4 &= -\frac{g_s^2}{8} (1 + \mathcal{P}_{12}) \tilde{t}_i^* \tilde{t}_{1j} \left\{ c_{2\tilde{\theta}}^2 S_2^{ijkl} \tilde{t}_{1k}^* \tilde{t}_{1l} + 2 [s_{2\tilde{\theta}}^2 S_2^{ijkl} - S_1^{ijkl}] \tilde{t}_{2k}^* \tilde{t}_{2l} \right. \\
 &\quad \left. + 4 c_{2\tilde{\theta}} S_1^{ijkl} \sum_{\tilde{q} \neq \tilde{t}} (\tilde{q}_L^* \tilde{q}_{Ll} - \tilde{q}_R^* \tilde{q}_{Rl}) \right\}. \quad (\text{B.3})
 \end{aligned}$$

O seno/cosseno de um ângulo de mistura β é denotado por s_β, c_β . Estes vértice descrevem termos de interação diagonais em $\tilde{t}_1$ ou em $\tilde{t}_2$. Os termos quárticos que misturam estes estados podem ser derivados da seguinte Lagrangiana

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}'_4 &= \frac{g_s^2}{4} s_{2\tilde{\theta}} (\tilde{t}_{1i}^* \tilde{t}_{2j} + \tilde{t}_{2i}^* \tilde{t}_{1j}) \left\{ c_{2\tilde{\theta}} S_2^{ijkl} (\tilde{t}_{1k}^* \tilde{t}_{1l} - \tilde{t}_{2k}^* \tilde{t}_{2l}) \right. \\
 &\quad \left. + 2 S_1^{ijkl} \sum_{\tilde{q} \neq \tilde{t}} (\tilde{q}_L^* \tilde{q}_{Ll} - \tilde{q}_R^* \tilde{q}_{Rl}) \right\}. \quad (\text{B.4})
 \end{aligned}$$

A estrutura dos acoplamentos quárticos é dada em função do sabor f_j e da

helicidade do parceiro do SM h_j . Os dois tensores usados na Tabela B.2 são

$$\begin{aligned} S_{ijkl}^{(1)} &= \left(\delta_{il} \delta_{jk} - \frac{1}{N_c} \delta_{ij} \delta_{kl} \right) \\ S_{ijkl}^{(2)} &= \frac{N_c - 1}{N_c} (\delta_{il} \delta_{jk} + \delta_{ij} \delta_{kl}) \quad . \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

$\tilde{q}_i \tilde{q}_j \tilde{q}_k \tilde{q}_l$	S_{ijkl}
$\tilde{q}\tilde{q}\tilde{q}\tilde{q} \quad [h_i = h_j \ h_j = h_l \ f_i = f_j \ f_j = f_l]$	$-S_{ijkl}^{(2)}$
$\tilde{q}\tilde{q}\tilde{q}\tilde{q} \quad [h_i = h_j \ h_j = h_l \ f_i \neq f_j \ f_j \neq f_l]$	$-S_{ijkl}^{(1)}$
$\tilde{q}\tilde{q}\tilde{q}\tilde{q} \quad [h_i \neq h_j \ h_j \neq h_l]$	$+S_{ijkl}^{(1)}$
$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1 \tilde{q}_{LR} \tilde{q}_{LR}$	$\mp c_{2\tilde{\theta}} S_{ijkl}^{(1)}$
$\tilde{t}_2 \tilde{t}_2 \tilde{q}_{LR} \tilde{q}_{LR}$	$\pm c_{2\tilde{\theta}} S_{ijkl}^{(1)}$
$\tilde{t}_1 \tilde{t}_2 \tilde{q}_{LR} \tilde{q}_{LR} \quad \tilde{t}_2 \tilde{t}_1 \tilde{q}_{LR} \tilde{q}_{LR}$	$\pm s_{2\tilde{\theta}} S_{ijkl}^{(1)}$
$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1 \tilde{t}_1 \tilde{t}_1 \quad \tilde{t}_2 \tilde{t}_2 \tilde{t}_2 \tilde{t}_2$	$-c_{2\tilde{\theta}}^2 S_{ijkl}^{(2)}$
$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1 \tilde{t}_1 \tilde{t}_2 \quad \tilde{t}_1 \tilde{t}_1 \tilde{t}_2 \tilde{t}_1$	$+s_{2\tilde{\theta}} c_{2\tilde{\theta}} S_{ijkl}^{(2)}$
$\tilde{t}_2 \tilde{t}_2 \tilde{t}_2 \tilde{t}_1 \quad \tilde{t}_2 \tilde{t}_2 \tilde{t}_1 \tilde{t}_2$	$-s_{2\tilde{\theta}} c_{2\tilde{\theta}} S_{ijkl}^{(2)}$
$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1 \tilde{t}_2 \tilde{t}_2$	$S_{ijkl}^{(1)} - s_{2\tilde{\theta}}^2 S_{ijkl}^{(2)}$
$\tilde{t}_1 \tilde{t}_2 \tilde{t}_1 \tilde{t}_2 \quad \tilde{t}_2 \tilde{t}_1 \tilde{t}_2 \tilde{t}_1$	$-s_{2\tilde{\theta}}^2 S_{ijkl}^{(2)}$

Tabela B.2: Tensores para as regras de Feynman dos acoplamentos quárticos de squarks da Fig. (B.2). Os tensores $S^{(1)}$ e $S^{(2)}$ são definidos em (B.5).

O vértice $\tilde{t}_1 q \ell$ possui a seguinte regra de Feynman

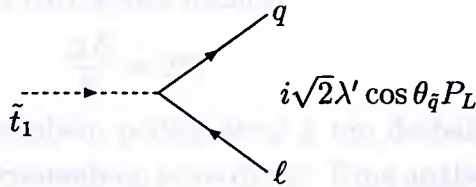


Figura B.3: Vértice de interação $\tilde{t}_1 q \ell$.

Apêndice C

Efeitos de Resolução Finita do Detector ATLAS do LHC

Análises fenomenológicas precisas têm de levar em consideração que os detectores de partículas possuem uma capacidade de detecção finita. Essa capacidade depende de vários fatores como a geometria do detector, os materiais usados em sua construção, sua capacidade de armazenamento de dados entre outros.

Neste trabalho, incluímos alguns dos efeitos mais importantes no cálculo do sinal e dos backgrounds. Nossas simulações, contudo ocorreram a nível de pártons, ou seja, não utilizamos nenhum modelo de hadronização para os pártons que dão origem a hádrons, apenas identificando cada párton do estado final como um jato.

Os processos de QCD discutidos acima possuem distribuições de momento transversal dos jatos que decrescem muito rapidamente com o momento transversal p_T . Como resultado, a resolução finita do detector pode ter um efeito mensurável sobre as seções de choque. Os efeitos de resolução são levados em conta através de um *smearing* gaussiano das energias dos jatos de pártons leves e de quarks bottom, e dos léptons carregados. Neste trabalho usamos

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{5.2}{E} \oplus \frac{0.4}{\sqrt{E}} \oplus 0.009 , \quad (\text{C.1})$$

para os jatos (com termos individuais somados em quadratura), baseados em análises do ATLAS [35]. Para os léptons carregados usamos

$$\frac{\Delta E}{E} = 2\% . \quad (\text{C.2})$$

Efeitos de resolução finita também podem levar a um desbalanço de momento transversal falso em eventos que contenham jatos duros. Uma análise do ATLAS [103] mostrou que estes efeitos são bem parametrizados por uma distribuição gaussiana das componentes do vetor de momento transversal associado ao falso desbalanço, $\not{p}_T$ com resolução

$$\sigma(\not{p}_x, \not{p}_y) = 0.46 \cdot \sqrt{\sum E_{T,had}} , \quad (\text{C.3})$$

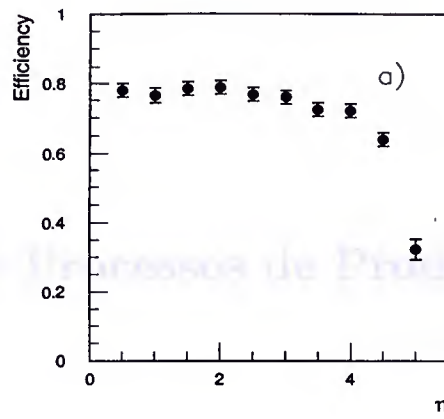


Figura C.1: Eficiência para a reconstrução de um *tagging jet* com $p_T > 20$ GeV, proveniente de um párton com $p_T > 20$ GeV, como uma função da pseudo-rapidez η do jato.

para cada componente. Em nossos cálculos, esses vetores são somados linearmente aos momentos dos neutrinos. Essas análises são válidas para o regime de baixa luminosidade, portanto, válidas em nossas análises uma vez que demonstramos que o potencial de descoberta necessita de pouca luminosidade integrada.

Como dissemos no texto, uma importante ferramenta para a supressão dos backgrounds de QCD é o veto sobre jatos na região central do detector. Um estudo detalhado [104] a respeito da reconstrução de *tagging jets* na região central do detector ATLAS mostrou que jatos com $p_T > 20$ GeV (originados de pártons com $p_T > 20$ GeV) podem ser reconstruídos com um alto grau de eficiência em uma larga faixa de valores de pseudo-rapidez dos jatos, veja a Fig. (C.1).

É possível identificar, com um determinado grau de eficiência, se um dado jato observado pelo detector originou-se de um quark bottom ou de um párton leve. Isso porque a vida média do bottom é menor devido a sua massa de aproximadamente 5 GeV o que causa o seu decaimento a uma distância próxima do vértice de interação primário. O jato (de um párton leve), que se origina do decaimento do bottom, deixa um traço no detector que, normalmente, não aponta para o vértice primário. Essa é a técnica utilizada no chamado *b tagging*. Estudos mostram que a eficiência de *b tagging* no ATLAS pode ser grande, o que pode ajudar muito na identificação de processos de background, como os que descrevemos neste trabalho. Utilizamos nos processos de background que possuem quarks bottom no estado final uma eficiência de 60% ($\epsilon_b = 0.6$) para o *b tagging*.

Apêndice D

Invariantes dos Processos de Produção de 3 Partículas

Na seção 5.6.2 apresentamos um conjunto de invariantes de Mandelstam usados nos cálculos dos processos de emissão de um párton adicional em NLO na produção associada de stops/sbottoms/leptoquarks e léptons. Relembrando a nossa notação, k_1 e k_2 são os momentos dos pártons do estado inicial, k_3 é o momento do párton do estado final, quark ou glúon, p_1 é o momento do lépton e p_2 o do escalar. Os pártons e léptons são não-massivos, logo, $k_1^2 = k_2^2 = k_3^2 = p_1^2 = 0$, enquanto $p_2^2 = m^2$.

Em termos dos produtos escalares, os invariantes definidos em (5.66) são dados por

$$\begin{aligned}
 s &= 2k_1 \cdot k_2 \\
 t &= -2k_1 \cdot p_1 & u &= -2k_2 \cdot p_1 \\
 s_4 &= 2k_3 \cdot p_2 & s_3 &= 2k_3 \cdot p_1 \\
 s_5 &= 2p_1 \cdot p_2 + m^2 \\
 u_4 &= -2k_1 \cdot k_3 & u_5 &= -2k_2 \cdot k_3 \\
 u_6 &= -2k_1 \cdot p_2 & u_7 &= -2k_2 \cdot p_2 .
 \end{aligned}
 \tag{D.1}$$

Como uma das variáveis de integração do espaço de fase de 3 partículas é s_4 , é conveniente escrever os produtos escalares de (D.1) no referencial de repouso do par (k_3, p_2)

$$k_3 = (\omega_3, \omega_3 \sin \theta_1 \sin \theta_2, \omega_3 \sin \theta_1 \cos \theta_2, \omega_3 \cos \theta_1) \tag{D.2}$$

$$p_2 = (E_2, -\vec{k}_3) . \tag{D.3}$$

Os ângulos θ_1 e θ_2 representam os ângulos de espalhamento do glúon conforme mostrado na Fig. (D).

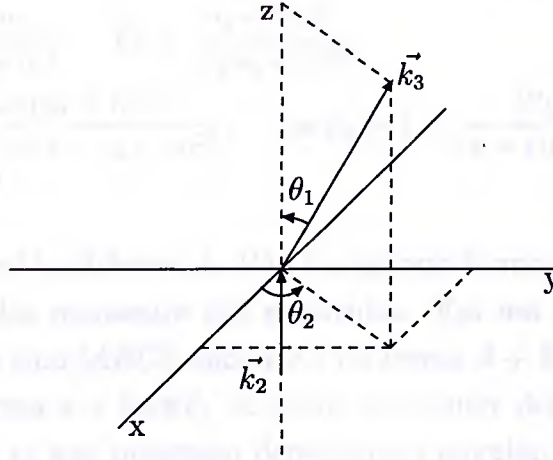


Figura D.1: Cinemática do processo $k_1 + k_2 \rightarrow k_3 + p_1 + p_2$ no referencial do par $(k_3 p_2)$. Nessa parametrização, $\vec{k}_2$ aponta no sentido do eixo z positivo.

Podemos, agora, escolher uma série de parametrizações para o momento das outras partículas, sempre tendo a liberdade de alinhar o tri-momento de uma das partículas na direção z positiva:

- Conjunto (1): $\vec{k}_1 \parallel O_z$

$$k_1 = (\omega_1, 0, 0, \omega_1) \quad (D.4)$$

$$p_1 = (E_1, 0, -E_1 \sin \psi_1, -E_1 \cos \psi_1) \quad (D.5)$$

$$k_2 = (\omega_1, 0, E_1 \sin \psi_1, E_1 \cos \psi_1 - \omega_1) \quad (D.6)$$

- Conjunto (2): $\vec{k}_2 \parallel O_z$

$$k_2 = (\omega_2, 0, 0, \omega_2) \quad (D.7)$$

$$p_1 = (E_1, 0, -E_1 \sin \psi_2, -E_1 \cos \psi_2) \quad (D.8)$$

$$k_1 = (\omega_1, 0, E_1 \sin \psi_2, E_1 \cos \psi_2 - \omega_2) \quad (D.9)$$

- Conjunto (3): $\vec{p}_1 \parallel O_z$

$$p_1 = (E_1, 0, 0, E_1) \quad (D.10)$$

$$k_2 = (\omega_2, 0, -\omega_2 \sin \psi_3, -\omega_2 \cos \psi_3) \quad (D.11)$$

$$k_1 = (\omega_1, 0, \omega_2 \sin \psi_3, \omega_2 \cos \psi_3 - E_1) \quad (D.12)$$

As energias e ângulos são dados por

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \frac{s+t}{2\sqrt{s_4+m^2}}, & \omega_2 &= \frac{s+u}{2\sqrt{s_4+m^2}}, & \omega_3 &= \frac{s_4}{2\sqrt{s_4+m^2}}, \\ E_1 &= -\frac{t+u}{2\sqrt{s_4+m^2}}, & E_2 &= \frac{s_4+2m^2}{2\sqrt{s_4+m^2}}, \\ \cos \psi_1 &= 1 + \frac{2u(s_4+m^2)}{(s+u)(s-s_4-m^2)}, & \cos \psi_2 &= 1 + \frac{2t(s_4+m^2)}{(s+t)(s-s_4-m^2)}, & \cos \psi_3 &= \cos \psi_1.\end{aligned}\tag{D.13}$$

Os invariantes de Mandelstam de (D.1) adquirem formas diferentes dependendo da parametrização dos momentos das partículas. Em um dado conjunto, um invariante pode ser do tipo $[ABC]$, onde ele é da forma $A + B \cos \theta_1 + C \sin \theta_1 \cos \theta_2$; $[ab]$, onde tem a forma $a + b \cos \theta_1$ ou pode não conter dependência angular. Os invariantes s, t, u e s_4 não possuem dependência angular, ao passo que todos os outros possuem dependência em θ_1 ou (θ_1, θ_2) .

Por exemplo, no conjunto (1), os invariantes que possuem dependência angular são explicitamente dados por

$$\begin{aligned}s_3 &= 2\omega_3 E_1 - 2\omega_3 E_1 \cos \psi_1 \cos \theta_1 - 2\omega_3 E_1 \sin \psi_1 \sin \theta_1 \cos \theta_2 & [A^2 = B^2 + C^2] \\ s_5 &= m^2 + 2E_1 E_2 + 2\omega_3 E_1 \cos \psi_1 \cos \theta_1 + 2\omega_3 E_1 \sin \psi_1 \sin \theta_1 \cos \theta_2 & [A^2 \neq B^2 + C^2] \\ u_4 &= -2\omega_1 \omega_3 + 2\omega_3 (E_1 \cos \psi_1 - \omega_2) \cos \theta_1 + 2\omega_3 E_1 \sin \psi_1 \sin \theta_1 \cos \theta_2 & [A^2 = B^2 + C^2] \\ u_5 &= -2\omega_2 \omega_3 + 2\omega_2 \omega_3 \cos \theta_1 & [a^2 = b^2] \\ u_6 &= -2\omega_1 E_2 - 2\omega_3 (E_1 \cos \psi_1 - \omega_2) \cos \theta_1 - 2\omega_3 E_1 \sin \psi_1 \sin \theta_1 \cos \theta_2 & [A^2 \neq B^2 + C^2] \\ u_7 &= -2\omega_2 E_2 - 2\omega_2 \omega_3 \cos \theta_1 & [a^2 = b^2].\end{aligned}\tag{D.14}$$

No conjunto (2), s_3, s_5, u_5 e u_7 são do tipo $[ABC]$, enquanto u_4 e u_6 são do tipo $[ab]$. No conjunto (3) u_4, u_5, u_6 e u_7 são do tipo $[ABC]$, enquanto s_3 e s_5 são do tipo $[ab]$.

Referências

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961); S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967); A. Salam, “Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analicity”, Nobel Symposium No.8, ed. N. Svartholm (Alqvist and Wiksells, Stockolm, 1968).
- [2] P. Langacker, em *Precision Tests of the Electroweak Standard Model* (ed. P. Langacker), Singapore, 1995.
- [3] F. Englert e R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964); P. W. Higgs, Phys. Lett. **12**, 132 (1964); P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964); P. W. Higgs, Phys. Rev. **145**, 1156 (1966); G. S. Guralnik, C. R. Hagen e T. W. Kibble, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1964); T. W. Kibble, Phys. Rev. **155**, 1554 (1967).
- [4] Para uma revisão do MSSM e outras teorias supersimétricas, veja, por exemplo: S. P. Martin [arXiv:hep-ph/9709356]; H. E. Haber and G. L. Kane, Phys. Rep. **117**, 75 (1985); M. Dress [arXiv:hep-ph/9611409].
- [5] R. Haag, J. Lopuszanski e M. Sohnius, Nucl. Phys. B **88**, 257 (1975).
- [6] S.R. Coleman e J. Mandula, Phys. Rev. **159**, 1251 (1967).
- [7] N. Seiberg e E. Witten, Nucl. Phys. B **426**, 19 (1994); Nucl. Phys. B **431**, 484 (1994).
- [8] Veja, por exemplo, A. Brignole, L. E. Ibáñez e C. Muñoz, CERN-TH/97-143 [arXiv:hep-ph/9707209].
- [9] M. Dine, A. E. Nelson e Y. Shirman, Phys. Rev. D **51**, 1362 (1995); Phys. Rev. D **53**, 2658 (1995).
- [10] D.A. Dicus e V.S. Mathur, Phys. Rev. D **7**, 3111 (1973); B.W. Lee, C. Quigg e H. Thacker, Phys. Rev. D **16**, 1519 (1977).

- [11] S. Heinemeyer, W. Hollik e G. Weiglein, Phys. Rev. D **58**, 091701 (1998) [arXiv:hep-ph/9803277].
- [12] L.E. Ibañez e G.G. Ross, Phys. Lett. B **105**, 439 (1981); S. Dimopoulos, S. Raby e F. Wilczek, Phys. Rev. D **24**, 1681 (1981); J. Ellis, S. Kelley e D.V. Nanopoulos, Phys. Lett. B **249**, 441 (1990); P. Langacker e M. Luo, Phys. Rev. D **44**, 817 (1991); U. Amaldi, W. de Boer e H. Fürstenau, Phys. Lett. B **260**, 447 (1991).
- [13] S. Dimopoulos e H. Georgi, Nucl. Phys. B **193**, 150 (1981); L. Girardello e M. Grisaru, Nucl. Phys. B **194**, 65 (1982).
- [14] S. Martin e M. Vaughn, Phys. Lett. B **318**, 331 (1993); I. Jack, D.R.T. Jones e K.L. Roberts, Z. Phys. **C63**, 151 (1994); I. Jack e D.R.T. Jones [arXiv:hep-ph/9707278].
- [15] A. Denner, H. Eck, O.Hahn e J. Küblbeck, Nucl. Phys. B **387**, 467 (1992).
- [16] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz and P. M. Zerwas, Nucl. Phys. B **453**, 17 (1995);
R. V. Harlander and W. B. Kilgore, Phys. Rev. Lett. **88**, 201801 (2002);
C. Anastasiou and K. Melnikov, Nucl. Phys. B **646**, 220 (2002);
V. Ravindran, J. Smith and W. L. van Neerven, Nucl. Phys. B **665**, 325 (2003);
Mod. Phys. Lett. **A18**, 1721 (2003). :
- [17] W. Hollik e D. Stöckinger, Eur. Phys. J. **C20**, 105 (2001) [arXiv:hep-ph/0103009].
- [18] Para uma revisão do setor de Higgs do SM, do MSSM e outras extensões veja J.F. Gunion, H.E. Haber, G.L. Kane e S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide*, Addison-Wesley, Reading 1990.
- [19] W. Beenakker, R. Höpker, M. Spira e P. M. Zerwas, Phys. Rev. Lett. **74**, 2905 (1995), Z. Phys. **C69**, 163 (1995) e Nucl. Phys. B **492**, 151 (1995) [arXiv:hep-ph/9610490].
- [20] W. Beenakker, M. Krämer, T. Plehn, M. Spira e P. M. Zerwas, Nucl. Phys. B **515**, 3 (1998) [arXiv:hep-ph/9710491].
- [21] G. L. Kane e J. P. Leveillé, Phys. Lett. B **112**, 227 (1982); P. R. Harrison e C. H. Llewellyn Smith, Nucl. Phys. B **213**, 223 (1983); E. Reya e D. .P. Roy, Phys. Rev. D **32**, 645 (1985); S. Dawson, E. Eichten e C. Quigg, Phys. Rev. D **31**, 1581 (1985); H. Baer e X. Tata , Phys. Lett. B **160**, 159 (1985).

- [22] M. Carena, R.L. Culbertson, S. Reno, H. J. Frisch e S. Mrenna, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 937 (1999).
- [23] W. Beenakker, M. Klasen, T. Plehn, M. Krämer, M. Spira e P. M. Zerwas, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3780 (1999).
- [24] W. Beenakker, T. Plehn, M. Krämer, M. Spira e P. M. Zerwas, em preparação, comunicação privada.
- [25] H. Baer, C. Chen, F. Paige e X. Tata, *Phys. Rev. D* **53**, 6241 (1996) [arXiv:hep-ph/9512383].
- [26] S. Willenbrock [arXiv:hep-ph/9702330].
- [27] Veja, por exemplo, R. S. Chivukula, M. J. Duncan, M. Golden e E. H. Simmons, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45**, 255 (1995) e referências internas.
- [28] M. E. Peskin e T. Takeuchi, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 964 (1990).
- [29] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963); M. Kobayashi e K. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1975).
- [30] D. J. Gross e R. Jackiw, *Phys. Rev. D* **6**, 477 (1972); C. Bouchiat, J. Iliopoulos e Ph. Meyer, *Phys. Lett. B* **38**, 519 (1972); H. Georgi e S. Glashow, *Phys. Rev. D* **6**, 429 (1972); L. Alvarez-Gaume e E. Witten, *Nucl. Phys. B* **234**, 269 (1983).
- [31] H. E. Haber, G. L. Kane e T. Sterling, *Nucl. Phys. B* **161**, 493 (1979); N. G. Deshpande e E. Ma, *Phys. Rev. D* **18**, 2574 (1978); H. Georgi, *Hadronic. J.* **1**, 155 (1978); J. F. Donoghue e L.-F. Li, *Phys. Rev. D* **19**, 945 (1979); L. F. Abbot, P. Sikivie e M. B. Wise, *Phys. Rev. D* **21**, 1393 (1980); B. McWilliams e L.-F. Li, *Nucl. Phys. B* **179**, 62 (1981).
- [32] J. F. Gunion e H. E. Haber, *Nucl. Phys. B* **272**, 1 (1986).
- [33] ALEPH, DELPHI, L3 e OPAL Collaborations, The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, *Phys. Lett. B* **565**, 61 (2003) [arXiv:hep-ex/0306033].
- [34] M. Carena, J. S. Conway, H. E. Haber e J. D. Hobbs, *Report of the Higgs Working Group* [arXiv:hep-ph/0010338].
- [35] ATLAS Detector and Physics Report, Technical Design Report (TDR), report CERN/LHCC/99-15 (1999). Disponível em formato *postscript* no endereço: <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/access.html>;

- [36] CMS TP, report CERN/LHCC/94-38 (1994).
- [37] T. Han, A. S. Turcot e R.-J. Zhang, Phys. Rev. D **59**, 093001 (1999) [arXiv:hep-ph/9812275].
- [38] A. Djouadi, J. Kalinowski e M. Spira, Comput. Phys. Commun. **108**, 56 (1998) [arXiv:hep-ph/9704448].
- [39] T. Han, G. Vallencia e S. Willenbrock, Phys. Rev. Lett. **69**, 3274 (1992).
- [40] S. Catani, D. de Florian e M. Grazzini [arXiv:hep-ph/0206052]; G. Davatz *et al.* [arXiv:hep-ph/0402218].
- [41] Z. Kunszt e F. Zwirner, Nucl. Phys. B **385**, 3 (1992).
- [42] M. Dittmar and H. K. Dreiner, Phys. Rev. D **55**, 167 (1997) e arXiv:hep-ph/9703401.
- [43] D. Rainwater and D. Zeppenfeld, Phys. Rev. D **60**, 113004 (1999) [Erratum-ibid. D **61**, 099901 (2000)].
- [44] N. Kauer, T. Plehn, D. Rainwater and D. Zeppenfeld, Phys. Lett. B **503**, 113 (2001).
- [45] D. Rainwater, D. Zeppenfeld and K. Hagiwara, Phys. Rev. D **59**, 014037 (1999);
T. Plehn, D. Rainwater and D. Zeppenfeld, Phys. Rev. D **61**, 093005 (2000).
- [46] T. Plehn, D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld, Phys. Lett. B **454**, 297 (1999) [arXiv:hep-ph/9902434].
- [47] C. Buttar, R. Harper, K. Jakobs, ATL-PHYS-2002-033.
- [48] S. Asai *et al.*, ATL-PHYS-2003-005; B. Mellado, ATL-CONF-2002-004;
N. Akchurin *et al.*, CMS-NOTE-2002/066;
G. Azuelos and R. Mazini, ATL-PHYS-2003-004;
K. Cranmer *et al.*, ATL-PHYS-2003-008 and ATL-PHYS-2003-007.
- [49] J. Ellis, J. F. Gunion, H. E. Haber, L. Roszkowski e F. Zwirner, Phys. Rev. D **39**, 844 (1989).
- [50] T. Plehn, D. Rainwater and D. Zeppenfeld, Phys. Lett. B **454**, 297 (1999).
- [51] D. A. Ross e M. Veltman, Nucl. Phys. B **95**, 135 (1975).

- [52] U. Ellwanger, J. F. Gunion, C. Hugonie and S. Moretti [arXiv:hep-ph/0305109].
- [53] T. Binoth and J. J. van der Bij [arXiv:hep-ph/9409332]; Z. Phys. C **75**, 17 (1997).
- [54] O. J. P. Éboli and D. Zeppenfeld, Phys. Lett. B **495**, 147 (2000) [arXiv:hep-ph/0009158].
- [55] J. R. Espinosa and J. F. Gunion Phys. Rev. Lett. **82**, 1084 (1999). [arXiv:hep-ph/9807275].
- [56] J. F. Gunion [arXiv:hep-ph/0106154].
- [57] J. R. Espinosa and M. Quiros, Phys. Rev. Lett. **81**, 516 (1998) [arXiv:hep-ph/9804235].
- [58] [LEP Higgs Working for Higgs boson searches Collaboration] [arXiv:hep-ex/0306033].
- [59] J. Pumplin et al. JHEP **0207**, 012 (2002).
- [60] T. Stelzer and W. F. Long, Comput. Phys. Commun. **81**, 357 (1994).
- [61] S. Asai *et al* [arXiv:hep-ph/0402254].
- [62] N. Kauer, Phys. Rev. D **67**, 054013 (2003);
N. Kauer and D. Zeppenfeld, Phys. Rev. D **65**, 014021 (2002).
- [63] S. S. D. Willenbrock and D. A. Dicus, Phys. Rev. D **34**, 155 (1986).
- [64] T. Stelzer, Z. Sullivan e S. Willenbrock, Phys. Rev. D **56**, 5919 (1997) [arXiv:hep-ph/9705398].
- [65] R. K. Ellis, I. Hinchliffe, M. Soldate and J. J. van der Bij, Nucl. Phys. B **297**, 221 (1988).
- [66] L. Lyons, Statistics for Nuclear and Particle Physicists, Cambridge University Press, 1986.
- [67] D. Rainwater and D. Zeppenfeld, JHEP **9712**, 005 (1997).
- [68] K. Cranmer, B. Mellado, W. Quayle and S. L. Wu, ATL-PHYS-2003-025.

- [69] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz and P. M. Zerwas, Nucl. Phys. B **453**, 17 (1995);
R. V. Harlander and W. B. Kilgore, Phys. Rev. Lett. **88**, 201801 (2002);
C. Anastasiou and K. Melnikov, Nucl. Phys. B **646**, 220 (2002);
V. Ravindran, J. Smith and W. L. van Neerven, Nucl. Phys. B **665**, 325 (2003);
Mod. Phys. Lett. A **18**, 1721 (2003).
- [70] W. Beenakker *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 201805 (2001);
S. Dawson, L. H. Orr, L. Reina and D. Wackeroth, Phys. Rev. D **67**, 071503 (2003).
- [71] V. Drollinger, T. Müller and D. Denegri [arXiv:hep-ph/0111312];
J. Cammin and M. Schumacher, ATL-PHYS-2003-024.
- [72] F. Maltoni, D. Rainwater and S. Willenbrock, Phys. Rev. D **66**, 034022 (2002);
V. Kostioukhine, J. Leveque, A. Rozanov, J. B. de Vivie, ATL-PHYS-2002-019.
- [73] V. Drollinger, T. Müller and D. Denegri [arXiv:hep-ph/0201249];
B. P. Kersevan and E. Richter-Was, Eur. Phys. J. C **25**, 379 (2002).
- [74] J. Campbell, R. K. Ellis and D. Rainwater [arXiv:hep-ph/0308195].
- [75] A. Alves, O. J. P. Éboli, D. Rainwater e T. Plehn, Phys. Rev. D **69**, 075005 (2004) [arXiv:hep-ph/0309042].
- [76] A. Alves, O. J. P. Éboli e T. Plehn, Phys. Lett. B **558**, 165 (2003) [arXiv:hep-ph/0211411].
- [77] P. Fayet, Phys. Lett. B **69**, 489 (1977).
- [78] G. R. Farrar e P. Fayet, Phys. Lett. B **76**, 575 (1978).
- [79] L. E. Ibanez e G. G. Ross, Nucl. Phys. B **368**, 3 (1992).
- [80] B. Allanach *et al* [arXiv:hep-ph/9906224].
- [81] G. Weiglein [arXiv:hep-ph/0301111].
- [82] C. G. Bollini e J. J. Giambiagi, Phys. Lett. B **40**, 566 (1972); G. 't Hooft e M. Veltman, Nucl. Phys. B **44**, 189 (1972).
- [83] T. Plehn, *Production of Supersymmetric Particles at High-Energy Colliders*, tese de doutoramento, [arXiv:hep-ph/9809319].

- [84] I. Bojak, *NLO QCD Corrections to the Polarized Photo- and Hadroproduction of Heavy Quarks*, tese de doutoramento, [arXiv:hep-ph/0005120].
- [85] S. Wolfram, *The Mathematica Book*, Cambridge University Press, 1996.
- [86] R. Mertig, Comput. Phys. Commun. **64**, 345 (1991).
- [87] J. A. M. Vermaseren, *Symbolic Manipulation with FORM*, Amsterdam 1991.
- [88] J. Ellis, J. S. Hagelin, D. V. Nanopoulos, K. Olive e M. Sredinick, Nucl. Phys. B **238**, 453 (1984).
- [89] A. A. Slavnov, Theor. Math. Phys. **10**, 99 (1972); J. C. Taylor, Nucl. Phys. B **33**, 436 (1971).
- [90] A. S. Joshipura e M. Nowakowski, Phys. Rev. D **51**, 2421 (1995); R. Hempling, Nucl. Phys. B **478**, 3 (1996); H. P. Nilles e N. Polonsky, Nucl. Phys. B **484**, 33 (1997); M. Carena, S. Pokorski e C. E. M. Wagner, Phys. Lett. B **430**, 281 (1998).
- [91] M. A. Díaz, J. C. Romão e J. W. F. Walle, Nucl. Phys. B **524**, 23 (1998).
- [92] M. A. Díaz, J. Ferrandis, J. C. Romão e J. W. F. Walle [arXiv:hep-ph/9801391].
- [93] W. Beenakker, R. Höpker, T. Plehn and P. M. Zerwas, Z. Phys. **C75**, 349 (1997); para uma comparação entre diferentes esquemas de renormalização, veja, por exemplo S. Kraml, H. Eberl, A. Bartl, W. Majerotto and W. Porod, Phys. Lett. B **386**, 175 (1996); A. Djouadi, W. Hollik and C. Jünger, Phys. Rev. D **55**, 6975 (1997).
- [94] T. Plehn [arXiv:hep-ph/0206121].
- [95] T. Plehn, Phys. Lett. B **488**, 359 (2000); D. Choudhury, S. Majhi and V. Ravindran [arXiv:hep-ph/0207247].
- [96] W. Beenakker, R. Höpker, M. Spira and P. M. Zerwas, Nucl. Phys. B **492**, 51 (1997); W. Beenakker, M. Krämer, T. Plehn, M. Spira and P. M. Zerwas, Nucl. Phys. B **515**, 3 (1998); W. Beenakker, M. Klasen, M. Krämer, T. Plehn, M. Spira and P. M. Zerwas, ' Phys. Rev. Lett. **83**, 3780 (1999).
- [97] B. Dion, L. Marleau and G. Simon, Phys. Rev. D **56**, 479 (1997). M. Krämer, T. Plehn, M. Spira and P. M. Zerwas, Phys. Rev. Lett. **79**, 341 (1997)

- [98] J. Collins, *Renormalization*, Cambridge University Press, 1984.
- [99] W. Buchmüller and D. Wyler, Nucl. Phys. B **268**, 621 (1986); W. Buchmüller, R. Rückl and D. Wyler, Phys. Lett. B **191**, 442 (1987) [Erratum-ibid. B **448**, 320 (1999)].
- [100] G. G. Ross and J. W. Valle, Phys. Lett. B **151**, 375 (1985); S. Dimopoulos and L. J. Hall, Phys. Lett. B **207**, 210 (1988); V. D. Barger, G. F. Giudice and T. Han, Phys. Rev. D **40**, 2987 (1989); E. Ma and D. Ng, Phys. Rev. D **41**, 1005 (1990); T. Banks, Y. Grossman, E. Nardi and Y. Nir, Phys. Rev. D **52**, 5319 (1995).
- [101] H. K. Dreiner and G. G. Ross, Nucl. Phys. B **365**, 597 (1991); J. Kalinowski, R. Rückl, H. Spiesberger and P. M. Zerwas, Phys. Lett. B **414**, 297 (1997); B. Allanach *et al.* [arXiv:hep-ph/9906224]; P. Richardson [arXiv:hep-ph/0101105].
- [102] P. F. Smith *et al.*, Nucl. Phys. B **206**, 333 (1982); S. Wolfram, Phys. Lett. **82B**, 65 (1979); C. B. Dover, T. R. Gaisser and G. Steigman, Phys. Rev. Lett. **42**, 1117 (1979).
- [103] D. Cavalli, L. Cozzi, L. Perini e S. Resconi, ATLAS Internal Note PHYS-NO-051, Dec.1994.
- [104] V. Cavasinni, D. Constanzo e I. Vivarelli, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-2002-008 (2002).
- [105] T. Muta, *Foundations on Quantum Chromodynamics* (World Scientific Lectures Notes in Physics - Vol. 5, Singapore, 1987).
- [106] M.E. Peskin e C.V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory* (Addison-Wesley Publishing Company, 1995).
- [107] C. Itzykson e J.B. Zuber, *Quantum Field Theory*, (McGraw-Hill, New York, 1980).
- [108] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B **33**, 173 (1971); G. 't Hooft, Nucl. Phys. B **35**, 167 (1971).
- [109] T. Kinoshita, J. Math. Phys. **3**, 650 (1962); T.D. Lee e M. Nauenberg, Phys. Rev. **133**, B1549 (1964).
- [110] F. Bloch e A. Nordsieck, Phys. Rev. **52**, 54 (1937).

- [111] S. Cattani e M.H. Seymour, Nucl. Phys. B **485**, 291 (1997) [arXiv:hep-ph/9605323].
- [112] W. Beenakker, R. Höpker, M. Spira e P.M. Zerwas, Nucl. Phys. B **492**, 51 (1997) [arXiv:hep-ph/9610490].
- [113] W. Beenakker, H. Kuijf e W.L. van Neerven, Phys. Rev. D **40**, 54 (1989).
- [114] M. Krämer, Nucl. Phys. B **459**, 3 (1996) [arXiv:hep-ph/9508409].
- [115] B. W. Harris e J. F. Owens, Phys. Rev. D **65**, 094032 (2002) [arXiv:hep-ph/0102128].
- [116] J.C. Collins, D.E. Soper e G. Sterman, *Factorization of hard processes in QCD em Perturbative Quantum Chromodynamics*, A.H. Mueller, Advanced Series on Directions in High-Energy Physics - Vol. 5, Ed. World Scientific; D.E. Soper [hep-lat/9609018].
- [117] G. Altarelli, R.K. Ellis e G. Martinelli, Nucl. Phys. B **157**, 461 (1979).
- [118] G. Altarelli e G. Parisi, Nucl. Phys. B **126**, 298 (1977).
- [119] G. Passarino e M. Veltman, Nucl. Phys. B **160**, 151 (1979).
- [120] K. Lane [arXiv:hep-ph/9401324].
- [121] *Particle Data Group*, Phys. Rev. D **69**, 1 (2002).
- [122] R.G. Stuart, Phys. Lett. B **262**, 113 (1991); S. Willenbrock e G. Valencia, Phys. Lett. B **259**, 373 (1991); M. Nowakowski e A. Pilaftsis [arXiv:hep-ph/9305321].
- [123] G.P. Lepage, *VEGAS: An Adaptative Multidimensional Integration Program*, CLNS-80/447 (1980).
- [124] W.L. van Neerven e E.B. Zijlstra, Nucl. Phys. B **382**, 11 (1992).
- [125] H. L. Lai *et al.* [CTEQ Collaboration], Eur. Phys. J. C **12**, 375 (2000).
- [126] O. J. P. Éboli, R. Z. Funchal e T. L. Lungov, Phys. Rev. D **57**, 1715 (1998) [arXiv:hep-ph/9709319]; O. J. P. Éboli e T. L. Lungov, Phys. Rev. D **61**, 075015 (2000) [arXiv:hep-ph/9911292].
- [127] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. **82**, 74 (1994).

