Universidade de São Paulo
Instituto de Física

À Procura de Algumas
Evidências de Física
Além do Modelo Padrão

Tese apresentada ao Instituto
de Física da Universidade de
São Paulo para a obtenção do
título de Doutor em Ciências.

Banca Examinadora

Prof. Dr. Oscar J. P. Éboli (IFUSP)
Prof. Dr. Carlos O. Escobar (UNICAMP)
Prof. Dr. Erasmo M. Ferreira (UFRJ)
Prof. Dr. Sérgio F. Novaes (IFT)
Prof. Dr. Rogério Rosenfeld (IFT)

Orientador: Oscar J. P. Éboli

Maurício Bernardino Magro
Janeiro de 1998

Silvia Canuto
Prof. Sylvia Roberto Aciole Canuto
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

SBI-IFUSP

305M810T2747

530.142

M212p

D
ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Magro, Mauricio Bernardino

A Procura de Algumas Evidências de Física além do Modelo
Padrão. São Paulo, 1998.

Tese (Doutoramento) Universidade de São Paulo.
Instituto de Física - Departamento de Física Matemática.

Área de Concentração: Física das Partículas Elementares
Orientador: Prof. Dr. Oscar José Pinto Éboli

Unitermos: 1. Supersimetria; 2. Violação de Paridade-R;
3. Leptoquarks Escalares e Vetoriais;
4. Método de Monte Carlo; 5. Modelo Padrão.

USP/IF/SBI - 001/98

Para Cris

Gostaria de utilizar este espaço para agradecer a algumas pessoas que foram importantes para mim neste longo e, às vezes, doloroso período de doutoramento. Endereço os meus mais sinceros agradecimentos para

- o Prof. Oscar Éboli, meu orientador, que foi o principal responsável e incentivador de minha formação acadêmica;
- o Prof. José Valle, meu orientador em terras espanholas, que me acolheu com grande carinho e interesse durante minha aventura estrangeira, sendo o mentor de boa parte desta tese;
- o Prof. Sérgio Novaes, que sempre esteve por perto;
- o Prof. Jorge Romão, que foi um excelente colaborador e recebeu-me muito bem em minhas visitas à Lisboa;
- os Prof. Alfred Bartl e W. Majerotto, pela colaboração neste trabalho e por tornar agradável minha estadia em Viena;
- os Drs. (e amigos) Pedro Mercadante, Miguel García-Jareño, Fernando de Campos, Werner Porod e Jorge Cieza, que colaboraram com amizade e suor para a confecção desta tese;
- minha família, que sempre me apoiou;
- todos os meus amigos da USP e U. de Valência;
- FAPESP e CNPq, pelo apoio financeiro.

Resumo

Apresentamos um estudo fenomenológico de algumas extensões do modelo padrão da física de partículas no LEP e no LHC. Concentramos nossa atenção, em particular, na busca por evidências de supersimetria com violação de paridade- R no LEP I, LEP II e LHC. Estudamos um modelo supersimétrico com violação espontânea de paridade- R bem como um modelo efetivo onde a violação ocorre explicitamente. Realizamos, também, um estudo independente de modelo para leptoquarks no LHC a partir de colisões $e q$ baseado em uma lagrangiana efetiva. Mostramos que os efeitos destas duas extensões do modelo padrão poderão ser visíveis no intervalo de energia dos aceleradores considerados.

Abstract

We present a phenomenologic study of some extensions of standard model of elementary particles at LEP and LHC. We concentrate our attention, for instance, on the search of R-parity violating supersymmetry evidences at LEP I, LEP II and LHC. We study a spontaneous R-parity violating model as well an effective one where the violation occurs explicitly. We also perform an independent model study on leptoquarks at LHC coming from $e q$ collisions, in the frame of an effective lagrangian. We show that the effects of these two standard model extensions can be visible in the range of energy of the chosen colliders.

Conteúdo

Introdução	1
1 O Modelo Supersimétrico Mínimo	7
1.1 A Estrutura Básica do MSSM	9
1.2 O Setor Fermiônico	12
1.3 Regras de Feynman para as Interações do MSSM	15
1.4 Produção de Partículas Supersimétricas em Aceleradores	17
2 SUSY com Violação de Paridade-R	21
2.1 O Modelo com Violação Espontânea de R_P	23
2.1.1 Acoplamentos de Gauge com Violação de R_P	26
2.1.2 Larguras de Decaimento para os Neutralinos e Charginos	28
2.2 O Modelo com Violação Explícita	32
3 Violação de Paridade-R no LEP	35
3.1 Produção de Neutralinos com $\sqrt{s} = m_{Z^0}$	35
3.1.1 Buscando Sinais no LEP	38
3.1.2 Análise e Resultados	40
3.2 Novo Decaimento para um Stop Leve no LEP2	45
3.2.1 A Matriz de Massa do Stop	46
3.2.2 Decaimentos do Stop Mais Leve	47
3.2.3 Análise e Discussão	50
4 Violação de Paridade-R no LHC	53
4.1 Modos de Decaimentos para os Glúinos	54
4.2 Decaimentos dos Neutralinos e Charginos	56
4.3 Multi-Léptons e Di-léptons com Mesmo Sinal	60
5 Leptoquarks Escalares e Vetoriais	69
5.1 A Lagrangiana Efetiva dos Leptoquarks	70
5.2 Leptoquarks no LHC	76
5.3 <i>Smearing</i>	79
5.4 <i>Background</i> $pp \rightarrow W^- + \text{jato}$	81

5.5	Análise das Seções de Choque de Produção	85
5.5.1	Leptoquarks com $F = 2$	86
5.5.2	Leptoquarks com $F = 0$	94
6	Conclusões	103
A	Larguras para Neutralinos e Charginos	107
B	O Método de Monte Carlo	111
	Bibliografia	115

Lista de Figuras

1.1	Correções radiativas para a massa do bóson de Higgs	8
1.2	Diagramas de Feynman para os vértices $Z^0 \tilde{\chi}_i^{0,\pm} \tilde{\chi}_j^{0,\pm}$	17
1.3	Seções de choque totais para processos de produção de partículas supersimétricas em colisões hadrônicas	19
1.4	Dcaimento em cascata para o neutralino mais pesado	20
2.1	Máximos valores dos acoplamentos para o neutralino mais leve	28
2.2	Máximos valores dos acoplamentos para o chargino mais leve	29
3.1	Diagrama de Feynman para o processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$	37
3.2	Eficiências de detecção	40
3.3	Limite para $BR(Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu_\tau) BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_\tau \mu^+ \mu^-)$	42
3.4	Comparação entre os limites para $BR(Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu_\tau) BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_\tau \mu^+ \mu^-)$ com o máximo valor teórico nos modelos com violação de paridade-R	43
3.5	Limite para $BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \text{invisível}) BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\tau)$	45
3.6	Comparação entre os limites para o máximo valor teórico e para $BR(Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0) BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_\tau \mu^+ \mu^-) BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \text{invisível})$ para os modelos com violação de paridade-R	46
3.7	Diagramas de Feynman para o decaimento do stop mais leve	48
3.8	Valores máximos para o <i>branching ratio</i> de $\tilde{t}_1 \rightarrow b + \tau$	51
3.9	Valores possíveis para o <i>branching ratio</i> de $\tilde{t}_1 \rightarrow b + \tau$	52
4.1	Diagramas de Feynman para o decaimento do gluíno	54
4.2	<i>Branching ratios</i> para o gluíno	56
4.3	<i>Branching ratios</i> do neutralino mais leve no modelo com violação espontânea de R_P	58
4.4	<i>Branching ratios</i> do neutralino mais leve no modelo com violação explícita de R_P	59
4.5	<i>Branching ratios</i> do segundo neutralino mais leve no modelo com violação espontânea de R_P	60
4.6	<i>Branching ratios</i> do segundo neutralino mais leve no modelo com violação explícita de R_P	61

4.7	Branching ratios do chargino mais leve no modelo com violação espontânea de R_P	62
4.8	Sinais com multi-léptons para $\tan \beta = 2$	64
4.9	Sinais com multi-léptons para $\tan \beta = 30$	66
4.10	Evento com di-léptons com mesmo sinal para $\tan \beta = 2$ e 30	67
5.1	Diagramas de Feynman para o decaimento do leptoquark escalar	74
5.2	Diagramas de Feynman para o decaimento do leptoquark vetorial	75
5.3	Processo inelástico para obtenção de fótons em aceleradores pp	77
5.4	Processo elástico para obtenção de fótons em aceleradores pp	77
5.5	Representação do processo $pp(\gamma q')(eq') \rightarrow eq$	79
5.6	Diagramas de Feynman para os sub-processos de $pp \rightarrow l^- \nu_l$ jato	82
5.7	Distribuições cinemáticas da seção de choque para o processo $pp \rightarrow e^- + \nu_e +$ jato com $m_{lq} = 500$ GeV	83
5.8	Distribuições cinemáticas da seção de choque para o processo $pp \rightarrow e^- + \nu_e +$ jato com $m_{lq} = 1000$ GeV	84
5.9	Gráficos de Feynman com $F = 2$ para o sub-processo $eq \rightarrow eq$	86
5.10	Gráficos de Feynman com $F = 2$ para o sub-processo $e\bar{q} \rightarrow e\bar{q}$	89
5.11	Distribuições cinemáticas da seção de choque do processo $e^- +$ jato para S_{1L} com $m_{S_{1L}} = 500$ GeV	92
5.12	Distribuições cinemáticas da seção de choque do processo $e^- +$ jato para V_{2L} com $m_{V_{2L}} = 1000$ GeV	93
5.13	Regiões de exclusão no plano $\kappa \times m_{lq}$ para os leptoquarks S_{1L} e V_{2L}	94
5.14	Gráficos de Feynman com $F = 0$ para o sub-processo $e\bar{q} \rightarrow e\bar{q}$	95
5.15	Gráficos de Feynman com $F = 0$ para o sub-processo $eq \rightarrow eq$	97
5.16	Distribuições cinemáticas da seção de choque do processo $e^- +$ jato para $\tilde{R}_2$ com $m_{\tilde{R}_2} = 500$ GeV	100
5.17	Regiões de exclusão no plano $\kappa \times m_{lq}$ para os leptoquarks $\tilde{R}_2$ e $\tilde{U}_1^\mu$	101

Lista de Tabelas

I.1	Partículas elementares constituintes do modelo padrão	2
1.1	Supermultipletos vetorial e quiral do MSSM	10
2.1	Acoplamentos para os decaimentos a dois corpos dos neutralinos e charginos	30
3.1	Sinais experimentais para os neutralinos	39
4.1	Mudança de notação para os acoplamentos dos gluínos	55
4.2	Cascata de decaimentos para os dois neutralinos mais leves e o chargino mais leve	63
4.3	Número de eventos por ano para decaimentos do gluíno no LHC .	67
5.1	Decaimentos típicos para os leptoquarks com $F = 2$ e $F = 0$ e suas constantes de acoplamento κ	73
5.2	Efeito do <i>smearing</i> nas seções de choque dos leptoquarks com $F = 2$	81
5.3	Valores impostos para o corte no momento transversal de $e^\pm$ e jato	85
5.4	Seção de choque para o <i>background</i> $pp \rightarrow e^\pm + \nu_e + \text{jato}$	85
5.5	Seções de choque para os leptoquarks com $F = 2$	91
5.6	Seções de choque para os leptoquarks com $F = 0$	99

Introdução

Desde o início da história da civilização, o homem preocupa-se com o mundo que o rodeia. Uma das grandes questões da humanidade foi e continua sendo desvendar o mistério da criação do universo e seus constituintes fundamentais. No mundo antigo, os filósofos já se preocupavam com estas questões e buscavam idéias que explicassem os elementos básicos da matéria. Podemos afirmar que o nascimento da física de partículas deu-se na Grécia Antiga, no século V a.C., com o surgimento da escola atomística. Demócrito, considerado o pai do atomismo, postulou a existência de um conjunto de pequenas partículas indivisíveis, chamadas de *átomos*, que se combinariam para formar todos os elementos conhecidos. As transições entre os elementos seria explicada pela contínua agregação e desagregação dos átomos. Como os átomos eram considerados indestrutíveis, pode-se considerar a teoria atomista como um prenúncio do princípio de conservação da matéria. Estas idéias perduraram por muitos séculos, passando pelos alquimistas da Idade Média e chegando à tabela periódica de elementos de Mendeleev. Somente com as experiências de Thompson, que descobriu o elétron, e Rutherford, que descobriu os nucleons, no final do século passado e início deste, é que pudemos entender a verdadeira natureza do átomo.

Desde então, muita coisa mudou. Com o surgimento de aceleradores cada vez mais potentes foi possível aprofundarmos mais e mais no descobrimento dos verdadeiros constituintes da matéria. Observou-se uma multiplicidade de novas partículas elementares que até hoje intriga os físicos. A proliferação das chamadas partículas “elementares” apontou para a existência de uma subestrutura dos nucleons (compostos de quarks) repetindo, em uma escala de tamanho menor, os efeitos que levaram à confecção da tabela de Mendeleev. Mesmo os mésons π e todos os outros hádrons, como prótons e nêutrons, são formados de quarks. O sucesso obtido na unificação das interações eletromagnética e fraca por Glashow-Weinberg-Salam [1] e o advento da Cromodinâmica Quântica (QCD), que possibilitou uma descrição da força forte entre os quarks, levou finalmente ao que hoje chamamos de modelo padrão das partículas elementares $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. A tentativa do modelo padrão em classificar as partículas elementares em uma tabela periódica pode ser vista na tabela [I.1].

Os constituintes fundamentais da matéria, segundo o modelo padrão, são os férmions pontuais: léptons e quarks. Os quarks participam de todas as interações

	Nome	Spin J	Número Bariônico B	Número Leptônico L	Carga Q
u, c, t	Férmions: Quarks <i>up</i>	1/2	1/3	0	+2/3
d, s, b	Quarks <i>down</i>	1/2	1/3	0	-1/3
e, μ, τ	Léptons	1/2	0	1	-1
ν_e, ν_μ, ν_τ	Neutrinos	1/2	0	1	0
γ	Bósons de Gauge: Fóton	1	0	0	0
$W^\pm, Z^0$	Bósons fracos	1	0	0	$\pm 1, 0$
g_i ($i = 1, \dots, 8$)	glúons	1	0	0	0
H	Bóson de Higgs	0	0	0	0

Tabela I.1: Partículas elementares constituintes do modelo padrão e alguns de seus principais números quânticos.

previstas no modelo padrão: forte, fraca e eletromagnética. Os léptons carregados são partículas de spin 1/2 que participam apenas das interações eletro-fracas. Por sua vez, os neutrinos, que são léptons com carga elétrica nula, interagem apenas fracamente. Os três léptons carregados, elétron (e^-), múon (μ^-) e tau (τ^-), são bem conhecidos experimentalmente, assim como os neutrinos do elétron (ν_e) e do múon (ν_μ). Há também uma grande evidência experimental para a existência do terceiro neutrino, do tau (ν_τ). Os léptons agrupam-se de forma a respeitar a simetria imposta pelo grupo $SU(2)_L$ da interação fraca, que conserva o número leptônico. Este agrupamento é representado pelos dubletos de isospin fraco

$$\Psi_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L ; \quad \Psi_2 = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L ; \quad \Psi_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L ,$$

com L sugerindo uma estrutura de mão-esquerda. Existem ainda léptons de mão-direita singletos de isospin: e_R, μ_R e τ_R , onde não aparecem os neutrinos devido ao fato de só se acoplarem fracamente através do grupo $SU(2)_L$.

Os quarks são os constituintes fundamentais de spin 1/2 dos hádrons propostos, inicialmente, em 1964 por Gell-Mann [2] para entender-se a classificação $SU(3)$ hadrônica. Eles estão suscetíveis a todas as interações do modelo padrão: forte e eletro-fracas. Como os quarks interagem fortemente, possuem um novo número quântico, a cor, e tornam-se partículas confinadas, não sendo, portanto, observados diretamente. Os quarks podem ser divididos em famílias como os léptons, formando os dubletos de isospin fraco

$$\begin{pmatrix} u \\ d_\theta \end{pmatrix}_L , \quad \begin{pmatrix} c \\ s_\theta \end{pmatrix}_L , \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L ,$$

com

$$\begin{aligned}d_\theta &\equiv d \cos \theta_c + s \sin \theta_c ; \\s_\theta &\equiv s \cos \theta_c - d \sin \theta_c ,\end{aligned}$$

e θ_c sendo o ângulo de mistura de Cabibbo, além dos quarks de mão-direita: u_R, d_R, c_R, s_R, b_R e t_R . Já se conhecem evidências experimentais para todos os quarks, inclusive o quark t , que foi o último a ser descoberto.

O modelo padrão também prevê que suas interações sejam intermediadas por bósons de gauge. Dessa forma, as interações eletromagnéticas são realizadas através da troca do fóton, γ , os bósons $W^\pm$ e Z^0 são os responsáveis pelas correntes carregada e neutra, respectivamente, das interações fracas e finalmente as interações fortes são intermediadas pelo glúon, g , octeto de cor. Os principais números quânticos destes bósons podem ser vistos na tabela [I.1].

A geração das massas para os componentes do modelo padrão é um dos principais problemas da teoria eletro-frac. No modelo padrão, utiliza-se o mecanismo de Higgs [3], baseado na quebra espontânea de simetria do grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, para gerar as massas das partículas conhecidas. Uma das consequências deste mecanismo é o surgimento de um novo bóson massivo, H , escalar e neutro, que não pode ser extraído da teoria, chamado bóson de Higgs. Atualmente, o setor escalar é um dos principais problemas do modelo padrão, posto que, além deste mecanismo apresentar-se pouco natural do ponto de vista teórico, ainda não foi encontrada nenhuma evidência experimental da existência do Higgs. Sua massa não está fixada teoricamente e a sua busca nos aceleradores atuais permitiu impor um limite inferior de ~ 64.5 GeV [4] dentro do contexto do modelo padrão.

Apesar do modelo padrão apresentar um grande sucesso ao descrever as interações entre as partículas elementares, ainda persistem alguns pontos que necessitam ser esclarecidos. Além do enigma da existência ou não do bóson de Higgs, a enorme massa do quark *top* ($m_t \approx 175$ GeV), muito grande para os parâmetros do modelo, sugere que ele possa apresentar uma subestrutura. A proliferação das famílias de férmions, suas diferentes massas e ângulos de mistura constituem-se em outros fatores experimentais que não são explicados pelo modelo padrão.

O insucesso na procura do Higgs, além das várias outras questões não respondidas pelo modelo, levam à elaboração de novos projetos para aceleradores cada vez mais potentes, para explorar a região de energia de TeV, onde uma nova física deve surgir, como discutiremos a seguir. Um dos exemplos que podemos citar é o *Large Hadron Collider* (LHC), acelerador hadrônico (próton-próton) do CERN, projetado para entrar em funcionamento em 2005 com uma energia no centro-de-massa de 14 TeV e uma luminosidade de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Além disso, os aceleradores já em funcionamento, como o LEP II, TEVATRON e HERA, têm como estratégia básica, a busca de novas partículas e novas interações.

Dentro do modelo padrão, resulta difícil manter uma massa para o Higgs da ordem da escala de energia eletro-frac, quando consideramos escalas de energia

muito maiores como, por exemplo, a escala de Planck. As correções a nível de 1 loop para a massa do Higgs divergem quadraticamente, ocasionando, assim, o que chamamos de problema de hierarquia¹. Uma das soluções mais consistentes propostas para este problema é a supersimetria (SUSY), que introduz uma nova simetria associando férmions e bósons. Se a supersimetria não estivesse quebrada, esperaria-se o surgimento de férmions e bósons degenerados em relação a suas massas. Como esta degenerescência não foi observada na natureza, conclui-se que a supersimetria deve estar quebrada, em uma escala de TeV para manter sob controle as correções radiativas para a massa do Higgs.

Outra forte motivação em favor da supersimetria é que ela introduz uma nova luz às teorias de grande unificação. Com a sua presença, as constantes de acoplamento do modelo padrão unificam-se em uma escala de energia da ordem de 10^{16} GeV. Ainda que este argumento não seja importante para a busca experimental direta de SUSY, ele motiva a procura de evidências supersimétricas.

A formulação mais conhecida de SUSY é o chamado modelo supersimétrico mínimo (MSSM) que postula a existência de uma nova simetria discreta chamada paridade-R, que se conserva. O MSSM prevê que todas as partículas do modelo padrão possuem paridade-R par, enquanto que suas companheiras supersimétricas têm paridade ímpar. Por outro lado, alguns resultados da física de neutrinos, tais como os dados sobre neutrinos solares e atmosféricos, bem como observações cosmológicas associadas a estrutura do universo e a possível necessidade de matéria escura, são indicações sobre a possível existência de massa para os neutrinos. Portanto, é interessante investigar alternativas ao MSSM que prevejam a violação de paridade-R. Neste caso, os neutrinos adquirem massa e podem solucionar alguns dos problemas cosmológicos existentes.

Neste trabalho, estudaremos algumas aplicações fenomenológicas para extensões do MSSM com violação de paridade-R propostos em [5, 6]. Como veremos a seguir, estes modelos sugerem algumas modificações no setor fermiônico do MSSM, resultando em uma mudança nos sinais da produção de neutralinos e charginos. Mostraremos que a violação de paridade-R introduz novas características à produção de neutralinos. Além disso, ela modifica de forma contundente os decaimentos do stop mais leve e do glúino.

No capítulo 1, apresentamos um breve resumo das principais características do modelo supersimétrico mínimo, olhando com atenção para o setor fermiônico deste modelo.

No capítulo 2, descrevemos o modelo supersimétrico com violação espontânea de paridade-R proposto por Masiero-Valle [5], dando especial atenção aos novos acoplamentos de gauge previstos. Apresentamos, também, uma coleção com as expressões das principais larguras de decaimento para os neutralinos e charginos em modelos que violam paridade-R. No final do capítulo, discutimos o modelo

¹O problema de hierarquia será discutido com um pouco mais de detalhes no próximo capítulo.

supersimétrico com violação explícita de paridade-R proposto inicialmente em [6], mostrando que ele pode ser encarado como um modelo efetivo do caso espontâneo.

O capítulo 3 dedica-se ao estudo dos efeitos da violação de paridade-R no LEP. Na primeira parte, olhamos para a produção de neutralinos no LEP I. Vimos que tanto a produção simples como em pares proporcionam bons canais de estudo para a violação de paridade-R, possuindo eficiências de detecção razoáveis. Impusemos limites para os parâmetros dos modelos espontâneo e explícito a partir da observação de sinais decorrentes da produção dos neutralinos, em especial, $\mu\mu\cancel{\tau}$. Observamos que os dados do LEP I restringem ambos os modelos estudados. Na segunda parte, mostramos a existência de um novo modo de decaimento para o stop mais leve, $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tau$, que pode ser comparável com o decaimento previsto pelo MSSM, quando $m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{\chi}_1^+}$. Estudamos os valores atingíveis para este novo decaimento, para $m_{\tilde{t}_1} = 80$ GeV e vimos que ele pode até ser o modo dominante para alguns valores dos parâmetros do modelo.

A violação de paridade-R também foi estudada no LHC, como descrevemos no capítulo 4. Estudamos a produção e decaimento dos gluínos, reservando especial atenção aos processos em cascata originados pelos novos canais de decaimento dos neutralinos e charginos com violação de paridade-R. Analisamos os dois casos de violação, espontânea e explícita, para sinais com muitos léptons e sinais com dois léptons de mesma carga no estado final. Observamos que tanto o modelo espontâneo como o modelo explícito produzem mudanças em relação aos sinais esperados pelo MSSM, quase sempre com um incremento dos *branching ratios* em questão.

Este trabalho também se propôs a estudar fenomenologicamente uma outra possibilidade de extensão do modelo padrão. Os experimentos H1 e ZEUS, do acelerador $e p$ HERA, publicaram recentemente a observação de um excesso de eventos em espalhamentos inelásticos profundos pósitron-próton para altos valores de momento transferido Q^2 [7], em relação ao esperado pelo modelo padrão. H1 e ZEUS observaram cada um 18 eventos de corrente neutra para $Q^2 > 1.5 \times 10^4$ GeV², enquanto H1 esperava 8.0 ± 1.2 eventos e ZEUS ao redor de 15. A especulação mais excitante feita na literatura a respeito destes resultados é a que prevê a possível descoberta de uma nova partícula. Sendo supostamente produzida como uma ressonância no canal s em colisões $e^+ q$ ou $e^+ \bar{q}$, este novo membro da tabela de partículas do modelo padrão seria um bóson e carregaria simultaneamente número leptônico e bariônico. Estas características são assinaladas geralmente a uma classe de partículas comumente chamadas de leptoquarks. Neste trabalho, faremos um estudo independente de modelo em que os leptoquarks são descritos por uma lagrangiana efetiva geral invariante por $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ proposta em [8]. Esta descrição efetiva oferece a possibilidade do surgimento de diversos leptoquarks escalares e vetoriais que se acoplam com as primeiras famílias de léptons e quarks de diferentes maneiras.

No capítulo 5, apresentamos as principais características da lagrangiana efetiva dos leptoquarks apontando, em particular, seus acoplamentos com os léptons

e quarks. Estudamos a produção simples de leptiquarks no LHC provenientes de colisões $pp \rightarrow q\gamma \rightarrow qe$, responsáveis pelo surgimento do sinal $e^\pm$ + jato no estado final. Simulamos alguns *backgrounds* para estes sinais, em particular, aqueles provenientes da produção de um bóson W , tomando um especial cuidado na análise dos efeitos decorrentes das imprecisões dos detectores. Mostramos também limites de observação para as constantes de acoplamento em função da massa dos leptiquarks. Vimos, finalmente, que a produção simples de leptiquarks através dos sub-processos $e^\pm + q(\bar{q})$ poderão ser visíveis no LHC, mesmo para leptiquarks com massas de 1-2 TeV.

Capítulo 1

O Modelo Supersimétrico Mínimo

Apesar de bem-sucedido, o modelo padrão das interações eletro-fracas ainda possui algumas questões a serem respondidas. Uma delas, o problema de hierarquia [9, 10], consiste em entender o surgimento de duas escalas de massa, m_W e m_{GUT} , quando requeremos uma teoria de grande unificação (GUT). O problema surge da vasta diferença entre estas duas escalas e a dificuldade de maneja-las de um modo natural. Em outras palavras, a dificuldade está em explicar como o campo escalar eletro-fraco, φ (que possui um valor esperado no vácuo (VEV) $v_\varphi = 246$ GeV), permanece com uma massa bem abaixo da escala de energia de GUT — cujo escalar correspondente possui um VEV $V_\phi = \mathcal{O}(10^{15}$ GeV) — quando φ não está protegido por nenhuma simetria adicional que possa garantir tal massa.

Poderia-se até imaginar um ajuste dos parâmetros do potencial escalar para obter esta hierarquia de massas. Porém, a origem do problema está nas correções radiativas que naturalmente misturam as duas escalas de energia, já que a massa de GUT, m_{GUT} , pode ser usada como um corte superior às correções da massa do Higgs. A figura 1.1 mostra os diagramas de Feynman de um *loop* que contribuem para a renormalização da massa do Higgs, cujo valor diverge quadraticamente para uma escala de energia $\Lambda = m_{GUT}$. Aplicada ao Higgs H da quebra eletro-fraca do modelo padrão, essas correções geram uma massa dada por [10]

$$m_H^2 \simeq m_{H0}^2 - Cg^2 m_{GUT}^2 \quad , \quad (1.1)$$

com g sendo a constante de acoplamento e C um parâmetro adimensional. Em (1.1), m_{H0}^2 representam as contribuições de árvore para a massa do Higgs, enquanto o segundo termo representa as correções de 1 *loop*. Para que a massa física m_H^2 seja da ordem de m_W , como requer o modelo padrão, teria que ocorrer um cancelamento entre os dois termos do lado direito de (1.1). Isto requer um ajuste fino dos parâmetros com uma precisão de $\sim 10^{-26}$ em cada ordem da teoria de

perturbação, o que não é, de maneira alguma, natural.

Figura 1.1: Correções radiativas para a massa do bóson de Higgs provenientes de *loops* de bósons de gauge, bósons escalares e férmions.

Em teorias nas quais o Higgs é elementar, há uma maneira¹ elegante de solucionar-se o problema de hierarquia introduzindo uma nova simetria, a supersimetria, que relaciona bósons e férmions. Se pares de bósons e férmions possuírem os mesmos acoplamentos, suas contribuições aos diagramas de *loop* da fig. 1.1 apresentarão sinais opostos e se cancelarão. Naturalmente, o problema de hierarquia força que suas massas satisfaçam

$$|m_B^2 - m_f^2| \lesssim \mathcal{O}(1\text{TeV}^2) \quad . \quad (1.2)$$

Além disso, a supersimetria contribui para o modelamento das teorias de grande unificação. Quando empregamos equações do grupo de renormalização do modelo padrão não-supersimétrico as suas constantes de acoplamento não correm para o mesmo valor. Porém, quando incluímos a supersimetria, essas constantes de acoplamento eletro-fracas e de QCD evoluem para um valor comum $\alpha_{GUT} \simeq \frac{1}{26}$ quando a escala de energia é da ordem de $m_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV.

Estes dois argumentos impelem de maneira sistemática os físicos de partículas a estudarem as consequências de um cenário no qual a supersimetria ocorra. A álgebra supersimétrica mais simples consiste de um gerador de spin- $\frac{1}{2}$ de Majorana, Q_α^i , que possui a propriedade de deslocar o momento angular total J de $\frac{1}{2}$ e, desse modo, transformar campos bosônicos em férmions e vice-versa, com α sendo um índice espinorial. A álgebra é, então, definida pelas regras de comutação e anti-comutação [11]

$$[Q_\alpha^i, P^\mu] = 0 \quad ; \quad (1.3a)$$

$$\{Q_\alpha^i, \bar{Q}_\beta^j\} = -2\delta^{ij}(\gamma^\mu)_{\alpha\beta}P_\mu \quad ; \quad (1.3b)$$

$$\{Q_\alpha^i, Q_\beta^j\} = \{\bar{Q}_\alpha^i, \bar{Q}_\beta^j\} = 0 \quad , \quad (1.3c)$$

¹ Outra maneira de eliminar o problema das correções radiativas para a massa do Higgs é por meio de uma teoria de *Tecnicolor* [11], que introduz um corte superior $\Lambda \sim 1$ TeV nas integrais dos *loops*, assumindo que o Higgs é um condensado com dois novos férmions.

sendo que $\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{4}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$, $\bar{Q}_\alpha = Q_\alpha^T \gamma^0$ e P_μ é o gerador de translação da álgebra de Poincaré. A relação (1.3a) foi escolhida para que a carga da simetria, Q_α , seja conservada. Nas relações acima, os índices i, j representam os diferentes tipos de operadores Q_α^i existentes. Desse modo, é possível construir um conjunto finito de diferentes supersimetrias envolvendo $N \leq 8$ cargas espinoriais² Q_α^i , com $i = 1, \dots, N$, mas somente uma teoria supersimétrica com $N = 1$ permite férmions na representação quiral como observamos na natureza. Portanto, para fins práticos, usaremos apenas a representação supersimétrica mínima, com $N = 1$.

SUSY com $N = 1$ prediz que seus multipletos consistem de partículas de mesma massa que diferem seus spins de $\frac{1}{2}$. Como os parceiros supersimétricos das partículas conhecidas ainda não foram descobertos, concluímos que a supersimetria não só deve estar quebrada como é quebrada em uma escala de energia além da capacidade dos aceleradores atuais. Se a supersimetria for observada na natureza, resta descobrir qual teoria supersimétrica descreve de fato as interações entre as partículas elementares. Dentre os modelos supersimétricos com $N = 1$ apresentados até o momento, o que encontra maior receptividade devido à sua simplicidade é o modelo supersimétrico mínimo que, como o próprio nome diz, é o modelo supersimétrico mais simples viável fenomenologicamente que contém o menor número possível de novas partículas e novas interações. Neste capítulo, faremos um breve resumo de suas principais características olhando com um pouco mais de detalhes para o setor fermiônico e suas interações.

1.1 A Estrutura Básica do MSSM

Para construir o modelo supersimétrico mínimo é necessário associar estados com diferentes helicidades em supermultipletos que contenham as partículas típicas do modelo padrão e suas parceiras supersimétricas que apresentam spins que difiram de $\frac{1}{2}$. Desse modo, os bósons de gauge do modelo padrão associam-se a supermultipletos que contêm campos com helicidades $J = 1$ e $J = 1/2$. No modelo padrão, os bósons de gauge estão na representação adjunta do grupo de gauge, enquanto que os férmions pertencem a representação fundamental. Portanto, os campos com helicidade $J = 1/2$ do novo supermultiplete não podem ser relacionados com os férmions do modelo padrão e recebem o nome de *gauginos*. Os férmions do modelo padrão devem então ser colocados em outro supermultiplete cujos campos possuem helicidades $J = 1/2$ e $J = 0$. Dessa forma, cada lépton e quark estará em um supermultiplete quiral com seus respectivos companheiros supersimétricos, *sléptons* e *squarks*. Além disso, há o setor gravitacional, cuja partícula de interação, gráviton ($J = 2$), está em um outro supermultiplete com seu parceiro supersimétrico, gravitino ($J = 3/2$). Não detalharemos o

²Este limite para N parece ser uma condição necessária, já que as tentativas de construir-se teorias com $N > 8$ não obtiveram sucesso por razões que sugerem que tais teorias são inconsistentes [11].

setor gravitacional na análise do MSSM devido ao fato de que suas partículas acoplam-se de maneira muito fraca com a matéria. A tabela [1.1] mostra os novos supermultipletos do MSSM em termos de suas helicidades com as novas partículas supersimétricas sendo identificadas com um til. Na tabela, Q_L e l_L são os férmions do modelo padrão dupletos de $SU(2)_L$, e_R^c , u_R^c e d_R^c são os singletos, g é o glúon, bóson do grupo $SU(3)_c$, H são os dupletos de Higgs e os campos W e B são os bósons de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Supermultiplete Vetorial		Supermultiplete Quiral	
$J = 1$	$J = 1/2$	$J = 1/2$	$J = 0$
g	$\hat{g}$	Q_L, u_R^c, d_R^c	$\tilde{Q}_L, \tilde{u}_R^c, \tilde{d}_R^c$
$W^\pm, W^0$	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$	l_L, e_R^c	$\tilde{l}_L, \tilde{e}_R^c$
B	$\tilde{B}$	$\tilde{H}_u^{+,0}, \tilde{H}_d^{0,-}$	H_u, H_d

Tabela 1.1: Supermultipletos vetorial e quiral do MSSM.

Na tabela [1.1], vemos que o MSSM apresenta dois dupletos de Higgs,

$$H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix} ; \quad H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix} , \quad (1.4)$$

cujas presenças são necessárias para gerar massa para os férmions. A razão disto é que a supersimetria não permite o uso de campos complexos conjugados em seu superpotencial [12]. Quando se requer a invariância de gauge ao MSSM, os números quânticos proibem que coexistam acoplamentos do tipo³ $H\tilde{Q}\tilde{u}$ e $H\tilde{Q}\tilde{d}$. Se não se impõem a existência de dois bósons de Higgs não se consegue gerar massas para os quarks *up* e *down* simultaneamente. Além disso, a presença dos dois dupletos de Higgs também é fundamental para o cancelamento das novas anomalias de triângulos que ocorre no modelo devido ao surgimento de novos férmions. Note também que os parceiros supersimétricos dos bósons de Higgs são férmions dupletos de $SU(2)_L$ e suas estruturas são dadas por

$$\tilde{H}_d = \begin{pmatrix} \tilde{H}_d^0 \\ \tilde{H}_d^- \end{pmatrix} ; \quad \tilde{H}_u = \begin{pmatrix} \tilde{H}_u^+ \\ \tilde{H}_u^0 \end{pmatrix} . \quad (1.5)$$

SUSY tem que estar quebrada, devido a que as partículas observadas não exibem uma degenerescência de massa entre os bósons e os férmions. Entretanto, se assumirmos que a simetria é quebrada espontaneamente (em uma escala $\lesssim 1$ TeV, para resolver o problema de hierarquia), através de um mecanismo *soft*, a

³Estes termos geram massa para os quarks quando o Higgs, H , adquire um valor esperado no vácuo.

degenerescência é removida, mas as relações entre os acoplamentos mantêm-se exatas, para manter o cancelamento das divergências quadráticas. Desse modo, os acoplamentos de gauge entre os novos campos serão os mesmos previstos pelo modelo padrão. As interações das partículas do MSSM, mostradas na tabela [1.1], na notação espinorial de Weyl, são obtidas a partir da lagrangiana de interação [13]

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{MSSM} = & \sum_i (D_\mu S_i)^\dagger (D^\mu S_i) + \frac{i}{2} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu D_\mu \psi_i - \\
 & - \frac{1}{4} \sum_A F_{\mu\nu}^A F^{\mu\nu}_A + \frac{i}{2} \sum_A \bar{\lambda}_A \gamma^\mu D_\mu \lambda_A - \\
 & - \sqrt{2} \sum_{i,A} \left[S_i^\dagger (g_\alpha T_\alpha^A) \bar{\psi}_i \frac{1-\gamma^5}{2} \lambda_A + \text{h.c.} \right] - \\
 & - \frac{1}{2} \sum_A \left[\sum_i S_i^\dagger g_\alpha T_\alpha^A S_i + \xi_A \right]^2 - \sum_i \left| \frac{\partial W}{\partial \phi_i} \right|_{\phi_i=S_i}^2 - \\
 & - \frac{1}{2} \sum_{i,j} \left[\bar{\psi}_i \frac{1-\gamma^5}{2} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \right)_{\phi_i=S_i} \psi_j + \text{h.c.} \right] . \quad (1.6)
 \end{aligned}$$

S_i e ψ_i representam as componentes escalar e fermiônica do i -ésimo supercampo quiral, $F_{\mu\nu}^A$ é o campo de gauge de Yang-Mills, λ_A são os gauginos superparceiros dos bósons de gauge, T_α^A são os geradores do grupo de gauge, g_α as constantes de acoplamento correspondentes e D_μ é a derivada co-variante usual. As interações da matéria, dos bósons de Higgs e seus parceiros supersimétricos com os bósons de gauge e gauginos estão contidas nos 6 primeiros termos de (1.6) e são independentes de modelo exceto pela presença das constantes arbitrárias ξ_A , que no MSSM assumem valor nulo. Em particular, como as partículas supersimétricas possuem os mesmos números quânticos que as do modelo padrão, as interações dos gauginos com a matéria serão totalmente determinadas pelos acoplamentos de gauge usuais [11, 12, 14]. Uma vez estabelecidos os constituintes, a dependência com o modelo surge da escolha do superpotencial W , que para o MSSM, é dado por [12]

$$W = \eta_{ij} (h_u H_u^i \tilde{Q}^j \tilde{u}^c + h_d H_d^i \tilde{Q}^j \tilde{d}^c + h_e H_e^i \tilde{l}^j \tilde{e}^c) + \mu H_u H_d , \quad (1.7)$$

sendo que i, j são índices de $SU(2)$, $\tilde{Q}$ e $\tilde{l}$ são os supercampos dubletos de $SU(2)$, $\tilde{u}^c$, $\tilde{d}^c$ e $\tilde{e}^c$ são os supercampos singletos e finalmente H_u e H_d são os dubletos de Higgs apresentados na tabela [1.1]. Adiciona-se por fim um novo campo de Higgs singlete de $SU(2) \otimes U(1)$, Φ , que adquire um VEV $h(\Phi) = \mu$ para evitar o surgimento *ad hoc* de uma escala de massas. A introdução de um termo que misture os dubletos de Higgs faz-se necessária para minimizar corretamente o superpotencial escalar que define, em geral, a massa do bóson de gauge Z^0 e para

quebrar a simetria $SU(2) \otimes U(1)$ de uma maneira fenomenologicamente aceitável [15]. O superpotencial (1.7) toma, então, a forma

$$W = \eta_{ij} (h_u H_u^i \tilde{Q}^j \tilde{u}^c + h_d H_d^i \tilde{Q}^j \tilde{d}^c + h_e H_e^i \tilde{l}^j \tilde{e}^c) + (h_{\eta ij} H_u H_d - \epsilon^2) \Phi \quad (1.8)$$

Os acoplamentos de Yukawa h_u , h_d e h_e estão relacionados com as matrizes de massa dos quarks e léptons e os termos proporcionais a η_{ij} são os responsáveis pela geração de massas para os quarks e léptons.

Em adição às interações supersimétricas discutidas acima, também é necessário incluir termos de quebra *soft* supersimétricos que gerem massa para as novas partículas sem ocasionar o surgimento de divergências quadráticas. Estes termos incluem massas independentes para cada partícula escalar da teoria: squarks, sléptons e Higgs, uma massa, M_1 , M_2 e M_3 , para cada gaugino dos grupos $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ e $SU(3)_c$ respectivamente, além de termos bilineares e trilineares para os escalares H e Φ .

1.2 O Setor Fermiônico

A lagrangiana de interação do grupo de gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ para o MSSM com a quebra para o grupo $U(1)_{em}$ pode agora ser obtida diretamente das equações (1.6) e (1.8) assumindo que os campos de Higgs adquirem valores esperados no vácuo

$$\langle H_d \rangle = \frac{v_d}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad ; \quad \langle H_u \rangle = \frac{v_u}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Trabalhamos no gauge unitário de forma que os campos de Higgs, H_i , são deslocados para $H_i + \langle H_i \rangle$. Uma vez que a invariância de gauge eletro-fracas é quebrada, os gauginos e higgsinos de mesma carga podem misturar-se. A maneira mais simples de ver esses rearranjos é calcular primeiramente a matriz de massa dos férmions que acoplam os gauginos e higgsinos. Essa matriz de massa aparece a partir dos acoplamentos $S \psi \lambda$ do quinto termo de (1.6) quando $S \equiv H$ adquire um valor esperado no vácuo. Como ilustração, consideramos um pedaço do termo $S \psi \lambda$ de (1.6)

$$\sum_{k=u,d} \frac{ig}{\sqrt{2}} \tau_{ij}^A H_k^i \bar{\psi}_k^j \lambda_A + \text{h.c.} \quad (1.10)$$

Sendo que o índice A representa as gerações bosônicas e i, j são índices de $SU(2)$. Quando o Higgs assume um VEV, podemos substituir os campos H_k^i pela eq. (1.9). Concentrando-se em $A = 1, 2$ e redefinindo $\bar{\psi}_k^j \equiv \bar{\tilde{H}}_k^j$ e

$$\tilde{w}^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (\lambda^1 \mp \lambda^2) \quad , \quad (1.11)$$

obtemos

$$\mathcal{L}_{massa} = \frac{ig}{\sqrt{2}} \left(v_d \tilde{w}^+ \tilde{H}_d^2 + v_u \tilde{w}^- \tilde{H}_u^1 \right) + \text{h.c.} , \quad (1.12)$$

que representa o termo de massa proveniente da mistura entre o gaugino $\tilde{w}^\pm$ e o higgsino $\tilde{H}_{d,u}^{2,1}$ cujo valor é dado por $gv_{d,u}/\sqrt{2}$.

De forma análoga ao procedimento acima, pode-se obter o restante da lagrangiana de massa [12] para os férmions do MSSM

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{massa} = & -iv_i \left[\frac{g^2 + g'^2}{\sqrt{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \tilde{Z} (\tilde{H}_u^2 - \tilde{H}_d^1) / \sqrt{2} + v_i h_\eta \psi_\Phi (\tilde{H}_d^1 + \tilde{H}_u^2) / \sqrt{2} + \\ & + \frac{igv_i}{\sqrt{2}} (\tilde{w}^- \tilde{H}_u^1 + \tilde{w}^+ \tilde{H}_d^2) + \text{h.c.} , \end{aligned} \quad (1.13)$$

com $\tilde{Z} = \frac{(g\lambda^3 - g'\lambda')}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$ e o índice $i = u, d$. A partir de (1.13), obtemos a matriz de massa para os charginos (gauginos carregados) dada, então, no formalismo de Majorana, por [10]

$$\left(\tilde{H}_d^2 P_L - \tilde{H}_u^1 P_R, \tilde{W} \right) \left[\mathcal{M}_c P_L + \mathcal{M}_c^T P_R \right] \begin{pmatrix} \tilde{H}_d^2 P_L - \tilde{H}_u^1 P_R \\ \tilde{W} \end{pmatrix} , \quad (1.14)$$

com

$$\mathcal{M}_c = \begin{pmatrix} \mu & gv_d \\ gv_u & M_2 \end{pmatrix} , \quad (1.15)$$

dada na base $(\tilde{H}_d^2, -i\tilde{w}^-)$ para as linhas e $(\tilde{H}_u^1, -i\tilde{w}^+)$ para as colunas. $P_{L,R}$ são os projetores quirais de mão-esquerda e direita respectivamente e os novos campos $\tilde{H}_d^2, \tilde{H}_u^1$ e

$$\tilde{W} = \begin{pmatrix} -i\tilde{w}^+ \\ i\tilde{w}^- \end{pmatrix} , \quad (1.16)$$

são espinores de Majorana que podem ser construídos a partir dos espinores de Weyl como [9]

$$\Psi_M = \begin{pmatrix} \psi_\alpha \\ \bar{\psi}^{\dot{\alpha}} \end{pmatrix} . \quad (1.17)$$

O termo $\mu = h_\eta \langle \Phi \rangle$ vem do superpotencial (1.8) enquanto M_2 é termo de massa do gaugino que faz a quebra *soft* da simetria $SU(2)_L$ supersimétrica.

Para os higgsinos neutros, a mistura entre eles resulta nos higgsinos de Majorana

$$\tilde{H}_u^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{H}_d^1 - \tilde{H}_u^2) ; \quad (1.18a)$$

$$\tilde{H}_d^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{H}_d^1 + \tilde{H}_u^2) , \quad (1.18b)$$

e a matriz de massa para os neutralinos (gauginos neutros), obtida de maneira análoga a dos charginos, fica dada, na base $(\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0, -i\lambda^3, -i\lambda')$, por

$$\mathcal{M}_n = \begin{pmatrix} 0 & -\mu & -\frac{g v_u}{\sqrt{2}} & \frac{g' v_u}{\sqrt{2}} \\ -\mu & 0 & \frac{g v_d}{\sqrt{2}} & -\frac{g' v_d}{\sqrt{2}} \\ -\frac{g v_u}{\sqrt{2}} & \frac{g v_d}{\sqrt{2}} & M_2 & 0 \\ \frac{g' v_u}{\sqrt{2}} & -\frac{g' v_d}{\sqrt{2}} & 0 & M_1 \end{pmatrix} . \quad (1.19)$$

Note que além do termo de quebra *soft* M_2 , surge também outro termo *soft*, M_1 , responsável pela massa do gaugino de $U(1)_Y$.

Os auto-estados de massa podem ser obtidos a partir da diagonalização das matrizes (1.15) e (1.19). Como a matriz de massa dos charginos não é simétrica, temos que $\mathcal{M}_c \neq \mathcal{M}_c^T$ e, portanto, de (1.14) vemos que faz-se necessário o uso de duas matrizes distintas para diagonalizá-las

$$\tilde{\chi}_i^+ = V_{ij} \tilde{\psi}_j^+ ; \quad (1.20a)$$

$$\tilde{\chi}_i^- = U_{ij} \tilde{\psi}_j^- , \quad (1.20b)$$

com os índices $i, j = 1, 2$ e os campos $\tilde{\psi}_j^\pm$ correspondendo aos campos que formam as bases de (1.15). Para a matriz simétrica dos neutralinos, necessita-se apenas de uma matriz N e a diagonalização dá-se da seguinte forma

$$\tilde{\chi}_i^0 = N_{ij} \tilde{\psi}_j^0 , \quad (1.21)$$

sendo que os índices $i, j = 1, \dots, 4$ e os campos $\tilde{\psi}_j^0$ correspondem aos da base da matriz (1.19).

Como podemos ver, os padrões de mistura para os neutralinos e charginos são complexos e dependem dos parâmetros do modelo μ , $M_{1,2}$ e da razão entre os VEVs dos campos de Higgs H_u e H_d

$$\tan \beta = \frac{v_u}{v_d} . \quad (1.22)$$

Os parâmetros de massa dos gauginos são, em princípio, independentes entre si. Porém, se assumirmos uma teoria de grande unificação, essas massas surgiriam a partir da massa comum a todos os gauginos que apareceria na escala de energia de

unificação. Quando se utiliza as equações do grupo de renormalização, a evolução das massas e dos acoplamentos de gauge são idênticas. Desse modo, as massas dos gauginos e os acoplamentos estariam relacionados da seguinte forma

$$\frac{3M_1}{5\alpha_1} = \frac{M_2}{\alpha_2} = \frac{M_3}{\alpha_3} , \quad (1.23)$$

sendo que α_i são as constantes de estrutura fina do grupo de gauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ e M_3 é o parâmetro de massa *soft* para o gluíno, $\tilde{g}$. Em geral, para que a supersimetria ocorra na escala de energia de ~ 1 TeV, os parâmetros do modelo podem assumir os valores típicos

$$-1000 \text{ GeV} \leq \mu \leq 1000 \text{ GeV} ; \quad (1.24a)$$

$$40 \text{ GeV} \leq M_2 \leq 200 \text{ GeV} ; \quad (1.24b)$$

$$1 \lesssim \tan \beta \lesssim 40 . \quad (1.24c)$$

Podemos fazer algumas considerações a partir dos parâmetros acima. Se $|\mu|$ ou $M_{1,2}$ são muito maiores que M_W as misturas tornam-se pequenas. Para $|\mu| \gg M_{1,2}$, o chargino mais leve é essencialmente um gaugino enquanto o mais pesado é do tipo higgsino; por outro lado, se $|\mu| \ll M_{1,2}$, são os charginos e neutralinos mais pesados que se tornam do tipo gaugino.

1.3 Regras de Feynman para as Interações do MSSM: Um Exemplo

Definida a dinâmica do MSSM, precisamos estabelecer agora as regras de Feynman para as interações deste modelo. Para isto, é necessário proceder da seguinte forma:

- i. começar com as interações descritas pela lagrangiana (1.6);
- ii. deslocar os campos escalares para $H_i \rightarrow H_i + \langle H_i \rangle$;
- iii. e inserir as definições corretas dos auto-estados de massa para as partículas do modelo dadas pelas diagonalizações (1.20a) a (1.21).

Para exemplificar este procedimento, mostraremos aqui a determinação das regras de Feynman para as interações entre chargino-chargino- Z^0 e neutralino-neutralino- Z^0 . Do segundo e quarto termos da lagrangiana (1.6) obtemos as interações relevantes para estes processos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\chi\chi Z} = & -gV_\mu^3(\tilde{w}^+\sigma^\mu\tilde{w}^+ - \tilde{w}^-\sigma^\mu\tilde{w}^-) - \frac{1}{2}(g\tau_{ij}^3V_\mu^3 + g'\delta_{ij}V'_\mu)\tilde{H}_d^i\sigma^\mu\tilde{H}_d^j - \\ & - \frac{1}{2}(g\tau_{ij}^3V_\mu^3 - g'\delta_{ij}V'_\mu)\tilde{H}_u^i\sigma^\mu\tilde{H}_u^j, \end{aligned} \quad (1.25)$$

sendo que σ^μ são as matrizes de Pauli usuais que substituem γ^μ na representação de duas componentes. Para escrever a lagrangiana (1.25) em quatro componentes é útil empregarmos as relações [12]

$$\tilde{\Psi}_1\gamma^\mu\Psi_2 = \tilde{\xi}_1\sigma^\mu\xi_2 - \tilde{\eta}_2\sigma^\mu\eta_1; \quad (1.26a)$$

$$\tilde{\Psi}_1\gamma^\mu\gamma^5\Psi_2 = -\tilde{\xi}_1\sigma^\mu\xi_2 - \tilde{\xi}_2\sigma^\mu\xi_1, \quad (1.26b)$$

com os espinores Ψ definidos como

$$\Psi_i = \begin{pmatrix} \eta_i \\ \xi_i \end{pmatrix}, \quad (1.26c)$$

bem como escrever os campos $\tilde{w}$ e $\tilde{H}_i$ em quatro componentes na forma

$$\tilde{W} = \begin{pmatrix} -i\tilde{w}^+ \\ i\tilde{w}^- \end{pmatrix}; \quad \tilde{H} = \begin{pmatrix} \tilde{H}_u^1 \\ \tilde{H}_d^2 \end{pmatrix}; \quad \tilde{H}_d = \begin{pmatrix} \tilde{H}_d^1 \\ \tilde{H}_d^2 \end{pmatrix}; \quad \tilde{H}_u = \begin{pmatrix} \tilde{H}_u^1 \\ \tilde{H}_u^2 \end{pmatrix}. \quad (1.27)$$

Substituindo as expressões (1.26a-1.27) em (1.25) obtemos a lagrangiana de interação no formalismo de Dirac

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\chi\chi Z} = & -gV_\mu^3\tilde{W}\gamma^\mu\tilde{W} - \frac{1}{2}(gV_\mu^3 + g'V'_\mu)\tilde{H}\gamma^\mu\tilde{H} + \\ & + \frac{1}{4}(gV_\mu^3 - g'V'_\mu)(\tilde{H}_d\gamma^\mu\gamma^5\tilde{H}_d - \tilde{H}_u\gamma^\mu\gamma^5\tilde{H}_u). \end{aligned} \quad (1.28)$$

Escrevendo agora os campos V_μ^3 e V'_μ em termos do bóson de gauge auto-estado de massa

$$Z^0 = \cos\theta_W V^3 - \sin\theta_W V', \quad (1.29)$$

obtemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\chi\chi Z} = & \frac{g}{\cos\theta_W}Z_\mu^0 \left[-\cos^2\theta_W\tilde{W}\gamma^\mu\tilde{W} - \frac{1}{2}(\cos^2\theta_W - \sin^2\theta_W)\tilde{H}\gamma^\mu\tilde{H} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{4}(\tilde{H}_d\gamma^\mu\gamma^5\tilde{H}_d - \tilde{H}_u\gamma^\mu\gamma^5\tilde{H}_u) \right]. \end{aligned} \quad (1.30)$$

Finalmente, usando as eqs. (1.20a-1.21), podemos expressar a lagrangiana (1.30) em termos dos auto-estados de massa, neutralinos e charginos, para os vértices $\tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^0 Z^0$ e $\tilde{\chi}^\pm \tilde{\chi}^\pm Z^0$ mostrados na figura 1.2

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\chi\chi Z} = & \frac{g}{\cos \theta_W} Z_\mu^0 \left[\tilde{\chi}_i^\pm \gamma^\mu (O'_{Lij} P_L + O'_{Rij} P_R) \tilde{\chi}_j^\pm + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \tilde{\chi}_i^0 \gamma^\mu (O''_{Lij} P_L + O''_{Rij} P_R) \tilde{\chi}_j^0 \right] , \end{aligned} \quad (1.31)$$

com as constantes de acoplamento sendo dadas por

$$O'_{Lij} = -V_{i1} V_{j1}^* - \frac{1}{2} V_{i2} V_{j2}^* + \delta_{ij} \sin^2 \theta_W ; \quad (1.32a)$$

$$O'_{Rij} = -U_{i1}^* U_{j1} - \frac{1}{2} U_{i2}^* U_{j2} + \delta_{ij} \sin^2 \theta_W ; \quad (1.32b)$$

$$O''_{Lij} = -O''_{Rij} = -\frac{1}{2} N_{i3} N_{j3}^* + \frac{1}{2} N_{i4} N_{j4}^* . \quad (1.32c)$$

Figura 1.2: Diagramas de Feynman para os vértices $Z^0 \tilde{\chi}_i^{0,\pm} \tilde{\chi}_j^{0,\pm}$ do MSSM.

De maneira análoga a este procedimento, determina-se todas as outras regras de Feynman para as interações do MSSM. Uma coleção destas regras pode ser encontrada na ref. [12].

1.4 Produção de Partículas Supersimétricas em Aceleradores

A busca por sinais de supersimetria tem atraído um grande número de físicos experimentais. Aceleradores como LEP e TEVATRON realizam frequentemente

análises visando a descoberta de novas partículas em aceleradores de alta energia. As buscas teóricas e experimentais são justificativas para a construção de sinais de um novo modelo físico. Os parâmetros, como a massa das partículas, são determinados por uma busca sistemática e teórica. As análises físicas ainda não conseguiram detectar sinais de SUSY, mas a busca continua.

No MSSM, a paridade R é conservada, as partículas supersimétricas só podem ser produzidas em pares. Em aceleradores e^+e^- , as partículas supersimétricas carregadas (tais como squarks, sléptons e charginos) podem ser produzidas via processos $e^+e^- \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}^*, \tilde{l}\tilde{l}^*, \tilde{\chi}^+\tilde{\chi}^-$ que envolvem a troca de γ e Z^0 no canal s , com seções de choque comparáveis a da produção de múons, exceto por fatores cinemáticos. A produção dos sléptons $\tilde{e}$ e $\tilde{\nu}_e$ também ocorrem no canal t através da troca de neutralinos e charginos, enquanto que a troca de um $\tilde{\nu}_e$ no canal t contribui para a produção de charginos. A produção de neutralinos $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$ acontece apenas pela troca de um Z^0 no canal s e de um $\tilde{e}$ nos canais t e u . As expressões para as seções de choque bem como suas magnitudes podem ser encontradas em [16].

Em aceleradores hadrônicos, a situação é mais complicada devido ao fato de que a produção de partículas supersimétricas é um processo que envolve alto Q^2 e ocorre através de colisões inelásticas de quarks e glúons dentro dos prótons. As seções de choque são, então, convoluídas com as funções de distribuição de partons para obter as seções de choque de produção supersimétricas para os prótons. Portanto, diferente do que ocorre em aceleradores e^+e^- , somente uma fração da energia total no centro-de-massa do acelerador é empregada na produção.

Squarks e gluínos, por serem as únicas partículas supersimétricas com interações fortes, possuem as maiores seções de choque de produção a menos de supressões cinemáticas. Essas seções de choque são inteiramente determinadas por suas massas através da QCD e não dependem do modelo supersimétrico. Estas partículas também podem ser produzidas em associação com neutralinos e charginos via diagramas que envolvem vértices eletro-fracos e de QCD. Finalmente, charginos e neutralinos podem ser produzidos através da troca de bósons $W^\pm$ e Z^0 no canal s , ou da troca de squarks no canal t e, para os neutralinos, também no canal u . As seções de choque para vários processos calculadas para o próximo funcionamento do TEVATRON (com energia de 2 TeV) são mostradas na figura 1.3 [13]. Os resultados apresentados para (a) $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$ e (b) $m_{\tilde{q}} = 2m_{\tilde{g}}$ com os outros parâmetros fixados nos valores apresentados na figura. Esta figura pode ajudar na decisão de que sinais procurar. Enquanto squarks e gluínos são as partículas mais fáceis de serem produzidas, a busca inicial, podemos ver na figura 1.3 que para valores altos de $m_{\tilde{q}}$, os maiores valores atingidos são obtidos através da pro-

⁴A paridade- R é um novo número quântico definido pela supersimetria, do qual falamos com mais detalhes no próximo capítulo.

dução eletro-frac de charginos e neutralinos devido a supressão cinemática dos processos de QCD. Dessa forma, mesmo em colisões hadrônicas, a produção de charginos e neutralinos provê um bom canal de busca de supersimetria.

Figura 1.3: Seções de choque totais para processos de produção de partículas supersimétricas em colisões $p\bar{p}$ com $\sqrt{s} = 2$ TeV.

Se assumirmos grande unificação, a expressão (1.23) garante que os neutralinos e charginos serão muito mais leves que os gluínos. Por esta razão, espera-se que futuros aceleradores e^+e^- , operando com $\sqrt{s} \simeq 500 - 1000$ GeV, sejam competitivos com super-aceleradores hadrônicos, como o LHC, que atingirão energias muito mais altas.

Como no MSSM a paridade-R é conservada, os decaimentos das partículas supersimétricas produzidas sempre terminam no LSP, $\tilde{\chi}_1^0$, que por possuir carga nula gera um sinal de déficit de energia e momento. Dessa forma, um dos

principais sinais de supersimetria são processos que envolvem um alto déficit de momento transversal. Note que, quando partículas supersimétricas pesadas são produzidas elas apresentam um decaimento em cascata, ou seja, apresentam uma sucessão de decaimentos em partículas supersimétricas mais leves que termina na produção do LSP. Estas cascatas podem produzir um grande número de partículas no estado final, decorrentes da produção e o subsequente decaimento de bósons W e Z^0 , por exemplo, que resultam em sinais detectáveis de SUSY. Como ilustração, apresentamos na figura 1.4 uma das possíveis cascatas para o neutralino mais pesado, $\tilde{\chi}_4^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + 3 f \bar{f}$. No capítulo 4 trataremos com mais detalhes dessas cascatas em um cenário em que a paridade- R não se conserva.

Figura 1.4: Um exemplo para o decaimento em cascata do neutralino mais pesado, $\tilde{\chi}_4^0$.

Capítulo 2

SUSY com Violação de Paridade-R

No MSSM é imposta uma nova simetria discreta, chamada paridade-R (R_P), que relaciona os números quânticos de spin J , leptônico L e bariônico B de cada partícula de acordo com

$$R_P = (-1)^{L+2J+3B} . \quad (2.1)$$

Sob esta simetria, as partículas do modelo padrão assumem valor $+1$ e as supersimétricas -1 . A imposição da conservação do spin e dos números leptônico e bariônico implicam na conservação da paridade-R.

Grande parte dos estudos de fenomenologia em supersimetria tem sido feitos no contexto descrito pelo MSSM [12], que postula que R_P seja conservada. Se esta suposição for confirmada, temos importantes implicações fenomenológicas:

- i. as partículas supersimétricas (ímpares em R) têm sua própria identidade e não se misturam com as partículas do modelo padrão (pares em R);
- ii. as partículas supersimétricas somente podem ser produzidas aos pares em colisões envolvendo partículas comuns;
- iii. uma partícula supersimétrica decai apenas em um número ímpar de partículas supersimétricas;
- iv. em razão disto, a partícula supersimétrica mais leve (LSP) é absolutamente estável.

Entretanto, a conservação da paridade-R não é necessária para a consistência da supersimetria e nem para manter a invariância de gauge. Ademais, a violação de R_P poderia surgir como consequência de uma física mais fundamental que surgiria em uma escala de alta energia. De fato, até o presente momento não apareceu nenhum fato, teórico ou experimental que decida se a paridade-R é ou

não conservada e, portanto, é de grande interesse que se estude as implicações fenomenológicas de cenários alternativos ao do MSSM, especialmente do ponto de vista de que os efeitos associados a este fato podem ser verificados experimentalmente.

Em geral, têm sido propostas duas formas distintas de violação de paridade-R: explícita e espontaneamente. A extensão mais geral do modelo supersimétrico mínimo que contém interações que violam explicitamente R_P é dada por [17]

$$W = \lambda_1 u^c u^c d^c + \lambda_2 l l e^c + \lambda_3 Q l d^c + \epsilon_i l_i H_u \quad , \quad (2.2)$$

que é consistente com a supersimetria e com a invariância de gauge. Estas interações envolvem, porém, um grande número de constantes arbitrárias¹, λ_i , algumas das quais devem ser escolhidas como nulas para evitar, por exemplo, um tempo de decaimento do próton inconsistente com o observado na natureza. Há ainda argumentos cosmológicos relacionados com a assimetria bariônica do universo [18] que restringem todas as constantes de (2.2). Por estas razões, voltamos nossa atenção apenas à possibilidade de que paridade-R seja uma simetria exata da lagrangiana, quebrada espontaneamente através do mecanismo de Higgs. Isto pode ser realizado implementando neutrinos escalares que possuem valores esperados no vácuo diferentes de zero na lagrangiana original, tais como

$$v_R = \langle \tilde{\nu}_{R\tau} \rangle \quad ; \quad v_L = \langle \tilde{\nu}_{L\tau} \rangle \quad . \quad (2.3)$$

Se a violação do número leptônico e conseqüentemente da paridade-R ocorrer na ausência de uma simetria de gauge adicional, ela acarretará a existência de um bóson não-massivo de Nambu-Goldstone, chamado majoron, J , que será então a partícula supersimétrica mais leve. Neste tipo de modelo surge um novo modo de decaimento para o Z^0

$$Z^0 \rightarrow \rho + J \quad , \quad (2.4)$$

sendo que ρ é um escalar leve cuja existência está relacionada com a do majoron e que possui uma massa da ordem de $v_L \ll m_W$ que é a escala de energia que caracteriza a quebra de paridade-R [5]. Este decaimento aumenta a largura invisível do Z^0 em $\Gamma_{Z^0}^{\text{inv}} \sim 85 \text{ GeV}$, que equivale à metade da inclusão de um neutrino adicional. A existência deste novo decaimento é típico de modelos nos quais o majoron é um dubleto. As medidas atuais de LEP para a largura do Z^0 [19] colocam severos vínculos neste processo e praticamente excluem estes tipos de modelos.

A maneira mais simples de eliminar este problema é estender o MSSM de maneira que a violação de paridade-R seja conduzida pelo VEV de um lépton que seja isosinglete, de forma que o majoron seja fundamentalmente um singlete [5].

¹De fato, λ_i possui ainda três índices relacionados com as famílias leptônicas que foram omitidas em (2.2) e que elevam o número de constantes arbitrárias do modelo.

Para isso, é necessária apenas a presença de neutrinos de mão-direita. Assim, o majoron não se acopla com o Z^0 e elimina a possibilidade de ocorrer o decaimento de (2.4).

2.1 O Modelo com Violação Espontânea de R_P

Foi proposto há algum tempo por Masiero-Valle um modelo [5] em que a violação de paridade- R realiza-se devido a campos escalares isosingletos que adquirem valores esperados no vácuo. Esse modelo utiliza, como princípio, a versão mais simples do modelo supersimétrico, o MSSM, que permite a quebra eletrofraca em processos a nível de árvore, através do superpotencial W , dado em (1.8), com a inclusão de um isosinglete escalar, Φ , que se acopla linearmente ao superpotencial². O modelo sugerido por Masiero-Valle adiciona ao superpotencial do MSSM termos que contêm supercampos isosingletos sob $SU(2) \otimes U(1)$, $\tilde{\nu}_i^c$ e S_i , de modo que o superpotencial fica agora dado por

$$W' = h_u Q H_u u^c + h_d H_d Q d^c + h_e l H_d e^c + (h_0 H_u H_d - \epsilon^2) \Phi + \dagger h_\nu l H_u \tilde{\nu}^c + h \Phi S \tilde{\nu}^c + h.c. , \quad (2.5)$$

com Φ , $\tilde{\nu}_i^c$ e S_i carregando números leptônicos $(0, -1, 1)$ respectivamente. Os acoplamentos h_u , h_d , h_e , h_ν e h são descritos por matrizes arbitrárias no espaço das gerações fermiônicas que quebram explicitamente a conservação de sabor. Note que a inclusão dos singletos em (2.5) não viola paridade- R explicitamente, embora estes campos adicionais possam ocasionar a quebra de R_P e número leptônico mesmo se considerarmos que eles fazem parte de uma simetria da lagrangiana básica. Neste caso, o termo proporcional a h_ν é o que viola R_P quando se substitui o campo $\tilde{\nu}^c$ pelo seu VEV correspondente.

Como a forma do superpotencial (2.5) é restringida pela imposição de que haja uma exata conservação de número leptônico e paridade- R , a quebra espontânea é, então, obtida assumindo-se valores diferentes de zero para os VEVs dos seguintes escalares

$$\langle \tilde{\nu}_{\tau R} \rangle = v_R ; \quad (2.6a)$$

$$\langle \hat{S}_- \rangle = v_S , \quad (2.6b)$$

e $V = \sqrt{v_R^2 + v_S^2}$ assume valores dentro do intervalo de 10 GeV – 1 TeV. Além disso, ainda temos que adicionar VEVs para os Higgs

²Note que o termo $(h_0 H_u H_d - \epsilon^2) \Phi$ de (2.5) reduz-se ao termo do MSSM $\mu H_u H_d$ quando o campo Φ adquire um VEV através da quebra radiativa da simetria eletro-fraca.

$$\langle H_u \rangle = v_u ; \quad (2.7a)$$

$$\langle H_d \rangle = v_d , \quad (2.7b)$$

e para o supercampo

$$\langle \Phi \rangle = v_F , \quad (2.7c)$$

a fim de gerar a quebra eletro-frac e as massas para os férmions. Em geral, pode-se também ter um valor diferente de zero para

$$\langle \tilde{\nu}_{\tau L} \rangle = v_L . \quad (2.8)$$

Entretanto, para que o modelo não contribua de maneira significativa para processos do tipo (2.4) e permaneça consistente com os dados experimentais assume-se que v_L seja muito pequeno³. A massa do bóson W fixa a soma $v_u^2 + v_d^2 + v_L^2$, enquanto a razão entre os VEVs dos dubletos de Higgs define o parâmetro supersimétrico $\tan \beta$ (ver eq. (1.22)). Os valores de (2.6a-2.8) e $\tan \beta$ são os que definem os parâmetros de interesse do modelo com violação espontânea de paridade-R proposto em [5].

Como de costume, este mecanismo de quebra espontânea de R_P gera um bóson de Nambu-Goldstone físico não-massivo, chamado majoron. Se considerarmos o limite $v_R, v_S \gg v_L$, seu auto-estado de massa será dado por

$$J = Im \left[\frac{v_L^2}{V v^2} (v_u H_u - v_d H_d) + \frac{v_L}{V} \tilde{\nu}_\tau - \frac{v_R}{V} \tilde{\nu}_\tau^c + \frac{v_S}{V} \tilde{S}_\tau \right] , \quad (2.9)$$

sendo que $v^2 = v_u^2 + v_d^2$. Como v_L é muito pequeno, podemos ver de (2.9) que o majoron é basicamente um singlete, o que corrobora com as considerações feitas no início deste capítulo a respeito do decaimento (2.4).

Um dos vínculos mais fortes sobre modelos com presença de majorons vem da astrofísica devido ao fato de que, se o majoron for produzido dentro do ambiente estelar, ele pode facilmente ser emitido para fora da estrela por causa de seu baixo acoplamento com a matéria. Como resultado, a emissão de majorons pode criar um novo mecanismo de perda de energia estelar. Neste modelo estima-se que, para suprimir adequadamente a perda de energia estelar resultante a níveis aceitáveis, seja necessário que os parâmetros relevantes satisfaçam $v_R = \mathcal{O}(1 \text{ TeV})$ e $v_L \leq \mathcal{O}(100 \text{ MeV})$ [5]. Como veremos nos capítulos 3 e 4, estes valores são perfeitamente compatíveis com a necessidade de obter-se uma fenomenologia observável.

³De fato, considerações astrofísicas com base no estudo de modelos de esfriamento estelar [20] limitam o máximo valor de v_L a $\sim 10 \text{ GeV}$.

O setor fermiônico⁴ do modelo com violação de paridade- R apresenta-se bem distinto do MSSM, já que devido a quebra do número leptônico as matrizes de massa tanto do setor neutro quanto do setor carregado misturam os férmions do modelo padrão com os charginos e neutralinos do MSSM. Para o setor carregado, portanto, teremos uma matriz de massa 5×5 para os charginos dada, nas bases $(e_i^-, \tilde{H}_d^-, -i\tilde{W}^-)$ para as linhas e $(e_i^+, \tilde{H}_u^+, -i\tilde{W}^+)$ para as colunas, por [5]

$$\begin{pmatrix} h_{eij}v_d & -h_{vij}v_{Rj} & \sqrt{2}g_2v_{Li} \\ -h_{eij}v_{Li} & \mu & \sqrt{2}g_2v_d \\ 0 & \sqrt{2}g_2v_u & M_2 \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

No modelo apresentado por Masiero-Valle, o parâmetro de mistura dos Higgsinos, μ , é dado por $\mu = h_0\langle\Phi\rangle$ como pode ser visto em (2.5). A forma desta matriz é comum a uma ampla classe de modelos supersimétricos $SU(2)\otimes U(1)$ com violação espontânea de paridade- R . Por outro lado, a matriz de massa para os léptons neutros é mais dependente do modelo, variando com a quantidade dos campos escalares introduzidos. No nosso caso, utiliza-se a base $(\nu_i, \tilde{H}_u, \tilde{H}_d, -i\tilde{W}_3, -i\tilde{B}, \Phi, \tilde{\nu}_i^c, S_i)$, que com as três famílias leptônicas, apresenta-se como um matriz de massa para os neutralinos de dimensão 14×14 ! Podemos, todavia, diagonalizar esta matriz sob a aproximação bastante razoável de que os léptons singletos Φ , $\tilde{\nu}_i^c$ e S_i são muito pesados e portanto desacoplam-se da teoria. A matriz efetiva resultante, 7×7 , na base $(\nu_i, \tilde{H}_u, \tilde{H}_d, -i\tilde{W}_3, -i\tilde{B})$, toma a forma [5]

$$\begin{pmatrix} 0 & h_{vij}v_{Rj} & 0 & g_2v_{Li} & -g_1v_{Li} \\ h_{vij}v_{Rj} & 0 & -\mu & -g_2v_u & g_1v_u \\ 0 & -\mu & 0 & g_2v_d & -g_1v_d \\ g_2v_{Li} & -g_2v_u & g_2v_d & M_2 & 0 \\ -g_1v_{Li} & g_1v_u & -g_1v_d & 0 & M_1 \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Nas matrizes (2.10) e (2.11) $M_{1,2}$ denotam os parâmetros da quebra supersimétrica da massa dos gauginos e obedecem à relação canônica $M_1/M_2 = \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W$ se assumirmos GUT. $g_{1,2}$ são as constantes de acoplamento do grupo $SU(2) \otimes U(1)$ divididas por $\sqrt{2}$.

Devido ao fato de que a matriz (2.10) dos charginos não é simétrica necessita-se de duas matrizes distintas U e V para diagonalizá-la da seguinte forma

$$\tilde{\chi}_i^+ = V_{ij}\psi_j^+; \quad (2.12a)$$

$$\tilde{\chi}_i^- = U_{ij}\psi_j^-, \quad (2.12b)$$

com os índices i e j variando de 1 a 5, $\psi_j^+ = (e^+, \mu^+, \tau^+, \tilde{H}_u^+, -i\tilde{W}^+)$ e $\psi_j^- = (e^-, \mu^-, \tau^-, \tilde{H}_d^-, -i\tilde{W}^-)$.

⁴Como apenas estamos interessados no setor fermiônico da teoria para a realização deste trabalho, não entraremos em detalhe a respeito do setor escalar. Ao leitor interessado sugerimos que olhe em [21].

A matriz para os neutralinos, por ser simétrica, devido ao princípio de exclusão de Pauli, é diagonalizada por apenas uma matriz 7×7 , N , ou seja

$$\tilde{\chi}_i^0 = N_{ij} \psi_j^0, \quad (2.13)$$

sendo que $\psi_j^0 = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \tilde{H}_u, \tilde{H}_d, -i\tilde{W}_3, -i\tilde{B})$, com os índices i e j varrendo o intervalo de 1 a 7.

Da diagonalização das matrizes (2.10) e (2.11) segue que [18]

- i. o férmion supersimétrico mais leve é sempre um neutralino;
- ii. a massa do neutralino mais leve está no intervalo de 25 GeV $\lesssim m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 500$ GeV. O limite inferior é determinado pelo limite experimental sobre a massa do chargino, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \leq 85.5$ GeV [22];
- iii. a segunda partícula supersimétrica mais leve é, na maioria das vezes, o chargino mais leve.

2.1.1 Acoplamentos de Gauge com Violação de R_P

Em modelos com quebra explícita, a violação de paridade-R surge diretamente dos acoplamentos de Yukawa do superpotencial. Em contraposição, no modelo com quebra espontânea a diagonalização das matrizes dos charginos e neutralinos geram uma mistura entre estes e os léptons do modelo padrão que dão origem a novos acoplamentos que carregam a violação de R_P neste modelo. Dessa forma, a violação de R_P aparece quando escrevemos a lagrangiana das interações em termos dos auto-estados de massa e ocorre principalmente no setor de gauge com um efeito sub-dominante ocorrendo também nos acoplamentos de Yukawa.

Usando as matrizes de diagonalização (2.12a – 2.13) podemos escrever a lagrangiana das correntes eletro-fracas em termos dos auto-estados de massa dos férmions do modelo. Para nossos propósitos, estamos interessados nas lagrangianas para as correntes neutra e carregada. A lagrangiana geral para a corrente carregada, que descreve as interações fracas entre os férmions neutros e carregados, pode ser escrita como [18]

$$\mathcal{L}_c = \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu \bar{\tilde{\chi}}_i^- \gamma^\mu (K_{Lik} P_L + K_{Rik} P_R) \tilde{\chi}_k^0 + h.c., \quad (2.14)$$

com $P_{L,R}$ sendo os dois projetores quirais e as matrizes 5×7 $K_{L,R}$ podem ser escritas como

$$K_{Lik} = \eta_i \left(-\sqrt{2} U_{i5} N_{k6} - U_{i4} N_{k3} - \sum_{m=1}^3 U_{im} N_{km} \right); \quad (2.15a)$$

$$K_{Rik} = \epsilon_k \left(-\sqrt{2} V_{i5} N_{k6} + V_{i4} N_{k3} \right). \quad (2.15b)$$

Na definição destes acoplamentos assumimos a conservação de CP . Os fatores η_i e ϵ_k assumem valores $+1$ ou -1 , relacionados com as paridades CP relativas dos férmions, que segue da diagonalização das matrizes de massa. Estes acoplamentos violam paridade- R quando $i \leq 3$ e $k \geq 4$ ou para $i \geq 4$ e $k \leq 3$.

A lagrangiana para corrente neutra que descreve as interações fracas entre dois férmions carregados ou dois férmions neutros pode se escrita como [18]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{cn} = & \frac{g}{\cos \theta_W} Z_\mu^0 \left[\bar{\chi}_i \gamma^\mu (\eta_i \eta_k O'_{Lik} P_L + O'_{Rik} P_R) \chi_k^- + \right. \\ & \left. + \frac{1-\gamma_5}{2} \bar{\chi}_i \gamma^\mu (\epsilon_i \epsilon_k O''_{Lik} P_L + O''_{Rik} P_R) \chi_k^0 \right] , \end{aligned} \quad (2.16)$$

sendo que as matrizes 7×7 $O'_{L,R}$ e $O''_{L,R}$ são dadas por

$$O'_{Lik} = \frac{1}{2} U_{i4} U_{k4} + U_{i5} U_{k5} + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^3 U_{im} U_{km} - \delta_{ik} \sin^2 \theta_W ; \quad (2.17a)$$

$$O'_{Rik} = \frac{1}{2} V_{i4} V_{k4} + V_{i5} V_{k5} - \delta_{ik} \sin^2 \theta_W ; \quad (2.17b)$$

$$O''_{Lik} = -O''_{Rik} = \frac{1}{2} \left(N_{i4} N_{k4} - N_{i5} N_{k5} - \sum_{m=1}^3 N_{im} N_{km} \right) , \quad (2.17c)$$

com as mesmas definições de (2.15a–2.15b). Estes acoplamentos violam paridade- R para $i \leq 3$ e $k \geq 4$ no caso dos férmions carregados e para $i \geq 4$ e $k \leq 3$ no caso dos férmions neutros.

Os acoplamentos diagonais para o neutralino e o chargino mais leves são similares àqueles do MSSM. O acoplamento do chargino mais leve com o Z^0 é máximo quando o chargino possui uma componente gaugino maior ($\mu \gg M_2$). Por outro lado, o acoplamento é mínimo quando sua componente maior é na direção do higgsino ($\mu \ll M_2$). O intervalo típico para este acoplamento é [18] $0.27 \lesssim |O'_{L44}|, |O'_{R44}| \lesssim 0.77$. O acoplamento padrão do chargino mais leve com o neutralino mais leve é máximo quando o chargino é praticamente um higgsino, sendo que o limite inferior é obtido através de vínculos experimentais [23]. Dessa forma, os valores para este acoplamento estão no intervalo $10^{-4} \lesssim |K_{L44}|, |K_{R44}| \lesssim \frac{1}{\sqrt{2}}$. Para os acoplamentos da corrente neutra com o neutralino mais leve a situação é mais complicada porque eles anulam-se para ambos os limites em que $\mu \gg M_2$ e $\mu \ll M_2$. Quando o neutralino é puramente um gaugino ele não se acopla com o Z^0 e quando é puramente um higgsino ele é um férmion que forma um estado de quase-Dirac ($|N_{44}| \approx |N_{45}|$) e o acoplamento quase se cancela identicamente. Vínculos experimentais [23] determinam o valor máximo de $|O'_{L44}| \lesssim 0.1$.

Dentre os acoplamentos que violam paridade- R , os que atingem maiores valores são aqueles que correspondem aos léptons pertencentes a terceira família, τ e

ν_τ . Na figura 2.1, apresentamos os valores máximos para os principais acoplamentos que violam R_P do neutralino mais leve em função da sua massa, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ [18]. Na figura 2.2, pode-se observar os acoplamentos mais importantes que violam R_P correspondentes ao chargino mais leve em função de sua massa, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$. Vemos, então, que os acoplamentos em questão podem permitir a produção simples de partículas supersimétricas nos atuais aceleradores, como veremos nos próximos capítulos.

Figura 2.1: Máximos valores dos acoplamentos com violação de paridade-R para o neutralino mais leve em função da sua massa, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$. A linha contínua corresponde a $|K_{L34}|$; a linha tracejada, $|K_{R34}|$ e a linha pontilhada, $|O_{L34}'|$.

2.1.2 Larguras de Decaimento para os Neutralinos e Charginos com Violação de R_P

No modelo com violação espontânea de paridade-R os neutralinos e charginos possuem canais de decaimento distintos daqueles descritos pelo MSSM. Como se pode ver das expressões (2.14 – 2.17c), todos os neutralinos e charginos possuem canais de decaimento que violam R_P através do acoplamento com os férmions do modelo padrão. De fato, quando a paridade-R é violada, as partículas supersimétricas podem decair diretamente nos modos que quebram R_P ou simplesmente através das cascatas previstas pelo MSSM com o LSP resultante decaindo obrigatoriamente através da violação de paridade-R. Apresentamos, agora, os principais canais de decaimento para os neutralinos e charginos que serão usados nos capítulos 3 e 4.

Em princípio, neutralinos e charginos possuem também canais de decaimento que envolvem partículas supersimétricas escalares, como squarks, sléptons e o majoron J . Por motivos de simplificação, assumimos que as partículas escalares

Figura 2.2: Máximos valores dos acoplamentos com violação de paridade-R para o chargino mais leve em função da sua massa, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$. A linha contínua corresponde a $|K'_{L43}|$; a linha tracejada, $|K'_{R43}|$; a linha pontilhada, $|O'_{L34}|$ e a linha ponto-tracejada, $|O'_{R34}|$.

massivas são muito pesadas e, portanto, não contribuem de maneira significativa para os decaimentos. Restou-nos, então, a contribuição do majoron que, por possuir sempre uma massa muito pequena, não pode ser desprezado na análise.

Os neutralinos apresentam os seguintes modos de decaimento a dois corpos que conservam paridade-R

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm W^\mp; \tilde{\chi}_k^0 Z^0. \quad (2.18)$$

Se R_P é violada têm-se então os modos de decaimento adicionais

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow l^\pm W^\mp; \nu_l Z^0. \quad (2.19)$$

Para o chargino mais leve, os decaimentos a dois corpos são

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 W^\pm, \quad (2.20)$$

que conserva paridade-R e

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \nu_l W^\pm; l^\pm Z^0, \quad (2.21)$$

que quebra R_P . A expressão para a largura de decaimento a dois corpos em bósons de gauge para os neutralinos e charginos possui a forma genérica [24]

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_i \rightarrow \tilde{\chi}_j + V} = \frac{g^2 \sqrt{\lambda(m_i^2, m_j^2, m_V^2)}}{16\pi \cos^2 \theta_W m_i^3} \left[(d_L^2 + d_R^2) f_V(m_i^2, m_j^2, m_V^2) - \right.$$

$$-6d_L d_R \epsilon_i \epsilon_j m_i m_j] \quad , \quad (2.22)$$

com

$$\lambda(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4yz \quad , \quad (2.23a)$$

e

$$f_V(x, y, z) = \frac{(x - y)^2 - 2z^2 + xz + yz}{2z} \quad . \quad (2.23b)$$

Os acoplamentos d_L e d_R correspondentes são dados na tabela [2.1].

$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 + Z^0$	d_L	$\frac{1}{\cos \theta_W} O'_{Lij}$
	d_R	$\frac{1}{\cos \theta_W} O''_{Rij}$
$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^+ + W^-$	d_L	K'_{Lji}
	d_R	K'_{Rji}
$\tilde{\chi}_i^+ \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 + W^+$	d_L	K_{Lij}
	d_R	K_{Rij}
$\tilde{\chi}_i^+ \rightarrow \tilde{\chi}_j^+ + Z^0$	d_L	O'_{Lij}
	d_R	O'_{Rij}

Tabela 2.1: Acoplamentos para os decaimentos a dois corpos dos neutralinos e charginos.

No caso em que os decaimentos a dois corpos nos bósons de gauge estão proibidos cinematicamente, os neutralinos possuem os seguintes decaimentos a três corpos

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 f \bar{f} ; \tilde{\chi}_j^\pm f' \bar{f} ; \nu_k f \bar{f} ; l_k^\pm f' \bar{f} \quad . \quad (2.24)$$

com $f, f' = l_i, \nu_i, d_i, u_i$. Os dois primeiros modos conservam paridade-R e suas larguras são dadas por

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 f \bar{f}} = 8(v_f^2 + a_f^2) \Gamma^{3b}(m_{\tilde{\chi}_i^0}, m_{\tilde{\chi}_j^0}, m_{Z^0}, O'_{Lij}, O''_{Rij}) \quad ; \quad (2.25a)$$

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm f' \bar{f}} = \Gamma^{3b}(m_{\tilde{\chi}_i^0}, m_{\tilde{\chi}_j^\pm}, m_W, K_{Lji}, K_{Rji}) \quad , \quad (2.25b)$$

enquanto os dois últimos termos de (2.24) violam R_P e suas larguras são dadas por

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \nu_j \nu_k \nu_m} = \Gamma_1^{3b'}(m_{\tilde{\chi}_i^0}, O'_L, O''_R) \quad ; \quad (2.26a)$$

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \nu_j l_k^\pm l_m^\pm} = \Gamma_2^{3b'}(m_{\tilde{\chi}_i^0}, O''_L, O''_R, O'_L, O'_R, K_L, K_R) \quad ; \quad (2.26b)$$

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \nu_j q \bar{q}} = \Gamma_2^{3b'}(m_{\tilde{\chi}_i^0}, O''_L, O''_R, O'_L, O'_R, 0, 0) \quad . \quad (2.26c)$$

Nos processos acima, existem interferências entre vários diagramas. Isto está claro para o processo de (2.26b) onde há interferências entre os diagramas de corrente neutra e carregada, mas também é verdade para o processo de (2.26a) devido à natureza de Majorana dos neutrinos. As expressões explícitas para Γ^{3b} , $\Gamma^{3b'}$ e $\Gamma^{3b''}$ são apresentadas no apêndice A.

A presença do majoron implica que o neutralino possui um canal de decaimento invisível através do processo

$$\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 J \quad (2.27)$$

Note que, devido à mistura entre neutralinos e neutrinos de (2.11), $\tilde{\chi}_j^0$ pode ser também um neutrino. A largura de decaimento é dada por [24]

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 J} = \frac{1}{16\pi} m_i \left(1 - \frac{m_j^2}{m_i^2} \right) O_{Lij}^2 \left(1 + \frac{m_j^2}{m_i^2} - 2\epsilon_i \epsilon_j \frac{m_j}{m_i} \right) \quad (2.28)$$

e a constante de acoplamento O_L sendo [25]

$$O_{Lij} = \sum_{k=1}^3 \frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon_j (N_{ik} N_{j4} + N_{jk} N_{i4}) h_{\nu k 3} \frac{v_R}{V} \quad (2.29)$$

Para o chargino mais leve, os decaimentos a três corpos ocorrem através dos seguintes processos

$$\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 f' f ; \nu_k f' f ; l_k^+ f f \quad (2.30)$$

sendo que o primeiro decaimento conserva e os dois últimos violam paridade-R. As larguras de decaimento para estes processos são dadas por⁵

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 u \bar{d}} = \Gamma^{3b}(m_{\tilde{\chi}_1^+}, m_{\tilde{\chi}_j^0}, m_W, K_{L4i}, K_{R4i}) \quad (2.31a)$$

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 \nu_k l_k^+} = \Gamma^{3b''}(m_{\tilde{\chi}_1^+}, m_{\tilde{\chi}_j^0}, m_W, K_{L4i}, K_{R4i}) \quad (2.31b)$$

que conservam paridade-R e

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow l_k^+ f f} = 8(v_f^2 + a_f^2) \Gamma^{3b}(m_{\tilde{\chi}_1^+}, 0, m_{Z^0}, O'_{L4i}, O'_{R4i}) \quad (2.32a)$$

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \bar{\nu}_i u \bar{d}} = \Gamma^{3b}(m_{\tilde{\chi}_1^+}, 0, m_W, K_{L4i}, K_{R4i}) \quad (2.32b)$$

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \bar{\nu}_i \nu_j l_k^+} = \Gamma^{3b'}(m_{\tilde{\chi}_1^+}, K_{L4i}, K_{R4i}, O'_{L4i}, O'_{R4i}) \quad (2.32c)$$

para os decaimentos que violam R_F . As expressões para Γ^{3b} , $\Gamma^{3b'}$ e $\Gamma^{3b''}$ são dadas no apêndice A.

⁵Nos processos que envolvem léptons tau no estado final alguns destes processos apresentam interferências entre os diagramas de corrente neutra e carregada, como no caso dos neutralinos. Porém, como não estudaremos processos que envolvem taus no estado final, apresentamos apenas a forma simplificada para as larguras de decaimento do chargino que não apresentam tais termos de interferência, com exceção da largura (2.32c).

O chargino possui ainda um canal de desintegração via majoron através do processo

$$\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow l_i^+ J \quad , \quad (2.33)$$

sendo que a largura de decaimento é dada por [24]

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow l_i^+ J} = \frac{1}{32} m_{\tilde{\chi}_1^+} (C_{Li4}^2 + C_{Ri4}^2) \quad , \quad (2.34)$$

com

$$C_{Li4} = \frac{v_R}{\sqrt{2}V} \sum_{k=1}^3 h_{\nu k3} \eta_i U_{4k} V_{i4} \quad ; \quad C_{Ri4} = \frac{v_R}{\sqrt{2}V} \sum_{k=1}^3 h_{\nu k3} \eta_i U_{ik} V_{44} \quad . \quad (2.35)$$

No capítulo 4 apresentamos alguns valores típicos para os *branching ratios* destes decaimentos que podem ser vistos nas figuras 4.3, 4.5 e 4.7.

2.2 O Modelo com Violação Explícita

Para muitas aplicações práticas, o modelo com quebra espontânea de paridade-R de Masiero-Valle pode ser substituído por um modelo efetivo no qual a paridade-R é violada explicitamente [6]. A quebra de R_P dá-se adicionando ao superpotencial (1.8) do MSSM um termo bilinear do tipo

$$\epsilon_i \hat{L}_i^a \hat{H}_2^b \quad , \quad (2.36)$$

caracterizado pelos parâmetros ϵ_i e que representa um importante papel na mistura entre Higgs-sléptons e gaugino-léptons a nível de árvore. Note que, ao realizarmos a substituição

$$\epsilon_i = \sum_j h_{\nu}^{ij} v_R^j \quad , \quad (2.37)$$

retornamos ao termo do superpotencial (2.5) que é responsável pela quebra espontânea de paridade-R. Por definição, assumimos que apenas o parâmetro ϵ_3 é não-nulo⁶, evitando assim que a mistura entre os gauginos com elétrons e múons seja significativa.

A fenomenologia do modelo explícito assemelha-se muito com a do modelo espontâneo com a única diferença que, no caso explícito, não existe o majoron. Esta característica modifica um pouco os *branching ratios* para as partículas supersimétricas, em especial o neutralino mais leve, já que, neste caso, o modo de decaimento invisível é apenas composto do processo $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_i \bar{\nu}_i \tilde{\nu}_i$ que pode não ser dominante como o decaimento a dois corpos (2.27) envolvendo o majoron. No

⁶Negligenciando os parâmetros ϵ_1 e ϵ_2 asseguramo-nos de não desrespeitar possíveis vínculos de bariogênese [26].

capítulo 4 discutiremos de forma mais detalhada as diferenças fenomenológicas entre estes dois modelos.

Para determinar os novos *branching ratios* do modelo explícito, é necessário apenas identificar os auto-estados de massa dos férmions neutros e carregados, como foi feito para o modelo espontâneo na seção 2.1, a partir da diagonalização das matrizes de massa dos neutralinos e charginos. Diferentemente do modelo anterior, neste modelo a mistura entre as partículas supersimétricas e os léptons do modelo padrão apenas se dá na terceira família leptônica. Dessa forma, podemos escrever a matriz de massa para os neutralinos, expressada na base $(\nu_\tau, \tilde{H}_u, \tilde{H}_d, -i\tilde{W}_3, -i\tilde{B})$, como

$$\begin{pmatrix} 0 & \epsilon_3 & 0 & \frac{g_2 v_3}{\sqrt{2}} & -\frac{g_1 v_3}{\sqrt{2}} \\ \epsilon_3 & 0 & -\mu & -g_2 v_u & g_1 v_u \\ 0 & -\mu & 0 & g_2 v_d & -g_1 v_d \\ \frac{g_2 v_3}{\sqrt{2}} & -g_2 v_u & g_2 v_d & M_2 & 0 \\ -\frac{g_1 v_3}{\sqrt{2}} & g_1 v_u & -g_1 v_d & 0 & M_1 \end{pmatrix}. \quad (2.38)$$

Note que, fazendo as substituições apropriadas para os parâmetros $\epsilon_3 \Rightarrow h_{\nu i j} v_{Rj}$ e $\frac{g_2 v_3}{\sqrt{2}} \Rightarrow v_{Li}$ restauramos a matriz de massa para o modelo espontâneo (2.11), no caso de desprezar as contribuições de ν_e e ν_μ .

Para os charginos, a matriz de massa correspondente dada na base $(\tau_L^-, \tilde{H}_d^-, -i\tilde{W}^-) \otimes (\tau_R^+, \tilde{H}_u^+, -i\tilde{W}^+)$ é

$$\begin{pmatrix} -h_{33} v_d & \frac{h_{33} v_3}{\sqrt{2}} & 0 \\ -\epsilon_3 & \mu & \sqrt{2} g_2 v_d \\ \sqrt{2} g_2 v_3 & \sqrt{2} g_2 v_u & M_2 \end{pmatrix}, \quad (2.39)$$

que é similar à matriz (2.10) se fizermos as mesmas substituições acima com a troca de base $\tau_R \leftrightarrow \tau_L$.

Com estas novas matrizes de massa a nova fenomenologia para o modelo explícito pode ser resumida em:

- i. os charginos e neutralinos apenas se misturam, dentro do espectro do modelo padrão, com a terceira família, τ e ν_τ ;
- ii. a ausência do bóson escalar de Nambu-Goldstone, majoron, elimina a existência de um decaimento invisível a dois corpos para os neutralinos, além do processo $\hat{\chi}_i^\pm \rightarrow \tau^\pm J$;
- iii. as larguras de decaimento têm a mesma forma daquelas apresentadas em 2.1.2 apenas com a mudança dos acoplamentos correspondentes em relação aos novos parâmetros do modelo;
- iv. os valores típicos para os *branching ratios* neste modelo podem ser vistos nas figuras 4.4 e 4.6.

Embora o modelo espontâneo seja mais completo e consistente do ponto de vista formal, o modelo efetivo explícito apresenta algumas vantagens por ser mais simples o seu manuseio. Além de possuir um menor número de parâmetros, o modelo explícito não requer um mecanismo de quebra de simetria evitando assim um complicado cálculo de minimização do seu potencial. Além disso, a fenomenologia dos dois modelos é basicamente a mesma, apenas não havendo no caso explícito a presença do majoron, que aparece devido ao mecanismo de quebra de simetria. Dessa forma, mesmo não sendo um modelo consistente em si mesmo, podemos enxergar o modelo explícito como sendo uma boa aproximação do caso espontâneo, ou até mesmo, como um modelo efetivo de uma teoria ainda não decifrada.

Capítulo 3

Violação de Paridade-R no LEP

Até o momento, tem sido muito intensa a busca por partículas supersimétricas, principalmente dentro do cenário proposto pelo Modelo Supersimétrico Mínimo [12, 14]. Mas, apesar do MSSM ser o modelo supersimétrico preferido, existe um considerável interesse teórico e fenomenológico em estudar a viabilidade de modelos alternativos [27], nos quais a paridade-R é violada. Neste capítulo, analisamos alguns aspectos da fenomenologia dos modelos supersimétricos com violação de R_P na região de energia compreendida nas duas fases de funcionamento do LEP. Consideramos a produção do férmion supersimétrico mais leve, o neutralino, no LEP I incluindo os mecanismos de produção a pares e simples, onde um só neutralino é produzido. Voltamos nossa atenção para o estudo de eventos com déficit de momento transversal mais múons acoplanares ($\cancel{p}_T + \mu^+ \mu^-$), originados pela produção simples de um neutralino no pico do Z^0

$$Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \nu_\tau \quad , \quad (3.1)$$

bem como pelo mecanismo de produção a pares

$$Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0 \quad , \quad (3.2)$$

seguidos pelos decaimentos (2.19), (2.24) e (2.27) que violam paridade-R. Finalmente, estudamos as características e diferenças entre os modelos com quebra espontânea de paridade-R e com quebra explícita apresentados no capítulo 2.

3.1 Produção de Neutralinos com $\sqrt{s} = m_{Z^0}$

No LEP I, onde ocorrem colisões elétron-pósitron com energia no centro-de-massa aproximadamente igual a massa do bóson $Z^0 = 91.187$ GeV, os neutralinos podem ser produzidos através do processo

$$e^+ e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0 \quad . \quad (3.3)$$

Como já foi visto anteriormente, em modelos com quebra espontânea de paridade-R, a mistura entre os léptons comuns do Modelo Padrão e os charginos e neutralinos supersimétricos levam à existência de acoplamentos que violam R_P na lagrangiana quando escritos em termos dos autovalores de massa. Como resultado, partículas SUSY podem ser produzidas sozinhas. Isto significa que $\tilde{\chi}_i^0$ e $\tilde{\chi}_j^0$ na equação (3.3) podem ser ambas partículas supersimétricas (como no MSSM), bem como uma comum e outra SUSY (produção simples com violação de paridade-R). Desse modo, em (3.3) os índices $i, j = 1, \dots, 7$ indicam que as partículas produzidas podem ser neutrinos ($i, j = 1, \dots, 3$) ou neutralinos ($i, j = 4, \dots, 7$). Esta característica está em leve desacordo com modelos de quebra explícita de paridade-R tal como o considerado em [28], onde somente a produção a pares do neutralino acontece no pico do Z^0 . Tendo isso em mente, avisamos ao leitor que, a fim de permanecermos padronizados com a nomenclatura usual das partículas supersimétricas, daqui em diante sempre nos referiremos aos neutralinos com o símbolo $\tilde{\chi}_i^0$ com o índice $i = 1, 4$ e aos neutrinos com o símbolo usual ν . Nas ocasiões em que as definições sejam abrangentes a neutralinos e neutrinos o leitor será devidamente avisado.

Nesta análise, levamos em consideração somente a produção do neutralino mais leve, $\tilde{\chi}_1^0$, sendo que os demais foram considerados pesados o suficiente para que a sua produção no pico do Z^0 fosse proibida cinematicamente. Para esta energia, $\sqrt{s} = m_{Z^0}$, o único diagrama que contribui decisivamente para o processo (3.3) é o que envolve a troca de um Z^0 no canal s (v. figura 3.1). O elemento de matriz associado a este diagrama é

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{Z^0} = & i \left(\frac{g}{\cos \theta_W} \right) \bar{v}(p_2) \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) u(p_1) Q(s) \bar{u}(q_i) \\ & \gamma_\mu (O_{Lij}'' P_L + O_{Rij}'' P_R) v(q_j) . \end{aligned} \quad (3.4)$$

Aqui, $Q(s)$ é o denominador do propagador usual do Z^0 ,

$$Q(s) = \frac{1}{s - m_{Z^0}^2 + i m_{Z^0} \Gamma_{Z^0}} , \quad (3.5)$$

g_V e g_A são os acoplamentos vetorial e axial usuais para o vértice $e^+ e^- Z^0$ do Modelo Padrão

$$g_V = -\frac{1}{4} + \sin^2 \theta_W \quad ; \quad g_A = -\frac{1}{4} \quad (3.6)$$

e os acoplamentos relevantes para o vértice $\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0 Z^0$, O_{Lij}'' e O_{Rij}'' , são determinados a partir de (2.17c).

Dessa forma, a seção de choque para este processo, incluindo apenas a troca do Z^0 é dada por [25]

Figura 3.1: Diagrama de Feynman para o processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ com $\sqrt{s} = m_{Z^0}$.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0) = \frac{\alpha^2 s (2 - \delta_{ij})}{4} \frac{|Q(s)|^2 \lambda^{1/2}(1, \frac{m_i^2}{s}, \frac{m_j^2}{s})}{\left(\frac{1}{\sin \theta_W \cos \theta_W}\right)^4} [G_{1ij}(s) + G_{2ij}(s) \cos \theta + G_{3ij}(s) \cos^2 \theta] , \quad (3.7)$$

com

$$G_{1ij}(s) = (g_V^2 + g_A^2) \left[2 \frac{E_i}{\sqrt{s}} \frac{E_j}{\sqrt{s}} (O_{Lij}^{\prime 2} + O_{Rij}^{\prime 2}) + 4 \frac{m_i m_j}{s} O_{Lij}^{\prime \prime} O_{Rij}^{\prime \prime} \right] ; \quad (3.8)$$

$$G_{2ij}(s) = 2g_V g_A (O_{Lij}^{\prime 2} - O_{Rij}^{\prime 2}) \lambda^{1/2}(1, \frac{m_i^2}{s}, \frac{m_j^2}{s}) ; \quad (3.9)$$

$$G_{3ij}(s) = \frac{1}{2} (g_V^2 + g_A^2) (O_{Lij}^{\prime 2} + O_{Rij}^{\prime 2}) \lambda(1, \frac{m_i^2}{s}, \frac{m_j^2}{s}) , \quad (3.10)$$

e

$$E_i = \frac{s + m_i^2 - m_j^2}{2\sqrt{s}} ; \quad E_j = \frac{s + m_j^2 - m_i^2}{2\sqrt{s}} , \quad (3.11)$$

com $\lambda(x, y, z)$ dada por (2.23a). Note que, devido à natureza de Majorana dos neutralinos, seus acoplamentos de corrente neutra obedecem à relação $O_{Rij}^{\prime \prime} = -\epsilon_i \epsilon_j O_{Lij}^{\prime \prime}$ e portanto a função (3.9) cancela-se identicamente. Nas equações acima, os índices i e j assumem valores de 1 a 7 como explicado anteriormente. Para $\sqrt{s} = m_{Z^0}$, porém, eles estarão restritos apenas aos neutrinos e aos neutralinos mais leves que o Z^0 .

3.1.1 Buscando Sinais no LEP

Para estudar os sinais experimentais associados ao primeiro férmion neutro supersimétrico acessível cinematicamente, foi desenvolvido por M. A. García-Jareño, da Universidade de Valência, Espanha, um gerador de Monte Carlo¹ que simula os processos esperados no acelerador LEP com $\sqrt{s} = m_{Z^0}$. Ele nos permite estimar as eficiências de detecção quando impomos um conveniente critério de seleção a fim de eliminar dos processos de interesse o *background* do Modelo Padrão. Descreveremos abaixo os principais passos seguidos para simular a produção de neutralinos e seus decaimentos.

O gerador simula os dois processos de produção dados em (3.1) e (3.2). O processo (3.1) claramente viola paridade-R, portanto é um novo modo de produção de neutralinos, proibido no MSSM, assim como em modelos com quebra explícita de R_P [17, 29], exceto naqueles em que a quebra é devida a um termo bilinear no superpotencial. lH_u [6]. Por outro lado, o processo (3.2) é permitido no MSSM bem como nos outros modelos descritos em [17, 29].

O segundo passo da geração consiste no decaimento do neutralino mais leve, que é a característica mais forte dos modelos com violação de paridade-R. Como foi explicado no capítulo 2, se o neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ é mais leve que o bóson Z^0 ele possuirá dois canais de decaimento a três corpos via corrente neutra e carregada, bem como o canal a dois corpos em neutrino-majoron. Estes decaimentos dão origem a novos sinais supersimétricos e o gerador permite-nos estudá-los detalhadamente. Por outro lado, o canal invisível, neutrino-majoron possui, como sinal, déficit de momento transversal, assim como a produção de três neutrinos, devido ao fato de que as partículas finais escapam à detecção e, portanto, não se faz necessária as suas simulações. Então, é suficiente gerar apenas os decaimentos a três corpos do neutralino

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_\tau Z^{0*} \rightarrow \nu_\tau l^+ l^-; \nu_\tau q_i \bar{q}_i; \quad (3.12)$$

$$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tau W^\pm \rightarrow \tau \nu_\tau l_i; \tau q_i \bar{q}_i. \quad (3.13)$$

O último passo da nossa simulação é feita chamando o programa PYTHIA [30], usando como entrada os produtos de decaimento dos processos (3.12–3.13).

Os sinais associados ao decaimento do primeiro neutralino acessível cinematicamente, que são originados tanto da produção simples como da produção em pares, são listados na tabela [3.1]. Olhando para a tabela nota-se que um dos mais limpos e interessantes sinais que podem ser estudados são eventos com dois múons acoplanares contendo déficit de momento transversal ($\mu^+ \mu^- + \cancel{p_T}$). Este sinal pode ser produzido tanto no processo (3.1) como no processo (3.2) como é mostrado na tabela [3.1].

A principal fonte de *background* para este sinal é o decaimento do Z^0 em $\mu^+ \mu^-$ com a irradiação de um fóton pouco energético que pode escapar da detecção.

¹Para maiores detalhes a respeito do método de Monte Carlo, veja apêndice B.

$\chi\chi$	$\chi\nu$
$\not{p}_T + l_i^+ l_i^- + l_j + l_j^-$	$\not{p}_T + l_i^+ l_i^-$
$\not{p}_T + l_i^+ l_i^- + 2 \text{ jatos}$	$\not{p}_T + (\tau l)$
$\not{p}_T + l_i^+ l_i^- + (2 \text{ jatos} + \tau)$	$\not{p}_T + \tau + 2 \text{ jatos}$
$\not{p}_T + l_i^+ l_i^- + (\tau l)$	$\not{p}_T + 2 \text{ jatos}$
$\not{p}_T + l_i^+ l_i^-$	
$\not{p}_T + 4 \text{ jatos}$	
$\not{p}_T + 4 \text{ jatos} + \tau$	
$\not{p}_T + 2 \text{ jatos} + (\tau l)$	
$\not{p}_T + 2 \text{ jatos}$	
$4 \text{ jatos} + \tau\tau$	
$\not{p}_T + 2 \text{ jatos} + \tau$	
$\not{p}_T + 2 \text{ jatos} + \tau(\tau l)$	
$\not{p}_T(\tau l)(\tau l)$	
$\not{p}_T(\tau l)$	

Tabela 3.1: Sinais experimentais vindo da produção de neutralinos a pares (coluna da esquerda) e simples (coluna da direita). A carga total das partículas entre parêntesis deve ser zero.

Para realizarmos um estudo mais aprimorado do sinal proposto é necessário que este *background* seja eliminado através de cortes cinemáticos convenientes. Desta forma, impusemos os mesmos cortes² usados pelo experimento OPAL de LEP para sua busca de eventos com léptons acoplanares [31]

- selecionamos eventos com dois múons com pelo menos um deles apresentando um ângulo com o *beam pipe* $|\cos \theta| < 0.7$.
- A energia de cada múon deve ser maior que 6% da energia do feixe inicial.
- O déficit de momento transversal no evento deve ser maior que 6% da energia do *beam pipe*, ou seja, $\not{p}_T > 3 \text{ GeV}$.
- O ângulo de acoplanaridade (ângulo entre a projeção do momento dos dois múons no plano ortogonal à direção do *beam pipe*) deve exceder 20° .

A colaboração OPAL não achou nenhum evento com pares de múons acoplanares que passassem por estes cortes no conjunto de dados analisados em [31].

²Por simplicidade, assumimos que o detector é ideal e portanto não realizamos nenhuma simulação de detecção, eliminando assim a necessidade dos cortes relacionados com problemas no detector.

Usando nosso gerador de Monte Carlo, realizamos o cálculo das distribuições cinemáticas e depois aplicamos tais cortes. Este procedimento foi usado para determinar as eficiências de detecção associadas aos processos (3.1) e (3.2) que são mostradas na figura 3.2. Pode-se notar que elas apresentam-se no intervalo de $\approx 25\% - 18\%$ para massa do neutralino no intervalo $m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx 25 \text{ GeV} - 40 \text{ GeV}$ para o caso de produção a pares ($\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$); e para a produção simples ($\tilde{\chi}_1^0 \nu_\tau$) encontramos eficiências no intervalo de $\approx 11\% - 5\%$ para $m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx 40 \text{ GeV} - 80 \text{ GeV}$. Estes valores são razoavelmente bons para determinarmos os limites de exclusão dos modelos com violação de paridade-R, como veremos a seguir.

Figura 3.2: Eficiências de detecção para o sinal $\cancel{p}_T + \mu^+ \mu^-$ associado aos canais de produção $\tilde{\chi}_1^0 \nu_\tau$ (triângulos) e $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ (círculos).

3.1.2 Análise e Resultados

Dado um conjunto de dados experimentais do LEP coletados no pico do Z^0 , o estudo do sinal descrito na seção anterior permite-nos determinar os limites experimentais sobre os valores dos acoplamentos relevantes que violam paridade-R em função da massa do neutralino. Para obtermos limites mais atualizados em relação ao experimento usamos os últimos dados publicados pela colaboração ALEPH [28], que correspondem a uma luminosidade integrada

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{N \text{ eventos hadrônicos}}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})} = 32 \text{ pb}^{-1} . \quad (3.14)$$

Naturalmente, estamos supondo que os cortes exibidos na seção anterior são compatíveis com esta luminosidade, ou seja, que tais cortes sejam suficientes para eliminar todo o *background* relevante, ou que as eficiências de detecção do nosso

senal (veja figura 3.2) não são reduzidas substancialmente para novos cortes que eventualmente sejam necessários. É claro que, para obter limites mais rigorosos para este conjunto de dados, seria necessário confirmar se tais hipóteses estão corretas. Isto significaria um estudo da simulação mais detalhado incluindo as características do detector bem como do *background* correspondentes para dada luminosidade, no qual seria de fundamental importância a participação de um grupo experimental.

Enquanto aguardamos por uma estatística mais completa a ser analisada, achamos que seria útil ilustrar a sensibilidade aos parâmetros básicos dos nossos modelos com violação de paridade-R que já pode ser alcançada com o atual conjunto de dados experimentais coletados. Para isto, utilizamos apenas o mais limpo sinal leptônico possível apresentado na tabela [3.1], $\mu^+\mu^- + \cancel{p}_T$, e os últimos dados publicados por ALEPH [28]. De maneira usual, para obter um limite de 95% C.L. sobre os parâmetros, impusemos a condição

$$N_{esp} = 3 \quad , \quad (3.15)$$

com N_{esp} sendo o número de eventos esperados para o nosso sinal, quando nenhum evento desejado for observado na experiência. Isto significa dizer que, dentro de um desvio de 3σ o modelo não prevê nenhum evento para as condições dadas. Desse modo, a região dos parâmetros permitida pelos dados experimentais é a que resulta em $N_{esp} \leq 3$.

Para o processo de produção simples (3.1) com o subsequente decaimento $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_\tau \mu^+ \mu^-$ o número esperado de eventos $\mu^+\mu^- + \cancel{p}_T$ é dado por

$$N_{esp}(\tilde{\chi}_1^0 \nu_\tau) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu) BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_\tau \mu^+ \mu^-) \epsilon_{\chi\nu} \mathcal{L}_{int} \quad , \quad (3.16)$$

com $\epsilon_{\chi\nu}$ sendo a eficiência de detecção, obtida a partir do gerador de Monte Carlo descrito anteriormente, apresentada na figura 3.2.

Usando a expressão (3.7) para a seção de choque podemos reescrever a equação (3.16) como

$$N_{esp}(\tilde{\chi}_1^0 \nu_\tau) = \frac{2}{3} O_{L34}^{\prime 2} \frac{\alpha^2 \pi (g_V^2 + g_A^2)}{\Gamma_Z^2 (\sin \theta_w \cos \theta_w)^4} (2 - 3x_Z^2 + x_Z^6) BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_\tau \mu^+ \mu^-) \epsilon_{\chi\nu} \mathcal{L}_{int} \quad , \quad (3.17)$$

onde $x_Z = m_{\tilde{\chi}_1^0}/m_{Z^0}$.

Podemos também substituir a dependência em $O_{L34}^{\prime 2}$ na eq. (3.17) usando o *branching ratio* do Z^0 , $BR(Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu_\tau)$, como novo parâmetro do modelo através da relação

$$BR(Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu_\tau) = \frac{2}{3} O_{L34}^{\prime 2} \frac{m_{Z^0}^3 G_F}{\Gamma_{Z^0} \pi \sqrt{2}} \left(1 - \frac{3}{2} x_Z^2 + \frac{1}{2} x_Z^6 \right) \quad . \quad (3.18)$$

Dessa forma, das eq. (3.15), (3.17) e (3.18) pode-se obter um limite de 95% de C.L. para o modelo com violação de paridade-R, do observável $BR(Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu_\tau) BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_\tau \mu^+ \mu^-)$ como função da massa do neutralino, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$, que pode ser visto na figura 3.3. Na figura 3.4, apresentamos uma comparação entre o resultado apresentado na figura 3.3 e uma estimativa do possível limite observável de $BR(Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu_\tau) BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_\tau \mu^+ \mu^-)$ se levássemos em conta as contribuições do canal $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ bem como das estatísticas conjuntas dos quatro experimentos do LEP. Isto equivale a um aumento do número esperado para eventos com diléptons acoplanares e déficit de momento transversal, o que melhora consideravelmente os limites do observável em questão, como podemos ver a partir da expressão (3.16).

Figura 3.3: Limite para a sensibilidade obtida com 95% de C.L. para $BR(Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu_\tau) BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_\tau \mu^+ \mu^-)$ em função da massa no neutralino mais leve, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$. A região abaixo da curva representa os valores permitidos para o *branching ratio* enquanto a região acima da curva representa os valores excluídos.

Gostaríamos de reforçar que este canal de produção é característico de modelos com violação espontânea de paridade-R [5, 32, 33, 34], ou modelos que a parametrizam através de um superpotencial efetivo ϵH [6]. Esta fenomenologia está ausente da maioria dos modelos com quebra explícita de R_P , como aqueles considerados na análise apresentada por ALEPH [28].

É interessante notar que o parâmetro ϵ está diretamente relacionado com a massa do neutrino τ , m_{ν_τ} , e como consequência ele está restringido pelos modelos de nucleossíntese cosmológica do Big Bang [35]. O limite para m_{ν_τ} é, então, um pouco mais restritivo [36] e não permite valores acima de algumas centenas de keV. Nesse caso, o sinal mostrado na figura 3.4 não ultrapassaria um *branching ratio* de 10^{-8} para todos os valores de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$, portanto muito pequenas para provocar algum interesse. Esse limite cosmológico pode ser eliminado em modelos

Figura 3.4: Comparação entre os limites atingíveis para $BR(Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \nu_\tau)$ $BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_\tau \mu^+ \mu^-)$ em função da massa do neutralino mais leve, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$, com o máximo valor teórico esperado nos diferentes modelos com violação de paridade-R. A curva sólida (a) é a mesma mostrada na figura 3.3, enquanto (b) corresponde ao incremento esperado com a inclusão do canal $e^+ e^- \not{p}_T$, bem como das estatísticas combinadas dos quatro experimentos de LEP. A curva tracejada corresponde ao limite imposto ao modelo da ref. [6] pelo valor experimental de m_{ν_τ} , enquanto a pontilhada é calculada para o modelo com violação espontânea descrito em [5].

que prevêem o decaimento do neutrino [37] ou canais de aniquilação [38] além daqueles presentes no modelo padrão. Por esta razão, os modelos com quebra espontânea de paridade-R são preferidos, pois permitem que o valor para m_{ν_τ} seja o máximo apresentado pelos dados experimentais [39] devido aos decaimentos do ν_τ e/ou aniquilação via majorons. Quando incluímos o majoron, a situação muda de duas maneiras: primeiro, isto aumenta a taxa permitida para o sinal porque permite massas para o ν_τ tão grandes quanto permitem os atuais limites dos laboratórios; infelizmente, há um efeito contrário que diminui a taxa esperada para o sinal devido à presença do canal invisível (2.27) que tende a diluir o *branching ratio* do $\tilde{\chi}_1^0$ em múons. O resultado líquido destes efeitos levam à curva pontilhada da fig. 3.4 e, como se pode ver, o máximo valor para o nosso sinal está apenas um pouco acima de 10^{-7} .

Concluimos, então, que em modelos tais como os das refs. [6, 34] pode-se impor limites para a violação espontânea de paridade-R no modo de produção simples para $m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx 40$ GeV. Contudo, como já foi mencionado, estes valores para o sinal são difíceis de conciliar com os limites cosmológicos para m_{ν_τ} .

O neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ pode ser leve o suficiente para que seja possível a sua pro-

dução a pares através do processo $e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ que conserva paridade-R. Mesmo neste caso, a violação de R_P pode gerar sinais visíveis a partir do subsequente decaimento do $\tilde{\chi}_1^0$. A primeira possibilidade a ser considerada é o caso em que ambos os neutralinos decaem visivelmente, ou seja, em $\mu^+ \mu^- \nu_\tau$. Não consideramos esta possibilidade porque ela é similar àquela usada por ALEPH e a sensibilidade correspondente pode ser estimada a partir de um reescalonamento dos resultados de [28]. Dessa maneira, decidimos concentrar-nos na nova possibilidade de que um dos neutralinos vá em $\mu^+ \mu^- \nu_\tau$ e o outro decaia invisivelmente, que é mais característico de modelos com quebra espontânea de paridade-R. O número de eventos $\mu^+ \mu^- \cancel{p}_T$ esperados para este processo é dado por

$$N_{exp}(\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0) 2 BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \text{invisível}) BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\tau) \epsilon_{\chi\chi} \mathcal{L}_{int} \quad (3.19)$$

A partir de (3.7) podemos escrever

$$N_{exp}(\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0) = \frac{4}{3} O_{LA4}^{\prime 2} \frac{\alpha^2 \pi (g_V^2 + g_A^2)}{\Gamma_{Z^0}^2 (\sin \theta_w \cos \theta_w)} (1 - 4x_Z^2)^{3/2} \epsilon_{\chi\chi} \mathcal{L}_{int} BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \text{invisível}) BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\tau) \quad (3.20)$$

A expressão correspondente para o *branching ratio* de $Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ é

$$BR(Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0) = \frac{1}{3} O_{LA4}^{\prime 2} \frac{m_{Z^0}^3 G_F}{\Gamma_{Z^0}^2 \pi \sqrt{2}} (1 - 4x_Z^2)^{3/2} \quad (3.21)$$

Das equações (3.20) e (3.21) é, então, possível obter um limite de 95% de C.L. para o parâmetro $BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \text{invisível}) BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\tau)$ em função da massa do neutralino, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$, como mostram as figuras 3.5 e 3.6.

Um incremento substancial é esperado com a inclusão das novas topologias e^+e^- , $\tau^+\tau^-$ e di-jatos $+\cancel{p}_T$. Com o aumento do número de sinais o número de eventos observados também cresce possibilitando uma maior precisão na obtenção dos limites discutidos. A utilização de uma melhor estatística, usando-se os dados obtidos pelos quatro experimentos de LEP deve também contribuir para uma melhoria dos resultados. Acreditamos, portanto, que os resultados apresentados nas figuras 3.3-3.6 encorajam a um futuro estudo mais detalhado e completo dos *backgrounds* em questão e uma nova simulação cobrindo outros sinais que violem paridade-R implementando as novas luminosidades integradas já obtidas por LEP.

Figura 3.5: Limite obtido com 95% de C.L. para $BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \text{invisível}) BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\tau)$ em função de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$. A região abaixo da curva representa os valores permitidos para o *branching ratio* enquanto a região acima da curva representa os valores excluídos.

3.2 Novo Decaimento para um Stop Leve no LEP2

Nesta seção, focamo-nos sobre os possíveis canais de decaimento do squark *top* mais leve em modelos nos quais a supersimetria é realizada com violação de paridade-R. No MSSM, se assumirmos que a massa do squark *top* mais leve é $m_{\tilde{t}_1} < m_b + m_{\tilde{\chi}_1^+}$, o modo de decaimento mais importante no LEP 2 é

$$\tilde{t}_1 \rightarrow c + \tilde{\chi}_1^0, \quad (3.22)$$

que ocorre apenas através de processos a 1 *loop* [40].

Como foi visto no capítulo anterior, os efeitos da violação de paridade-R devem ocorrer principalmente na terceira família fermiônica, devido à mistura dos léptons τ e ν_τ com os charginos e neutralinos respectivamente. Como resultado, o modo de decaimento do squark *top* mais leve

$$\tilde{t}_1 \rightarrow b + \tau \quad (3.23)$$

é possível, já que $m_\tau \ll m_{\tilde{\chi}_1^+}$. A questão a ser resolvida então é se os dois modos de decaimentos, em $b\tau$ e $c\tilde{\chi}_1^0$, são comparáveis ou não.

Figura 3.6: Comparação entre os limites atingíveis para $BR(Z^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0)$, $BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \nu_\tau \mu^+ \mu^-)$, $BR(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \text{invisível})$ em função da massa do neutralino mais leve, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$, com o máximo valor teórico esperado nos diferentes modelos com violação de paridade-R. A curva sólida (a) é a mesma mostrada na figura 3.5, enquanto (b) corresponde ao incremento esperado com a inclusão do canal $e^+ e^- \nu_\tau$, bem como das estatísticas combinadas dos quatro experimentos de LEP. A curva tracejada corresponde ao limite imposto ao modelo da ref. [6] pelo valor experimental de m_{ν_τ} , a pontilhada implementa as restrições cosmológicas de m_{ν_τ} , enquanto a ponto-tracejada é calculada para o modelo com violação espontânea descrito em [5].

3.2.1 A Matriz de Massa do Stop

Os modelos atuais [41] permitem a possibilidade de que um dos parceiros escalares supersimétricos do quark *top*, $\tilde{t}_1$, seja mais leve que outros quarks escalares e inclusive que o próprio quark *top*. Em tais modelos o squark *top* pode até mesmo ser a partícula supersimétrica visível mais leve e ser produzida no LEP 2. De fato, os atuais dados dos aceleradores $e^+ e^-$ [42] bem como $p\bar{p}$ [43] não excluem esta possibilidade.

A matriz de massa para o squark *top* toma a seguinte forma [12, 44]

$$\begin{pmatrix} \tilde{t}_L & \tilde{t}_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L^2 \tilde{M}^2 & A \tilde{M} m_t \\ A \tilde{M} m_t & R^2 \tilde{M}^2 + m_t^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix}, \quad (3.24)$$

onde $\tilde{M}$ é um parâmetro de massa do superpotencial e L , R e A são constantes adimensionais.

Para as duas primeiras famílias, a mistura *left-right* é desprezível já que os termos fora da diagonal são proporcionais a m_q que é muito menor que $\tilde{M}$ e portanto a matrix (3.24) se torna praticamente diagonal. Entretanto, para o setor

do quark top escalar os termos fora da diagonal podem tornar-se importantes se $m_t \sim \bar{M}$, resultando em uma grande mistura dos dois auto-estados fracos e uma grande separação entre os dois auto-estados de massa. Um desses estados pode se tornar mais leve do que o *top* e de todos os outros quarks escalares se a mistura for suficientemente grande.

Os auto-estados de massa do *stop* são facilmente obtidos através da diagonalização de (3.24) resultando em

$$\tilde{t}_1 = \tilde{t}_L \cos \theta + \tilde{t}_R \sin \theta \quad ; \quad \tilde{t}_2 = -\tilde{t}_L \sin \theta + \tilde{t}_R \cos \theta \quad , \quad (3.25)$$

com o ângulo de mistura sendo dado por

$$\tan 2\theta = \frac{-2A m_t}{(L^2 - R^2)\bar{M}} \quad , \quad (3.26)$$

e as respectivas massas

$$m_{\tilde{t}_{1,2}}^2 = m_t^2 + \frac{1}{2} \left\{ (L^2 - R^2)\bar{M}^2 \pm \left[(L^2 - R^2)^2 \bar{M}^4 + 4A^2 m_t^2 \bar{M}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad . \quad (3.27)$$

Fica claro da eq. (3.27) que o $\tilde{t}$ mais leve pode ter uma massa menor que m_t , podendo inclusive, para uma determinada região de parâmetros, ser mais leve que o *W*. Para os nossos propósitos escolhemos $m_{\tilde{t}_1} = 80$ GeV.

3.2.2 Decaimentos do Stop Mais Leve

Com a hipótese de que $m_{\tilde{t}_1} < m_b + m_{\tilde{\chi}_1^+}$, o decaimento do squark *top* $\tilde{t}_1$ mais importante previsto pelo MSSM no LEP2 é $\tilde{t}_1 \rightarrow c + \tilde{\chi}_1^0$ [45]. Entretanto, dentro do modelo de supersimetria com violação espontânea de paridade-R ocorre a mistura entre os charginos e a terceira família de léptons gerando um novo decaimento para o squark *top* mais leve $\tilde{t}_1 \rightarrow b + \tau^+$ (veja figura 3.7b) que pode ser comparável ao decaimento previsto pelo MSSM. Também devemos levar em conta o decaimento padrão $\tilde{t}_1 \rightarrow c + \tilde{\chi}_2^0$, que é possível em uma pequena região do espaço de parâmetros em que $m_{\tilde{\chi}_2^0} < 80$ GeV, que é o valor escolhido para a massa do stop. Esta hipótese é importante pois no caso alternativo em que $m_{\tilde{t}_1} > m_b + m_{\tilde{\chi}_1^+}$ o modo de decaimento $\tilde{t}_1 \rightarrow b + \tilde{\chi}_1^+$ seria claramente dominante com respeito aos modos (3.22) e (3.23)³.

O decaimento $\tilde{t}_1 \rightarrow c + \tilde{\chi}_1^0$ somente é possível através de diagramas de 1 *loop*, como mostra a figura 3.7a, já que a mistura $\tilde{t}_1 - \tilde{c}_L$ nada mais é que uma parametrização de processos de troca de sabor que envolvem diagramas de 1 *loop*

³Uma discussão mais detalhada a respeito de todos os decaimento do stop que conservam paridade-R no LEP2 é apresentada em [46].

Figura 3.7: Diagramas de Feynman para o decaimento do squark *top* mais leve $\tilde{t}_1$ que conserva paridade-R (a) e o novo modo que viola R_P (b).

[40]. Em geral, os termos de massa dos escalares na escala fraca podem ser obtidos resolvendo-se as equações do grupo de renormalização para esses parâmetros de massa [40]. Termos de massas não-diagonais são induzidos por acoplamentos de Yukawa e os termos diagonais sofrem profundas alterações. Uma parte desses termos de massa não-diagonais são comuns àqueles induzidos na matriz de massa dos quarks e a mistura de sabor permanece no setor dos quarks escalares depois da diagonalização da matriz de massa dos quarks. Em outras palavras, se a matriz de massa dos quarks escalares não pode ser diagonalizada da mesma forma que a matriz dos quarks, os estados físicos do *top* escalar adquirem alguma mistura do *charm* escalar que induz a um acoplamento $\tilde{t} - c - \tilde{\chi}_1^0$. Esta mistura pode ser parametrizada através da seguinte matrix de massa [40] na base $(\tilde{t}_L, \tilde{t}_R, \tilde{c}_L)$

$$M^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{t}_L}^2 & a_t m_t & \Delta_L \\ (a_t m_t)^* & M_{\tilde{t}_R}^2 & \Delta_R \\ \Delta_L^* & \Delta_R^* & M_{\tilde{c}_L}^2 \end{pmatrix}, \quad (3.28)$$

onde

$$\Delta_L = -\frac{g^2}{16\pi^2} \ln \left[\frac{M_P^2}{m_W^2} \right] \frac{K_{tb}^* K_{cb} m_b^2}{2m_W^2 \cos^2 \beta} (\tilde{M}_Q^2 + \tilde{M}_D^2 + \tilde{M}_{H_1}^2 + |A_d|^2 \tilde{M}^2); \quad (3.29)$$

$$\Delta_R = \frac{g^2}{16\pi^2} \ln \left[\frac{M_P^2}{m_W^2} \right] \frac{K_{tb}^* K_{cb} m_b^2}{2m_W^2 \cos^2 \beta} m_t A_d^* \tilde{M}. \quad (3.30)$$

Aquí g é o acoplamento de gauge de $SU(2)$, K_{tb} e K_{cb} são os elementos da matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, M_P é um *cut off* cujo valor escolhemos a escala de Planck, $\tilde{M}_Q$ e $\tilde{M}_D$ são os termos de massa que fazem a quebra *soft* da supersimetria e a_t é uma constante relacionada com A_d de (3.24) como

$$a = \mu \cot \beta + A^* \tilde{M}. \quad (3.31)$$

A diagonalização de (3.28) nos dá o auto-estado para o stop leve que pode ser escrito como

$$\tilde{t}_1 = c_1 \tilde{t}_L + c_2 \tilde{t}_R + \delta \tilde{c}_L, \quad (3.32)$$

onde δ é, portanto, o ângulo de mistura entre o stop e o squark *charm* dado por

$$\delta = -\frac{\Delta_L \cos \theta_t - \Delta_R \sin \theta_t}{m_{\tilde{t}_L}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2}. \quad (3.33)$$

Uma estimativa numérica para δ é feita em [40] que obtém $\delta = 1(4) \times 10^{-4}$. Este valor, entretanto, é muito dependente do modelo utilizado como é apontado em [47]. Não obstante, um valor

$$\delta \sim \sqrt{\frac{\Delta_{L,R}}{m_{\tilde{q}}^2}}$$

pode ser tomado como típico. Para este trabalho, assumimos uma mistura $\tilde{t} - \tilde{c}$ muito forte, $\delta \sim \mathcal{O}(0.1)$. É importante frisar que esta é uma hipótese bastante conservadora, visto que favorece o decaimento padrão do MSSM. Se tomarmos um δ menor estaremos favorecendo um aumento da importância do nosso novo sinal (3.23).

As larguras de decaimento para (3.22) e (3.23) são dadas por [48]

$$\begin{aligned} \Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow b + \tau) &= \frac{g^2}{16\pi m_{\tilde{t}_1}^3} \sqrt{(m_{\tilde{t}_1}^2 - m_b^2 - m_\tau^2)^2 - 4m_b^2 m_\tau^2} \times \\ &\times \left((l^2 + k^2)(m_{\tilde{t}_1}^2 - m_b^2 - m_\tau^2) - 4lkm_b m_\tau \right); \quad (3.34) \end{aligned}$$

$$\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow c + \tilde{\chi}_1^0) = \frac{g^2}{16\pi m_{\tilde{t}_1}^3} |\delta|^2 f_1^2 (m_{\tilde{t}_1}^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^2, \quad (3.35)$$

com

$$l = \frac{m_t}{\sqrt{2}m_W \sin \beta} V_{34} c_2 K_{tb} - V_{35} (c_1 K_{tb} + \delta K_{cb}); \quad (3.36)$$

$$k = \frac{m_b K_{tb} U_{34} c_1}{\sqrt{2}m_W \cos \beta}; \quad (3.37)$$

$$f_1 = -\frac{\sqrt{2}}{6} (\tan \theta_W N_{47} + 3N_{48}); \quad f_2 = -\frac{\sqrt{2}}{6} (\tan \theta_W N_{57} + 3N_{58}). \quad (3.38)$$

Aqui, V_{34} , U_{34} (V_{35}) denotam a componente da mistura do tau-Higgsino(tau-gaugino) mostradas em (2.12a-2.12b) e $K_{tb} = 0.999$, $K_{cb} = 0.04$ [49]. N_{ij} são os elementos da matriz de diagonalização dos neutralinos dados em (2.13).

É interessante notar que para um neutralino predominantemente do tipo Higgsino (com N_{16} e N_{17} pequenos) [50], o decaimento que conserva paridade-R (3.22) é induzido pelo acoplamento de Yukawa do *charm* e é, portanto, suprimido, como mostram (3.35) e (3.38). Dessa forma, o *branching ratio* do decaimento com violação de R_P (3.23) sai favorecido.

3.2.3 Análise e Discussão

Em nossa presente análise fixamos $m_{\tilde{t}_1} = 80$ GeV, $c_1 = 0.5$ e $\delta = 0.1$. Para os parâmetros do modelo com violação de paridade-R assumimos $v_R = 100$ GeV, $v_L = 0.1$ GeV e $h_{\nu 33} = 0.03$. Os outros parâmetros supersimétricos foram variados da seguinte forma

$$\begin{aligned} -1000 \text{ GeV} \leq \mu \leq 1000 \text{ GeV} \quad ; \quad 40 \text{ GeV} \leq M_2 \leq 200 \text{ GeV} \quad ; \\ 10^{-10} \leq h_{\nu 13}, h_{\nu 23} \leq 10^{-1} \quad ; \quad 1 \lesssim \tan \beta \lesssim 40 \quad . \end{aligned} \quad (3.39)$$

Em nossa análise numérica, levamos em conta todos os limites experimentais do LEP bem como da física de neutrinos [18], ou seja, eliminamos todos os pontos do espaço de parâmetros que entravam em conflito com os últimos resultados experimentais. A partir das eqs. (3.34) e (3.35) pudemos calcular o máximo *branching ratio* para o decaimento $\tilde{t}_1 \rightarrow b + \tau$

$$BR(\tilde{t}_1 \rightarrow b + \tau) = \frac{\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow b + \tau)}{\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow b + \tau) + \sum_i \Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow c + \tilde{\chi}_i^0)} \quad . \quad (3.40)$$

Na figura 3.8 mostramos esta quantidade em percentagem como função da massa do neutralino mais leve ($\tilde{\chi}_1^0$) no intervalo $1 \leq \tan \beta \leq 40$. Pode-se ver que $BR(\tilde{t}_1 \rightarrow b + \tau)$ pode facilmente atingir 80% para uma massa do neutralino $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim 50$ GeV. Há, entretanto, alguns poucos pontos acima dessa curva, não mostrados na figura 3.8, mesmo para valores pequenos da massa do neutralino. Esses pontos correspondem a situações especiais de sintonia fina onde f_1 praticamente anula-se devido a cancelamentos entre os termos da eq. (3.38) para valores pequenos de $\tan \beta$.

Particularmente interessante é a dependência de $BR(\tilde{t}_1 \rightarrow b + \tau)$ com $\tan \beta$, para $55 < m_{\tilde{\chi}_1^0} < 60$ GeV, como pode ser visto na figura 3.9. A característica mais importante é a existência de uma forte correlação entre o *branching ratio* do decaimento em $b\tau$ e $\tan \beta$, mesmo colocando-se de lado a pequena região no espaço dos parâmetros caracterizados por $\tan \beta$ pequeno onde f_1 praticamente se anula e, portanto, o decaimento padrão do MSSM é altamente suprimido⁴. Pode-se ver claramente que o limite para o *branching ratio* que viola paridade-R tem um crescimento relacionado com o aumento de $\tan \beta$. No cenário do MSSM com quebra eletro-fraca radiativa alguns modelos com $\tan \beta$ grande têm sido defendidos [51]. O favorecimento através do aumento de $\tan \beta$ pode ser entendido como sendo devido à influência do grande acoplamento de Yukawa do *bottom* (veja eq. (3.36) e (3.37)). Também é interessante notar que para $\tan \beta$ grande existe um claro valor mínimo para $BR(\tilde{t}_1 \rightarrow b + \tau)$.

⁴Estes pontos correspondem precisamente àqueles eliminados da figura 3.8 como mencionado anteriormente.

Figura 3.8: Valores máximos para o *branching ratio* para $\tilde{l}_1 \rightarrow b + \tau$ em porcentagem como função da massa do neutralino mais leve, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Assumimos $m_{\tilde{l}} = 80$ GeV, $c_1 = 0.5$, $\delta = 0.1$, $v_R = 100$ GeV, $v_L = 0.1$ GeV e $h_{\nu 33} = 0.03$. Os outros parâmetros foram variados conforme (3.39). Deixamos de apresentar alguns pontos para f_1 pequeno que são discutidos no texto.

Dessa forma, para massas do *stop* acessíveis no LEP2 e menores que a massa do chargino mais leve o *branching ratio* para o modo de decaimento com violação de paridade-R, $\tilde{l}_1 \rightarrow b + \tau$, pode ser comparável ou até mesmo maior que o seu concorrente do MSSM, $\tilde{l}_1 \rightarrow c + \tilde{\chi}_1^0$. Note também que em geral o decaimento em $b\tau$ pode ser incrementado através do aumento no valor do parâmetro $h_{\nu 33}$, da diminuição do ângulo de mistura δ , um maior valor da componente Higgsino do neutralino ou uma combinação destes fatores. De fato, se a paridade-R é violada, o *stop* mais leve, $\tilde{l}_1$, pode ser mais leve que o primeiro neutralino, $\tilde{\chi}_1^0$, levando a um *branching ratio* de $\sim 100\%$ para o modo $\tilde{l}_1 \rightarrow b + \tau$. Finalmente, não podemos esquecer do fato de que mesmo no caso em que o canal $c\tilde{\chi}_1^0$ seja dominante, o sinal resultante será diferente daquele esperado pelo MSSM, já que o neutralino não é estável e decairá. Das equações (2.19–2.27) observamos que os modos de decaimento esperados são: $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow J + \nu$, 3ν , $l^- l^+ \nu$, $\tau^\pm l^\mp \nu$, $q\bar{q}\nu$, $q\bar{q}'\nu$. Enquanto os dois primeiros decaimentos do neutralino contribuem para o mesmo sinal do MSSM, que é um jato + $\cancel{p}_T$, os outros dão origem a novos eventos com a presença de léptons ou jatos adicionais.

Figura 3.9: Gráfico de pontos para valores do *branching ratio* para $\tilde{t}_1 \rightarrow b + \tau$ em percentagem como função de $\tan \beta$ para $55 < m_{\tilde{\chi}_1^0} < 60$ GeV. Todos os demais parâmetros foram escolhidos como na figura 3.8.

Capítulo 4

Violação de Paridade-R no LHC

A procura por fenômenos supersimétricos desempenhará um importante papel no programa experimental do *Large Hadron Collider*, que explorará intervalos de massa das partículas supersimétricas da ordem de TeV. Devido à alta seção de choque de produção de gluínos e quarks escalares em colisões hadrônicas, espera-se que seus sinais projetem-se bem acima do *background* do modelo padrão.

Até o momento, muitos estudos a respeito da produção e decaimento de gluínos [52] têm sido desenvolvidos no contexto do MSSM. Neste modelo a paridade-R é conservada implicando na estabilidade do LSP, dando origem a um sinal com déficit de energia ($\cancel{E}_T$). Apesar do MSSM ser o mais bem estudado modelo supersimétrico, existe um considerável interesse teórico e fenomenológico no estudo das implicações de cenários alternativos, especialmente com a violação de R_P [27]. De fato, já se produziram alguns estudos onde os efeitos da violação da paridade-R foram explorados. Entretanto, a maioria deles detiveram-se no contexto de modelos com quebra explícita de R_P [28, 53].

Como alternativa, apresentamos uma análise baseada no modelo com quebra espontânea de R_P apresentado em [5] e seu análogo efetivo [6], com violação explícita, descritos no capítulo 2. Apesar de nestes modelos as partículas supersimétricas serem produzidas em solitário¹, é mais provável que os gluínos e quarks escalares sejam produzidos aos pares, devido à supressão que a produção simples sugere, e que a violação de paridade-R apenas afetará a estrutura de seus decaimentos em cascata. A modificação mais óbvia dessas cascatas com respeito à predição do MSSM vem do fato de que o neutralino mais leve, estável no MSSM, agora possui canais de decaimento.

Concentramo-nos no estudo dos decaimentos em cascata dos gluínos produzidos aos pares em colisões hadrônicas assumindo que eles são mais leves que os quarks escalares. Detivemo-nos com maior atenção no impacto da violação de paridade-R nas topologias com multi-léptons (ML) e com di-léptons com mesmos sinais (DMS).

¹A fenomenologia básica destes modelos está descrita em [18].

No MSSM, os glúinos possuem os seguintes decaimentos

$$\tilde{g} \rightarrow q \bar{q} \tilde{\chi}_i^0 ; q q' \tilde{\chi}_i^\pm ; g \tilde{\chi}_i^0 , \quad (4.1)$$

onde $\tilde{\chi}_i^0$ denotam os neutralinos e $\tilde{\chi}_i^\pm$ os charginos. O modo de decaimento $\tilde{g} \rightarrow g \tilde{\chi}_i^0$ envolve *loops* de quark-squarks [54]. Na figura 4.1 e podemos ver os gráficos de Feynman destes processos. Na eq. (4.1) também incluímos o decaimento em quarks *top*, que dão importantes contribuições para os sinais ML e DMS. Se a paridade-R é violada espontaneamente tem-se em princípio também os modos de decaimentos

$$\tilde{g} \rightarrow q q' l ; q \bar{q} \nu_l , \quad (4.2)$$

originados da mistura entre os neutralinos e charginos com os léptons do modelo padrão. Desprezamos, porém, estes decaimentos porque espera-se que seus respectivos *branching ratios* sejam muito pequenos em comparação com os de (4.1).

Figura 4.1: Diagramas de Feynman para o decaimento do glúino.

4.1 Modos de Decaimentos para os Glúinos

Em aceleradores $p\bar{p}$ e pp , os glúinos podem ser produzidos através da fusão de dois glúons ou dois quarks [55]. Assumimos que os quarks escalares são mais pesados

do que os gluínos e, desse modo, a produção a pares de gluínos é dominante. Como um exemplo, consideramos um gluíno com massa, $m_{\tilde{g}} = 500$ GeV. No LHC a energia disponível no centro-de-massa deve atingir 14 TeV e a seção de choque de produção será ~ 25 pb, o que corresponde a aproximadamente 2.5 milhões de pares de gluínos por ano para uma luminosidade integrada de 10^5 pb $^{-1}$.

Como o sinal com multi-léptons é o resultado de uma complicada cadeia de decaimentos, tivemos que calcular o *branching ratio* de cada passo do decaimento em cascata do gluíno. Para o cálculo dos decaimentos de (4.1) usamos as fórmulas apresentadas em [54]. Como essas expressões foram inicialmente desenvolvidas no contexto do MSSM, é necessário fazer algumas mudanças apropriadas, apresentadas na tabela [4.1], a fim de estarmos consistentes com os modelos descritos no capítulo 2.

$U_{j1} \rightarrow U_{j+3,5}$
$U_{j2} \rightarrow U_{j+3,4}$
$V_{j1} \rightarrow V_{j+3,5}$
$V_{j2} \rightarrow V_{j+3,4}$
$N_{j1} \rightarrow N_{j+3,7} \cos \theta_W + N_{j+3,6} \sin \theta_W$
$N_{j2} \rightarrow -N_{j+3,7} \sin \theta_W + N_{j+3,6} \cos \theta_W$
$N_{j3} \rightarrow N_{j+3,5} \cos \beta - N_{j+3,4} \sin \beta$
$N_{j4} \rightarrow N_{j+3,5} \sin \beta + N_{j+3,4} \cos \beta$

Tabela 4.1: Mudança dos acoplamentos dos gluínos de [54] para a notação usada no capítulo 2.

Consideramos dois cenários distintos ao fazer os cálculos: $\tan \beta$ pequeno ($\tan \beta = 2$) e $\tan \beta$ grande ($\tan \beta = 30$). Estas escolhas são motivadas teoricamente pelos estudos dos grupos de renormalização nos modelos de supergravidade unificados [56]. Além disso, variamos o parâmetro μ entre -1000 GeV e 1000 GeV. Na figura 4.2 mostramos os *branching ratios* para os decaimentos do gluíno para $\tan \beta = 2$ somados sobre todos os quarks e incluindo a contribuição vinda do decaimento em um glúon e um neutralino. Como já foi dito anteriormente, os decaimentos com violação de paridade-R podem ser desprezados. Devido à cinemática do processo², para $|\mu| > m_{\tilde{g}}/2$, apenas os decaimentos nos neutralinos mais leves, $\tilde{\chi}_{1,2}^0$, com *branching ratios* da ordem de 20% e 30% respectivamente e no chargino mais leve, $\tilde{\chi}_1^\pm$, da ordem de 50%, sobrevivem. Para $|\mu| < m_{\tilde{g}}/2$, o decaimento no chargino mais pesado começa a tornar-se importante ($\gtrsim 25\%$).

²As massas dos neutralinos mais pesados, $\tilde{\chi}_{3,4}^0$, e do chargino mais pesado, $\tilde{\chi}_2^\pm$, são da ordem de μ para $|\mu| > M_2$.

Figura 4.2: *Branching ratios* para $\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 q \bar{q}$, $\tilde{\chi}_1^0 g$ e $\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm q \bar{q}$ (somado sobre todos os quarks) como função de μ . Assumimos que $m_{\tilde{g}} = 500$ GeV, $m_{\tilde{q}} = 2m_{\tilde{g}}$, $\tan \beta = 2$, $m_t = 175$ GeV e $m_b = 5$ GeV. As curvas correspondem aos seguintes decaimentos: $\square$ em $\tilde{\chi}_1^0$; $\circ$ em $\tilde{\chi}_2^0$; $\triangle$ em $\tilde{\chi}_3^0$; $\diamond$ em $\tilde{\chi}_4^0$; $\bullet$ em $\tilde{\chi}_1^\pm$ e $\blacksquare$ em $\tilde{\chi}_2^\pm$. A área sombreada corresponde à região dos parâmetros cobertos por LEP2.

Outra importante fonte de léptons provém da produção de quarks *top* em $\tilde{g} \rightarrow t \bar{b} \tilde{\chi}_1^-$ com o *top* decaindo em um bóson *W*. O *branching ratio* deste decaimento é $\geq 5\%$.

Para o caso em que $\tan \beta = 30$ ocorrem algumas mudanças na região $|\mu| < m_{\tilde{g}}/2$ comparando-se com o caso em que $\tan \beta = 2$. Por causa do grande acoplamento de Yukawa do *bottom* os decaimentos $\tilde{g} \rightarrow t \bar{b} \tilde{\chi}_1^-$ são incrementados. Entretanto, para o sinal com multi-léptons estas mudanças são importantes apenas em regiões do espaço de parâmetros que já foram excluídos pelos dados experimentais. Por este motivo apenas levamos em conta no desenvolvimento deste trabalho os decaimentos do gluino nos dois neutralinos mais leves e no chargino mais leve.

4.2 Decaimentos dos Neutralinos e Charginos

Neutralinos e charginos, provenientes do decaimento em cascata do glúino, possuem vários modos de decaimento em dois e três corpos como já foi apresentado com detalhes na seção 2.1.2. Existem ainda, em princípio, decaimentos em escalares tais como bósons de Higgs, quarks e léptons escalares, os quais desprezamos

em nossa análise. No que concerne aos quarks e léptons escalares simplesmente assumimos que eles são muito pesados para tornarem-se importantes. No caso do modelo com violação espontânea uma exceção importante é o majoron J , que é uma combinação linear dos sneutrinos singletos de $SU(2) \otimes U(1)$ e não possui massa (ou é muito leve) devido ao fato de que ele surge na teoria como um bóson de Goldstone. Neste caso, o decaimento $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tau^\pm + J$ pode ter um *branching ratio* considerável. Entretanto, não consideramos os sinais correspondentes a esses decaimentos para o LHC porque eles envolvem a detecção de taus no estado final, o que implica em um nível mais alto de complexidade — neste trabalho estivemos interessados somente nos sinais leptônicos provenientes de múons e elétrons. Levamos em conta, porém, a existência de outros decaimentos com a presença do majoron no cálculo dos sinais com multi-léptons e com di-léptons com mesmo sinal.

Como já foi dito anteriormente, os efeitos da violação de paridade- R manifestam-se principalmente através da mistura da terceira geração dos léptons com os neutralinos e charginos. A fim de mostrar alguns exemplos típicos de decaimentos dos neutralinos e charginos, fixamos o seguinte conjunto de parâmetros do modelo: $M_2 = 170$ GeV, $m_A = 500$ GeV, $h_{\nu 33} = 0.01$, $v_R \equiv v_{R3} = 100$ GeV e $v_L \equiv v_{L3} = 10^{-5}$ GeV. No modelo com violação explícita estes parâmetros correspondem a $\epsilon = 1$ GeV. Consideramos $\tan \beta$ em dois casos distintos, $\tan \beta = 2$ e $\tan \beta = 30$, como já fizemos na seção anterior seguindo a sugestão feita por estudos do grupo de renormalização [56]. Finalmente, o parâmetro μ foi variado no intervalo entre -1000 GeV e 1000 GeV.

Em contraste com o MSSM, nos modelos com violação de paridade- R o neutralino mais leve pode decair. Vamos ater-nos primeiramente ao modelo com violação espontânea. Na figura 4.3 mostramos os *branching ratios* para o neutralino mais leve para $\tan \beta = 2$. O decaimento em $\nu_\tau J$ domina por duas razões: primeiro, o decaimento do neutralino mais leve em um neutrino e um majoron conserva R_p , enquanto os demais decaimentos, em W e Z bósons, violam-na, requerendo, portanto, ângulos de mistura pequenos; segundo, os decaimentos em bósons de gauge a dois ou três corpos são também suprimidos pelo espaço de fase. Note que os decaimentos em um majoron e um neutrino e em em três neutrinos são invisíveis nos aceleradores levando ao mesmo sinal característico de déficit de momento transversal de um neutralino estável no MSSM. Para $\tan \beta = 30$ o decaimento em $\nu_\tau J$ é praticamente 100% no intervalo de parâmetros não cobertos por LEP2.

Para o modelo com violação explícita, apresentamos os *branching ratios* do neutralino mais leve na figura 4.4a(b), para $\tan \beta = 2(30)$. Podemos ver que para a maioria dos valores de μ o canal com o bóson W domina sobre o canal com o Z^0 . A razão para esse comportamento está no fato de que para a nossa escolha de parâmetros, muito freqüentemente o neutralino possui decaimento via corrente carregada a dois corpos enquanto o decaimento via corrente neutra é a três corpos. Outro fator que contribui para esse comportamento é o fato de que

Figura 4.3: *Branching ratios* do neutralino mais leve no modelo com violação espontânea de R_P . Assumimos $M_2 = 170$ GeV, $h_{\nu 33} = 0.1$, $v_R = 100$ GeV, $v_L = 10^{-5}$ GeV and $\tan \beta = 2$. As curvas correspondem aos seguintes decaimentos: $\circ$ em $\nu_\tau Z^0$, Δ em $\nu_\tau J$ e $\bullet$ em τW . A área sombreada corresponde à região dos parâmetros cobertos por LEP2.

o bóson Z^0 somente se acopla à componente higgsino do neutralino que é bem pequena em nosso caso.

No MSSM, o segundo neutralino mais leve, $\tilde{\chi}_2^0$ decai principalmente em um bóson Z^0 e no neutralino mais leve devido a propriedades cinemáticas. Na figura 4.5 mostramos os *branching ratios* para o segundo neutralino mais leve no modelo com violação espontânea de paridade-R para $\tan \beta = 2$. Neste caso, os modos de decaimento em νZ^0 e τW possuem valores razoáveis mesmo em comparação com o decaimento previsto no MSSM. Apesar destes modos de decaimento violarem R_P , eles são favorecidos cinematicamente com respeito ao decaimento do MSSM³, $\tilde{\chi}_1^0 Z^0$. Por outro lado, o canal $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow J \nu_\tau$, apesar de conservar paridade-R, é muito pequeno desde que o acoplamento de Yukawa em questão é relativamente pequeno (10^{-2}). Isto está em evidente contraste com a situação do decaimento do $\tilde{\chi}_1^0$ (v. figura 4.3) onde os decaimentos induzidos pelas correntes carregada e neutra eram suprimidos pelo espaço de fase. É importante notar que não apresentamos aqui o decaimento $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ W^-$ porque ele somente é importante em uma pequena região que está coberta por LEP2. Para $\tan \beta = 30$ os decaimentos que violam

³O caso em que $\tilde{\chi}_2^0$ é mais leve que o bóson W será completamente descartado pelo LEP2, para a nossa escolha de parâmetros.

Figura 4.4: *Branching ratios* do neutralino mais leve para o modelo com violação explícita de R_P . Assumimos $M_2 = 170$ GeV, $\epsilon = 1$ GeV, (a) $\tan \beta = 2$ e (b) $\tan \beta = 30$. As curvas correspondem aos seguintes decaimentos: $\circ$ em $\nu_\tau Z^0$ e $\bullet$ em τW . A área sombreada corresponde à região dos parâmetros cobertos por LEP2.

paridade-R são desprezíveis. No modelo com violação explícita de R_P os novos decaimentos são novamente significantes para $\tan \beta$ pequeno, como pode ser visto na figura 4.6 (de novo, não mostramos o decaimento $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ W^-$ pelos mesmos motivos explicados acima). Para $\tan \beta = 30$ eles são novamente desprezíveis.

O chargino mais leve, $\tilde{\chi}_1^\pm$, decai, no MSSM, predominantemente no neutralino mais leve e num bóson $W^\pm$, já que o decaimento no segundo neutralino mais leve está fortemente suprimido pelo espaço de fase. Na figura 4.7a(b) apresentamos os *branching ratios* no modelo com violação espontânea de paridade-R para o chargino mais leve como função de μ para $\tan \beta = 2(30)$. Nesse modelo temos a contribuição do decaimento $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow J \tau^\pm$. Em contraste, no modelo com violação explícita, onde o majoron está ausente, todos os decaimentos do chargino mais leve são induzidos pela troca de um bóson W ou Z^0 . Para os valores de M_2 , μ e $\tan \beta$ considerados aqui, todos estes decaimentos são a dois corpos. Como resultado, os *branching ratios* dos decaimentos que violam paridade-R são desprezíveis.

Ainda que nossa discussão tenha sido bem geral, não levamos em conta, como já mencionado anteriormente, os decaimentos dos charginos e neutralinos intermediados por partículas escalares, como o bóson de Higgs. Nesta aproximação,

Figura 4.5: *Branching ratios* do segundo neutralino mais leve no modelo com violação espontânea de R_P . Assumimos $M_2 = 170$ GeV, $h_{\nu 23} = 0.1$, $v_R = 100$ GeV, $v_L = 10^{-5}$ GeV e $\tan \beta = 2$. As curvas correspondem aos seguintes decaimentos: ■ em $\tilde{\chi}_1^0 Z^{(\pm)}$, ○ em $\nu_\tau Z^0$, Δ em $\nu_\tau J$ e ● em τW . A área sombreada corresponde à região dos parâmetros cobertos por LEP2.

os charginos e neutralinos produzidos pelos decaimentos dos glúinos possuem somente decaimentos induzidos por bósons W e Z^0 , com exceção dos decaimentos a dois corpos em majoron, que é uma característica de modelos com violação espontânea de R_P com a simetria de gauge $SU(2) \otimes U(1)$ mínima.

4.3 Taxas de Produção para os Sinais com Multi-Léptons e Di-léptons com Mesmo Sinal

Em aceleradores hadrônicos, como o LHC, a produção de léptons duros dá-se de maneira escassa, já que a produção de quarks e glúons é favorecida pelas interações fortes. Por isso, eventos com muitos léptons energéticos no estado final são raros nessas máquinas. Os modelos supersimétricos com violação espontânea ou explícita de paridade-R podem, em geral, gerar eventos com muitos léptons a partir da cascata de decaimento do glúino, posto que a quebra acontece no setor leptônico. Portanto, um dos sinais que escolhemos para estudar os efeitos da violação de R_P foi o que contém multi-léptons (ML) no estado final (3, 4, 5 ou 6 léptons). Devido à natureza de Majorana dos neutralinos, outro sinal

Figura 4.6: *Branching ratios* do segundo neutralino mais leve no modelo com violação explícita de R_P . Assumimos $M_2 = 170$ GeV, $\epsilon = 1$ GeV e $\tan \beta = 2$. As curvas correspondem aos seguintes decaimentos: ■ em $\tilde{\chi}_1^0 Z^{(*)}$, o em $\nu_\tau Z^0$, e ● em τW . A área sombreada corresponde à região dos parâmetros cobertos por LEP2.

raro que pode ser obtido dos modelos em questão é com dois léptons com mesma carga elétrica (DMS) provenientes do decaimento de dois neutralinos em $\tilde{\chi}^0 \rightarrow W^- \tau^+$ com o τ hadronizando-se e o bóson W decaindo leptonicamente. Tais processos são interessantes do ponto de vista experimental desde que sinais com 4, 5 ou 6 léptons ou DMS no estado final estão praticamente livres de *backgrounds* provenientes do modelo padrão. Assim sendo, como primeira aproximação, não implementamos nenhum corte cinemático na avaliação dos *branching ratios* para estes sinais.

Calculamos, então, as taxas de produção para os eventos ML e DMS, no contexto do MSSM, do modelo com violação espontânea e do modelo com violação explícita de paridade-R. Determinamos os *branching ratios* para os decaimentos (4.1) dos gluínos produzidos no LHC e multiplicamos pelos decaimentos dos charginos e neutralinos decorrentes das suas cascatas de decaimento (v. tabela [4.2]). Levamos em conta, finalmente, todos os léptons provenientes dos decaimentos dos neutralinos, charginos, quarks t (através do canal $t \rightarrow b \nu$, com *branching* de 10.6% para cada família leptônica) e bósons W e Z^0 , somando-se sobre elétrons e múons. Os parâmetros para os modelos adotados foram os mesmos da seção 4.2.

Em geral, as várias taxas de produção para ML nos modelos com violação de R_P podem ser distintas daquelas do MSSM por duas razões : (i) o neutralino

Figura 4.7: *Branching ratios* do chargino mais leve no modelo com violação espontânea de R_P . Assumimos $M_2 = 170$ GeV, $h_{\nu 33} = 0.1$, $v_R = 100$ GeV, $v_L = 10^{-5}$ GeV, (a) $\tan \beta = 2$ e (b) $\tan \beta = 30$. As curvas correspondem aos seguintes decaimentos: ■ em $\tilde{\chi}_1^0 W^{(*)}$, Δ em τJ e ● em $\nu_\tau W$. A área sombreada corresponde à região coberta por LEP2.

mais leve, $\tilde{\chi}_1^0$, pode agora decair leptonicamente em $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow Z^* \nu_\tau \rightarrow l^+ l^- \nu_\tau$ ou $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow W^{+*} \tau^- \rightarrow l^+ \nu_l \tau^-$, levando a um aumento das taxas de produção para ML; (ii) os decaimentos que violam R_P do chargino mais leve, $\tilde{\chi}_1^\pm$, e do segundo neutralino, $\tilde{\chi}_2^0$, podem reduzir o sinal leptônico devido aos canais $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow W^* \tau, J \nu_\tau$ e $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow J \tau$. Para o sinal DMS espera-se que os canais intermediados por bósons W incrementem a taxa de produção, enquanto os outros decaimentos do chargino e do segundo neutralino façam o papel contrário.

Na figura 4.8 apresentamos os *branching ratios* para eventos com 3, 4, 5 e 6 léptons no estado final para $\tan \beta = 2$. Em comparação com o MSSM, o modelo com violação espontânea exibe a característica em que todos os valores para o sinal ML são aumentados para $\mu < 0$ e diminuídos para $\mu > 0$. Isto se deve ao fato de que os decaimentos do neutralino mais leve nos bósons de gauge possuem um *branching ratio* maior para $\mu < 0$ do que para $\mu > 0$ e, também, os decaimentos do segundo neutralino que violam paridade-R são maiores para $\mu > 0$ do que para $\mu < 0$. Note que para $\mu < 0$ o sinal com 5 léptons é muito maior para o modelo com violação espontânea do que no MSSM, resultando de 30 a 1200 eventos por ano para uma luminosidade estimada de 10^6 pb^{-1} . O sinal com 6 léptons possui, no modelo com violação espontânea, um *branching ratio* de

$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow$	$\tau W \rightarrow \tau \nu l$ $\nu Z^0 \rightarrow \nu l \bar{l}$ νJ	
$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow$	$\tilde{\chi}_1^0 Z^0 \rightarrow$	$\nu Z^0 Z^0 \rightarrow \nu l l l' l'$ $\nu W Z^0 \rightarrow \nu \nu l l' \bar{l}'$ $\nu J Z^0 \rightarrow \nu J l \bar{l}$
	$\tilde{\chi}_1^0 J \rightarrow$	$\nu Z^0 J \rightarrow \nu l l J$ $\tau W J \rightarrow \tau \nu l J$ $\nu J J \rightarrow \nu J J$
	$\nu Z^0 \rightarrow \nu l l$ νJ $\tau W \rightarrow \tau \nu l$ $\tilde{\chi}_1^+ W^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \nu l^-$ (v. decaimentos de $\tilde{\chi}_1^+$ abaixo)	
	$\tilde{\chi}_1^0 W \rightarrow$	$\nu Z^0 W \rightarrow \nu l l \nu l'$ $\nu W W \rightarrow \nu \nu l \nu l'$ $\nu J W \rightarrow \nu J \nu l$
$\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow$	$\tilde{\chi}_2^0 W^- \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \nu l^-$ (v. decaimentos de $\tilde{\chi}_2^0$ acima) $\nu W \rightarrow \nu \nu l$ $\tau Z^0 \rightarrow \tau l \bar{l}$ τJ	

Tabela 4.2: Cascata de decaimentos para os dois neutralinos mais leves e o chargino mais leve considerando-se apenas $l = e, \mu$ ou ν no estado final. O decaimento $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ W^-$ só é possível quando $m_{\tilde{\chi}_2^0} > m_{\tilde{\chi}_1^+}$.

aproximadamente 5×10^{-5} no intervalo de $-300 \text{ GeV} < \mu < -80 \text{ GeV}$ resultando em 125 eventos por ano.

Para o caso do modelo com violação explícita as taxas de produção para o sinal ML são incrementadas com relação ao MSSM e ao modelo com violação espontânea para todos os valores de μ . A razão é que, com a ausência do majoron, o neutralino mais leve sempre decai em bósons de gauge, virtuais ou reais, com o subsequente decaimento em léptons ou quarks. Este fato compensa a diminuição de léptons provenientes do segundo neutralino. Neste modelo, os sinais com 3 e 4 léptons são aumentados em uma ordem de magnitude comparados com o MSSM. O *branching ratio* para o sinal com 5 léptons é sempre maior que 2×10^{-4} e com 6 léptons chega até 5×10^{-4} .

Na figura 4.9 mostramos as taxas para ML com $\tan \beta = 30$. Como se pode ver, para o sinal com 6 léptons ela é maior que o valor para $\tan \beta = 2$. Para $|\mu| > 200 \text{ GeV}$ o modelo espontâneo e o MSSM apresentam resultados similares porque o neutralino mais leve decai principalmente no modo invisível e os decaimentos com

Figura 4.8: Sinais com multi-léptons (somados sobre elétrons e múons) para $\tan \beta = 2$. (a) representa o sinal com 3 léptons, (b) 4 léptons, (c) 5 léptons e (d) 6 léptons para o MSSM (linha contínua), o modelo espontâneo (linha tracejada) e o modelo explícito (linha ponto-tracejada). A área sombreada corresponde à região coberta por LEP2.

violação de paridade-R para o segundo neutralino são bem menores comparados com o caso em que $\tan\beta = 2$. No modelo espontâneo, novamente os sinais são favorecidos em relação ao MSSM visto que o decaimento invisível do neutralino mais leve não é o mais dominante agora, devido a ausência do majoron. Como exemplo, o *branching* para 5 léptons é maior que 3×10^{-4} .

Olhando agora para o sinal DMS, apresentamos as taxas de produção para $\tan\beta = 2$ e 30 na figura 4.10. No caso de $\tan\beta = 2$ o sinal é incrementado no modelo espontâneo para $\mu \lesssim -100$ GeV ou $\mu \gtrsim 200$ GeV. Isto é devido ao fato de que agora pelo menos um dos neutralinos possui um *branching ratio* considerável em bósons W , levando a um aumento do sinal, já que os bósons W são os responsáveis diretos pelo sinal DMS. No modelo explícito, o sinal é maior por uma ordem de magnitude exceto para $|\mu| \lesssim 200$ GeV. No caso em que $\tan\beta = 30$ novamente o modelo espontâneo e o MSSM apresentam comportamento similar enquanto no modelo explícito o sinal é uma ordem de magnitude maior que o do MSSM.

Esta análise foi desenvolvida a fim de compreender o complexo padrão de decaimento dos glúinos produzidos em colisões hadrônicas. Vimos que não só os decaimentos com violação de paridade-R do neutralino mais leve são importantes mas também a contribuição do segundo neutralino e do primeiro chargino contribuem em boa dose. Comparando o modelo com violação espontânea de R_P com o MSSM, os sinais ML e DMS podem aumentar ou diminuir de acordo com a escolha dos parâmetros dos modelos. Em particular para $\tan\beta$ pequeno e μ negativo o modelo espontâneo e o MSSM apresentam comportamentos diferentes. No modelo com violação explícita de R_P todos os sinais são incrementados em uma ordem de magnitude para a maior parte da região dos parâmetros considerados. Na tabela [4.3] ilustramos estes comportamentos mostrando o número de eventos obtidos para cada modelo considerado para $\tan\beta = 2$ e 30 com $\mu = -500$ GeV. Estes resultados encorajam o procedimento de um detalhado estudo através de simulações de Monte Carlo a fim de se ter em conta todos os efeitos relevantes dos detectores do LHC.

Figura 4.9: Sinais com multi-léptons (somados sobre elétrons e múons) para $\tan\beta = 30$. (a) representa o sinal com 3 léptons, (b) com 4 léptons, (c) com 5 léptons e (d) com 6 léptons para o MSSM (linha contínua), o modelo espontâneo (linha tracejada) e o modelo explícito (linha ponto-tracejada). A área sombreada corresponde à região dos parâmetros cobertos por LEP2.

Figura 4.10: Evento com di-léptons com mesmo sinal (somado sobre elétrons e múons) para (a) $\tan \beta = 2$ e (b) $\tan \beta = 30$. Apresentamos as taxas de produção para o MSSM (linha contínua), o modelo espontâneo (linha tracejada) e o modelo explícito (linha ponto-tracejada). A área sombreada corresponde à região dos parâmetros cobertos por LEP2.

sinal	$\tan \beta = 2$					$\tan \beta = 30$				
	3-l	4-l	5-l	6-l	DSM	3-l	4-l	5-l	6-l	DSM
MSSM	12530	995	—	—	14386	12214	984	—	—	13427
Modelo Espontâneo	22281	2177	120	—	21774	12386	995	—	—	13581
Modelo Explícito	72100	10422	995	63	52232	75499	11167	1197	83	44457

Tabela 4.3: Número de eventos por ano para os decaimentos de dois glúinos produzidos no LHC em 3, 4, 5 e 6 léptons e di-léptons com mesmo sinal (DSM) com $\mu = -500$ GeV para uma luminosidade integrada de $\mathcal{L} = 10^5$ pb $^{-1}$ nos diferentes modelos considerados. O traço indica que o número esperado é menor que 1.

Capítulo 5

Leptoquarks Escalares e Vetoriais

No atual modelo padrão $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ das partículas elementares os graus de liberdade dos quarks e léptons são formalmente independentes. Contudo, o padrão similar observado entre estas famílias fermiônicas com respeito às interações eletro-fracas ainda não foi explicado de uma maneira satisfatória. Um importante fato que surge da estrutura paralela entre os quarks e léptons é o cancelamento das anomalias dos diagramas de triângulos, necessário para o modelo padrão apresentar-se como uma teoria quântica de campos consistente. Esta inter-relação entre os férmions motiva a criação de novas teorias que buscam explicar tal comportamento através do surgimento de novas interações que conectem as famílias dos quarks com as dos léptons, invocando uma subestrutura que seria comum a ambos tipos de férmions. Alguns modelos compostos [57], por exemplo, sugerem uma subestrutura fundamental na qual os quarks e léptons são formados pelos mesmos constituintes. Essa classe de modelos exhibe um rico espectro fenomenológico que inclui estados excitados de partículas conhecidas bem como novas partículas que possuem números quânticos não usuais. Alguns desses modelos predizem a existência de uma nova partícula tripleto de cor, chamada leptoquark, que carrega número bariônico e leptônico simultaneamente. Esta nova partícula faria, então, o papel de intermediador entre as famílias de quarks e léptons. Tais partículas também estão presentes em várias outras extensões do modelo padrão como modelos tecnicolor [58], teorias de grande unificação [59, 60], o modelo $SU(4)$ de Pati-Salam [61] e modelos de super-cordas [60].

Em geral, estes novos modelos podem originar violação de número leptônico e bariônico e troca de sabor em processos com corrente neutra. Neste caso, é necessário impor fortes vínculos experimentais, em particular para evitar um decaimento do próton demasiado rápido. Por outro lado, os leptoquarks, que acoplam-se exclusivamente a uma determinada família de quarks e uma de léptons, não necessitam estar fortemente vinculados. Dessa forma, os leptoquarks surgem como um bom mecanismo para conectar os quarks aos léptons no setor fermiônico do modelo padrão.

Fenomenologicamente, os leptoquarks podem ser vistos como bósons, escalares

ou vetoriais, de uma nova interação mais fundamental que intermedia os processos entre quarks e léptons. Eles podem, ainda, ser leves o suficiente para serem produzidos e observados nos atuais aceleradores ou nos projetados para o futuro próximo. Os leptoquarks poderiam, em princípio ser produzidos em aceleradores e^+e^- [62], e^-e^- [63], $e\gamma$ [64, 65], $\gamma\gamma$ [66], $e p$ [67] e $p p$ [68, 69]. Porém, os aceleradores puramente hadrônicos apresentam a vantagem da energia no centro-de-massa disponível, $\sqrt{s}$, ser bem maior e portanto possibilitar a produção de leptoquarks mais pesados. Dessa forma, apenas nos concentramos na produção e no estudo de sinais de leptoquarks escalares e vetoriais em aceleradores hadrônicos, tal como o LHC. Até o momento, todas as buscas realizadas obtiveram resultados negativos, com a possível excessão de alguns eventos intrigantes observados no HERA [7].

Neste capítulo, apresentamos uma análise da produção de leptoquarks escalares e vetoriais a partir de colisões $e q$ no LHC. Para isso, utilizamos as funções de estrutura para a obtenção de elétrons e pósitrons dentro do próton além das funções de estrutura de quarks dentro do próton. Em particular, estudamos os processos

$$p p \rightarrow e^- q(\bar{q}) \rightarrow e^- + \text{jato} \quad ; \quad (5.1)$$

$$p p \rightarrow e^+ q(\bar{q}) \rightarrow e^+ + \text{jato} \quad , \quad (5.2)$$

para diversas massas dos leptoquarks e obtivemos limites para seus acoplamentos.

5.1 A Lagrangiana Efetiva dos Leptoquarks

Na ausência de uma teoria bem acabada para os leptoquarks, seu estudo é realizado tomando-se uma lagrangiana efetiva que mimetiza, na escala de energia em questão, uma teoria desconhecida mais complexa e completa que apenas emergiria em uma escala de energia mais alta. A lagrangiana efetiva mais geral para leptoquarks vetoriais e escalares invariante por $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ e que satisfaz a conservação de número leptônico e bariônico pode ser escrita como [8]

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{F=2} + \mathcal{L}_{F=0} \quad ; \quad (5.3)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{F=2} = & (g_{1L} \bar{q}_L^c i\tau_2 l_L + g_{1R} \bar{u}_R^c e_R) S_1 \\ & + g_{1R} \bar{d}_R^c e_R \tilde{S}_1 + g_{3L} \bar{q}_L^c i\tau_2 \vec{\tau} l_L \vec{S}_3^i \\ & + (g_{2L} \bar{d}_R^c \gamma^\mu l_L + g_{2R} \bar{q}_L^c \gamma^\mu e_R) V_{2\mu} \\ & + \tilde{g}_{2L} \bar{u}_R^c \gamma^\mu l_L \tilde{V}_{2\mu} + \text{c.c.} \quad ; \end{aligned} \quad (5.4)$$

$$\mathcal{L}_{F=0} = (h_{2L} \bar{u}_R l_L + h_{2R} \bar{q}_L i\tau_2 e_R) R_2$$

$$\begin{aligned}
& +\tilde{h}_{2L} \bar{d}_R l_L \tilde{R}_2 + \left(h_{1L} \bar{q}_L \gamma^\mu l_L + h_{1R} \bar{d}_R \gamma^\mu e_R \right) U_{1\mu} \\
& +\tilde{h}_{1R} \bar{u}_R \gamma^\mu e_R \tilde{U}_{1\mu} + h_{3L} \bar{q}_L \vec{\tau}_i \gamma^\mu l_L \vec{U}_{3\mu}^i + c.c. \quad , \quad (5.5)
\end{aligned}$$

onde $F = 3B + L$, q_L e l_L são os dubletos de $SU(2)_L$, os outros campos são os singletos correspondentes, τ_i são as matrizes de Pauli usuais com $i = 1, \dots, 3$. Na lagrangiana $\mathcal{L}_{F=2}$ usamos a definição $\Psi^c = C\bar{\Psi}^T$ [70], onde C é a matriz de conjugação de carga. Esta estrutura é necessária para manter a invariância de Lorentz.

Vejamos agora quais são as regras de Feynman para os vértices da nova teoria envolvendo leptoquarks escalares e vetoriais. Desenvolvendo os produtos $\vec{\tau}_i \vec{S}_3^i$ e $\vec{\tau}_i \vec{U}_{3\mu}^i$ chegamos às seguintes parametrizações

$$S_{3A} = \frac{1}{\sqrt{2}}(S_3^1 + iS_3^2) \quad ; \quad (5.6a)$$

$$S_{3B} = \frac{1}{\sqrt{2}}(-S_3^1 + iS_3^2) \quad ; \quad (5.6b)$$

$$S_{3C} = S_3^3 \quad , \quad (5.6c)$$

e

$$U_{3A\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(U_{3\mu}^1 + iU_{3\mu}^2) \quad ; \quad (5.6d)$$

$$U_{3B\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(U_{3\mu}^1 - iU_{3\mu}^2) \quad ; \quad (5.6e)$$

$$U_{3C\mu} = U_{3\mu}^3 \quad . \quad (5.6f)$$

Escrevendo os espinores l_L e q_L explicitamente

$$l_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \quad ; \quad q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \quad , \quad (5.7)$$

e substituindo as expressões (5.6a–5.7) em (5.4) e (5.5), podemos tirar facilmente as regras de Feynman

• $F = 2$:

$$\begin{aligned}
 (LQ) \begin{array}{c} q^T \\ \nearrow \\ \text{---} \\ \searrow \\ l \end{array} &= i\kappa_{R/L} C \frac{(1 \pm \gamma^5)}{2} ; & (LQ)^\dagger \begin{array}{c} \bar{q}^T \\ \nearrow \\ \text{---} \\ \searrow \\ \bar{l} \end{array} &= i\kappa_{L/R} \frac{(1 \pm \gamma^5)}{2} C ; \\
 (LQ)^\mu \begin{array}{c} q^T \\ \nearrow \\ \text{~~~~~} \\ \searrow \\ l \end{array} &= i\kappa_{R/L} C \gamma^\mu \frac{(1 \pm \gamma^5)}{2} ; & (LQ)^\dagger_\mu \begin{array}{c} \bar{q}^T \\ \nearrow \\ \text{~~~~~} \\ \searrow \\ \bar{l} \end{array} &= i\kappa_{L/R} \frac{(1 \pm \gamma^5)}{2} \gamma_\mu C ;
 \end{aligned}$$

• $F = 0$:

$$\begin{aligned}
 (LQ) \begin{array}{c} \bar{q} \\ \nearrow \\ \text{---} \\ \searrow \\ l \end{array} &= i\kappa_{R/L} \frac{(1 \pm \gamma^5)}{2} ; & (LQ)^\dagger \begin{array}{c} q \\ \nearrow \\ \text{---} \\ \searrow \\ \bar{l} \end{array} &= i\kappa_{L/R} \frac{(1 \pm \gamma^5)}{2} ; \\
 (LQ)^\mu \begin{array}{c} \bar{q} \\ \nearrow \\ \text{~~~~~} \\ \searrow \\ l \end{array} &= i\kappa_{R/L} \gamma^\mu \frac{(1 \pm \gamma^5)}{2} ; & (LQ)^\dagger_\mu \begin{array}{c} q \\ \nearrow \\ \text{~~~~~} \\ \searrow \\ \bar{l} \end{array} &= i\kappa_{L/R} \frac{(1 \pm \gamma^5)}{2} \gamma_\mu ;
 \end{aligned}$$

onde $\kappa_{R/L}$ são as constantes de acoplamento apresentadas em (5.4) e (5.5) com o primeiro índice da quiralidade (L ou R) correspondendo ao sinal de cima de $(1 \pm \gamma^5)$ e o segundo índice ao sinal de baixo. Note que, para $F = 2$, as linhas de férmions não são contínuas. Isto deve-se ao fato de termos um espinor de Dirac transposto na lagrangiana de interação (5.4). Os diferentes decaimentos para todos os leptoquarks e os valores de κ correspondentes podem ser vistos na tabela [5.1].

Para os propagadores dos leptoquarks escalar e vetorial, usamos as definições usuais dos propagadores dos campos escalar e vetorial complexos [71]

	LQ	Q_{em}	decaimentos	$\kappa_{L/R}$
$F = 2$	S_1	$-1/3$	$d \nu_e$	$-g_{1L}$
		$-1/3$	$u e^-$	$g_{1L}; g_{1R}$
	$\tilde{S}_1$	$-4/3$	$d e^-$	$\tilde{g}_{1R}$
	S_{3A}	$2/3$	$u \nu_e$	$\sqrt{2}g_{3L}$
	S_{3B}	$-4/3$	$d e^-$	$\sqrt{2}g_{3L}$
	S_{3C}	$-1/3$	$d \nu_e$	$-g_{3L}$
		$-1/3$	$u e^-$	$-g_{3L}$
	$V_{2\mu}$	$-4/3$	$d e^-$	$g_{2L}; -g_{2R}$
		$-1/3$	$u e^-$	g_{2R}
		$-1/3$	$d \nu_e$	$-g_{2L}$
$F = 0$	$\tilde{V}_{2\mu}$	$-1/3$	$u e^-$	$\tilde{g}_{2L}$
		$2/3$	$u \nu_e$	$-\tilde{g}_{2L}$
	R_2	$5/3$	$u e^+$	$h_{2L}; h_{2R}$
		$2/3$	$u \bar{\nu}_e$	h_{2L}
		$2/3$	$d e^+$	$-h_{2R}$
	$\tilde{R}_2$	$-1/3$	$d \bar{\nu}_e$	h_{2L}
		$2/3$	$d e^+$	$\tilde{h}_{2L}$
	$U_{1\mu}$	$2/3$	$u \bar{\nu}_e$	h_{1L}
		$2/3$	$d e^+$	$h_{1L}; h_{1R}$
	$\tilde{U}_{1\mu}$	$5/3$	$u e^+$	h_{1R}
	U_{3A}^μ	$-1/3$	$d \bar{\nu}_e$	$\sqrt{2}h_{3L}$
	U_{3B}^μ	$5/3$	$u e^+$	$\sqrt{2}h_{2L}$
	U_{3C}^μ	$2/3$	$u \bar{\nu}_e$	h_{3L}
		$2/3$	$d e^+$	$-h_{3L}$

Tabela 5.1: Decaimentos típicos para os leptoquarks com $F = 2$ e $F = 0$ e suas constantes de acoplamento κ . Q_{em} é a carga eletromagnética correspondente. Assumimos que os leptoquarks somente se acoplam com a primeira família de férmions.

$$\text{---} \xrightarrow{p} \text{---} = \frac{i}{p^2 - m_S^2 + i\Gamma_S m_S} ; \quad \text{---} \xrightarrow{\mu \quad p \quad \nu} = \frac{-ig^{\mu\nu} + \frac{p^\mu p^\nu}{m_V^2}}{p^2 - m_V^2 + i\Gamma_V m_V} .$$

Como podemos ver nos gráficos acima, tivemos que introduzir um termo $i\Gamma m$ nos propagadores para evitar as divergências que surgem devido à ressonância dos leptoquarks. Nesse termo, $m_{S,V}$ é a massa do leptoquark e $\Gamma_{S,V}$ é a sua largura de decaimento.

Para o caso particular do decaimento a dois corpos de uma partícula em repouso, a sua largura é dada por [71]

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} = \frac{|\mathcal{M}|^2 S_{12} S}{64\pi^2 m^3} , \quad (5.8)$$

onde S é o peso estatístico que contém um fator $\frac{1}{2}$ se houver 2 partículas idênticas no estado final e

$$S_{12} = \left[s - (m_1 + m_2)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \left[s - (m_1 - m_2)^2 \right]^{\frac{1}{2}} . \quad (5.9)$$

Obtivemos, então, a expressão para a largura de decaimento Γ_{lq} dos leptoquarks escalares e vetoriais, que nos é útil para os cálculos dos processos de produção destas novas partículas. Para o caso escalar, aplicando as regras de Feynman obtidas anteriormente para os gráficos do decaimento dos leptoquarks com $F = 2$ e $\kappa = 0$ (vide fig. 5.1), obtivemos as expressões para a amplitude $\mathcal{M}$ dos decaimentos

$$\mathcal{M}_{F=2} = \bar{u}_l \frac{\kappa_{L/R}}{2} C (1 \pm \gamma^5) \bar{u}_q^T ; \quad (5.10)$$

$$\mathcal{M}_{F=0} = \bar{u}_l \frac{\kappa_{L/R}}{2} (1 \pm \gamma^5) u_q . \quad (5.11)$$

Figura 5.1: Diagramas de Feynman para o decaimento do leptoquark escalar.

Utilizando-se das expressões (5.10) e (5.11) podemos obter o elemento de matriz quadrado $|\mathcal{M}|^2$ e substituindo esse valor em (5.8) calculamos finalmente a largura de decaimento total para o leptoquark escalar que pode ser escrita como

$$\Gamma_S = \frac{\kappa^2 m_S}{16\pi} N \quad \text{para} \quad F = 0, 2, \quad (5.12)$$

que coincide com o valor encontrado na literatura [72, 73] e é a mesma para todos os tipos de leptoquarks escalares. N é o número de canais de decaimento possíveis e desprezamos as massas dos férmions.

Para o caso vetorial, a expressão para a amplitude do decaimento dos leptoquarks é (vide figura 5.2)

$$\mathcal{M}_{F=2} = \bar{u}_l \frac{\kappa_{L/R}}{2} (1 \pm \gamma^5) \gamma_\mu C \bar{u}_q^T \epsilon_r^\mu(p) ; \quad (5.13)$$

$$\mathcal{M}_{F=0} = \bar{u}_l \frac{\kappa_{L/R}}{2} (1 \pm \gamma^5) \gamma_\mu u_q \epsilon_r^\mu(p) . \quad (5.14)$$

Novamente, substituindo estas expressões em (5.8), obtemos a largura de decaimento total para o leptoquark vetorial

$$\Gamma_V = \frac{\kappa^2 m_S}{24\pi} N \quad \text{para} \quad F = 0, 2, \quad (5.15)$$

que coincide com o resultado de [73] e é a mesma para todos os tipos de leptoquarks.

Figura 5.2: Diagramas de Feynman para o decaimento do leptoquark vetorial.

Como estamos interessados na fenomenologia dos leptoquarks e, portanto, em valores numéricos para as expressões das seções de choque de produção, deparamo-nos com dois problemas: a indeterminação da constante de acoplamento κ e da massa do leptoquark m_{lq} . Nos nossos cálculos deixamos a constante κ como um parâmetro livre a fim de obter um limite superior para seu valor em função da massa do leptoquark, embora utilizemos em alguns momentos, para fins ilustrativos, $\kappa^2 \approx 4\pi\alpha_{em} \approx 0.3$

Para a massa do leptoquark, m_{lq} , dados dos aceleradores em funcionamento impõem alguns limites experimentais. A análise do decaimento do Z^0 em pares

de leptoquarks na camada de massa realizada pelos experimentos do LEP estabeleceram um limite inferior de $m_{lq} \gtrsim 44$ GeV para leptoquarks escalares [74, 75]. Este limite pode ser incrementado olhando-se também para decaimentos do Z^0 em leptoquarks fora da camada de massa, resultando em um limite de $m_{lq} \gtrsim 65$ –73 GeV [75]. A busca por leptoquarks escalares que decaem exclusivamente em pares elétron-jato no TEVATRON vinculam suas massas em $m_{lq} \gtrsim 225$ GeV [76]. Além disso, os experimentos no HERA [77] colocam limites para as massas dos leptoquarks em $m_{lq} \gtrsim 216$ –275 GeV, dependendo do tipo de leptoquark e de seus acoplamentos. Em nossa análise, que estuda possíveis sinais de leptoquarks no LHC, com uma energia no centro-de-massa de $\sqrt{s} = 14$ TeV, assumimos que os leptoquarks são mais pesados do que determina os limites experimentais e, portanto, trabalhamos em um intervalo de massa entre 500 – 2000 GeV.

5.2 Leptoquarks no LHC

As características do programa experimental do LHC permitem o estudo de leptoquarks em colisões hadrônicas com energia da ordem de 14 TeV. Em princípio, nos aceleradores hadrônicos ocorrem a produção simples e de pares de leptoquarks principalmente através dos sub-processos

$$q + g \rightarrow LQ + l ; \quad (5.16a)$$

$$q + \bar{q} \rightarrow LQ + \bar{LQ} ; \quad (5.16b)$$

$$g + g \rightarrow LQ + \bar{LQ} , \quad (5.16c)$$

com $l = e^\pm(\nu)$ e LQ representando os leptoquarks escalares e vetoriais. A análise destes processos para leptoquarks escalares pode ser vista em [69]. Entretanto, existe outra possibilidade, a partir da colisão entre um quark e um lépton, que, embora possua uma seção de choque menor que a dos processos acima, mantém-se interessante haja visto que o número de eventos esperados para a luminosidade integrada projetada do LHC, $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$, permanece significativo como mostramos a seguir. Como o LHC é um acelerador pp e queremos observar a colisão quark-lépton, precisamos estudar as funções de estrutura para o próton que contenham quarks e léptons.

Em colisões hadrônicas, os quarks são obtidos utilizando-se a função de estrutura dos prótons $f_{p \rightarrow q}$, dada pelo modelo à pártons¹. Já o lépton pode ser obtido através da função de estrutura do fóton, $f_{\gamma \rightarrow l}$, e este último através do próton, $f_{p \rightarrow \gamma}$. Em aceleradores pp , os fótons podem ser obtidos através a partir de dois processos distintos [79]: o próton pode quebrar-se inelasticamente através do processo $p \rightarrow \gamma X$ (ver figura 5.3); ou simplesmente emitindo um fóton elasticamente através do processo $p \rightarrow \gamma p$ como mostra a figura 5.4. É importante notar que o

¹Para o cálculo de $f_{p \rightarrow q}$, usamos as funções contidas na biblioteca do PDF [78].

caso elástico é interessante, pois gera um sinal mais limpo, porém o caso inelástico provê um fluxo de fótons, e conseqüentemente léptons, mais energético. Devido a esta característica, realizamos este estudo com o processo inelástico.

Figura 5.3: Processo inelástico para obtenção de fótons em aceleradores pp .

Figura 5.4: Processo elástico para obtenção de fótons em aceleradores pp .

O modelo à pártons para prótons e quarks tem sido bem sucedido na descrição das interações hadrônicas para altas energias. Para o processo inelástico, um próton pode ser visto essencialmente como uma coleção de glúons e quarks viajando livremente com a soma de seus momentos igual ao momento total do próton. Consideramos a função de distribuição $f_{p \rightarrow \gamma}$ na aproximação de Weizsäcker-Williams [80]. Sua idéia central consiste em aproximar a seção de choque do espalhamento envolvendo uma partícula carregada por uma convolução do número equivalente de fótons naquela partícula com a relevante seção de choque de fotoprodução. O espectro de Weizsäcker-Williams para o fóton vindo de um quark é dado por [81]

$$f_{q \rightarrow \gamma}(x) = \frac{e_q^2}{8\pi^2} \frac{1 + (1-x)^2}{x} \ln \frac{t_{max}}{t_{min}}, \quad (5.17)$$

onde x é a fração da energia do quark carregada pelo fóton, t_{max} e t_{min} são o momento máximo e mínimo do fóton transferido respectivamente e assumem os valores $t_{max} = \hat{s}/4 - m_{lq}^2$, com $\sqrt{\hat{s}}$ sendo a energia no centro-de-massa do sub-processo, e $t_{min} = 1 \text{ GeV}^2$. A escolha de t_{max} possui uma certa flexibilidade e (5.17) não é muito sensível a este parâmetro. A escolha do momento mínimo transferido t_{min} garante que os fótons são obtidos do espalhamento inelástico profundo do próton. Outra maneira de se avaliar $f_{p \rightarrow \gamma}$ é apresentada em [82] como

$$f_{q \rightarrow \gamma}(x) = \frac{\alpha}{2\pi} \log \left(\frac{Q^2}{m_q^2} \right) \frac{1}{x} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[1 + (1 - x/z)^2 \right] F_2(z, Q^2) , \quad (5.18)$$

onde $F_2(z, Q^2)$ é a função de estrutura do quark dentro do próton somada sobre todos os tipos de quarks e que incluem os fatores de carga elétrica dos quarks. Para Q^2 escolhemos a massa do leptoquark, m_{lq}^2 . Nas avaliações numéricas que fizemos das expressões (5.17) e (5.18) observamos que as duas são aproximadamente equivalentes.

A função de distribuição de léptons de massa m_l dentro do fóton é dada por [83]

$$f_{\gamma \rightarrow l}(x) = \frac{\alpha}{\pi} \left[x^2 + (1 - x)^2 \right] \log \left(\frac{Q}{m_l} \right) , \quad (5.19)$$

com a escala de energia Q^2 sendo a mesma de (5.18). Combinando as equações (5.18) e (5.19) com as do PDFLIB [78] obtemos o fluxo da distribuição de léptons no feixe de prótons

$$f_{p \rightarrow l}(x_l) = \int_{x_l}^1 \frac{dz}{z} f_{\gamma \rightarrow l} \left(\frac{x_l}{z} \right) \int_z^1 \frac{dx}{x} f_{q \rightarrow \gamma} \left(\frac{z}{x} \right) f_{p \rightarrow q}(x) , \quad (5.20)$$

onde x_l é a fração de momento do próton carregado pelo lépton, x é a fração de momento do próton carregado pelo quark e $\frac{z}{x}$ é a fração de momento do quark carregada pelo fóton.

Desse modo, a seção de choque do processo total $pp \rightarrow \gamma q' \rightarrow e q' \rightarrow e q$ (ver figura 5.5) pode ser avaliada calculando-se a seção de choque do sub-processo $e q' \rightarrow e q$ convoluída com as funções de distribuição $f_{p_1 \rightarrow l}$ e $f_{p_2 \rightarrow q'}$

$$\begin{aligned} \sigma_{tot}(s) &= \int_{x_l}^1 \frac{dz}{z} f_{\gamma \rightarrow l} \left(\frac{x_l}{z} \right) \int_z^1 \frac{dx}{x} f_{q \rightarrow \gamma} \left(\frac{z}{x} \right) f_{p_1 \rightarrow q}(x) \times \\ &\times \int_y^1 dy f_{p_2 \rightarrow q'}(y) \hat{\sigma}(\hat{s}) , \end{aligned} \quad (5.21)$$

onde y é a fração de momento do segundo próton p_2 carregada pelo quark q' , $\hat{s} = x_l y s$, sendo $\sqrt{\hat{s}}$ a energia do sub-processo no referencial do centro-de-massa do par $e q'$ e $\hat{\sigma}(\hat{s})$ é a seção de choque do sub-processo². É importante notar que as distribuições de léptons e anti-léptons no fóton são iguais, já que a conservação de número leptônico e carga elétrica é imperativa.

Para obter a seção de choque de produção de leptoquarks a partir da colisão $pp(e q')$, devemos integrar numericamente (5.21). Utilizamos, para isso, o método estatístico de Monte Carlo. Com o auxílio de um programa de avaliação numérica

²Para maiores detalhes sobre este procedimento, veja [84].

Figura 5.5: Representação do processo $pp(\gamma q')(eq') \rightarrow eq$.

para integrais multi-dimensionais, o VEGAS³, que é baseado no método de Monte Carlo, podemos obter o valor numérico para a seção de choque total dos processos (5.1) e (5.2) caracterizados para cada sinal apresentado na tabela [5.1].

O método de Monte Carlo apresenta uma peculiaridade que é muito útil para o estudo fenomenológico dos processos em questão. Como ele é um método estatístico, reserva-nos a possibilidade de reconstruir o evento gerado sorteando todos os momentos das partículas envolvidas. Deste modo, pode-se criar distribuições de variáveis cinemáticas como energia, p_T , etc.

Para efetuarmos os cálculos é necessário introduzir um corte cinemático na pseudo-rapidez das partículas finais, $|y_{e,q}| < 3.5$, para os processos que envolvem, como *background*, um fóton no canal t de modo a evitar divergências no seu propagador, além de simular, ainda que de maneira rudimentar, a característica do detector de possuir um ponto cego na região do feixe de prótons.

Como o leptarquark aparece quase sempre no canal s , seu sinal apresenta-se como um pico no valor de sua massa, m_{lq} , na distribuição da seção de choque total em função da energia $\sqrt{s}$, representado pela massa invariante do processo. Devido ao fato do sinal ser muito pequeno em comparação com o *background*, resolvemos escolher uma região de integração em torno do pico a ser observado. Escolhemos uma região Δ tal que $m_{lq} - 40 \text{ GeV} < \Delta < m_{lq} + 40 \text{ GeV}$, onde podemos então observar os limites de detecção destas novas partículas.

5.3 Smearing

Devido às incertezas experimentais nos aceleradores, é muito difícil determinar com precisão a energia total das partículas finais. De fato, para aceleradores já em funcionamento, como o LEP 2, a performance do calorímetro eletromagnético do detector ALEPH, por exemplo, resulta numa resolução para a energia de $\sigma/E = 84\%/\sqrt{E}$ e a resolução angular é $\sigma_\theta = \sigma_\theta/\sin\theta = .32 + 2.7/\sqrt{E(\text{GeV})}$ mrad. Estas incertezas se propagam a medida que se avalia as diversas variáveis cinemáticas.

³Para obter mais informações sobre este programa, veja apêndice B.

A fim de aproximarmos um pouco mais o estudo dos leptoquarks à realidade dos aceleradores de partículas, introduzimos em nossa análise um fator adicional que simula de maneira simplificada as imperfeições dos detectores nos aceleradores buscando obter uma resolução para a energia e ângulo parecidas com as reais. Este procedimento, chamado de *smearing*, introduz artificialmente um erro nas medidas de energia, momento e trajetória das partículas finais provenientes da produção de um leptoquark. De fato, em uma análise numérica, como a apresentada aqui, não há a possibilidade de erros em tais variáveis cinemáticas e os quadri-momentos conservam-se perfeitamente. Quando introduzimos o *smearing* nos dados teóricos intencionamos acarretar uma incerteza ao quadri-momento, de forma a obter um déficit de energia e momento da mesma maneira que ocorre na vida real. Este fato é muito importante em nossa análise pois dá origem a novos *backgrounds* como detalharemos na seção 5.4.

O *smearing* é obtido transformando o quadri-momento de uma dada partícula em uma distribuição gaussiana centrada no valor teórico. Desse modo, sorteia-se de forma aleatória um valor dentro da curva gaussiana e atribui-se esse valor ao quadri-momento inicial. Este procedimento, aplicado a todas as partículas finais (em nosso caso ao elétron e ao quark), produz um desbalanceamento nos quadri-momentos finais.

Para os parâmetros do detector CMS do LHC [85], o *smearing* para a energia do elétron, E_e , é feito aproximando seu valor por um gaussiana com a metade da largura, σ_{E_e} , dada pela seguinte expressão

$$\frac{\sigma_{E_e}}{E_e} = \frac{0.02}{\sqrt{E_e}} + 0.005 \quad . \quad (5.22)$$

O momento total é então determinado a partir do *smearing* da energia e da massa do elétron. A direção é calculada dentro de um cone ao redor da direção inicial com a metade do ângulo do cone distribuído em uma gaussiana com a metade da largura dada por $\sigma_{\theta_e} = 10$ mrad.

No caso do calorímetro hadrônico do CMS, os quarks têm sua energia, E_q , aproximada a uma gaussiana com metade da largura, σ_{E_q} , dada pela expressão

$$\frac{\sigma_{E_q}}{E_q} = \frac{0.6}{\sqrt{E_q}} + 0.03 \quad . \quad (5.23)$$

O momento total dessas partículas foi calculado a partir do *smearing* da energia. A direção dos quarks é determinada assumindo que ela varia dentro de um cone centrado na direção original com a metade do ângulo distribuído em uma gaussiana cuja metade da largura é dada por $\sigma_{\theta_q} = 15$ mrad.

A tabela [5.2] mostra o efeito do *smearing* nas seções de choque do processo $pp \rightarrow e^- q \rightarrow e^- q$ calculadas para $\sqrt{s} = 14$ TeV, $m_{lq} = 500$ GeV e $\kappa = 0.3$ para os diversos leptoquarks com $F = 2$. Os únicos cortes empregados foram na pseudo-rapidez das partículas finais, $|y_{e,j}| < 3,5$ e na massa invariante do

par elétron jato, $460 \text{ GeV} < m_{e,j} < 540 \text{ GeV}$. Notamos um pequeno acréscimo sistemático para as seções de choque com *smearing* que pode ser explicado devido ao fato de que eventos com $|y_{e,j}| > 3.5$, cuja seção de choque cresce para estes valores, são aceitos devido ao *smearing*. Este fator é dominante em relação ao efeito contrário, quando eventos com $|y_{e,j}| < 3.5$ são cortados, dado que as seções de choque divergem para valores altos de $|y_{e,j}|$.

	Leptoquarks						
	S_{1L}	S_{1R}	S_1	$S_{3B,C}$	V_{2L}	V_{2R}	V_2
$\sigma \text{ (fb)}$	256.9	366.3	264.0	487.3	377.0	803.9	573.8
$\sigma^* \text{ (fb)}$	264.0	373.6	271.7	493.9	384.9	808.2	580.2

Tabela 5.2: Efeito do *smearing* nas seções de choque do sinal $e^- + \text{jato}$ para os leptoquarks com $F = 2$. σ e σ^* representam as seções de choque sem e com o *smearing* respectivamente. Assumimos $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$, $m_{lq} = 500 \text{ GeV}$ e $\kappa = 0.3$. Os cortes utilizados são explicados no texto.

Por outro lado, quando impusermos cortes cinemáticos em variáveis como, por exemplo, no déficit de momento transversal, $\cancel{p}_T$, esperamos que a seção de choque com *smearing* seja bem menor em relação à seção de choque sem *smearing*. Como ilustração, utilizando-se os cortes definidos na sub-seção 5.5.1, a seção de choque para o leptoquark S_{1L} , com $m_{S_{1L}} = 500 \text{ GeV}$ e $\kappa = 0.3$, cai de $\sigma = 71.91 \text{ fb}$ (sem *smearing*) para $\sigma^* = 23.89 \text{ fb}$ (com *smearing*). Na sequência deste trabalho, usamos apenas os resultados provenientes de processos que sofreram a ação do *smearing*, salvo onde for claramente especificado.

5.4 Background $pp \rightarrow W^- + \text{jato}$

Como vimos na seção anterior, no processo $pp \rightarrow e q X$, os erros experimentais podem apontar um ligeiro desalinhamento nas partículas finais como se houvesse um neutrino adicional com baixa energia no sub-processo. Para fazer um estudo detalhado e mais realista dos possíveis sinais dos leptoquarks em colisões hadrônicas resolvemos levar em consideração também essas incertezas. Desse modo, além dos *backgrounds* irreduzíveis sobre os quais falaremos na próxima seção, incluímos em nossa análise a contribuição do processo $pp \rightarrow W^\pm + \text{jato}$, que, quando o $W^\pm$ decai leptonicamente, gera o sinal $e^\pm + \text{jato} + \cancel{p}_T$. Quando o $\cancel{p}_T$ for pequeno o suficiente ($< 10(30) \text{ GeV}$) este *background* poderá ser confundido com o sinal $e^\pm + \text{jato}$ dentro do detector.

O processo $pp \rightarrow l^- + \nu_l + \text{jato}$ pode ser obtido através de três sub-processos distintos

$$d\bar{u} \rightarrow l^- + \nu_l + g ; \quad (5.24)$$

$$gd \rightarrow l^- + \nu_l + u ; \quad (5.25)$$

$$g\bar{u} \rightarrow l^- + \nu_l + \bar{d} , \quad (5.26)$$

que podem ser melhor visualizados na fig. 5.6. O processo $pp \rightarrow l^+ + \nu_l + \text{jato}$ possui os mesmos diagramas da fig. 5.6 apenas com a inversão da linhas fermiônicas. Os elementos de matriz associados a esses diagramas foram calculados com o auxílio do pacote MADGRAPH [86]. Este programa calcula o elemento de matriz quadrado de um determinado processo dentro do modelo padrão e proporciona uma rotina em FORTRAN que possibilita uma posterior avaliação numérica da seção de choque do processo através da integração no espaço de fase correspondente pelo método de Monte Carlo.

Figura 5.6: Diagramas de Feynman para os sub-processos de $pp \rightarrow l^- \nu_l \text{ jato}$.

Como estamos realizando a integração do processo envolvendo o leptoquark apenas na região de energia próxima de sua massa, é natural que o par lépton-jato produzido possua uma massa invariante com o mesmo valor que a energia proposta. Desta forma, exigimos que, no *background*, o par lépton-jato produzido tenha uma massa invariante entre $m_{lq} - \delta$ e $m_{lq} + \delta$, com δ sendo o parâmetro que determina o intervalo de integração. Como estamos assumindo que a massa do leptoquark é de 500–2000 GeV e usamos um intervalo de integração de $\delta = 40$

GeV, o corte na massa invariante fica $m_{lq} - \delta < M_{ej} < m_{lq} + \delta$. Além disso, no processo com o leptoquark, realizamos um corte na rapidez do lépton e do jato de $|y_e|, |y_j| < 3.5$. Procedemos com este corte também no caso do *background* por questões de coerência. As figuras 5.7 e 5.8, apresentam algumas distribuições para a seção de choque, σ_W , do processo $pp \rightarrow W^- + \text{jato} \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \text{jato}$ para $m_{lq} = 500$ e 1000 GeV respectivamente com $\sqrt{s} = 14$ TeV e os cortes na massa invariante e na pseudo-rapidez.

Figura 5.7: Distribuições da seção de choque σ_W para o processo $pp \rightarrow e^- + \nu_e + \text{jato}$ com $m_{lq} = 500$ em função de (a) p_{T_e} , (b) p_{T_j} , (c) p_T e (d) $m_{e\nu}$. Impusemos apenas os cortes na massa invariante e na pseudo-rapidez como explicado no texto.

Já que este é um processo de *background*, estamos interessados em eliminá-lo de forma eficiente do estudo dos leptoquarks. Para isto impusemos alguns cortes cinemáticos que reduzem de forma considerável a contribuição deste processo no sinal em questão, como mostram as figuras 5.7 e 5.8. O mais óbvio deles é o corte no p_T do neutrino que necessariamente tem que ser pequeno para que o processo em questão seja confundido com o sinal $e + \text{jato}$ do leptoquark. O

Figura 5.8: Distribuições da seção de choque σ_W para o processo $pp \rightarrow e^- + \nu_e + \text{jato}$ com $m_{lq} = 1000$ em função de (a) p_{Te} , (b) p_{Tj} , (c) p_T e (d) m_{Tev} . Impusemos apenas os cortes na massa invariante e na pseudo-rapidez com explicado no texto.

valor usado foi de $p_T < 10(30)$ GeV para $m_{lq} = 500(> 500)$ GeV. Devido ao pico jacobiano do leptoquark no canal s os léptons e jatos provenientes de seu decaimento apresentam valores de seu momento transversal picados em $m_{lq}/2$. Assim, para que o *background* assemelhe-se ao nosso sinal é preciso que efetueemos um corte nos momentos transversais do lépton e jato finais como mostra a tabela [5.3]. Este corte evita também divergências no infra-vermelho devido a presença do glúon.

Finalmente, impusemos um último corte na massa transversal do par elétron-neutrino definida por

$$m_{Tev} = \left[(p_{Te} + p_{T\nu})^2 - (p_{xe} + p_{x\nu})^2 - (p_{ye} + p_{y\nu})^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (5.27)$$

em que $50 \text{ GeV} > m_{Tev} > 110 \text{ GeV}$ já que as figs. 5.7 e 5.8 mostram que, para o *background*, a seção de choque é picada para $m_{Tev} \sim m_W = 80.22 \text{ GeV}$. Estes

m_{lq} (GeV)	500	750	1000	1250	1500	2000
$P_{Te,j} >$	200	300	400	500	600	800

Tabela 5.3: Valores impostos para o corte no momento transversal de $e^\pm$ e jato, $P_{Te,j}$, para os diversos valores da massa do leptoquark, m_{lq} , usados.

cortes também se aplicam de maneira eficiente ao processo $pp \rightarrow e^\pm + \nu_e + \text{jato}$.

Os resultados da aplicação dos cortes mencionados podem ser vistos na tabela [5.4]. Como podemos observar nas figs. 5.7 e 5.8, os cortes no momento transversal do neutrino e na massa transversal do par elétron-neutrino são os que mais atuam para eliminar a contribuição deste indesejável processo. Porém, quando comparamos o resultado com todos os cortes aplicados com a seção de choque do processo com o leptoquark (veja tabela [5.5]) notamos que este *background* é ainda muito importante. Isto significa que é necessária uma análise mais cuidadosa do processo de produção dos leptoquarks levando-se em conta a contribuição deste *background* não-irredutível no cálculo dos limites para as constantes de acoplamento dos leptoquarks.

σ_W (fb)	$e^- + \bar{\nu}_e + \text{jato}$		$e^+ + \nu_e + \text{jato}$	
	cortes iniciais	c/ cortes	cortes iniciais	c/ cortes
$m_{lq} = 500$ GeV	2475	26.5	2485	22.9
$m_{lq} = 1000$ GeV	68.6	2.346	67.8	2.077

Tabela 5.4: Valores da seção de choque σ_W para o *background* $pp \rightarrow e^\pm + \nu_e + \text{jato}$ para $m_{lq} = 500$ e 1000 GeV. Os cortes iniciais referem-se aos da pseudo-rapidez e massa invariante, além de um corte em $p_{Tj} > 10$ GeV para evitar as divergências do glúon. A coluna c/ cortes refere-se a todos os cortes explicados no texto.

5.5 Análise das Seções de Choque de Produção

Tipicamente, em colisões pp , os leptoquarks são produzidos através dos processos (5.16a–5.16c). Entretanto, o processo de produção simples $pp \rightarrow l + q \rightarrow LQ$ permanece interessante porque pode ser separado dos outros por apresentar um único lépton no estado final através dos sinais $e + \text{jato}$ ou $\text{jato} + \cancel{e}$. O processo com apenas um lépton no estado final, apesar que possuir uma seção de choque menor, ganha interesse já que seus *backgrounds* também serão menores em relação aos outros processos [69]. Estudamos apenas os processos que dão, como sinal, um

elétron (pósitron) mais um jato no estado final. Dividimos nossa análise supondo que os leptoquarks não coexistem, ou seja, consideramos apenas um tipo de leptoquark de cada vez. Por motivos de simplificação, quando um determinado leptoquark apresenta mais de uma constante de acoplamento assumimos que apenas uma delas é não nula. Como estamos interessados em limites superiores para os acoplamentos, esta hipótese não compromete nosso trabalho posto que um estudo mais abrangente apenas diminuiria os limites superiores. Por último gostaríamos de frisar que, nos cálculos desta seção, assumimos que as massas de todos os férmions envolvidos são nulas.

5.5.1 Leptoquarks com $F = 2$

Iniciamos a análise do sinal $e + \text{jato}$ para leptoquarks com $F = 2$. Levando-se em conta os acoplamentos apresentados pela lagrangiana (5.4), este sinal está associado aos sub-processos $e q(\bar{q}) \rightarrow e q(\bar{q})$ com $q = u, d$, assumindo-se que os leptoquarks apenas se acoplam com a primeira família fermiônica. No sub-processo $e q \rightarrow e q$, há contribuições do modelo padrão irredutíveis devido a troca de um γ ou Z^0 no canal t (onde também contribuem os quarks s, c), como mostra a figura 5.9, bem como a troca de um leptoquark escalar ou vetorial no canal s .

Figura 5.9: Gráficos de Feynman com $F = 2$ para o sub-processo $e q \rightarrow e q$ com (LQ) podendo ser escalar ou vetorial, $q_i = u, d, s, c$ e $q'_i = u, d$.

Dos gráficos de Feynman da figura 5.9 podemos obter os elementos de matriz

$$\mathcal{M}_\gamma = -iQ_q e^2 \bar{u}(p_{e_2}) \gamma_\mu u(p_{e_1}) \frac{1}{t} \bar{u}(p_{q_2}) \gamma^\mu u(p_{q_1}) ; \quad (5.28)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{Z^0} = & \frac{G_F m_{Z^0}^2}{2\sqrt{2}} \bar{u}(p_{e_2}) \gamma_\mu \left[R_e(1 + \gamma^5) + L_e(1 - \gamma^5) \right] u(p_{e_1}) \frac{i}{t - m_{Z^0}^2} \\ & \bar{u}(p_{q_2}) \gamma^\mu \left[R_q(1 + \gamma^5) + L_q(1 - \gamma^5) \right] u(p_{q_1}) , \end{aligned} \quad (5.29)$$

para o modelo padrão,

$$\mathcal{M}_S = \frac{-i\kappa_{L/R}^2}{4} \bar{u}(p_{e_2}) C (1 \pm \gamma^5) \bar{u}^T(p_{q'_2}) \frac{1}{\hat{s} - m_S^2 + im_S \Gamma_S} u^T(p_{q'_1}) C (1 \mp \gamma^5) u(p_{e_1}) , \quad (5.30)$$

para os leptoquarks escalares e

$$\mathcal{M}_V = \frac{i\kappa_{L/R}^2}{4} \bar{u}(p_{e_2}) (1 \pm \gamma^5) \gamma_\mu C \bar{u}^T(p_{q'_2}) \frac{1}{\hat{s} - m_V^2 + im_V \Gamma_V} u^T(p_{q'_1}) C \gamma^\mu (1 \mp \gamma^5) u(p_{e_1}) , \quad (5.31)$$

para os leptoquarks vetoriais, onde

$$L_f = T_f^3 - 2Q_f \sin^2 \theta_W ; \quad R_f = -2Q_f \sin^2 \theta_W , \quad (5.32)$$

com Q_f e T_f^3 sendo a carga do férmion em unidades de e , e a terceira componente do isospin respectivamente.

O processo $e q \rightarrow e q$ possui duas contribuições distintas. A primeira com $q = u(d)$ quando o diagrama do leptoquark contribui e a segunda com $q = d(u), s, c$ onde só intervêm o fóton e o Z^0 . Note que, na maioria dos casos, os leptoquarks só se acoplam com um tipo de quark por vez, portanto os processos com os outros três quarks apenas contribuem para o *background*. As exceções ficam por conta do caso com o leptoquark V_{2R}^μ (de mão-direita) que se acopla simultaneamente com os quarks u e d e com os leptoquarks S_{3B} e S_{3C} que, por possuírem constantes de acoplamento proporcionais a g_{3L} (v. tabela [5.1]), não podem ser analisados separadamente. Nestes casos o *background* é composto apenas pelas contribuições dos quarks s e c através da troca de γ e Z^0 .

Dos elementos de matriz (5.28-5.30) podemos obter a seção de choque diferencial não polarizada para o caso $e q \rightarrow e q$, com $q = u(d)$ com a contribuição de um leptoquark escalar para $F = 2$

$$\left(\frac{d\hat{\sigma}}{d \cos \theta} \right)_{e q \rightarrow e q}^S = \frac{1}{32\pi \hat{s}} [|\mathcal{M}_\gamma|^2 + |\mathcal{M}_{Z^0}|^2 + |\mathcal{M}_S|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{M}_{\gamma Z^0}) + 2\text{Re}(\mathcal{M}_{\gamma S}) + 2\text{Re}(\mathcal{M}_{Z^0 S})] , \quad (5.33)$$

com

$$|\mathcal{M}_\gamma|^2 = 2Q_q^2 e^4 \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} ; \quad (5.34)$$

$$|\mathcal{M}_{Z^0}|^2 = 2(G_F m_{Z^0}^2)^2 \frac{1}{(\hat{t} - m_{Z^0}^2)^2} [(R_e^2 R_q^2 + L_e^2 L_q^2) \hat{s} +$$

$$+(R_e^2 L_q^2 + L_e^2 R_q^2) \hat{u}] \quad ; \quad (5.35)$$

$$|\mathcal{M}_S|^2 = \frac{\kappa^4}{4} \frac{\hat{s}^2}{(\hat{s} - m_S^2)^2 + m_S^2 \Gamma_S^2} \quad ; \quad (5.36)$$

$$2\text{Re}(\mathcal{M}_{\gamma Z^0}) = -\frac{4G_F m_{Z^0}^2 Q_q e^2}{\sqrt{2}} \frac{1}{i(\hat{t} - m_{Z^0}^2)} [(R_e R_q + L_e L_q) \hat{s}^2 + (R_e L_q + L_e R_q) \hat{u}] \quad ; \quad (5.37)$$

$$2\text{Re}(\mathcal{M}_{\gamma S}) = Q_q e^2 \kappa^2 \frac{\hat{s}^2 (\hat{s} - m_S^2)}{i[(\hat{s} - m_S^2)^2 + m_S^2 \Gamma_S^2]} \quad ; \quad (5.38)$$

$$2\text{Re}(\mathcal{M}_{Z^0 S}) = -\frac{2G_F m_{Z^0}^2 \lambda_{L/R}^2}{\sqrt{2}} \frac{\hat{s}^2 (\hat{s} - m_S^2)}{(i - m_{Z^0}^2) [(\hat{s} - m_S^2) + m_S^2 \Gamma_S^2]} \quad . \quad (5.39)$$

com $\lambda_{L/R}$ dado por

$$\lambda_L \equiv \kappa_L \sqrt{L_e L_q} \quad ; \quad (5.40a)$$

$$\lambda_R \equiv \kappa_R \sqrt{R_e R_q} \quad . \quad (5.40b)$$

Para o leptoquark vetorial, usando (5.31), temos

$$\left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\theta} \right)_{e\bar{q} \rightarrow e\bar{q}}^V = \frac{1}{32\pi\hat{s}} [|\mathcal{M}_\gamma|^2 + |\mathcal{M}_{Z^0}|^2 + |\mathcal{M}_V|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{M}_{\gamma Z^0}) + 2\text{Re}(\mathcal{M}_{\gamma V}) + 2\text{Re}(\mathcal{M}_{Z^0 V})] \quad , \quad (5.41)$$

com

$$|\mathcal{M}_V|^2 = \kappa^4 \frac{\hat{u}^2}{(\hat{s} - m_V^2)^2 + m_V^2 \Gamma_V^2} \quad ; \quad (5.42)$$

$$\mathcal{M}_{\gamma V} = 2Q_q \kappa^2 e^2 \frac{\hat{u}^2 (\hat{s} - m_V^2)}{i[(\hat{s} - m_V^2)^2 + m_V^2 \Gamma_V^2]} \quad ; \quad (5.43)$$

$$2\text{Re}(\mathcal{M}_{Z^0 V}) = -\frac{4\lambda_{L/R}^2 G_F m_{Z^0}^2}{\sqrt{2}} \frac{\hat{u}^2 (\hat{s} - m_V^2)}{(i - m_{Z^0}^2) [(\hat{s} - m_V^2) + m_V^2 \Gamma_V^2]} \quad . \quad (5.44)$$

e

$$\lambda'_L \equiv \kappa_L \sqrt{L_e R_q} \quad ; \quad (5.45a)$$

$$\lambda'_R \equiv \kappa_R \sqrt{R_e L_q} \quad . \quad (5.45b)$$

Para o *background*, a seção de choque diferencial não polarizada para cada tipo de quark q é dada por

$$\left(\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \right)_{e\bar{q} \rightarrow e\bar{q}}^{bg} = \frac{1}{32\pi\hat{s}} \left[|\mathcal{M}_\gamma|^2 + |\mathcal{M}_{Z^0}|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{M}_{\gamma Z^0}) \right] \quad (5.46)$$

Da mesma forma, o processo $e\bar{q} \rightarrow e\bar{q}$ também possui duas contribuições distintas, como mostra a figura 5.10. Quando $\bar{q} = \bar{u}(\bar{d})$ o diagrama do leptouark contribui no canal t e quando $\bar{q} = \bar{s}(\bar{c})$, apenas o fóton e o Z^0 são considerados.

Os elementos de matriz associados a este processo são

$$\mathcal{M}_\gamma = -iQ_q e^2 \bar{u}(p_{e_2}) \gamma_\mu u(p_{e_1}) \frac{1}{\hat{t}} \bar{v}(p_{\bar{q}_2}) \gamma^\mu v(p_{\bar{q}_1}) \quad ; \quad (5.47)$$

$$\mathcal{M}_{Z^0} = \frac{G_F m_{Z^0}^2}{2\sqrt{2}} \bar{u}(p_{e_2}) \gamma_\mu \left[R_e(1 + \gamma^5) + L_e(1 - \gamma^5) \right] u(p_{e_1}) \frac{i}{\hat{t} - m_{Z^0}^2} \bar{v}(p_{\bar{q}_2}) \gamma^\mu \left[R_q(1 + \gamma^5) + L_q(1 - \gamma^5) \right] v(p_{\bar{q}_1}) \quad ; \quad (5.48)$$

$$\mathcal{M}_S = \frac{-i\kappa_{L/R}^2}{4} v^T(p_{\bar{q}_2}) C (1 \mp \gamma^5) u(p_{e_1}) \frac{1}{\hat{u} - m_S^2 + im_S\Gamma_S} \bar{u}(p_{e_2}) C (1 \pm \gamma^5) \bar{v}^T(p_{\bar{q}_1}) \quad ; \quad (5.49)$$

$$\mathcal{M}_V = \frac{i\kappa_{L/R}^2}{4} v^T(p_{\bar{q}_2}) C \gamma_\mu (1 \mp \gamma^5) u(p_{e_1}) \frac{1}{\hat{u} - m_V^2 + im_V\Gamma_V} \bar{u}(p_{e_2}) (1 \pm \gamma^5) \gamma^\mu C \bar{v}^T(p_{\bar{q}_1}) \quad . \quad (5.50)$$

Figura 5.10: Gráficos de Feynman com $F = 2$ para o sub-processo $e\bar{q} \rightarrow e\bar{q}$, com (LQ) podendo ser escalar ou vetorial, $\bar{q}_i = \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \bar{c}$ e $\bar{q}'_i = \bar{u}, \bar{d}$.

No processo $e\bar{q} \rightarrow e\bar{q}$, como no caso anterior, o leptouark somente se acopla com um tipo de quark, $\bar{u}$ ou $\bar{d}$, de cada vez, excetuando-se os casos já mencionados dos leptouarks V_{2B}^μ , S_{3B} e S_{3C} . Desse modo, os processos com os outros três quarks só contribuem para o *background*.

Dos elementos de matriz (5.47–5.49) podemos obter a seção de choque diferencial não polarizada para o caso $e\bar{q} \rightarrow e\bar{q}$, com $\bar{q} = \bar{u}(\bar{d})$ com a contribuição de um leptouark escalar para $F = 2$

$$\left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\theta} \right)_{e\bar{q} \rightarrow e\bar{q}}^S = \frac{1}{32\pi\hat{s}} \left[|\mathcal{M}_\gamma|^2 + |\mathcal{M}'_{Z^0}|^2 + |\mathcal{M}'_S|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{M}'_{\gamma Z^0}) + \right. \\ \left. + 2\text{Re}(\mathcal{M}'_{\gamma S}) + 2\text{Re}(\mathcal{M}'_{Z^0 S}) \right] , \quad (5.51)$$

com os $\mathcal{M}'$ sendo dados por (5.35) a (5.39) apenas com a troca $\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}$ e $|\mathcal{M}_\gamma|^2$ sendo a mesma dada por (5.34).

Para o leptoquark vetorial, usando (5.50), temos

$$\left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\theta} \right)_{e\bar{q} \rightarrow e\bar{q}}^V = \frac{1}{32\pi\hat{s}} \left[|\mathcal{M}_\gamma|^2 + |\mathcal{M}'_{Z^0}|^2 + |\mathcal{M}''_V|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{M}'_{\gamma Z^0}) + \right. \\ \left. + 2\text{Re}(\mathcal{M}''_{\gamma V}) + 2\text{Re}(\mathcal{M}''_{Z^0 V}) \right] , \quad (5.52)$$

onde os $\mathcal{M}''$ são dados por (5.42) a (5.44) com a troca $\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}$ e os demais termos são os mesmos apresentados anteriormente.

Para o *background*, onde só contribuem os diagramas com γ e Z^0 da figura 5.10, com os quarks $\bar{q}_i$ sendo $\bar{u}(\bar{d})$, $\bar{s}$ e $\bar{c}$, a seção de choque diferencial é dada por

$$\left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\theta} \right)_{e\bar{q} \rightarrow e\bar{q}}^{bg} = \frac{1}{32\pi\hat{s}} \left[|\mathcal{M}_\gamma|^2 + |\mathcal{M}'_{Z^0}|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{M}'_{\gamma Z^0}) \right] . \quad (5.53)$$

As expressões para as seções de choque diferenciais apresentadas até agora valem também para o processo $pp \rightarrow e^+ + q \rightarrow e^+ + \text{jato}$, apenas com a inversão das linhas de férmions nas figuras 5.9 e 5.10. Isto significa dizer que a única mudança entre os processos com elétrons e pósitrons está na troca das funções de estrutura dos quarks dentro do próton, $f_{p \rightarrow q'} \leftrightarrow f_{p \rightarrow \bar{q}'}$, na expressão (5.21).

Realizamos então as simulações numéricas para as seções de choque total e do *background* irreduzível. Na tabela [5.5] exemplificamos os resultados obtidos para o sinal $e^\pm + \text{jato}$ com *smearing*, no qual contribuem os processos $e q \rightarrow e q$ e $e \bar{q} \rightarrow e \bar{q}$, com $e = e^\pm$, para os leptoquarks com $F = 2$ de (5.4) com a massa do leptoquark sendo $m_{lq} = 500$ GeV, a constante de acoplamento $\kappa = 0.3$ e a energia no referencial do laboratório $\sqrt{s} = 14$ TeV. Para obtermos uma melhor visualização do sinal do leptoquark, integramos apenas na região $m_{lq} - 40$ GeV $< m_{ej} < m_{lq} + 40$ GeV. O erro da avaliação numérica por Monte Carlo apresenta-se na última casa decimal. Em todos os valores foi aplicado o corte na pseudo-rapidez $|y_{e,j}| < 3.5$ como foi descrito na seção 5.2. Nas colunas com cortes, impusemos cortes em algumas variáveis cinemáticas que descreveremos a seguir.

As figuras 5.11 e 5.12 mostram as distribuições cinemáticas para as seções de choque do processo $e^- + \text{jato}$ intermediada pelos leptoquarks S_{1L} com $m_{S_{1L}} = 500$

	$e^- + \text{jato}$				$e^+ + \text{jato}$			
	cortes iniciais		com cortes		cortes iniciais		com cortes	
	σ_{lq}	σ_{bg}	σ_{lq}	σ_{bg}	σ_{lq}	σ_{bg}	σ_{lq}	σ_{bg}
$\hat{S}_1$	271.7	156.2	25.24	0.932	194.4	154.0	9.37	0.662
S_{1L}	264.0	156.2	23.89	0.932	174.7	154.0	5.041	0.662
S_{1R}	373.6	156.2	47.07	0.932	194.4	154.0	9.43	0.662
$S_{3B,C}$	493.9	156.2	73.49	0.932	252.9	154.0	22.30	0.663
V_{2L}^μ	384.9	156.2	43.54	0.932	233.0	154.0	15.47	0.662
V_{2R}^μ	808.2	156.2	121.8	0.932	312.9	154.0	30.33	0.662
V_2^μ	580.2	156.2	79.27	0.932	234.1	154.0	15.53	0.662

Tabela 5.5: Valores numéricos (em fb) das seções de choque σ_{lq} e do *background* irreduzível σ_{bg} para o sinal $e + \text{jato}$ com *smearing* e os leptquarks com $F = 2$ com energia no laboratório de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Integramos apenas na região $m_{lq} - 40$ GeV $< m_{\tau,j} < m_{lq} + 40$ GeV. Foram introduzidos os cortes na pseudo-rapidez $|y_{e,q}| > 3.5$ em todos os processos. Os outros cortes estão definidos no texto. Assumimos $m_{lq} = 500$ GeV e $\kappa = 0.3$.

GeV e V_{2L} com $m_{V_{2L}} = 1000$ GeV respectivamente para $\kappa = 0.3$, além do *background* irreduzível do γ e Z^0 . Observamos que a seção de choque para o *background* é bastante picada para $p_{T,e,j}$ pequeno, enquanto os sinais dos leptquarks são mais favorecidos para $p_{T,e,j} \sim m_{lq}/2$ devido ao pico jacobiano. Dessa forma, implementamos um corte cinemático em $p_{T,e} > 200$ (400) GeV, para $m_{lq} = 500$ (1000) GeV, que diminui consideravelmente os *backgrounds* e não influi muito no sinal do leptquark. Os cortes no momento transversal para outros valores da massa do leptquark podem ser vistos na tabela [5.3]. As incertezas criadas pelo *smearing* geram um pequeno sinal de déficit de energia e momento como podem ser visto nas figs. 5.11 e 5.12. Desse modo, podemos definir novos cortes que serão úteis para eliminar grande parte do *background* $pp \rightarrow W + \text{jato}$ descrito na seção 5.4. Comparando as figuras 5.7–5.8 com 5.11–5.12, impusemos, então, que o déficit de momento transversal fosse sempre menor que $p_T < 10$ (30) GeV para $m_{lq} = 500$ (> 500) GeV. Além disso, forçamos que a massa transversal do par elétron–neutrino estivesse sempre fora do intervalo⁴ $50 \text{ GeV} < m_{T,e\nu} < 110$ GeV, já que o *background* do W apresenta um pico para $m_{T,e\nu} = m_W$. Os resultados com estes cortes são apresentados nas tabelas [5.4] e [5.5], de onde pode-se concluir que serão fundamentais no estudo dos sinais de leptquarks escalares e vetoriais no LHC.

⁴Para $m_{lq} = 500$ GeV, um corte em $m_{T,e\nu} < 50$ GeV já é satisfatório posto que a distribuição da massa transversal para o sinal do leptquark é muito pequena para $m_{T,e\nu} > 110$ GeV, como podemos ver nas figs. 5.11 e 5.16.

Figura 5.11: Distribuições da seção de choque do processo $e^- + \text{jato}$ para S_{1L} com $m_{S_{1L}} = 500$ GeV e $\kappa = 0.3$ em função de (a) p_{T_e} , (b) p_{T_j} , (c) $p_{T_{\text{miss}}}$ e (d) $m_{T_{e\nu}}$. A curva sólida representa a seção de choque total e a curva tracejada a contribuição do *background* irreduzível. Impusemos apenas os cortes na massa invariante e na pseudo-rapidez.

Finalmente, para estimar o potencial do LHC na busca por leptoquarks, exigimos que o nível de significância do sinal fosse da ordem de 3σ na região de integração escolhida de ± 40 GeV ao redor de m_{lq} . Este limite pode ser obtido da seguinte forma

$$\frac{\sigma_{tot} - \sigma_{\kappa=0}}{\sqrt{\sigma_{\kappa=0}}} \sqrt{\mathcal{L}} = 3 \quad , \quad (5.54)$$

com

$$\sigma_{tot} = \sigma_{lq} + \sigma_{bg} + \sigma_W \quad ; \quad (5.55a)$$

$$\sigma_{\kappa=0} = \sigma_{bg} + \sigma_W \quad , \quad (5.55b)$$

sendo que $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ é a luminosidade integrada projetada para um ano de

Figura 5.12: Distribuições da seção de choque do processo $e^- + \text{jato}$ para V_{2L} com $m_{V_{2L}} = 1000$ GeV e $\kappa = 0.3$ em função de (a) p_{Te} , (b) p_{Tj} , (c) $\not{p}_T$ e (d) m_{Tev} . A curva sólida representa a seção de choque total e a curva tracejada a contribuição do *background* irreduzível. Impusemos apenas os cortes na massa invariante e na pseudo-rapidez.

funcionamento do LHC. Esta exigência garante que o sinal para a produção do leptoquark seja claro o suficiente para ser observado. Para esta análise utilizamos todos os cortes definidos anteriormente. A figura 5.13 apresenta a região de exclusão com 3σ no plano $\kappa \times m_{lq}$ para o sinal $e^- + \text{jato}$ obtida a partir de (5.54) para os leptoquarks S_{1L} e V_{2L} . Podemos ver que, no intervalo de massa 500–2000 GeV, estes leptoquarks podem ser observados no LHC para constantes de acoplamento da ordem de $\kappa = 0.08$ – 0.18 . Estes limites são ainda mais restritivos que os obtidos a partir da produção a pares de leptoquarks escalares através de sub-processos que envolvem quarks e glúons [69], onde se obtém limites da ordem de $\kappa = 0.22$ para $m_{lq} = 2000$ GeV.

Figura 5.13: Regiões de exclusão com 3σ no plano $\kappa \times m_{lq}$ para o sinal $e^- + jato$ com uma luminosidade integrada $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ para os leptoquarks (a) S_{1L} e (b) V_{2L} .

5.5.2 Leptoquarks com $F = 0$

A lagrangiana (5.5) apresenta leptoquarks com $F = 0$ que também podem ser associados aos sub-processos $e q(\bar{q}) \rightarrow e q(\bar{q})$, com $q = u, d$, resultando nos mesmos sinais $e^\pm + jato$ analisados na sub-seção anterior. A diferença entre as duas famílias de leptoquarks reside no fato de que, para $F = 1$, as linhas de férmions são contínuas, ao contrário do caso em que $F = 2$ onde, devido à presença de um espinor transposto na regra de Feynman, as linhas de férmions apresentam-se quebradas. Dessa forma, para $F = 0$, o sub-processo em que o leptoquark contribui no canal s e, portanto, apresenta um sinal claro na forma de um pico jacobiano, é diferente do caso anterior, como pode ser visto na figura 5.14. No sub-processo $e^- \bar{q} \rightarrow e^- \bar{q}$, há também contribuições do modelo padrão irredutíveis devido à troca de um γ e um Z^0 no canal t (quando também contribuem os anti-quarks $\bar{s}$, $\bar{c}$). Como no caso anterior, o sub-processo com pósitrons, $e^+ q \rightarrow e^+ q$, é análogo ao sub-processo com elétrons, apenas com a inversão das linhas fermiônicas nas figuras 5.14 e 5.15.

Os elementos de matriz para os diagramas do modelo padrão são dados pelas equações (5.47) e (5.48). Utilizando-se das regras apresentadas na seção 5.1 podemos obter os elementos de matriz para o gráfico de Feynman do leptoquark escalar apresentado na figura 5.14

$$\mathcal{M}_R = \frac{\kappa_{L/R}^2}{4} \bar{u}(p_{e2}) (1 \pm \gamma^5) v(p_{\bar{q}'_2}) \frac{1}{\hat{s} - m_R^2 + im_R \Gamma_R}$$

Figura 5.14: Gráficos de Feynman com $F = 0$ para o sub-processo $e \bar{q} \rightarrow e \bar{q}$, com (LQ) podendo ser escalar ou vetorial, $\bar{q}_i = \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \bar{c}$ e $\bar{q}'_i = \bar{u}, \bar{d}$.

$$\bar{v}(p_{\bar{q}'_1})(1 \mp \gamma^5)u(p_{e_1}) \quad , \quad (5.56)$$

e para o leptoquark vetorial

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_U = & -\frac{\kappa_{L/R}^2}{4} \bar{u}(p_{e_2})(1 \pm \gamma^5)\gamma^\mu v(p_{\bar{q}'_2}) \frac{1}{\hat{s} - m_U^2 + im_U\Gamma_U} \\ & \bar{v}(p_{\bar{q}'_1})\gamma_\mu(1 \mp \gamma^5)u(p_{e_1}) \quad , \end{aligned} \quad (5.57)$$

com m_R e m_U sendo a massa do leptoquark escalar e vetorial com $F = 0$ respectivamente e as larguras Γ_R e Γ_U são as mesmas apresentadas em (5.12) e (5.15).

Note que a única mudança significativa entre os casos $F = 2$ e $F = 0$ está no sinal relativo entre os elementos de matriz do modelo padrão e do leptoquark que irá alterar as contribuições dos termos de interferência. Este processo possui duas contribuições distintas: a primeira quando o diagrama do leptoquark contribui e a segunda onde apenas intervêm os diagramas com o γ e o Z^0 . Com as exceções do leptoquark R_{2R} que se acopla simultaneamente com os anti-quarks $\bar{u}$ e $\bar{d}$, e dos leptoquarks U_{3B} e U_{3C} , que possuem constantes de acoplamento proporcionais a h_{3L} e não podem ser analisados separadamente, os outros leptoquarks apenas se acoplam com um tipo de anti-quark ($\bar{u}$ ou $\bar{d}$), desse modo os processos com os outros três sabores de quarks só contribuem para o *background* irreduzível.

Dos elementos de matriz (5.28), (5.29), (5.56) e (5.57) podemos obter a seção de choque diferencial não polarizada para o processo $e \bar{q} \rightarrow e \bar{q}$, com $\bar{q} = \bar{u}(\bar{d})$, com a contribuição de um leptoquark escalar para $F = 0$, desprezando-se as massas de todos os férmions envolvidos

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\theta} \right)_{e\bar{q} \rightarrow e\bar{q}}^R = & \frac{1}{32\pi\hat{s}} \left[|\mathcal{M}_\gamma|^2 + |\mathcal{M}_{Z^0}|^2 + |\mathcal{M}_R|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{M}_{\gamma Z^0}) + \right. \\ & \left. + 2\text{Re}(\mathcal{M}_{\gamma R}) + 2\text{Re}(\mathcal{M}_{Z^0 R}) \right] \quad , \end{aligned} \quad (5.58)$$

com $|\mathcal{M}_\gamma|^2$, $|\mathcal{M}_{Z^0}|^2$ e $2\text{Re}(\mathcal{M}_{\gamma Z^0})$ dados por (5.34), (5.35) e (5.37) respectivamente com a troca $\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}$ e

$$|\mathcal{M}_R|^2 = \frac{\kappa^4}{4} \frac{\hat{s}^2}{(\hat{s} - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2} ; \quad (5.59)$$

$$2\text{Re}(\mathcal{M}_{\gamma R}) = -Q_q e^2 \kappa^2 \frac{\hat{s}^2 (\hat{s} - m_R^2)}{i [(\hat{s} - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2]} ; \quad (5.60)$$

$$2\text{Re}(\mathcal{M}_{Z^0 R}) = \frac{2G_F m_{Z^0}^2 \eta_{L/R}^2}{\sqrt{2}} \frac{\hat{s}^2 (\hat{s} - m_R^2)}{(i - m_{Z^0}^2) [(\hat{s} - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2]} , \quad (5.61)$$

com

$$\eta_L = \kappa_L \sqrt{L_e R_q} ; \quad (5.62a)$$

$$\eta_R = \kappa_R \sqrt{R_e L_q} . \quad (5.62b)$$

Para o leptoquark vetorial, de maneira análoga a (5.52), temos

$$\left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\theta} \right)_{e\bar{q} \rightarrow e\bar{q}}^U = \frac{1}{32\pi\hat{s}} [|\mathcal{M}_\gamma|^2 + |\mathcal{M}_{Z^0}|^2 + |\mathcal{M}_U|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{M}_{\gamma Z^0}) + 2\text{Re}(\mathcal{M}_{\gamma U}) + 2\text{Re}(\mathcal{M}_{Z^0 U})] , \quad (5.63)$$

com

$$|\mathcal{M}_U|^2 = \kappa^4 \frac{\hat{u}^2}{(\hat{s} - m_U^2)^2 + m_U^2 \Gamma_U^2} ; \quad (5.64)$$

$$2\text{Re}(\mathcal{M}_{\gamma U}) = -\frac{2Q_q e^2 \kappa^2}{3} \frac{\hat{u}^2 (\hat{s} - m_U^2)}{i [(\hat{s} - m_U^2)^2 + m_U^2 \Gamma_U^2]} ; \quad (5.65)$$

$$2\text{Re}(\mathcal{M}_{Z^0 U}) = \frac{4G_F m_{Z^0}^2 \eta_{L/R}^2}{\sqrt{2}} \frac{\hat{u}^2 (\hat{s} - m_U^2)}{(i - m_{Z^0}^2) [(\hat{s} - m_U^2)^2 + m_U^2 \Gamma_U^2]} , \quad (5.66)$$

e

$$\eta'_L = \kappa_L \sqrt{L_e L_q} ; \quad (5.67a)$$

$$\eta'_R = \kappa_R \sqrt{R_e R_q} . \quad (5.67b)$$

Para o *background*, onde só contribuem os diagramas com troca de γ e Z^0 da figura 5.14, com os quarks $\bar{q}_i$ sendo $\bar{u}(\bar{d})$, $\hat{s}$ e $\hat{c}$, a seção de choque diferencial é dada pela expressão (5.53).

Outra contribuição para o sinal $e^- + \text{jato}$ que envolve leptoquarks com $F = 0$ vem do sub-processo $e^- q \rightarrow e^- q$, como mostra a figura 5.15. Neste caso o

Figura 5.15: Gráficos de Feynman com $F = 0$ para o sub-processo $e q \rightarrow e q$, com (LQ) podendo ser escalar ou vetorial, $q_i = u, d, s, c$ e $q'_i = u, d$.

leptoquark contribui no canal t acoplando-se com o quark $u(d)$ enquanto que para os quarks $d(u)$, s e c apenas os diagramas do modelo padrão contribuem. Note que se invertermos as linhas de férmions na fig. 5.15 obtemos os gráficos de Feynman para o sub-processo $e^+ \bar{q} \rightarrow e^+ \bar{q}$.

Os elementos de matriz para os diagramas do modelo padrão da figura 5.15 são dados em (5.28) e (5.29). Para os diagramas com leptoquarks os elementos de matriz são

$$\mathcal{M}_R = \frac{i\kappa_{L/R}^2}{4} \bar{u}(p_{q_2}) (1 \mp \gamma^5) u(p_{e_1}) \frac{1}{\hat{s} - m_R^2 + im_R \Gamma_R} \bar{u}(p_{e_2}) (1 \pm \gamma^5) u(p_{q_1}) ; \quad (5.68)$$

$$\mathcal{M}_U = -\frac{i\kappa_{L/R}^2}{4} \bar{u}(p_{q_2}) \gamma_\mu (1 \mp \gamma^5) u(p_{e_1}) \frac{1}{\hat{s} - m_U^2 + im_U \Gamma_U} \bar{u}(p_{e_2}) (1 \pm \gamma^5) \gamma^\mu u(p_{q_1}) . \quad (5.69)$$

No processo $e q \rightarrow e q$, como nos casos anteriores, o leptoquark somente se acopla com um sabor de quark, u ou d , com as exceções dos leptoquarks R_{2R} , U_{3B} e U_{3C} já comentadas anteriormente. Os processos com os outros três tipos de quarks apenas contribuem para o *background*. A partir dos elementos de matriz (5.28), (5.29) e (5.68) obtemos a seção de choque diferencial não-polarizada para este sub-processo

$$\left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\theta} \right)_{eq \rightarrow eq}^R = \frac{1}{32\pi\hat{s}} \left[|\mathcal{M}_\gamma|^2 + |\mathcal{M}'_{Z^0}|^2 + |\mathcal{M}'_R|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{M}'_{\gamma Z^0}) + 2\text{Re}(\mathcal{M}'_{\gamma R}) + 2\text{Re}(\mathcal{M}'_{Z^0 R}) \right] , \quad (5.70)$$

com $|\mathcal{M}_\gamma|^2$, $|\mathcal{M}'_{Z^0}|^2$ e $2\text{Re}(\mathcal{M}'_{\gamma Z^0})$ dados por (5.34), (5.35) e (5.37) respectivamente. $|\mathcal{M}'_R|^2$, $2\text{Re}(\mathcal{M}'_{\gamma R})$ e $2\text{Re}(\mathcal{M}'_{Z^0 R})$ são dados por (5.59), (5.60) e (5.61) respectivamente com a troca $\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}$.

Para o leptoquark vetorial, usando (5.69), temos

$$\left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\theta} \right)_{eq \rightarrow eq}^U = \frac{1}{32\pi\hat{s}} \left[|\mathcal{M}_\gamma|^2 + |\mathcal{M}'_{Z^0}|^2 + |\mathcal{M}''_U|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{M}'_{\gamma Z^0}) + 2\text{Re}(\mathcal{M}''_{\gamma U}) + 2\text{Re}(\mathcal{M}''_{Z^0 U}) \right], \quad (5.71)$$

com os $\mathcal{M}''$ dados por (5.64) a (5.66) com a troca $\hat{s} \leftrightarrow \hat{u}$ e os demais termos são os mesmos apresentados em (5.70).

Para o *background*, onde apenas contribuem os diagramas com γ e Z^0 da figura 5.15, com os quarks $q_i = u(d)$, s e c , a seção de choque diferencial é dada por

$$\left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\cos\theta} \right)_{eq \rightarrow eq}^{bg} = \frac{1}{32\pi\hat{s}} \left[|\mathcal{M}_\gamma|^2 + |\mathcal{M}'_{Z^0}|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{M}'_{\gamma Z^0}) \right]. \quad (5.72)$$

As expressões para as seções de choque diferenciais apresentadas nesta subseção também são válidas para o processo $pp \rightarrow e^+ + q \rightarrow e^+ + \text{jato}$, com a troca $q \leftrightarrow \bar{q}$, o que significa dizer que temos unicamente que substituir $f_{p \rightarrow q'} \leftrightarrow f_{p \rightarrow \bar{q}'}$ na expressão (5.21).

Como no caso anterior, efetuamos as mesmas simulações numéricas para a avaliação das seções de choque total dos leptoquark com $F = 0$, σ_{lq} , e de *background*, σ_{bg} . Na tabela [5.6] apresentamos os resultados obtidos para os sinais $e^\pm + \text{jato}$, nos quais contribuem os processos $e q \rightarrow e q$ e $e \bar{q} \rightarrow e \bar{q}$, para os leptoquarks com $F = 0$ de (5.5). Assumimos que a massa dos leptoquarks é $m_{lq} = 100$ GeV, a constante de acoplamento $\kappa = 0.3$ e a energia no referencial do laboratório $\sqrt{s} = 14$ TeV. Para obtermos uma melhor visualização do sinal do leptoquark usamos os limites de integração $m_{lq} - 40 \text{ GeV} < m_{e,j} < m_{lq} + 40 \text{ GeV}$. Novamente, o erro da avaliação numérica está na última casa decimal. Como anteriormente, aqui também implementamos os mesmos cortes cinemáticos do caso com $F = 2$, já que as distribuições cinemáticas para $F = 0$ possuem o mesmo comportamento do caso anterior, como mostra a figura 5.16.

Podemos observar da tabela [5.6] que a contribuição dos leptoquarks nas seções de choque com $F = 0$ são consideravelmente menores para o sinal $e^- + \text{jato}$ que as apresentadas na tabela [5.5] para leptoquarks com $F = 2$, enquanto que para o sinal $e^+ + \text{jato}$ a situação se inverte. Isto deve-se fundamentalmente a que os processos que contam com os leptoquarks no canal s apresentam seção de choque maior do que aqueles que apresentam leptoquarks no canal t . Para $F = 2$, o sub-processo $e^- + \text{jato}$, que envolve colisões $e^- q$ (v. fig. 5.9), apresenta um sinal maior que o sub-processo $e^+ + \text{jato}$, que envolve colisões $e^+ \bar{q}$ porque este último está suprimido pela função de estrutura do próton, $f_{p \rightarrow \bar{q}} < f_{p \rightarrow q}$, já que há um número consideravelmente menor de anti-quarks dentro do próton do

	$e^- + \text{jato}$				$e^+ + \text{jato}$			
	cortes iniciais		com cortes		cortes iniciais		com cortes	
	σ_{lq}	σ_{bg}	σ_{lq}	σ_{bg}	σ_{lq}	σ_{bg}	σ_{lq}	σ_{bg}
$\tilde{R}_2$	196.3	156.2	9.65	0.932	271.2	154.0	25.76	0.662
$\tilde{R}_{2L}$	195.9	156.2	9.63	0.932	369.5	154.0	46.70	0.662
$\tilde{R}_{2R}$	235.9	156.2	18.33	0.932	485.1	154.0	71.8	0.662
$\tilde{U}_{3B,C}^\mu$	351.3	156.2	37.57	0.932	1105.2	154.0	177.4	0.662
$\tilde{U}_{1L}^\mu$	196.6	156.2	8.36	0.932	268.7	154.0	21.87	0.662
$\tilde{U}_{1R}^\mu$	235.7	156.2	15.75	0.932	383.3	154.0	43.32	0.662
$\tilde{U}_1^\mu$	234.5	156.2	15.65	0.932	576.1	154.0	78.9	0.662

Tabela 5.6: Valores numéricos (em fb) das seções de choque σ_{lq} e do *background* irreduzível σ_{bg} para os sinais $e^\pm + \text{jato}$ com *smearing* e os leptosquarks com $F = 0$ para uma energia no laboratório de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Integramos apenas na região $m_{lq} - 40 \text{ GeV} < m_{e,j} < m_{lq} + 40 \text{ GeV}$. Foram introduzidos os cortes na pseudo-rapidez $|y_{e,q}| > 3.5$ em todos os processos. Os outros cortes são os mesmos definidos na sub-seção 5.5.1. Assumimos $m_{lq} = 500 \text{ GeV}$ e $\kappa = 0.3$.

que quarks. No caso em que $F = 0$, é o sinal $e^+ + \text{jato}$ que é favorecido pela função de estrutura do próton, já que nos processos com leptosquarks no canal s , o pósitron acopla-se com o quark, enquanto o elétron acopla-se com o anti-quark, como podemos ver na figura 5.14. Dessa forma, esta característica é de fundamental importância para a diferenciação entre os leptosquarks com $F = 0$ e $F = 2$. Se for observado, no LHC, um excesso de eventos com sinal $e + \text{jato}$ que sejam típicos da produção simples de um leptosquark, uma análise da diferença entre os sinais com elétrons e pósitrons pode estabelecer de forma clara a qual grupo o leptosquark pertence.

Na figura 5.16, apresentamos algumas distribuições cinemáticas para a seção de choque do processo $e^- + \text{jato}$ intermediada pelo leptosquark $\tilde{R}_2$ com $m_{\tilde{R}_2} = 500 \text{ GeV}$ e $\kappa = 0.3$, além do *background* irreduzível da troca de γ e Z^0 . Podemos observar que as distribuições para o leptosquark $\tilde{R}_2$ possui o mesmo comportamento cinemático em relação ao leptosquark $\tilde{S}_{1L}$ (v. fig. 5.11). Portanto, impusemos, para $F = 0$, os mesmos cortes estabelecidos para os leptosquarks $F = 2$ da sub-seção 5.5.1. Note também que a seção de choque para os leptosquarks apresenta um comportamento bem distinto do *background* permitindo assim que o sinal de sua produção seja claramente identificado.

Mostramos, na figura 5.17, a região de exclusão no plano $\kappa \times m_{lq}$, obtida através da eq. (5.54), para o sinal $e^+ + \text{jato}$ para os leptosquarks $\tilde{R}_2$ e $\tilde{U}_1^\mu$, exigindo uma significância de 3σ no sinal do LHC com uma luminosidade integrada de $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$. Vemos que, de forma similar ao caso com $F = 2$, no intervalo

Figura 5.16: Distribuições da seção de choque do processo $e^- + \text{jato}$ para $\tilde{R}_2$ com $m_{\tilde{R}_2} = 500$ GeV e $\kappa = 0.3$ em função de (a) p_{T_e} , (b) p_{T_j} , (c) $\cancel{p}_T$ e (d) $m_{T_{ev}}$. A curva sólida representa a seção de choque total e a curva tracejada apenas a contribuição do *background* irreduzível. Impusemos somente os cortes na massa invariante e na pseudo-rapidez.

de massa de 500–2000 GeV, os leptoquarks com $F = 0$ poderão ser observados no LHC para valores da constante de acoplamento $\kappa = 0.04$ –0.21. Novamente, nossos resultados são melhores que os apresentados em [69], que obtém limites a partir de sub-processos que envolvem quarks e glúons da ordem de $\kappa = 0.3$ para $m_{lq} = 2000$ GeV.

Figura 5.17: Regiões de exclusão com 3σ no plano $\kappa \times m_{lq}$ para o sinal $e^- + jato$ com uma luminosidade integrada $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}/\text{ano}$ para os leptuquarks (a) $\hat{R}_2$ e (b) $\hat{U}_1^\mu$.

Capítulo 6

Conclusões

Algumas extensões do modelo padrão da física atual das interações eletro-fracas foram estudadas no contexto dos aceleradores de partículas já em funcionamento, como o LEP, e daqueles projetados para um futuro próximo, como o LHC. Dentre as várias extensões existentes na literatura, concentramos nossa atenção, em particular, em dois casos específicos: (i) modelos supersimétricos com violação espontânea e explícita de paridade-R; e (ii) um estudo independente de modelo para leptoquarks. O modelo supersimétrico com quebra de R_P foi analisado em três frentes distintas: nos aceleradores LEP I, LEP II e LHC, onde vimos que pode gerar sinais importantes para a detecção da violação de paridade-R. Os leptoquarks, por sua vez, foram estudados na região de energia do LHC, $\sqrt{s} = 14$ TeV, através de colisões lépton-quark, dando origem a sinais observáveis para a sua produção simples.

Na primeira parte deste trabalho, estudamos alguns aspectos de SUSY com violação de paridade-R. Para o LEP I, conseguimos impor limites aos parâmetros dos modelos com violação de R_P na região em que $m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx 40$ GeV. Para a produção simples de neutralinos foi possível restringir a violação explícita de paridade-R através do limite do observável $BR(Z^0 \rightarrow \chi\nu)BR(\chi \rightarrow l^+l^-\nu) \lesssim 0.7 \times 10^{-6}$, desde que sejam incluídos na análise os canais de decaimento com elétrons e múons, bem como as estatísticas combinadas dos quatro experimentos do LEP. Todavia, vínculos cosmológicos para m_{ν_τ} impõem restrições mais fortes para o modelo com violação explícita do que os limites obtidos a partir dos dados do LEP. No caso da produção simples, o modelo com violação espontânea vê-se pouco afetado. Para a produção a pares, a situação muda de figura e o modelo com violação explícita é limitado para $BR(Z^0 \rightarrow \chi\chi)BR(\chi \rightarrow l^+l^-\nu)BR(\chi \rightarrow \text{invisível}) \lesssim 1 \times 10^{-6}$, sendo mais fortes que os vínculos cosmológicos. Com uma melhor estatística, o modelo com violação espontânea estaria vinculado para um *branching ratio* $BR(Z^0 \rightarrow \chi\chi)BR(\chi \rightarrow l^+l^-\nu)BR(\chi \rightarrow \text{invisível}) \lesssim 2 \times 10^{-7}$. Esperamos que um incremento substancial seja atingido com a inclusão das novas topologias e^+e^- , $\tau^+\tau^-$ e di-jatos $+j_T$. Utilizando-se uma melhor estatística, acreditamos ser possível que os resultados melhorem e os limites obtidos para

os *branching ratios* vinculem de maneira mais clara os modelos com violação de paridade-R estudados aqui. Acreditamos, portanto, que os resultados obtidos na seção 3.1 encorajam a uma nova simulação da produção de neutralinos no LEP que incluam um estudo mais detalhado dos *backgrounds* implementando as outras topologias observadas no LEP.

Para energias atingidas pelo LEP II, observamos que o modelo com violação espontânea de paridade-R adiciona um novo modo de decaimento para o *stop* mais leve, $\tilde{t}_1 \rightarrow \tau b$, que pode ser comparável ao modo de decaimento do MSSM, $\tilde{t}_1 \rightarrow c \tilde{\chi}_1^0$, para $m_{\tilde{t}_1} = 80 \text{ GeV} < m_b + m_{\tilde{\chi}_1^0}$. De fato, notamos que, para altos valores de $\tan \beta$ (> 30), o *branching ratio* do novo decaimento assume um valor mínimo de 20%. Gostaríamos de frisar que obtivemos estes resultados mesmo assumindo valores grandes para a mistura $\tilde{t}-\tilde{c}$, que favorece o decaimento do MSSM. Além disso, mesmo no caso em que o canal $c \tilde{\chi}_1^0$ seja dominante, a violação de paridade-R contribui para gerar um sinal diferente do esperado no MSSM, já que o neutralino não é estável. Desse modo, concluímos que, para o caso em que $m_{\tilde{t}_1} < m_b + m_{\tilde{\chi}_1^0}$, o decaimento previsto pelo modelo com violação espontânea de R_P ganha uma fundamental importância nos processos de produção do *stop* mais leve no LEP II e deve ser analisado com atenção.

A violação de paridade-R também pode ser claramente observada no LHC, através da produção de glúinos e seus subseqüentes decaimentos em cascata em multi-léptons (ML) e di-léptons com mesma carga (DMS). Pudemos comprovar que não só os decaimentos com violação de R_P do neutralino mais leve são importantes, como o segundo neutralino mais leve e o chargino mais leve também contribuem de maneira significativa para o surgimento de eventos raros no LHC.

Para os sinais com multi-léptons no estado final com $\tan \beta = 2$, observamos que o modelo com violação espontânea de paridade-R possui um *branching* maior que o MSSM para $\mu < 0$ e menor para μ positivo. Pudemos notar também que os *branching ratios* para o modelo com violação explícita são maiores em relação aos outros modelos analisados para todos os valores de μ . No caso em que $\tan \beta = 30$, o modelo espontâneo apresenta resultados similares ao MSSM porque o *branching ratio* invisível do neutralino domina sobre todos os outros, resultando num sinal de déficit de energia similar ao do MSSM. Novamente, o modelo explícito apresenta um incremento do sinal para todos os valores dos parâmetros.

Para o sinal com dois léptons de mesma carga elétrica, obtivemos resultados semelhantes aos anteriores para os modelos espontâneo e explícito, com a única diferença de que, para $\tan \beta$ pequeno os *branchings* do modelo espontâneo são maiores que os do MSSM para todos os valores de μ . Isto deve-se ao fato de que o neutralino possui um *branching ratio* considerável em bósons W , que são os responsáveis diretos pelo sinal DMS, quando dois neutralinos, provenientes da cascata do glúino, decaem em bósons W de mesma carga, devido a sua natureza de majorana.

Gostaríamos de lembrar que, neste trabalho, desprezamos as contribuições dos

canais de decaimento leptônico do τ , apesar deste possuir um grande *branching* em elétrons e múons. Porém, sua ausência não desmerece nossos resultados, já que a presença do τ decaindo em léptons teria o efeito de aumentar os valores para os *branching ratios* dos modelos espontâneo e explícito. Dessa forma, podemos entender nossos resultados como um limite inferior para os *branching ratios* com violação de paridade-R. É claro que os resultados obtidos aqui encorajam a realização de um estudo detalhado através de simulações de Monte Carlo que incluam o lépton τ e todos os efeitos relevantes dos detectores do LHC.

Na parte final, desenvolvemos uma análise da produção de leptoquarks escalares e vetoriais no LHC, através de colisões $e-q$. Vimos que o sub-processo $e q \rightarrow e q$, apesar de possuir uma seção de choque bem menor em relação aos processos típicos de produção de leptoquarks em colisões hadrônicas, através dos choques $q\bar{q}$, qg e gg , permanece interessante devido ao fato de produzir um sinal com apenas um lépton no estado final. Este sinal, por ser mais raro que a produção de di-léptons, propicia um menor número de *backgrounds*, criando a possibilidade de que este sub-processo possa ser claramente identificado para uma luminosidade integrada do LHC de $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$. Observamos ainda que, como o leptoquark pode ser produzido no canal s , seu sinal é facilmente distinguido a partir de um pico jacobiano na distribuição da seção de choque em função dos momentos transversais dos léptons e jatos produzidos, no valor de $p_{\perp,j} = m_{lq}/2$. Além disso, pudemos obter limites para os acoplamentos dos leptoquarks em função das suas massas e observamos que, mesmo para massas pequenas ($m_{lq} \sim 500 \text{ GeV}$), os leptoquarks podem ser detectados para valores pequenos de sua constante de acoplamento, $\kappa \sim 10^{-2}$. Estes limites são ainda melhores que os obtidos através de sub-processos com $q\bar{q}$, qg e gg , que obtêm limites da ordem de $\kappa \sim 10^{-1}$ para $m_{lq} \sim 2000 \text{ GeV}$ [69]. Ressaltamos que, embora a lagrangiana efetiva dos leptoquarks dê origem a 14 diferentes acoplamentos, estudamos, neste trabalho, as características de apenas quatro deles. Porém, o estudo completo de todos os leptoquarks em colisões $e-q$ no LHC pode ser encontrado em [87].

Finalmente, chegamos a conclusão de que, se a supersimetria com violação de paridade-R ou os leptoquarks de fato ocorrerem na natureza, seus efeitos poderão ser visíveis no intervalo de energia dos futuros aceleradores.

Apêndice A

Larguras para Neutralinos e Charginos

Mostramos aqui as expressões das larguras de decaimento para os neutralinos e charginos apresentadas na sub-seção 2.1.2. A largura de decaimento a três corpos, Γ^{3b} , é dada por [18]

$$\begin{aligned} \Gamma^{3b}(m_i, m_j, m_B, d_L, d_R) = & \\ = \frac{G_F^2 m_i^5}{8x_B^8 \pi^4} \int_0^{x_B^2 - x_j^2} dy y \{ & d_R^2 y (x_B^2 - x_j^2 - y) I_{11,11}(x_B, x_j, y) - \\ - d_L^2 [& (y^2 - y(2 + x_B^2 - x_j^2) + 1 - x_j^2 + x_B^2) I_{11,11}(x_B, x_j, y) + \\ + (2y - 2 - & x_B^2 + x_j^2) I_{11} + I] + 2d_L d_R x_j x_B [-I_{11,11}(x_B, x_j, y) \\ + I_{11}(x_B, x_j, y)] \} & , \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

com $x_j = m_j/m_i$, $x_B = m_i/m_B$ e as funções I sendo

$$I = \frac{\pi}{2} \gamma \quad ; \quad (\text{A.2a})$$

$$I_{11} = -\frac{\pi}{2y} \ln(1 - \gamma y) \quad ; \quad (\text{A.2b})$$

$$I_{11,11} = \frac{\pi}{2} \frac{\gamma}{1 - \gamma y} \quad ; \quad (\text{A.2c})$$

$$\gamma = 1 - \frac{x_j^2}{x_B^2 - y} \quad . \quad (\text{A.2d})$$

No limite em que $x_j = 0$, (A.1) reduz-se a

$$\Gamma^{3b}(m_i, 0, m_B, d_L, d_R) = \frac{G_F^2 m_i^5}{192\pi^3} (d_L^2 + d_R^2) f(x_B) \quad , \quad (\text{A.3})$$

com

$$f(x) = \frac{12}{x^4} \left[-\frac{1}{6}x^2 - \frac{1}{2} + \frac{1}{x^2} + \frac{1-x^2}{x^4} \ln(1-x^2) \right] . \quad (\text{A.4})$$

Devido à natureza de majorana dos férmions neutros, o decaimento (2.26a) possui três diagramas distintos dando origem a termos de interferência. O resultado final para a largura, na aproximação em que desprezamos as massas dos férmions finais, é dada por [25]

$$\Gamma_1^{3b/}(m_i, O_L'', O_R'') = \frac{G_F^2 m_i^5}{48\pi^3} \left[(c_1 + c_2 + c_3)f(x_Z) + \right. \\ \left. + 2(c_{12} + c_{13} + c_{23})g(x_Z, x_Z) \right] \frac{1}{S_F} , \quad (\text{A.5})$$

com

$$\begin{aligned} c_1 &= (O_{Lji}'^2 + O_{Rji}'^2)(O_{Lkm}'^2 + O_{Rkm}'^2) ; \\ c_2 &= (O_{Lki}'^2 + O_{Rki}'^2)(O_{Ljm}'^2 + O_{Rjm}'^2) ; \\ c_3 &= (O_{Lkj}'^2 + O_{Rkj}'^2)(O_{Lim}'^2 + O_{Rim}'^2) ; \\ c_{12} &= O_{Lkm}'' O_{Lji}'' O_{Lki}'' O_{Ljm}'' + O_{Rkm}'' O_{Rji}'' O_{Rki}'' O_{Rjm}'' ; \\ c_{13} &= -O_{Lkm}'' O_{Rji}'' O_{Lkj}'' O_{Lim}'' - O_{Rkm}'' O_{Lji}'' O_{Rkj}'' O_{Rim}'' ; \\ c_{23} &= O_{Lki}'' O_{Lkj}'' O_{Rjm}'' O_{Rim}'' + O_{Rki}'' O_{Rkj}'' O_{Ljm}'' O_{Lim}'' . \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

S_F é o fator de simetria para partículas idênticas no estado final, $x_Z = m_i/m_{Z^0}$, $f(x)$ é a mesma de (A.4) e $g(x, y)$ é dada por

$$\begin{aligned} g(x, y) &= \frac{12}{y^6 x^6} \left\{ -\frac{1}{2}x^2 y^2 (-5x^2 - 5y^2 + 3x^2 y^2) - \right. \\ &\quad -\frac{1}{2}(-3x^2 - 2y^2 + x^2 y^2)x^2(1-y^2)\ln(1-y^2) - \\ &\quad -\frac{1}{2}(-2x^2 - 3y^2 + x^2 y^2)y^2(1-x^2)\ln(1-x^2) + \\ &\quad + (x^2 + y^2)(x^2 y^2 - x^2 - y^2) \times \\ &\quad \times \left[\ln(1-x^2)\ln\left(\frac{y^2 + x^2 - x^2 y^2}{x^2}\right) - \text{Li}_2\left(\frac{y^2 - x^2 y^2}{y^2 + x^2 - x^2 y^2}\right) + \right. \\ &\quad \left. \left. + \text{Li}_2\left(\frac{y^2}{y^2 + x^2 - x^2 y^2}\right) \right] \right\} . \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Para o decaimento (2.26b), há interferências devido às contribuições de corrente neutra e carregada. A largura, desprezando-se as massas dos férmions finais, pode ser dada por [25]

$$\Gamma_2^{3br}(m_i, O_L'', O_R'', O_L', O_R', K_L, K_R) = \frac{G_F^2 m_i^5}{48\pi^3} \left[c_1 f(x_Z) + (c_2 + c_3) f(x_W) + \right. \\ \left. + 2(c_{12} + c_{13})g(x_Z, x_W) + 2c_{23}g(x_W, x_W) \right] , \quad (\text{A.8})$$

sendo que $x_W = m_i/m_W$, $f(x)$ e $g(x, y)$ são as mesmas de (A.4, A.7) e os coeficientes c são agora dados por

$$\begin{aligned} c_1 &= (O_{Lji}'^2 + O_{Rji}'^2)(O_{Lkm}'^2 + O_{Rkm}'^2) ; \\ c_2 &= \frac{1}{4}(K_{Lki}^2 + K_{Rki}^2)(K_{Lmj}^2 + K_{Rmj}^2) ; \\ c_3 &= \frac{1}{4}(K_{Lkj}^2 + K_{Rkj}^2)(K_{Lmi}^2 + K_{Rmi}^2) ; \\ c_{12} &= \frac{1}{2}O_{Lkm}' O_{Lji}'' K_{Lki} K_{Lmj} + \frac{1}{2}O_{Rkm}' O_{Rji}'' K_{Rki} K_{Rmj} ; \\ c_{13} &= -\frac{1}{2}O_{Lkm}' O_{Rji}'' K_{Lkj} K_{Lmi} - \frac{1}{2}O_{Rkm}' O_{Lji}'' K_{Rkj} K_{Rmi} ; \\ c_{23} &= \frac{1}{4}K_{Lki} K_{Lkj} K_{Rmj} K_{Rmi} + \frac{1}{4}K_{Rki} K_{Rkj} K_{Lmj} K_{Lmi} . \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Com algumas modificações óbvias, a eq. (A.8) pode também ser aplicada para o caso com quark no estado final (v. eq. (2.26c)). Nesse caso, teremos apenas o diagrama com a troca do Z^0 . Desse modo, a largura de decaimento é dada pela eq. (A.8) com os seguintes valores para os coeficientes c

$$\begin{aligned} c_1 &= (O_{Lji}'^2 + O_{Rji}'^2) \left[\left(\frac{1}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right)^2 + \left(-Q_f \sin^2 \theta_W \right)^2 \right] ; \\ c_2 &= c_3 = c_{12} = c_{13} = c_{23} = 0 . \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Para o caso do decaimento de (2.32c), onde há interferência entre a corrente neutra e carregada, a largura é dada por [18]

$$\Gamma_3^{3br}(m_1, c_L, c_R, d_L, d_R) = \frac{G_F^2 m_1^5}{192\pi^3} \left[8(d_L^2 + d_R^2)(v_f^2 + a_f^2)f(x_Z) + \right. \\ \left. + (c_L^2 + c_R^2)f(x_W) + 4(a_f - v_f)c_L d_L g(x_Z, x_W) \right] . \quad (\text{A.11})$$

Novamente, as funções $f(x)$ e $g(x, y)$ são dadas por (A.4) e (A.7) respectivamente. Finalmente, para o decaimento (2.31b), a largura é dada por [24]

$$\Gamma^{3br}(m_i, m_j, m_B, d_L, d_R) = \frac{e^4 m_i}{256\pi^3 \sin^4 \theta_W \beta^4} (d_L^2 + d_R^2) f_1(\beta^2 - \delta^2) + \\ + 2d_L d_R \beta \delta f_2(\beta^2 - \delta^2) , \quad (\text{A.12})$$

com

$$f_1(x) = -\frac{x^3}{6} - \frac{x^2}{2} + x + (1-x)\ln(1-x) ; \quad (\text{A.13a})$$

$$f_2(x) = 2x + (2-x)\ln(1-x) , \quad (\text{A.13b})$$

e $\beta = m_i/m_B$; $\delta = m_j/m_B$.

Apêndice B

O Método de Monte Carlo

Monte Carlo é um método de cálculo para integrais de difícil tratamento por métodos comuns de interpolação numérica. A dificuldade geralmente aparece devido a um grande número de variáveis de integração. A avaliação de integrais multi-dimensionais pelo método de Monte Carlo é feita usando um conjunto de números aleatórios, em um intervalo de $(0,1)$, como variável da função a ser integrada. Desse modo, uma integral n -dimensional pode ser aproximada pela média do integrando calculado nesses N pontos aleatórios,

$$f = \int_0^1 dx_1 \cdots \int_0^1 dx_n f(x_1, \dots, x_n) \approx \bar{f} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(x_1(i), \dots, x_n(i)) \quad , \quad (\text{B.1})$$

com $x_1(i)$ sendo o i -ésimo sorteio da variável x_1 uniformemente distribuído no intervalo $(0,1)$ [10, 88].

Cada avaliação de $f(x_1(i), \dots, x_n(i))$, $\bar{f}_1$, é uma aproximação da integral f e sua precisão, como uma estimativa, é medida pela variância

$$\frac{1}{N} \int_0^1 (\bar{f}_1(x) - f)^2 dx = \frac{\sigma_1^2}{N} \quad , \quad (\text{B.2})$$

que leva ao desvio padrão de $\bar{f}$

$$\sigma_{\bar{f}} = \frac{\sigma_1}{\sqrt{N}} \quad . \quad (\text{B.3})$$

Portanto, o erro na estimativa da integral n -dimensional f converge sempre com um fator $\frac{1}{\sqrt{N}}$. Esta taxa de convergência não é muito boa para integrais unidimensionais se compararmos a outros métodos para estimativa de integrais, como o método do Trapezóide para N pontos em uma integral unidimensional, onde o erro converge com um fator $\frac{1}{N^2}$; ou a fórmula de m -pontos Gaussiana que converge com $\frac{1}{N^{2m-1}}$. Entretanto, a grande vantagem do Monte Carlo surge quando avaliamos integrais n -dimensionais, para os quais o Monte Carlo ainda converge com $\frac{1}{\sqrt{N}}$, enquanto os métodos do Trapezóide e de Gauss convergem com $N^{-2/n}$ e $N^{-(2m-1)/n}$ respectivamente.

O Monte Carlo dispõe também de vários artifícios matemáticos que visam otimizar o erro na estimativa das integrais. O Monte Carlo estratificado [89] consiste em dividir o intervalo de integração em várias partes e aplicar o método em cada uma das partes separadamente. Este artifício permite que os números aleatórios sejam melhor distribuídos e, portanto, torna a estimativa mais confiável, acarretando num desvio padrão menor. O procedimento ainda permite que possamos sortear mais pontos onde o integrando varia mais, dando maior confiabilidade à estimativa da integral. O erro, utilizando-se deste truque, geralmente é menor (ou, no mínimo igual) do que o erro estimado no método de Monte Carlo simples.

O outro artifício usado é o arranjo ponderado do Monte Carlo [89], cujo objetivo é concentrar a distribuição dos pontos escolhidos no intervalo onde o integrando varia mais. Isto é feito dividindo o integrando por uma função arbitrária de modo que o integrando fique agora com a menor variação possível,

$$f = \int_0^1 f(x)dx = \int_0^1 \frac{f(x)}{g(x)}g(x)dx = \int_0^1 \frac{f(x)}{g(x)}dG(x) \quad , \quad (\text{B.4})$$

onde as funções $g(x)$ e $G(x)$ satisfazem a condição

$$G(x) = \int_0^x g(y)dy \quad . \quad (\text{B.5})$$

A escolha da função $g(x)$ é difícil, pois ela precisa ser simples o suficiente para ser integrável analiticamente e, ao mesmo tempo, ter uma variação parecida com a da função $f(x)$, que é complicada o bastante para necessitar uma integração por Monte Carlo. É claro que uma boa escolha de $g(x)$ reduzirá substancialmente o erro na estimativa da integral de $f(x)$.

O Monte Carlo é extremamente sensível em relação a singularidades no integrando, tornando a estimativa imprecisa. Devemos sempre evitá-las com uma mudança conveniente de variável ou usando o arranjo ponderado, escolhendo uma função g que elimine a singularidade do integrando. A função delta torna-se intratável pelo método e deve ser integrada analiticamente.

Para a avaliação das integrais envolvidas neste trabalho, usamos um programa em Fortran chamado VEGAS [90]. Este programa utiliza-se de um algoritmo que emprega um esquema de Monte Carlo interativo e adaptativo. Este algoritmo avalia prontamente o desvio padrão da estimativa para a integral, além de sua taxa de convergência ser independente da dimensão da integral. O integrando não precisa necessariamente ser contínuo para o algoritmo funcionar.

As características mencionadas acima são comuns do método de Monte Carlo. A grande vantagem deste novo algoritmo é que ele é adaptativo, ou seja, ele automaticamente concentra os sorteios nas regiões do integrando onde ele possui maior variação. O VEGAS faz várias estimativas da integral, usando o método de Monte Carlo, onde a densidade de probabilidade $\rho(x)$ dos pontos aleatórios é

modificada com o intuito de que $\rho(x)$ seja maior onde o integrando varie mais. Na primeira estimativa, o VEGAS utiliza $\rho(x) = 1$, e a informação obtida sobre o integrando nesta avaliação é usada para definir uma nova densidade $\rho(x)$. Esse procedimento é feito sucessivamente, visando minimizar o valor do desvio padrão da estimativa, σ^2 . A avaliação da integral será, então, uma média ponderada de todas as estimativas realizadas.

O VEGAS oferece ainda outra alternativa. Ele permite que, após algumas estimativas iniciais, utilizemos a última densidade de probabilidade calculada para iniciar uma nova estimativa sem levar em conta as primeiras estimativas para a avaliação final da integral. Isto permite uma otimização do procedimento, já que as primeiras estimativas são feitas com uma densidade de probabilidade $\rho(x)$ pouco adequada.

Bibliografia

- [1] S. L. Glasow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264; A. Salam, Proc. 8^o Nobel Symposium, Estocolmo, 1968, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Estocolmo, 1968) p. 367.
- [2] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8** (1964) 214.
- [3] P. W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132.
- [4] F. Richard, *Proc. International Workshop on Elementary Particle Physics: Present and Future*, Valência, 1995, ed. J. W. F. Valle and A. Ferrer (World Scientific Publishing Co., Cingapura, 1996) p. 3.
- [5] A. Masiero and J. W. F. Valle, Phys. Lett. **B251** (1990) 273;
- [6] F. de Campos, M. A. García-Jareño, A. Joshipura, J. Rosiek and J. W. F. Valle, Nucl. Phys. **B451** (1995) 3.
- [7] H1 Collaboration, C. Adloff et. al., *pre-print* DESY 97-024, hep-ex/9702012; ZEUS Collaboration, J. Breitweg et. al., *pre-print* DESY 97-025, hep-ex/9702015.
- [8] W. Buchmüller, R. Rückl and D. Wyler, Phys. Lett. **B191** (1987) 442.
- [9] D. Bailin and A. Love. "*Supersymmetric Gauge Field Theory and String Theory*" (IOP Publishing Ltda., UK, 1994).
- [10] V. Barger and R. Phillips, "*Collider Physics*" (Addison-Wesley Publishing, USA, 1987).
- [11] G. G. Ross, "*Grand Unified Theories*" (The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc, USA. 1985).
- [12] H. Haber and G. Kane, Phys. Rep. **117** (1985) 75.
- [13] X. Tata, aulas apresentadas na *IX Jorge A. Swieca Summer School*, Campos do Jordão, Brasil, em Fevereiro de 1997, *pre-print* UH-511-872-97.
- [14] H. P. Nilles, Phys. Rep. **110** (1984) 1.

- [15] J. E. Kim and H. P. Nilles, Phys. Lett. **B138** (1984) 150; J. Chun, J. E. Kim and H. P. Nilles, Nucl. Phys. **B370** (1992) 105; J. A. Casas and C. Muñoz, Phys. Lett. **B306** (1993) 288.
- [16] H. Baer, A. Bartl, D. Karatas, W. Majerotto and X. Tata, Int. J. Mod. Phys. **A4** (1989) 4111.
- [17] L. Hall and M. Suzuki, Nucl. Phys. **B231** (1984) 419; S. Dimopoulos and L. J. Hall, Phys. Lett. **B207** (1988) 210; E. Ma and D. Ng, Phys. Rev. **D41** (1990) 1005.
- [18] M. C. Gonzalez-García, J. C. Romão and J. W. F. Valle, Nucl. Phys. **B391** (1993) 100.
- [19] J. Steinberger, *proceeding de Electroweak Physics Beyond the Standard Model*, ed. J. W. F. Valle and J. Velasco (World Scientific, Singapore, 1992) p. 3.
- [20] J. E. Kim, Phys. Rep. **150** (1987) 1; S. Bertolini and A. Santamaria, Nucl. Phys. **B310** (1988) 714.
- [21] J. C. Romão, F. de Campos and J. W. F. Valle, Phys. Lett. **B292** (1992) 329; A. Lopez-Fernandez, J. Romão, F. de Campos and J. W. F. Valle, Phys. Lett. **B312** (1993) 240; F. de Campos, M. A. García-Jareño, A. S. Joshipura, J. Rosiek, J. W. F. Valle and D. P. Roy, Phys. Lett. **B336** (1994) 446; F. de Campos, *La Física del Higgs en Modelos Supersimétricos con Rotura Espontánea de Paridade R o Número Leptónico*, Tese de Doutorado, U. de Valência, Espanha, 1995.
- [22] ALEPH Collaboration, *pre-prints* CERN-PPE/97-128, hep-ex/9710012.
- [23] P. Nogueira, J. C. Romão and J. W. F. Valle, Phys. Lett. **B251** (1990) 142.
- [24] A. Bartl, W. Porod, F. de Campos, M. A. García-Jareño, M. B. Magro, J. W. F. Valle and W. Majerotto, Nucl. Phys. **B502** (1997) 19.
- [25] J. C. Romão, F. de Campos, M. A. García-Jareño, M. B. Magro and J. W. F. Valle, Nucl. Phys. **B482** (1996) 3.
- [26] H. Dreiner and G. G. Ross, Nucl. Phys. **B410** (1993) 188 e referências contidas.
- [27] Para uma revisão recente veja: J. W. F. Valle, "Physics Beyond the Standard Model", aulas dadas na *VIII Jorge André Swieca Summer School*, Rio de Janeiro. Fevereiro de 1995.
- [28] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al, Phys. Lett. **B349** (1995) 238.

- [29] V. Barger, G. F. Giudice and T. Han, Phys. Rev. **D40** (1989) 2987; T. Banks, Y. Grossman, E. Nardi and Y. Nir, Phys. Rev. **D52** (1995) 5319; M. Nowakowski and A. Pilaftsis, hep-ph/9508271; B. de Carlos and P. L. White, OUTP-96-01P.
- [30] T. Sjostrand, Comp. Phys. Commun. **82** (1994) 74.
- [31] P. D. Acton et al, Phys. Lett. **B273** (1991) 338.
- [32] J. C. Romão, C. A. Santos and J. W. F. Valle, Phys. Lett. **B288** (1992) 311.
- [33] G. Giudice, A. Masiero, M. Petroni and A. Riotto, Nucl. Phys. **B396** (1993) 243; M. Shiraishi, I. Umemura and K. Yamamoto, Phys. Lett. **B313** (1993) 89; veja também I. Umemura and K. Yamamoto, Nucl. Phys. **B423** (1994) 405.
- [34] M. C. Gonzalez-García and J. W. F. Valle, Nucl. Phys. **B355** (1991) 330.
- [35] N. Hata et al., Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 3977; C. J. Copi, D. N. Schramm and M. S. Turner, Science **267** (1995) 192; para uma revisão recente veja S. Sarkar, Oxford preprint OUTP-95-16P.
- [36] E. W. Kolb, M. S. Turner, A. Chakravorty and D. N. Schramm, Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 533; A. D. Dolgov and I. Z. Rothstein, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 476; A. D. Dolgov, S. Pastor and J. W. F. Valle, hep-ph/9602233.
- [37] M. Kawasaki, G. Steigman and H.-S. Kang, Nucl. Phys. **B402** (1993) 323, Nucl. Phys. **B419** (1994) 105; S. Dodelson, G. Gyuk and M. S. Turner, Phys. Rev. **D49** (1994) 5068.
- [38] A. D. Dolgov, S. Pastor, J. C. Romão and J. W. F. Valle, em preparação; S. Pastor and J. W. F. Valle, seminário apresentado no TAUP95, Toledo, hep-ph/9602369.
- [39] D. Buskulic et al., Phys. Lett. **B349** (1995) 585.
- [40] K. Hikasa and M. Kobayashi, Phys. Rev. **D36** (1987) 724.
- [41] M. Drees and S. P. Martin, *pre-prints* MAD-PH-879, UM-TH-95-02.
- [42] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et. al., Phys. Lett. **B373** (1996) 246.
- [43] D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 618; CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3439; UA2 Collaboration, Phys. Lett. **B235** (1990) 363.
- [44] J. Ellis and S. Rudaz, Phys. Lett. **B128** (1983) 248.

- [45] *Proc. of the Workshop on Physics at LEP2*, CERN 96-01, Vol. I, p. 463, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner.
- [46] A. Bartl, W. Majerotto and W. Porod, *Z. Phys.* **C64** (1994) 499, erratum *Z. Phys.* **C68** (1995) 518; A. Bartl, H. Eberl, S. Kraml, W. Majerotto and W. Porod, hep-ph/9603410, to appear in *Z. Phys. C*.
- [47] L. J. Hall, V. A. Kostelecky and S. Raby, *Nucl. Phys.* **B267** (1986) 415; F. Borzumati and A. Masiero, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 961; T. Kosmas, G. Leontaris and J. Vergados, *Phys. Lett.* **B219** (1989) 457; A. Gabbiani and A. Masiero, *Nucl. Phys.* **B322** (1989) 235; R. Barbieri, L. Hall and A. Strumia, *Nucl. Phys.* **B445** (1995) 219.
- [48] A. Bartl, W. Porod, M. A. García-Jareño, M. B. Magro, J. W. F. Valle and W. Majerotto, *Phys. Lett.* **B384** (1996) 151.
- [49] Particle Data Group, *Phys. Rev.* **D45** (1994) 1173.
- [50] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto and N. Oshimo, *Phys. Rev.* **D40** (1989) 1594.
- [51] W. A. Bardeen, M. Carena, S. Pokorski and C. E. M. Wagner, *Phys. Lett.* **B320** (1994) 110.
- [52] A. Bartl, J. Soderqvist et al., *Proc. of the Workshop on New Directions for High Energy Physics*, Snowmass, Colorado, USA, 1996; F. Pauss, *Proc. of the ECFA Large Hadron Collider Workshop*, Aachen, 1990, Vol. I, p. 118, CERN90-10, ECFA90-133, eds. G. Jarlskog and D. Rein; Report of the Supersymmetry Working Group, idem, Vol. II, p. 606; H. Bauer, C.-H. Chen, F. Paige and X. Tata, *Phys. Rev.* **D52** (1995) 2746; *Phys. Rev.* **D53** (1996) 6241.
- [53] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et. al., *Phys. Lett.* **B384** (1996) 461; H1 Collaboration, S. Aid et. al., *Z. Phys.* **C71** (1996) 211.
- [54] A. Bartl et al., *Phys. Rev.* **D43** (1991) 2214; A. Bartl, W. Majerotto and W. Porod, *Z. Phys.* **C64** (1994) 499, errata *Z. Phys.* **C68** (1995) 518.
- [55] S. Dawson, E. Eichten and C. Quigg, *Phys. Rev.* **D31** (1985) 1581.
- [56] Veja, como exemplo, M. Carena, M. Olechowski, S. Pokorski and C. E. M. Wagner, *Nucl. Phys.* **B426** (1994) 269.
- [57] L. Abbott and E. Farhi, *Phys. Lett.* **B101** (1981) 69; *Nucl. Phys.* **B189** (1981) 547; B. Schrempp and F. Schrempp, *Phys. Lett.* **B153** (1985) 101.

- [58] S. Dimopoulos, Nucl. Phys. **B168** (1981) 69; E. Farhi and L. Susskind, Phys. Rev. **D20** (1979) 3404; J. Ellis et al., Nucl. Phys. **B182** (1981) 529.
- [59] Para uma revisão e referências veja: P. Langacker, Phys. Rep. **72** (1981) 185.
- [60] J. L. Hewett and T. G. Rizzo, Phys. Rep. **183** (1989) 193.
- [61] J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. **D10** (1974) 275.
- [62] ALEPH Collaboration, DeCamp et al., Phys. Rep. **216** (1992) 253; DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Phys. Lett. **B316** (1993) 620; L3 Collaboration, Adriani et al., Phys. Rep. **236** (1993) 1; OPAL Collaboration, G. Alexander et al., Phys. Lett. **B263** (1991) 123; M. A. Doncheski and S. Godfrey, hep-ph/9608368; G. Bélanger, D. London and H. Nadeau, Phys. Rev. **D49** (1994) 3140.
- [63] F. Cuypers, Int. J. Mod. Phys. **A11** (1996) 1627; F. Coypers, P. H. Frampton and R. Rueckl, Phys. Lett. **B390** (1997) 221.
- [64] O. J. P. Éboli, E. M. Gregores, M. B. Magro, P. G. Mercadante and S. F. Novaes, Phys. Lett. **B311** (1993) 147.
- [65] M. A. Doncheski and S. Godfrey, Phys. Rev. **D51** (1995) 1040; D. London and H. Nadeau, Phys. Rev. **D47** (1993) 3742.
- [66] G. Bélanger, D. London and H. Nadeau, Phys. Rev. **D49** (1994) 3140.
- [67] I. Abt et al., H1 Collaboration, Nucl. Phys. **B396** (1993) 3; I. Ahmed et al., H1 Collaboration, Z. Phys. **C64** (1994) 545; M. Derrick et al., ZEUS Collaboration, Phys. Lett. **B306** (1993) 173; J. Blümlein, E. Boos and A. Pukhnov, Mod. Phys. Lett. **A9** (1994) 3007; J. Ohnemus, S. Rudaz, T. F. Walsh and P. Zerwas, Phys. Lett. **B334** (1994) 203.
- [68] F. Abe et al., CDF Collaboration, Phys. Rev. **D48** (1993) 3939; S. Abachi et al., D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 965; J. L. Hewett and S. Pakvasa, Phys. Rev. **D37** (1988) 3165; O. J. P. Éboli and A. V. Olinto, Phys. Rev. **D38** (1988) 3461; J. E. Cieza-Montalvo and O. J. P. Éboli, Phys. Rev. **D50** (1994) 331; M. de Montigny, L. Marleau and G. Simon, Phys. Rev. **D52** (1995) 533.
- [69] O. J. P. Éboli, R. Z. Funchal and T. L. Lungov, *pre-print* hep-ph/9709319.
- [70] C. Itzykson and J.-B. Zuber, *"Quantum Field Theory"* (McGraw-Hill International Edition, Singapore, 1985).
- [71] C. Quigg, *"Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions"* (The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc., USA, 1983).

- [72] J. Wudka, Phys. Lett. **B167** (1986) 337.
- [73] J. Blümlein, hep-ph/9703287 (1997).
- [74] ALEPH Collaboration, D. Decamp et. al., Phys. Rep. **216** (1992) 253; L3 Collaboration, O. Adriani et. al., Phys. Rep. **236** (1993) 1; OPAL Collaboration, G. Alexander et. al., Phys. Lett. **B263** (1991) 123.
- [75] DELPHI Collaboration, P. Abreu et. al., Phys. Lett. **B316** (1993) 620.
- [76] CDF Collaboration, F. Abe et. al., *pre-print* hep-ex/9708017; D0 Collaboration, B. Abbott et. al., *pre-print* Fermilab-Pub-97/252-E, hep-ex/9707033.
- [77] ZEUS Collaboration, M. Derrick et. al., Phys. Lett. **B306** (1993) 173; H1 Collaboration, I. Abt et. al., Nucl. Phys. **B396** (1993) 3; H1 Collaboration, S. Aid et. al., Phys. Lett. **B369** (1996) 173.
- [78] PDFLIB, H. Plathow-Besch. Comput. Phys. Commun. **75** (1993) 396.
- [79] G. Bhattacharya, Pat Kalyniak and K. A. Peterson, Phys. Rev. **D53** (1996) 2371.
- [80] E. J. Williams, Proc. R. Soc. London **A139** (1933) 163; Phys. Rev. **45** (1934) 729(L); C. F. von Weizsäcker, Z. Phys. **88** (1934) 612.
- [81] S. J. Brodsky, T. Kinoshita and H. Terazawa, Phys. Rev. **D4** (1971) 1532; H. Terazawa, Rev. Mod. Phys. **45** (1973) 615.
- [82] J. Ohnemus, S. Rudaz, T. F. Walsh and P. M. Zerwas, Phys. Lett. **B334** (1994) 203.
- [83] P. Kessler, Nuovo Cim. **16** (1960) 809; V. Baier, V. Fadin and V. A. Khoze, Nucl. Phys. **B65** (1973) 381; M. Chen and P. M. Zerwas, Phys. Rev. **D12** (1975) 187; G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.
- [84] M. B. Magro. "*Estudo da Produção de Leptoquarks Escalares em Aceleradores e^+e^-* ", dissertação de Mestrado, USP/IF/SBI-63/93.
- [85] N. V. Krasnikov and V. A. Matveev, *pre-print* hep-ph/9703204.
- [86] MADGRAPH PACKAGE. T. Stelzer and W. F. Long, Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 357.
- [87] O. J. P. Éboli, M. B. Magro, P. G. Mercadante and J. E. Cieza-Montalvo, "*Indirect Signals for Leptoquarks*", em preparação.
- [88] F. James, "*Monte Carlo Phase Space*", *preprint* CERN 68-15.

-
- [89] J. M. Hammersley and D. C. Handscomb, *"Monte Carlo Methods"* (Methuen, USA, 1964).
- [90] G. P. Lepage, J. Comp. Phys. **27** (1978) 192.