UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA

CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA

COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Dissertação de Mestrado

Quebra Espontânea de SUSY - Cenário GMSB

por

Jamerson Rodrigues

João Pessoa - Paraíba - Brasil

Fevereiro, 2015

Jamerson Rodrigues

Quebra Espontânea de SUSY - Cenário GMSB

Dissertação de mestrado apresentada à Coordenação do Programa de Pós-graduação em Física da Universidade Federal da Paraíba como parte dos requisitos para a obtenção do grau de Mestre em Física.

Universidade Federal da Paraíba – UFPB

Centro de Ciências Exatas e da Natureza

Programa de Pós-Graduação em Física

Orientador: Carlos Pires

João Pessoa-PB

Fevereiro de 2015

Catalogação na publicação
Seção de Catalogação e Classificação

R696q Rodrigues, Jamerson.
Quebra espontânea de SUSY - cenário GMSB / Jamerson Rodrigues. - João Pessoa, 2015.
60 f. : il.

Orientação: Carlos Pires.
Dissertação (Mestrado) - UFPB/CCEN.

1. Física. 2. SUSY - modelo Padrão. 3. Quebra espontânea - supersimetria. 4. Supercampo Chiral. 5. GMSB. 6. PMSB. I. Pires, Carlos. II. Título.

UFPB/BC

Ata da Sessão Pública da Defesa de Dissertação de **Mestrado** do aluno **Jamerson Gillis Batista Rodrigues**, candidato ao Título de Mestre em Física na Área de Concentração Física das Partículas Elementares e Campos.

Aos vinte e seis dias do mês de fevereiro do ano de dois mil e quinze, às 10h00, na sala de reuniões do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal da Paraíba, reuniram-se os membros da Banca Examinadora constituída para examinar o candidato ao grau de Mestre em Física na área de Física das Partículas Elementares e Campos, **Jamerson Gillis Batista Rodrigues**. A comissão examinadora composta pelos professores doutores: Carlos Antônio de Sousa Pires (DF/UFPB), orientador e presidente da banca examinadora, Albert Petrov (DF/UFPB) e Eduardo Pontón Bayona (Unesp/São Paulo-SP). Dando início aos trabalhos, o Prof. Carlos Antônio de Sousa Pires comunicou aos presentes a finalidade da reunião. A seguir, passou a palavra o candidato para que o mesmo fizesse, oralmente, a exposição do trabalho de dissertação intitulado "*Quebra espontânea de supersimetria*". Concluída a exposição, o candidato foi argüido pela Banca Examinadora que emitiu o seguinte parecer: **"aprovado".** Assim sendo, deve a Universidade Federal da Paraíba expedir o respectivo diploma de Mestre em Física na forma da lei. E para constar, eu, Danilo Wilson Lemos Menezes, servindo de Secretário, lavrei a presente ata que vai assinada por mim mesmo e pelos membros da Banca Examinadora. João Pessoa, **26 de fevereiro de 2015**.

Prof. Dr. Carlos Antônio de Sousa Pires
Orientador - UFPB

Prof. Dr. Albert Petrov
UFPB

Prof. Dr. Eduardo Pontón Bayona
Unesp/São Paulo-SP

Danilo Wilson Lemos Menezes
Secretário

DEDICATÓRIA

À minha mãe, Dª Graça,
por todo o incentivo ontem, hoje e sempre.

.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Carlos Pires, pela orientação, dedicação, estímulo e competência durante estes anos com que condiziu nosso trabalho.

Ao prof. Paulo Sérgio por todo auxílio e contribuição para minha formação.

Aos Professores Diego Cogollo e Rômulo Rodrigues por todo apoio durante todos os anos de graduação.

A todos os professores desta Unidade Acadêmica que contribuíram com a minha formação.

Aos meus familiares pelo apoio, confiança e incentivo.

Aos colegas de pós-graduação Pablo, Felipe, Geilson, Clarissa por toda ajuda na construção desse trabalho.

Ao CNPQ pelo suporte financeiro.

A todos que direta ou indiretamente possibilitaram a conclusão deste trabalho.

RESUMO

O modelo padrão de partículas vem sendo confirmado experimentalmente há décadas, demonstrando um imenso poder preditivo. Porém, a ausência de candidatos à matéria escura, as divergências quadráticas, a falta de uma escala de grande unificação, entre outros, são exemplos de imperfeições do modelo padrão, indicando a necessidade de uma nova física em escalas de energias maiores que a eletrofraca.

A supersimetria (SUSY) surge como uma poderosa ferramenta capaz de fornecer a complementariedade necessária ao modelo padrão. Porém, experimentos anteriores ao LHC, como o LEPI e LEPII já teriam poder suficiente para detectar partículas com mesma massa e cargas que, por exemplo, um muon. Logo, devido a ausência de tais partículas nesses experimentos, SUSY deve ser uma simetria quebrada.

Esse trabalho tem como objetivo estudar as bases da quebra espontânea de supersimetria, apresentando alguns cenários de quebra, mas focando ao final na quebra através das interações gauge (*gauge-mediated supersymmetry breaking*), devido sua simplicidade e poder fenomenológico.

Palavras chave: SUSY, Modelo Padrão, Quebra espontânea, Supercampo Chiral, Valor Esperado do Vácuo, GMSB, PMSB, Goldstino, Setor Invisível.

ABSTRACT

The standard model of particles has been confirmed experimentaly for decades, demonstrating a huge predictive power. However, the absence of candidates for dark matter, the quadratic divergences and the lack of a scale of grand unification, among other, are examples of imperfections of the standard model, indicating the necessity of a new physics in scales beyond the electroweak.

Supersymmetry (SUSY) comes up as a powerfull tool able to furnish the complementarity needed for the standard model. However, experiments previous to LHC, like LEPI e LEPII, would have sufficient power to detect particles with the same mass and charge of, for exemple, the muon. Though, due the absence of these particle on those experiments, SUSY must be a broken symmetry

This work has for objective study the bases of spontaneous supersymmetry breaking, presenting some scenarios of break, but focusing at the end on the break through gauge interactions (gauge-mediated supersymmetry breaking), due his simplicity and phenomenological power.

Keywords: SUSY, Standard Model, Spontaneous Breaking, Chiral Superfield, Vacuum Expected Value, GMSB, PMSB, Goldstino, Invisible Sector.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Evolução dos acoplamentos $\alpha_a^{-1}(Q)$ no modelo padrão (linhas tracejadas) e no MSSM (linhas sólidas). No MSSM as massas das spartículas foram tomadas entre 500 GeV e 1.5 TeV, e $\alpha_3(m_Z)$ entre 0.117 e 0.121. Veja que uma unificação, mesmo que aproximada, surge nas proximidades de $Q \sim 10^{16} GeV$ 5

Figura 2 – Acima temos algumas possibilidades para um potencial escalar. Na figura do canto superior esquerdo temos um potencial que preserva SUSY e Gauge, no canto superior direito um que quebra Gauge mas preserva SUSY, no canto inferior esquerdo temos a quebra de SUSY mas a preservação de Gauge e finalmente, no inferior direito temos a quebra de Gauge e SUSY. 8

Figura 3 – Pontencial escalar do modelo de O'Raifeartaigh para o caso A com $\frac{m}{\mu} = 2$ e $\lambda = 1$, e caso B com $\frac{m}{\mu} = \lambda = 1$. Em ambos os casos, $X_I = 0$ 15

Figura 4 – Esquema ilustrativo para mostrar como a quebra de SUSY é transmitida para o setor visível através de partículas chamadas mediadoras. 19

Figura 5 – Exemplos de vértices que surgem de (3.30), aqui temos um vértice envolvendo um goldstino, um férmion padrão e seu superparceiro escalar (a), e um goldstino com um bóson de gauge padrão e um gaugino (b). Note que tais vértices são inversamente proporcionais ao VEV do setor invisível. 25

Figura 6 – Exemplos de trocas de sabor devido a termos *soft* não universais. 28

Figura 7 – Correção de massa para os gauginos. Tais diagramas surgem da interação escalar-gaugino-férmion advinda do setor de Kähler da lagrangeana mestra. A linha tracejada no *loop* representa os mensageiros escalares, enquanto a linha sólida os mensageiros fermiónicos. O sinal de cruz indica que os termos de massa que dão origem a esse diagrama envolvem mistura de l com $\bar{l}$ ou q com $\bar{q}$ (termos fora da diagonal em (4.7)). 32

Figura 8 – Diagramas que geram os termos de massa *soft* para os sférmions. As linhas onduladas representam bósons de gauge padrões. 33

Figura 9 – Gráficos para as funções $f(x)$ e $g(x)$ em função de $x = \left|\frac{\langle F_S \rangle}{y_I \langle S \rangle^2}\right|$. Apesar do comportamento destoante para x próximo a 1, para x pequeno as funções tendem a 1, recuperando o modelo mínimo 36

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO 1

2 QUEBRA ESPONTÂNEA DE SUPERSIMETRIA 6
2.1 Algebra da Quebra 6
2.2 Regiões Planas 9
2.3 Goldstino 9
2.4 Quebra de SUSY Tipo-D (Mecanismo de Fayet-Iliopoulos) 11
2.5 Quebra de SUSY Tipo-F (Modelo de O'Raifeartaigh) 13
2.5.1 Espectro de Massa (Caso A) 14
2.5.2 A Simetria-R e o Mínimo Metaestável 16
2.6 O Supertraço e a Necessidade de um Setor Invisível 17

3 O GOLDSTINO E A INTERAÇÃO COM O SETOR VISÍVEL 20
3.1 Lagrangeana para o Goldstino 20
3.2 Interações com o setor visível 23
3.2.1 F dinâmico - Método de Volkov 23
3.2.2 F Não-Dinâmico 24
3.3 Um Pouco Sobre o Gravitino e os Cenários de Quebra de SUSY . 25
3.4 Vínculos sobre os cenários de quebra de SUSY 27

4 CENÁRIO GMSB 30
4.1 GMSB Mínimo 30
4.2 GMSB não-mínimo 34
4.3 O Gravitino no GMSB 38

5 CONCLUSÕES 41

REFERÊNCIAS 42

6 APÊNDICE A - DETALHES DE SUSY 45

7 APÊNDICE B - MATRIZ DE MASSA DEPENDENTE DE γ_5 47

8 APÊNDICE C - SIMETRIA-R 49

9 APÊNDICE D - TERMOS DE QUEBRA *SOFT* 50

1 INTRODUÇÃO

Nos encontramos em um período chave da história da física. O aparfeiçoamente tecnológico dos acelaredores de partículas permitiram a construção do LHC (Large Hadron Collider), o qual entrou em operação em 2008, com o poder de acelerar hadrons a uma energia $\sqrt{s} \sim 7$ TeV. Graças ao LHC fomos capazes de comprovar a existência do bóson de Higgs, uma das últimas peças que restavam para ser encontradas do modelo padrão de partículas (MP). Mas ainda assim muitas perguntas permanecem sem respostas. Apesar do grande poder preditivo do MP, este não é um modelo perfeito, apresentando diversas lacunas em seu conteúdo. Uma das lacunas que podemos citar é a ausência de candidatos para matéria escura. Do onde podemos afirmar que o modelo padrão falha em descrever pelo menos $\sim 25\%$ do conteúdo do universo. Outras problemas podem ser mencionados, tais como: o surgimento de divergências quadráticas no setor do Higgs, o que leva a problemas de hierarquia; a falta de uma escala de grande unificação; ou ainda a ausência de uma física fundamental para explicar os valores dos parâmetros necessários para obter a quebra eletrofraca. Tudo isso pode ser mencionado como problemas teóricos do modelo padrão, apesar de não representarem uma incosistência em si.

A supersimetria (SUSY) surge no final da década de 60 como uma interessante proposta, capaz de solucionar essas incongruencias do MP. Apesar de ser uma teoria esteticamente bela, a falta de evidências experimentais tem sido um incômodo aos entusiastas dessa teoria. Depois de dois anos parado para reparos e aperfeiçoamentos, o LHC retorna às suas atividades na primeira metade de 2015, com uma energia de centro de massa de até 13 TeV. Espera-se que essa faixa de energia seja suficiente para produzir as tão procuradas partículas supersimétricas, ao menos as mais leves. Tudo isso em um cenário preservando o cancelamento das divergências quadráticas (o que significa SUSY ser realizada a baixas energias). Mas tenhamos calma, primeiro precisamos entender o que é SUSY e como ela oferece a complementariedade necessária ao MP.

Um dos grandes problemas do MP está no aparecimento das divergências quadráticas, que surgem pelo fato de termos um escalar como uma partícula fundamental. O potencial de Higgs no MP é dado por,

$$V(\phi) = \mu^2|\phi|^2 + \lambda|\phi|^4, \tag{1.1}$$

onde a simetria eletrofraca é quebrada para $\mu^2 < 0$. Perceba que o termo quártico contribui com correções radiativas divergentes na massa do bóson de Higgs,

$$\delta\mu^2 = \frac{12g^2\mu^2}{32M_W^2}\frac{1}{16\pi^2}\left(\Lambda^2 - \mu^2 ln\frac{\Lambda^2}{\mu^2} + \mathrm{O}(\frac{1}{\Lambda^2})\right), \tag{1.2}$$

onde Λ é o *cut-off* invariante de Lorentz da teoria que dita a escala de energia em que o MP é uma teoria válida (BAER; TATA, 2004). Temos então que o MP é uma teoria efetiva, ou

seja, deve existir uma física mais fundamental em escalas de energia relativamente altas, que explica o desaparecimento dessas divergências. Mais ainda, note que a correção em (1.2) é quadraticamente divergente. A princípio isso não defere nenhum problema ao MP, mas vejamos como fica a massa do bóson de Higgs com a correção de massa,

$$\mu^2 \approx \mu_{NA}^2 + \frac{c}{16\pi^2}\Lambda^2, \tag{1.3}$$

onde levamos em consideração apenas o termo quadrático em (1.2). μ_{NA} é a massa a nível de árvore e c uma constante que depende dos acoplamentos do MP. Precisamos $\mu^2 < 0$ para que haja a quebra eletrofraca. Para obtermos valores físicos de μ, com Λ razoavelmente grande, precisamos ajustar μ_{NA}^2 de maneira muito precisa (*fine-tuning*). Como por exemplo, se tomarmos o MP válido na escala de Planck, $\Lambda \sim 10^{19}$ GeV, os termos em (1.3) teriam que se cancelar numa exatidão de 36 casas decimais para obtermos o valor físico de μ, esse problema é conhecido como o problema da hierarquia, onde um grande *fine-tuning* é requerido em ordem de conciliar a grande descrepância entre a escala eletrofraca e a de Planck ou de grande unificação (GUT) (BAER; TATA, 2004; PESKIN, 2008). Isso pode ser uma dica do surgimento de novos graus de liberdades em altas escalas de energias.

A proposta de SUSY para eliminar tais divergências quadráticas parece inocente, a princípio, mas acaba por ter um grande poder preditivo. Imagine que para cada bóson do MP exista uma partícula de estatística oposta, um férmion supersimétrico. Da mesma maneira, para cada férmion do modelo padrão exista um bóson supersimétrico, ambos com a mesma massa, sendo os números de graus de liberdade fermiônicos e bosônicos iguais. Como um *loop* de um bóson e de um férmion possuem um fator relativo de -1, as divergências de massa se cancelariam, não apenas para as divergências quadráticas do setor do Higgs, mas para todas as partículas do modelo. Tal ligação entre férmions e bósons não pode surgir ao acaso. Para tal é necessário a existência de algo mais fundamental, uma simetria, ou melhor, a existência da supersimetria.

Temos então que SUSY é uma simetria que liga férmions e bósons. Mas como seria tal simetria? Aí que começa a beleza da álgebra de SUSY. Ao contrário das simetrias de gauge, às quais possuem geradores bosônicos, SUSY possui um gerador com índice fermiônico. Mais ainda, efetuando duas transformações supersimétricas em um campo S ($[\delta_1, \delta_2]\, S$) podemos mostrar que (usando a notação de (BAER; TATA, 2004)),

$$\left\{Q_a, \bar{Q}_b\right\} = 2\gamma_{ab}^{\mu} P_{\mu}, \tag{1.4}$$

ou seja, SUSY está intimamente ligada a transformações do espaço-tempo. Logo a própria SUSY é uma tranformação do espaço-tempo, assim como a translação, rotação, *boost* do grupo de Poincaré. Um cenário um tanto difícil de ser imaginado, uma vez que implica na modificação de sua natureza, transformando férmions em bósons e vice-versa. Na mecânica quântica costumamos fazer um análogo do spin das partículas com a noção de momento angular da mecânica clássica, nesse sentido seria natural pensar em SUSY como uma simetria do espaço-tempo. Mas como

poderia acontecer essa “rotação"? Talvez uma das realizações mais belas de SUSY seja a generalização da algebra de Poincaré. Supersimetria faz uso da algebra graduada, onde além das coordenadas ordinárias do espaço-tempo (x, y, z, t), temos variáveis que anticomutam entre si e com os férmions, chamadas variáveis de Grassmann θ,

$$\{\theta_i, \theta_j\} = 0. \tag{1.5}$$

Temos então que em um modelo supersimétrico, o espaço de coordenadas usual é expandido para um superespaço, contendo adicionalmente as variáveis de Grassmann. De fato Hagg-Lopuszanski-Sohnius mostraram que (1.4), adicional a algebra usual, é a generalização mais geral possível da algebra de Poincaré, usualmente chamada de super-algebra de Poincaré (HAAG; LOPUSZANSKI; SOHNIUS, 1975). Nessa super-algebra J^2 deixa de ser um operador de Casimir. Assim um supermultipleto passa a possuir campos de spin distintos, mais precisamente com spin variando em $1/2$. Logo SUSY pode ser entendida como uma rotação no espaço de Grassmann, assim como grupo $SU(2)_L$ pode ser entendido como uma rotação no espaço de isospin. Desta forma uma transformação de SUSY é efetuada em um supermultipleto ou supercampo. Para construir tal entidade precisamos definir um espinor de majorana θ cujas componentes são variáveis de Grassmann θ_1, θ_2, θ_3 e θ_4. Veja que podemos construir 16 produtos de θ_a linearmente independentes,

$$1 \text{ termo independente de } \theta \quad ; \quad 1, \tag{1.6}$$

$$4 \text{ termos lineares em } \theta \quad ; \quad \bar{\theta}\gamma_5, \tag{1.7}$$

$$6 \text{ termos bilineares em } \theta \quad ; \quad \bar{\theta}\theta, \bar{\theta}\gamma_5\theta, \bar{\theta}\gamma_\mu\gamma_5\theta, \tag{1.8}$$

$$4 \text{ termos trilineares em } \theta \quad ; \quad \bar{\theta}\gamma_5\theta\bar{\theta}, \tag{1.9}$$

$$1 \text{ termo quártico em } \theta \quad ; \quad (\bar{\theta}\gamma_5\theta)^2. \tag{1.10}$$

No formalismo de supercampos essas combinações de θ assumem um papel análogo ao do vetores canônicos ortonormais $\hat{i}$, $\hat{j}$ e $\hat{k}$ do espaço tridimensional. Nessa linha de raciocínio os termos em (1.7) à (1.10) constituem a base do espaço de Grassmann, sendo as componentes desses supermultipletos campos de spin distintos. Dessa forma, uma tranformação de SUSY nada mais é do que uma rotação nesse espaço, transformando uma componente em outra. O supercampo geral fica (BAER; TATA, 2004),

$$\begin{aligned}\hat{\Phi} = S - i\sqrt{2}\bar{\theta}\gamma_5\psi - \frac{i}{2}(\bar{\theta}\gamma_5\theta)\mathscr{M} + \frac{1}{2}(\bar{\theta}\theta)\mathscr{N} + \frac{1}{2}(\bar{\theta}\gamma_\mu\gamma_5\theta)V^\mu \\ +i(\bar{\theta}\gamma_5\theta)[\bar{\theta}(\lambda + \frac{i}{\sqrt{2}}\not{\partial}\psi)] - \frac{1}{4}(\bar{\theta}\gamma_5\theta)^2[\mathscr{D} - \frac{1}{2}\Box S],\end{aligned} \tag{1.11}$$

onde V^μ é um campo vetorial, ψ e λ campos espinoriais e S, $\mathscr{M}$, $\mathscr{N}$, $\mathscr{D}$ campos escalares. Porém o supercampo geral não é uma representação irredutível das transformações de SUSY. Caso exijamos que $\lambda = \mathscr{D} = 0$ e $V_\mu = \partial_\mu\zeta$ podemos mostrar que as combinações lineares,

$$\frac{(\partial^\mu S - iV^\mu)}{\sqrt{2}}, \quad \psi_L, \quad \frac{\mathscr{M} - i\mathscr{N}}{\sqrt{2}}, \tag{1.12}$$

são irredutíveis, pois transformações por SUSY lidam apenas em componentes desse multipleto. O mesmo serve para as combinações lineares,

$$\frac{(\partial^\mu S + iV^\mu)}{\sqrt{2}}, \quad \psi_R, \quad \frac{\mathscr{M} + i\mathscr{N}}{\sqrt{2}}. \tag{1.13}$$

Assim se eliminarmos as componentes em (1.13) teremos

$$\hat{S}_L(x,\theta) = S(\hat{x}) + i\sqrt{2}\bar{\theta}\psi_L(\hat{x}) + i\bar{\theta}\theta_L\mathscr{F}(\hat{x}), \tag{1.14}$$

o qual chamamos de supercampo chiral esquerdo. Analogamente, eliminando as componentes em (1.12) conseguimos o supercampo chiral direito (há também a nomenclatura chiral e anti-chiral para os supercampos),

$$\hat{S}_R(x,\theta) = S(\hat{x}^\dagger) - i\sqrt{2}\bar{\theta}\psi_R(\hat{x}^\dagger) - i\bar{\theta}\theta_R\mathscr{F}(\hat{x}^\dagger). \tag{1.15}$$

Os sub-indices "L" e "R" designam as chiralidades esquerda e direita aos espinores respectivamente. O desenvolvimento da base da teoria de SUSY é longo e tortuoso. Há muita bibliografia sobre o assunto na forma de livros e artigos de revisão (BAER; TATA, 2004; MARTIN, 2010; MULLER-KIRSTEN; WIEDEMANN, 1986; AITCHISON, 2005). Nessa dissertação iremos pular todo esse algebrismo. Algumas passagens necessárias para nosso trabalho estarão explicitadas nos apêndices.

Como mencionado anteriormente, as relizações de SUSY vão muito além do que apenas os cancelamentos das divergências do MP. Uma das consequências da inclusão de SUSY no modelo padrão que vale mencionar é o aparecimento de uma escala de grande unificação. Ao evoluirmos os acoplamentos dos grupos de gauge do MP até altas energias, de acordo com as equações do grupo de renormalização, nenhuma unificação, mesmo que aparente é alcançada. Porém, se em vez disso evoluirmos os acoplamentos num contexto supersimétrico, uma escala de aparente unificação surge, como mostrado na figura (1) (MARTIN, 2010). Tal unificação não é perfeita, indicando que ainda pode existir algum grau de liberdade em escalas mais altas de energia, mas mesmo assim é inegável que SUSY aponta a direção certa.

Outro grande trunfo de SUSY é o fato dela oferecer candidatos viáveis a matéria escura. Na maioria dos modelos supersimétricos (cMSSM, AMSB) o neutralino mais leve surge como candidato natural para a materia escura, porém em modelos com *gauge-mediated supersymmetry breaking* é o gravitino que surge como candidato (FUKS, 2014).

Tudo em SUSY parece muito bom, uma teoria com uma estética muito bonita, e eficiente em resolver muitos problemas do MP, porém o grande problema disso tudo é que SUSY não é uma teoria existente, pelo menos não no nosso nível de energia. Como dito anteriormente, para SUSY ser uma simetria exata deveria existir, por exemplo, um elétron supersimétrico (seletron), com mesma massa que seu parceiro padrão. Obviamente já teriamos detectado tal partícula. Logo SUSY deve ser uma simetria quebrada em algum nível de energia.

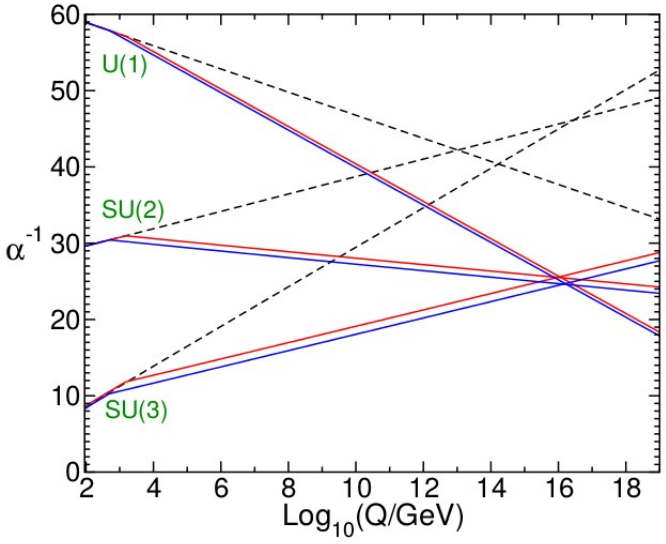

Figura 1 – Evolução dos acoplamentos $\alpha_a^{-1}(Q)$ no modelo padrão (linhas tracejadas) e no MSSM (linhas sólidas). No MSSM as massas das spartículas foram tomadas entre 500 GeV e 1.5 TeV, e $\alpha_3(m_Z)$ entre 0.117 e 0.121. Veja que uma unificação, mesmo que aproximada, surge nas proximidades de $Q \sim 10^{16} GeV$.

Devido a falta de evidências experimentais não se sabe muito bem como SUSY deve ser quebrada. Para os fenomenólogos a quebra explícita é mais interessante pelo fato de abranger um maior número de possibilidades, com um número imenso de parâmetros. Porém uma quebra explícita é apenas uma parametrização de nossa ignorância. É o que ocorre no MSSM (*Minimal Supersymmetric Standard Model*), onde a quebra de SUSY é introduzida de forma explícita, na forma de uma série de termos de quebra *soft* (apêndice $A4$). Porém isso introduz uma gama de parâmetros no modelo (tipicamente 105 parâmetros apenas dos termos *soft*), muitos deles acarretando em quebra de CP e/ou FCNC (*Flavor Changing Neutral Current*) (BAER; TATA, 2004; MARTIN, 2010). Logo, a descrição do mecanismo de quebra ainda é necessário do ponto de vista teórico, para garantir um modelo com poder preditivo, coerente com os vínculos já existentes (advíndos do MP). Temos então a necessidade de quebrar SUSY espontâneamente.

Há muitos cenários de quebra interessantes, dentre eles o *gauge-mediated supersymmetry breaking* (GMSB), o *Planck-scale-mediated supersymmetry breaking* (PMSB), o *Anomaly-mediated supersymmetry breaking*, cada um com suas vantagens e desvantagens. A retomanda de experimentos no LHC na primeira metade de 2015, além da descoberta de SUSY em sí, pode fornecer dicas de como SUSY é quebrada, seja pela massa das partículas supersiméticas ou pela massa da *lightest supersymmetric particle* (LSP).

Esse trabalho tem como objetivo fornecer as bases da quebra espontânea de SUSY, focando no cenário GMSB pelo poder fenomenológico que esse apresenta.

2 QUEBRA ESPONTÂNEA DE SUPERSIMETRIA

Como dito anteriormente, supersimetria (SUSY) deve ser uma simetria quebrada, mas por qual mecanismo? Apesar das várias propostas existentes, a falta de evidências experimentais nos deixa a deriva em relação a esse quesito. Uma forma de contornar tal dificuldade é inserindo termos de quebra explícita na lagrangeana do modelo, de maneira a quebrar SUSY de forma *soft*, ou seja, de forma a não recuperar as divergência quadráticas.

Porém, a quebra explícita de SUSY é apenas a consequência de nossa ignorância sobre a natureza da quebra. O resultado disso é uma infinidade de parâmetros, como no caso do MSSM que possui ao total 178 parâmetros independentes (BAER; TATA, 2004), o que torna o modelo de difícil análise. Temos então a necessidade de entender melhor a quebra espontânea de SUSY.

2.1 ALGEBRA DA QUEBRA

No modelo padrão de partículas a quebra de simetria é realizada através do macanismo de Higgs. O teorema de goldstone nos diz, entre outras coisas, que num modelo susceptível a quebra espontânea de simetria (QES), o vácuo não é invariante ante a transformação da simetria,

$$\delta\phi_a|0\rangle \neq 0, \tag{2.1}$$

onde $|0\rangle$ seria um estado de vácuo qualquer. Caso contrário a simetria seria inquebrável. Outra forma de apresentar (2.1) seria,

$$T_j\langle\phi_a\rangle_0 \neq 0, \tag{2.2}$$

onde T_j são os geradores da simetria quebrada. No caso supersimétrico temos o gerador Q, logo para SUSY ser uma simetria quebrável precisamos ter,

$$Q_\alpha\langle\phi_a\rangle_0 \neq 0. \tag{2.3}$$

Ou seja, numa teoria que possui quebra espontânea de SUSY existe necessariamente um ou mais campos com válores esperados do vácuo (VEV) que não sejam invariantes por SUSY, ou seja, VEV's diferentes de zero.

Outra característica de modelos supersimétricos surge ao analisar a natureza dessa transformação. É bem sabido que SUSY é uma simetria do espaço-tempo (BAER; TATA, 2004),

$$\left\{Q_a, \bar{Q}_b\right\} = 2\gamma^\mu_{ab}P_\mu. \tag{2.4}$$

Explicitando as componentes de Weyl (AITCHISON, 2005),

$$\left\{Q_a, \bar{Q}_{\dot{b}}\right\} = \left\{Q_a, Q_b^\dagger\right\} = 2\bar{\sigma}_{ab}^{\mu} P_\mu, \tag{2.5}$$

perceba que,

$$Q_1 Q_1^\dagger + Q_1^\dagger Q_1 = 2(P_0 + P_3) \quad , \quad Q_2 Q_2^\dagger + Q_2^\dagger Q_2 = 2(P_0 - P_3), \tag{2.6}$$

e zero para $a \neq b$. Logo

$$P_0 = \frac{1}{4}\left[Q_1 Q_1^\dagger + Q_1^\dagger Q_1 + Q_2 Q_2^\dagger + Q_2^\dagger Q_2\right]. \tag{2.7}$$

Temos então que a média da enégia do vácuo

$$\begin{aligned} \langle 0|H|0\rangle &= \frac{1}{4}\left[\langle 0|Q_1 Q_1^\dagger|0\rangle + \langle 0|Q_1^\dagger Q_1|0\rangle + \langle 0|Q_2 Q_2^\dagger|0\rangle + \langle 0|Q_2^\dagger Q_2|0\rangle\right] \\ &= \frac{1}{4}\left[|Q_1^\dagger|0\rangle|^2 + |Q_1|0\rangle|^2 + |Q_2^\dagger|0\rangle|^2 + |Q_2|0\rangle|^2\right] \\ &\geq 0 \end{aligned} \tag{2.8}$$

é positiva definida. Como para haver quebra de SUSY $Q|0\rangle \neq 0$, temos que a energia do vácuo da teoria deve ser maior que zero,

$$\langle V\rangle_0 > 0. \tag{2.9}$$

Lembrando que estamos tratando aqui de uma supersimetria global, ao considerar SUSY local, como em supergravidade, o potencial escalar não é necessariamente positivo definido, e a quebra pode acontecer em um vácuo positivo, negativo ou nulo (MARTIN, 2010).

Portanto, uma teoria que seja coerente com a natureza deve incorporar tanto a quebra de SUSY quanto a quebra eletrofraca do modelo padrão, assim podemos ter uma ideia de como deve ser o potencial de um modelo supersimétrico (QUEVEDO; KRIPPENDORF; SCHLOTTERER, 2010).

Outra possibilidade é estarmos em um mínimo metaestável de energia, nesse caso a temperatura finita do universo teria feito com que o vácuo "escolhido" fosse metaestável (MARTIN, 2010).

Temos então que encontrar campos no modelo supersimétrico que sejam capazes de quebrar SUSY espontaneamente, ou seja, tenham VEV's maior que zero. Em tais modelos temos essencialmente dois tipos de supercampos, os chirais $\hat{S}$ e os de Gauge $\hat{\phi}$, vejamos primeiramente como se transformam por SUSY as componentes de um supercampo chiral (BAER; TATA, 2004),

$$\begin{aligned} \delta S &= -i\sqrt{2}\bar{\alpha}\psi_L, \\ \delta\psi_L &= -\sqrt{2}F\alpha_L + \sqrt{2}\partial\!\!\!/ S\alpha_R, \\ \delta F &= i\sqrt{2}\bar{\alpha}\partial\!\!\!/\psi_L, \end{aligned} \tag{2.10}$$

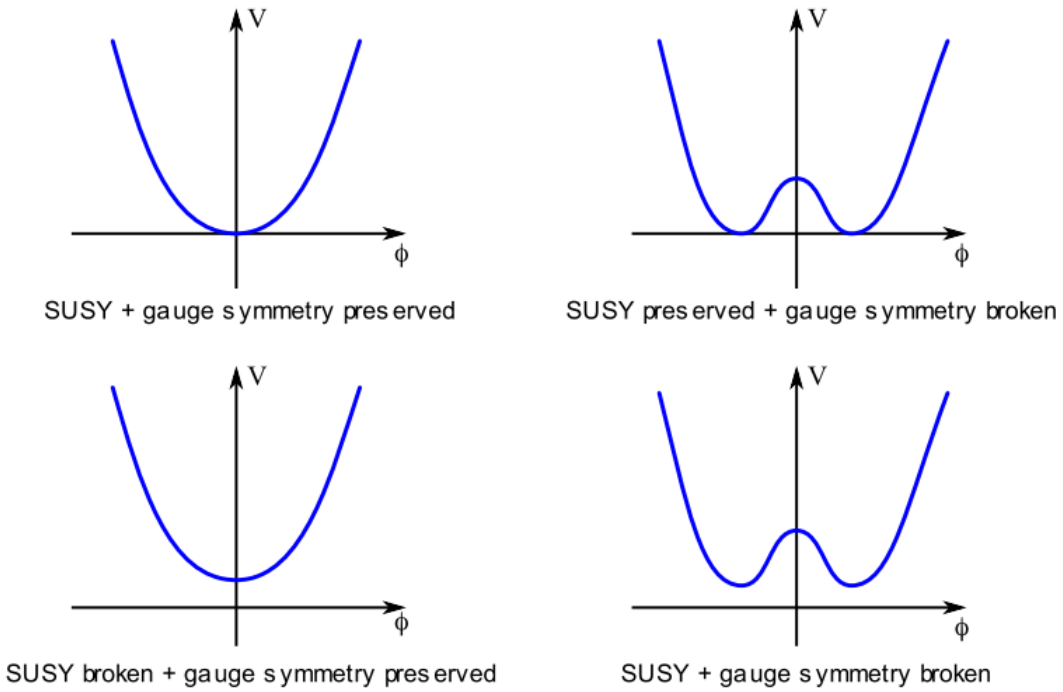

Figura 2 – Acima temos algumas possibilidades para um potencial escalar. Na figura do canto superior esquerdo temos um potencial que preserva SUSY e Gauge, no canto superior direito um que quebra Gauge mas preserva SUSY, no canto inferior esquerdo temos a quebra de SUSY mas a preservação de Gauge e finalmente, no inferior direito temos a quebra de Gauge e SUSY.

onde α é o parâmetro da transformação. Sabemos que ψ_L, na condição de espinor, não pode adquirir VEV, pois isso acarretaria na quebra da invariância de Lorentz, de maneira análoga,

$$\langle 0|\partial_\mu S|0\rangle = 0, \tag{2.11}$$

$$\langle 0|\partial_\mu \psi_L|0\rangle = 0, \tag{2.12}$$

caso contrário teriamos quebra de simetria de Lorentz (ou Poincaré para ser mais geral). Nesse caso, a quebra de SUSY seria orquestrada pela componente auxiliar do supercampo chiral,

$$\langle \delta\psi_L\rangle_0 = -\sqrt{2}\langle F\rangle_0 \alpha_L \neq 0, \tag{2.13}$$

e por isso é chamada de quebra tipo-F (também chamada de tipo O'Raifeartaigh). De forma análoga, as componentes do supercampo de gauge se transformam (no gauge de Wess-Zumino),

$$\begin{aligned} \delta V^\mu &= -i\bar{\alpha}\gamma^\mu\lambda, \\ \delta\lambda &= -i\gamma_5\alpha D - \frac{1}{2}\left[\not{\partial}, \gamma_\mu\right] V^\mu_\alpha, \\ \delta D &= \bar{\alpha}\not{\partial}\gamma_5\lambda, \end{aligned} \tag{2.14}$$

sob SUSY (BAER; TATA, 2004). Novamente temos que a única componente capaz de adquirir vácuo não nulo, e preservar a simetria de Lorentz, é o campo D,

$$\langle \delta\lambda\rangle_0 = -i\gamma_5\alpha\langle D\rangle_0 \neq 0, \tag{2.15}$$

onde temos uma quebra de SUSY tipo-D (ou mecanismo de Fayet-Iliopoulos).

2.2 REGIÕES PLANAS

Uma característica recorrente nos modelos de quebra de SUSY é o aparecimento das regiões planas ou direções planas, do inglês "flat regions" ou "flat direction". Para entender melhor tais regiões, vejamos o potencial escalar. Da lagrangeana mestra temos (6.7),

$$V = \sum_{i,A} \left(|F_i|^2 + |D_A|^2 \right) . \tag{2.16}$$

Note que V é positivo definido, como deve ser. Como mencionado anteriormente, para quebrar SUSY precisamos ter $V > 0$, logo temos três possibilidades,

$$F_i \neq 0 \quad e \quad D_A = 0, \tag{2.17}$$

$$F_i = 0 \quad e \quad D_A \neq 0 \quad ou \tag{2.18}$$

$$F_i \neq 0 \quad e \quad D_A \neq 0. \tag{2.19}$$

A região do espaço vetorial (dos campos) onde $D_A = 0$ é chamada região D-plana (2.17) (ou "D-flat" do inglês), analogamente, a região onde $F_i = 0$ é denominada região F-plana (2.18) (ou "F-flat" do inglês). Um subespaço que possua tanto $D_A = 0$ quanto $F_i = 0$ é geralmente chamado de *moduli space* (SHADMI, 2006), obviamente para haver quebra de supersimetria tal subespaço deve ser vazio.

2.3 GOLDSTINO

Numa teoria de gauge, a quebra de uma simetria local bosônica gera bósons de Goldstone, os quais são absorvidos como grau de liberdade longitudinal pelos bósons de gauge. No caso de uma simetria global, tais bósons permanecem no espectro do modelo, sendo que para cada gerador quebrado temos uma partícula de Goldstone (teorema de Goldstone).

No análogo supersimétrico temos uma simetria global, de natureza espinorial, logo é de se esperar que após a quebra de SUSY, apareça no espectro da teoria uma partícula sem massa, de natureza espinorial (férmion), chamada goldstino (MARTIN, 2010; SHADMI, 2006; BERTOLINI; THALER; THOMAS, 2013; FUKS, 2014).

Vimos que a quebra de SUSY ocorre no mínimo do potencial escalar (2.16). Aplicando a equação de Euler-Lagrange para os campos auxiliares,

$$F_i = -i \left(\frac{\partial \hat{f}}{\partial \hat{S}_i} \right)^{\dagger}_{\hat{S}_i = S_i} \quad ; \quad \hat{F_i^{\dagger}} = i \left(\frac{\partial \hat{f}}{\partial \hat{S}_i} \right)_{\hat{S}_i = S_i} , \tag{2.20}$$

$$D_A = g \sum_i S_i^{\dagger} T_A S_i, \tag{2.21}$$

onde $\hat{f}$ é o superpotencial, $\hat{S}_i$ e S_i são os supercampos chirais e suas componentes escalares respectivamente e T_A os geradores do grupo. Note ainda que desprezamos o termo de Fayet-Iliopoulos. Da condição de mínimo do potencial escalar temos,

$$\begin{aligned} 0 = \langle \frac{\partial V}{\partial S_j} \rangle_0 &= \langle \sum_{i,A} \left(F_i \frac{\partial F_i^\dagger}{\partial S_j} + D_A \frac{\partial D_A}{\partial S_j} \right) \rangle_0 \\ &= \langle \sum_{i,A} [i F_i \frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial S_j \partial S_i} + g D_A \left(S^\dagger T_A \right)_j] \rangle_0 . \end{aligned} \tag{2.22}$$

Outro vínculo sob os campos auxiliares pode ser obtido lembrando que o superpotencial deve ser invariante de Gauge,

$$\begin{aligned} 0 = \delta_\omega \hat{f}^\dagger &= \sum_i \left(\frac{\partial \hat{f}}{\partial \hat{S}_i} \right)^\dagger_{\hat{S}_i = S_i} \delta_\omega S_i^\dagger \\ &= \sum_{i,A} i F_i [-i g \omega_A \left(S^\dagger T_A \right)_i] \\ &= \sum_{i,A} F_i g \omega_A \left(S^\dagger T_A \right)_i , \end{aligned} \tag{2.23}$$

onde ω_A é o parâmetro da transformação de gauge. Colocando os vínculos na forma matricial temos,

$$\sum_{i,A} \begin{pmatrix} \langle f_{ij} \rangle_0 & g \langle \left(S^\dagger T_A \right)_j \rangle_0 \\ g \langle \left(S^\dagger T_A \right)_i \rangle_0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i \langle F_i \rangle_0 \\ \langle D_A \rangle_0 \end{pmatrix} = 0, \tag{2.24}$$

onde renomeamos $f_{ij} = \frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial S_j \partial S_i}$. Esses são os vínculos sob o vácuo dos campos auxiliares. Agora note que os termos da lagrangeana mestra (6.7) capazes de gerar massa para os férmions são,

$$\mathscr{L} \ni -\frac{1}{2} \sum_{i,j} \bar{\Psi}_i f_{ij} \Psi_{jL} - \sqrt{2} g \sum_{i,A} S_i^\dagger T_A \bar{\lambda}_A \Psi_{iL} + h.c.. \tag{2.25}$$

Deslocando os campos escalares de acordo com seus VEV's, temos os termos de massa,

$$\begin{aligned} \mathscr{L}_{mass} = -\frac{1}{2} \sum_{i,j,A} \begin{pmatrix} \bar{\Psi}_i & \sqrt{2} \bar{\lambda}_A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle f_{i,j} \rangle_0 & g \langle \left(S^\dagger T_A \right)_i \rangle_0 \\ g \langle \left(S^\dagger T_A \right)_j \rangle_0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_{jL} \\ \sqrt{2} \lambda_{AL} \end{pmatrix} \\ + H.C., \end{aligned} \tag{2.26}$$

onde usamos a relação entre férmions de majorana $\bar{\Psi} \lambda_L = \bar{\lambda} \Psi_L$. Note que, de modo geral, tais matrizes de massa são dependentes de γ_5, logo para diagonalizá-las precisamos de certos cuidados, como descrito em (BAER; TATA, 2004). Deixaremos os pormenores algébricos para o apêndice $A.2$, por hora basta notar que, levando em conta (2.24), surge um autovalor nulo para a matriz de massa dos férmions em (2.26), onde a matriz de transformação fica na forma,

$$V = \begin{pmatrix} i \langle F_i \rangle_0 & a_{12} \\ \langle D_A \rangle_0 & a_{22} \end{pmatrix}, \tag{2.27}$$

onde a_{12} e a_{22} são escolhidos de forma a deixar V unitária. Aplicando a rotação na base de interação em (2.26),

$$\begin{pmatrix} |\Psi_G\rangle_L|\chi\rangle_L \end{pmatrix} = \sum_{i,A} \begin{pmatrix} -i\langle F_i^\dagger\rangle_0 & \langle D_A^\dagger\rangle_0 \\ a_{12} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_i \\ \sqrt{2}\lambda_A \end{pmatrix}_L , \tag{2.28}$$

temos o autovetor que possui massa nula (goldstino),

$$|\Psi_G\rangle_L = \sum_{i,A} \left(-i\langle F_i^\dagger\rangle_0 |\Psi_i\rangle_L + \sqrt{2}\langle D_A^\dagger\rangle_0 |\lambda_A\rangle_L \right) \tag{2.29}$$

e $|\chi\rangle_L$ que é um espinor massivo genérico. O espinor de mão-direita é obtido de forma análoga. Dessa forma confirmamos que a condição necessária para que exista um goldstino, e consequentemente a quebra de SUSY, seria um ou mais campos auxiliares adquirirem VEV's não nulos.

Outras informações relevantes podem ser obtidas dos vínculos em (2.24). Considere primeiramente uma teoria puramente não-abeliana (sem termo de Fayet-Iliopoulos), digamos que temos uma quebra do tipo-F nessa teoria, onde na direção "i" temos $\langle F_i\rangle_0 \neq 0$. Desta forma, o primeiro vínculo em (2.24) nos diz que $\langle f_{ij}\rangle_0 = 0$ nessa direção. Temos ainda pelo segundo vínculo que $\langle S_i\rangle_0 = 0$, porém em direções em que $\langle F_j\rangle_0 = 0$, para $(j \neq i)$, $\langle S_i\rangle_0$ fica indeterminado, abrindo a possibilidade de haver quebra do tipo-F e D simultâneamente. Agora considere que sabemos previamente que a teoria estudada tenha uma quebra do tipo-D na direção A ($\langle D_A\rangle_0 \neq 0$), pela primeira condição temos que $\langle S_j\rangle_0 = 0$ para qualquer j, mas pela equação (2.21)

$$\langle D_A\rangle_0 = g\sum_i \langle S_i^\dagger\rangle_0 T_A \langle S_i\rangle_0 = 0. \tag{2.30}$$

Temos então um absurdo matemático ($\langle D_A\rangle_0 \neq 0 = \langle D_A\rangle_0$). Por esse motivo, uma quebra tipo-D pura (sem quebra tipo-F) não pode ocorrer para modelos com simetrias de Gauge simples (sem termos abelianos). Para uma teoria abeliana, podemos ter uma quebra tipo-D pura adicionando o termo de Fayet-Iliopoulos (BERTOLINI; THALER; THOMAS, 2013; WESS; BAGGER, 1992).

2.4 QUEBRA DE SUSY TIPO-D (MECANISMO DE FAYET-ILIOPOULOS)

Como mencionado anteriormente, uma quebra de SUSY puramente do tipo-D só pode ser obtida em teorias com uma simetria de gauge abeliana. Lembre-se que no supercampo de gauge (BAER; TATA, 2004),

$$\hat{\phi}_A = \frac{1}{2}\left(\bar{\theta}\gamma_5\gamma_\mu\theta\right) V_A^\mu + i\left(\bar{\theta}\gamma_5\theta\right)\bar{\theta}\lambda_A - \frac{1}{4}\left(\bar{\theta}\gamma_5\theta\right)^2 D_A \tag{2.31}$$

suas componentes se transformam pela representação adjunta da simetria de gauge considerada,

$$V_C^{\mu'} = V_C^{\mu} - \partial^{\mu}\alpha_C - g f_{ABC}\alpha_A V_B^{\mu}, \tag{2.32}$$

$$\lambda_C^{'} = \lambda_C - g f_{ABC}\alpha_A \lambda_B, \tag{2.33}$$

$$D_C^{'} = D_C - g f_{ABC}\alpha_A D_B, \tag{2.34}$$

onde f_{ABC} é a constante de estrutura do grupo e α_A o parâmetro de transformação. Note que para uma simetria abeliana $f_{ABC} = 0$ e consequentemente D_A é invariante. Como a componente D de qualquer supercampo varia por SUSY apenas por uma derivada total, temos que tal campo é invariante por SUSY e por gauge, logo um termo linear em D deve ser incluido na lagrangeana supersimétrica,

$$\mathscr{L}_{FI} = -kD \tag{2.35}$$

onde k é uma constante com dimensão de energia quadrada. Tal termo é chamado de termo de Fayet-Iliopoulos. Após a inclusão do termo de Fayet-Iliopoulos, o pontencial escalar fica,

$$V \ni \frac{1}{2}\left(k - g\sum_i q_i|\phi_i|^2\right)^2 + \sum_i \left|\frac{\partial \hat{f}}{\partial \hat{\phi}_i}\right|_{\phi_i}^2, \tag{2.36}$$

onde já aplicamos Euler-Lagrange para os campos auxiliares. Estamos levando em conta apenas os campo que se transformam por $U(1)$. Assim sendo, se um ou mais supercampos chirais quaisquer possuírem termo de massa no superpotencial,

$$\hat{f} = mQQ^c, \tag{2.37}$$

o potencial escalar ficaria,

$$V \ni \frac{1}{2}\left(k - g\sum_i q_i|\phi_i|^2\right)^2 + \sum_i m_i^2|\phi_i|^2, \tag{2.38}$$

o qual tem valor esperado do vácuo não-nulo e maior que zero, logo SUSY é quebrável. Aplicando as condições de mínimo em (2.38), podemos ver que para $m > \sqrt{2gk}$, o potencial escalar possui mínimo em $\phi_i = 0$ e $D = k$, assim vemos que SUSY é quebrada, enquanto a simetria de gauge $U(1)$ é mantida. As massas quadráticas dos escalares ϕ_i ficam (MARTIN, 2010),

$$m_{\phi_i}^2 = m_i^2 - 2gq_ik \tag{2.39}$$

Enquanto seus superparceiros fermiónicos continuam com massa quadrática m_i^2 e o gaugino, o qual faz papel de goldstino, se mantem sem massa. Então sabemos que o termo de Fayet-Iliopoulos é capaz de gerar quebra de SUSY, desde que existam termos de massa do tipo (2.37) no superpotencial. O problema é que, apesar do MSSM possuir uma simetria de gauge $U(1)_Y$, squarks e sleptons não possuem termos de massa. Sendo assim o potencial escalar (2.38) torna-se,

$$V \ni \frac{1}{2}\left(k - g\sum_i q_i|\phi_i|^2\right)^2, \tag{2.40}$$

o qual possui VEV em $V = 0$ e $\phi_i \neq 0$. Tal VEV poderia quebrar a simetria $U(1)_q$ do MSSM (simetria eletromagnética) e de cor, deixando SUSY intacta, o que seria desastroso. Logo, o termo de Fayet-Iliopoulos do MSSM deve ser fortemente suprimido por alguma outra fonte de quebra de SUSY (MARTIN, 2010; ALVAREZ-GAUME; CLAUDSON; WISE, 1982).

Outra possibilidade surge quando $k < 0$ em (2.40), nesse caso o mínimo do potencial escalar é diferente de zero e SUSY é quebrada, porém outro empecilho fenomenológico surge devido a uma característica de modelos supersimétrico, chamada supertraço. Estudaremos melhor tal característica nos tópicos a seguir.

2.5 QUEBRA DE SUSY TIPO-F (MODELO DE O'RAIFEARTAIGH)

Assim como na quebra tipo-D, a quebra de SUSY tipo-F não é uma tarefa trivial de ser realizada, vários problemas fenomenológicos e até mesmo algébricos surgem, mesmo assim é comum acordo que a quebra tipo-F é mais rica que a quebra tipo-D.

O primeiro problema enfrentado por tal quebra é algebrico, pois temos n supercampos $\hat{\phi}_i$ e n equações do tipo $\frac{\partial \hat{f}}{\partial \hat{\phi}_i} = 0$. Tal sistema de equações geralmente possui solução, o que torna SUSY inquebrável. A solução para isso é simples, organizar os multipletos chirais no superpotencial de tal forma que não seja possível ter todos os campos auxiliares nulos. O'Raifeartaigh sugeriu um modelo simples de superpotencial com três supercampos $\hat{X} \ni (X, \psi_x, F_x)$, $\hat{Y} \ni (Y, \psi_y, F_y)$ e $\hat{Z} \ni (Z, \psi_z, F_z)$, organizados da seguinte forma (BAER; TATA, 2004; O'RAIFEARTAIGH, 1975),

$$\hat{f}\left(\hat{X}, \hat{Y}, \hat{Z}\right) = \lambda(\hat{X}^2 - \mu^2)\hat{Y} + m\hat{X}\hat{Z}, \tag{2.41}$$

com m e λ parâmetros reais. Note que $\hat{f}$ possui um termo linear em $\hat{Y}$, em qualquer modelo de quebra tipo-F deve existir tal termo, caso contrário a condição do potencial escalar maior que zero vai por água abaixo simplesmente colocando $\hat{X} = \hat{Y} = \hat{Z} = 0$. Temos ainda que, por ser linear, $\hat{Y}$ deve ser um singleto de gauge, pois o superpotencial deve ser invariante de gauge. Usando as equações (2.20) temos,

$$iF_x = 2\lambda Y^\dagger X^\dagger + mZ^\dagger, \tag{2.42}$$

$$iF_y = \lambda\left(X^{\dagger 2} - \mu^2\right), \tag{2.43}$$

$$iF_z = mX^\dagger. \tag{2.44}$$

Veja que realmente não é possível termos F_y e F_z simultaneamente nulos, logo SUSY é quebrável. O potencial escalar fica,

$$V(X, Y, Z) = \sum_i |F_i|^2 = |2\lambda YX + mZ|^2 + \lambda^2 \left|\left(X^2 - \mu^2\right)\right|^2 + m^2 |X|^2. \tag{2.45}$$

O primero termo em (2.45) pode ser feito nulo para qualquer valor de X e Y desde que Z seja escolhido de forma a cancelá-los, logo o mínimo de V depende dos termos relacionados apenas a X. Fazendo $X = \frac{X_R + iX_I}{\sqrt{2}}$ temos,

$$\begin{aligned} V_X &= \lambda^2 \left|\left(X^2 - \mu^2\right)\right|^2 + m^2 \left|X\right|^2 \\ &= \frac{\lambda^2}{4}\left(X_R^2 + X_I^2\right)^2 + \frac{1}{2}\left(m^2 - 2\lambda^2\mu^2\right) X_R^2 \\ &+ \frac{1}{2}\left(m^2 + 2\lambda^2\mu^2\right) X_I^2 + \lambda^2\mu^4. \end{aligned} \tag{2.46}$$

Temos duas possibilidades em (2.46). A primeira (vamos chamá-la de caso A) se dá para $m^2 > 2\lambda^2\mu^2$, nesse caso o mínimo ocorre para $\langle X\rangle_0 = 0$ e $\langle Z\rangle_0 = 0$. Note também que Y fica indetermido, ou seja, qualquer que seja o valor assumido para Y teremos $F_x = F_y = 0$ e o potencial $V_{min} = \lambda^2\mu^4$, logo Y é uma direção plana-F. Tais regiões planas no potencial são uma característica recorrente em modelos supersimétricos (BAER; TATA, 2004). Porém, ao considerarmos correções radiativas de primeira ordem, pode-se mostrar que tais regiões planas desaparecem e o vácuo do potencial recai em $\langle X\rangle_0 = \langle Y\rangle_0 = \langle Z\rangle_0 = 0$ (MARTIN, 2010).

A segunda possibilidade (caso B) se dá quando $m^2 < 2\lambda^2\mu^2$. Para tal temos $\langle X_R\rangle_0 \neq 0$ e $\langle X_I\rangle_0 = 0$. Aplicando a condição de mínimo $\left(\frac{\partial V}{\partial X_i}\right)_{VEV} = 0$ em (2.45) e (2.46) obtemos que $\langle X_R\rangle_0^2 = 2\mu^2 - m^2/\lambda^2$ e $\langle Z\rangle_0 = -\frac{2\lambda}{m}\sqrt{\mu^2 - \frac{m^2}{2\lambda^2}}\langle Y\rangle_0$, onde novamente teremos uma direção plana-F. Analogamente ao caso anterior, tal direção desaparece ao considerarmos correções radiativas. Temos que a nível de árvore $V_{min} = -\frac{\lambda^2}{4}\left(2\mu^2 - \frac{m^2}{\lambda^2}\right)^2 + \mu^4\lambda^2$.

Não há muita diferença entre os casos, uma que vale a pena mencionar é que no caso B a quebra de SUSY vem acompanhada da quebra de gauge, como pode ser observado na figura (3) (BAER; TATA, 2004).

Como as implicações da quebra SUSY são análogas em ambas as situações, acharemos o espectro de massa apenas para o caso A.

2.5.1 Espectro de Massa (Caso A)

A quebra de SUSY é relizada de maneira análoga a uma quebra bosônica padrão, onde há a redefinição dos campos em termos de seus VEV's. No modelo de O'Raifeartaigh, o único campo que adquire VEV é o Y,

$$Y_s = Y - \langle Y\rangle_0 \quad \rightarrow \quad Y = Y_s + \langle Y\rangle_0. \tag{2.47}$$

Substituindo (2.47) em (2.45) temos,

$$V = \left|2\lambda(Y_s + \langle Y\rangle_0)X + mZ\right|^2 + \lambda^2\left|\left(X^2 - \mu^2\right)\right|^2 + m^2\left|X\right|^2. \tag{2.48}$$

Note que não há termos bilineares em Y_s, logo tal campo não possui massa. Para achar os termos de massa dos outros bósons temos de escrever X e Y em termos de suas componentes reais

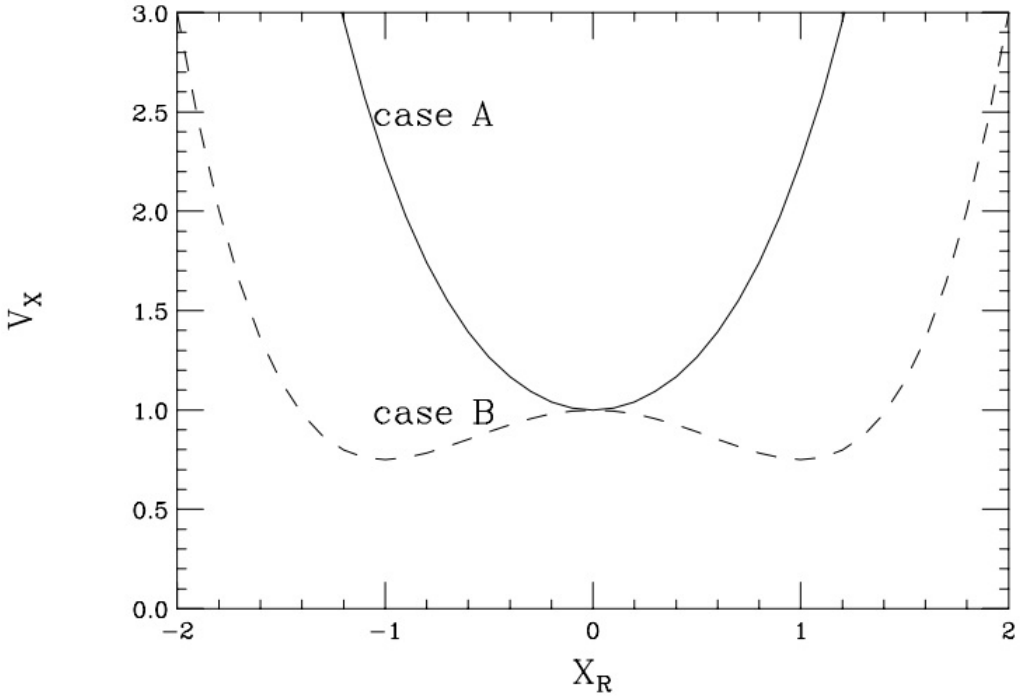

Figura 3 – Pontencial escalar do modelo de O'Raifeartaigh para o caso A com $\frac{m}{\mu} = 2$ e $\lambda = 1$, e caso B com $\frac{m}{\mu} = \lambda = 1$. Em ambos os casos, $X_I = 0$.

$X = \frac{X_R + iX_I}{\sqrt{2}}$ e $Z = \frac{Z_R + iZ_I}{\sqrt{2}}$, a matriz de massa quadrática na base (X_R, Z_R, X_I, Z_I) fica,

$$M_B^2 = \begin{pmatrix} m^2 + 4\lambda^2\langle Y\rangle_0^2 - 2\lambda^2\mu^2 & 2\lambda m\langle Y\rangle_0 & 0 & 0 \\ 2\lambda m\langle Y\rangle_0 & m^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m^2 + 4\lambda^2\langle Y\rangle_0^2 + 2\lambda^2\mu^2 & 2\lambda m\langle Y\rangle_0 \\ 0 & 0 & 2\lambda m\langle Y\rangle_0 & m^2 \end{pmatrix} \tag{2.49}$$

onde tomamos $\langle Y\rangle_0^2$ real. Note que, a menos dos termos $\pm 2\lambda^2\mu^2$ nas entradas de X_R e X_I, a matriz de massa em (2.49) é supersimétrica. Isso era esperado já que o único campo que acopla com Y é X.

A matriz de massa do férmions, por sua vez, surge dos "termos de Yukawa" da lagrangeana mestra (6.7),

$$\mathscr{L} \ni -\frac{1}{2}\sum_{i,j}\bar{\Psi}_i\left[\left(\frac{\partial^2\hat{f}}{\partial\hat{S}_i\partial\hat{S}_j}\right)_{\hat{S}=S}\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right) + \left(\frac{\partial^2\hat{f}}{\partial\hat{S}_i\partial\hat{S}_j}\right)^{\dagger}_{\hat{S}=S}\left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)\right]\Psi_j. \tag{2.50}$$

Como apenas Y adquire VEV não-nulo, apenas $\frac{\partial^2\hat{f}}{\partial\hat{X}\partial\hat{Z}}$ e $\frac{\partial^2\hat{f}}{\partial\hat{X}^2}$ resultarão em termos não-nulos, logo Ψ_y será um bóson sem massa. Apesar de ambas as componentes componentes de $\hat{Y}$, escalar e fermiônica, terem massa nula, as razões para isso são distintas. Ao escalar Y está associado a mesma energia de vácuo, indepente do valor assumido para o escalar, por isso tal campo não é massivo a nível de árvore. Porém ao considerarmos correções de *loop*, Y ganha massa e deixa de ser uma direção plana, como mencionado anteriormente. Já Ψ_y permanece sem massa para

todas as ordens de correção. Tal campo é resultado da quebra de simetria fermiônica, e é tido como o goldstino (MARTIN, 2010). Na base (Ψ_x, Ψ_z), a matriz de massa dos férmions fica,

$$M_f = \begin{pmatrix} 2\lambda\langle Y\rangle_0 & m \\ m & 0 \end{pmatrix}. \tag{2.51}$$

E a matriz quadrática,

$$M_f M_f^\dagger = \begin{pmatrix} 4\lambda^2\langle Y\rangle_0^2 + m^2 & 2m\lambda\langle Y\rangle_0 \\ 2m\lambda\langle Y\rangle_0 & m^2 \end{pmatrix}. \tag{2.52}$$

De posse das matrizes de $(\text{massa})^2$ podemos obter os autovalores de massa quadrática das partículas. Para os bósons temos,

$$m^2 + 2\lambda^2\langle Y\rangle_0^2 - \lambda^2\mu^2 \pm \sqrt{(m^2 + 2\lambda^2\langle Y\rangle_0^2 - \lambda^2\mu^2)^2 - m^2\,(m^2 - 2\lambda^2\mu^2)}, \tag{2.53}$$

$$m^2 + 2\lambda^2\langle Y\rangle_0^2 + \lambda^2\mu^2 \pm \sqrt{(m^2 + 2\lambda^2\langle Y\rangle_0^2 + \lambda^2\mu^2)^2 - m^2\,(m^2 + 2\lambda^2\mu^2)}, \tag{2.54}$$

e para os férmions,

$$m^2 + 2\lambda^2\langle Y\rangle_0^2 \pm 2\sqrt{m^2\lambda^2\langle Y\rangle_0^2 + \lambda^4\langle Y\rangle_0^2}. \tag{2.55}$$

Mais a frente falaremos de uma característica intrínseca aos modelos de quebra de SUSY, chamada de supertraço, e suas implicações fenomenológicas. De antemão podemos notar que o termo que "quebra SUSY" $2\lambda^2\mu^2$ não aparece na matriz de massa dos férmions, tais termos apenas deslocam a massa dos bósons em relação a dos férmions, de forma a deixar a massa dos últimos "aprisionadas" entre as massas dos primeiros. Logo, na ausência de tal termo, as massas dos bósons e férmions seriam degeneradas, e SUSY seria uma simetria exata.

2.5.2 A Simetria-R e o Mínimo Metaestável

Em (NELSON; SEIBERG, 1994) Nelson e Seiberg mostraram que, em modelos cujos superpotenciais são genéricos, ou seja, formados por todos os termos permitidos pelas simetrias da teoria, SUSY é quebrada apenas se tal superpotencial for invariante por uma simetria-R exata (mais sobre simetria-R no apêndice $A3$).

O modelo de O'Raifeartaigh obedece tais pré-requisitos para quebra de SUSY, sendo as cargas-R dos supercampos,

$$r_x = 0 \quad , \quad r_y = r_z = 2. \tag{2.56}$$

Para esse caso a simetria-R continua válida mesmo após a quebra de SUSY. Com isso surge a dificuldade para explicar como os gauginos ganham massa, já que um termo de massa desse tipo teria uma carga-R resultante igual a 2, quebrando tal simetria. Por outro lado, para modelos onde a simetria-R é quebrada espontaneamente, temos o surgimente de um bóson de goldstone no espectro como consequência da quebra, chamado R-axion, o qual possui fortes vínculo experimentais (MARTIN, 2010; NELSON; SEIBERG, 1994; BAGGER; POPPITZ; RANDALL, 1994).

Sieberg e Nielson mostraram ainda que, para casos em que o superpotencial não seja genérico, SUSY ainda pode ser quebrável mesmo sem uma simetria-R exata (o que resolveria o problema do R-axion). Para tal basta adicionar no superpotencial operadores de dimensão mais alta que quebram a simetria-R explicitamente. Podemos conseguir tal feito no superpotencial de O'Raifeartaigh apenas introduzindo o termo,

$$\Delta\hat{f} = \frac{1}{2}\epsilon m\hat{Z}^2, \tag{2.57}$$

que quebra a simetria-R explicitamente. Ao adicionarmos (2.57) em (2.41) deslocamos o campo auxiliar F_z, de forma que as equações (2.42) à (2.44) ficam,

$$\begin{aligned} iF_x &= 2\lambda Y^\dagger X^\dagger + mZ^\dagger, && (2.58)\\ iF_y &= \lambda\left(X^{\dagger 2} - \mu^2\right), && (2.59)\\ iF_z &= mX^\dagger + \epsilon m Z^\dagger. && (2.60) \end{aligned}$$

Note que o potencial escalar gerado pelos campos auxiliares acima possui dois mínimos em,

$$\langle X\rangle_0 = \pm\sqrt{\frac{\mu}{\lambda}}, \quad \langle Y\rangle_0 = \frac{m}{2\lambda\epsilon}, \quad \langle Z\rangle_0 = \mp\frac{1}{\epsilon}\sqrt{\frac{\mu}{\lambda}}, \tag{2.61}$$

os quais preservam SUSY (mínimo em $V = 0$). Porém ao tornar ϵ cada vez menor, um mínimo local vai se acentuando na mesma direção encontrada anteriormente a quebra explicita de R ($\langle X\rangle_0 = 0$, $\langle Z\rangle_0 = 0$ e Y indeterminado a nível de árvore) (MARTIN, 2010). Tal mínimo é metaestável e não é invariante por SUSY, já que $\langle V\rangle \neq 0$. Assim temos um mínimo metaestável separado dos mínimos globais supersimétricos por barreiras de potencial, de tal forma que para $\epsilon \to 0$, os mínimos globais vão para infinito, e temos o superpotecial usual de O'Raifeartaigh.

Em resumo temos que a quebra de SUSY seria realizada em um mínimo metaestável, que surge devido a um termo introduzido no superpotencial no intuito de quebrar explicitamente a simetria R e evitar o aparecimento do R-axion.

2.6 O SUPERTRAÇO E A NECESSIDADE DE UM SETOR INVISÍVEL

Nesse ponto de nossa discussão já temos vários indícios da complexidade de se aplicar uma quebra espontânea de supersimetria em um modelo físico, em especial no MSSM. Ao estudarmos a quebra de SUSY tipo-D vimos que a falta de um termo de massa para os squarks e sleptons no superpotencial do MSSM impede a quebra de SUSY e pode acarretar na quebra das simetrias de gauge $U(1)_q$ e $SU(3)_C$, logo tal fonte de quebra deve ser fortemente suprimida. Já no caso de uma quebra tipo-F outros problemas surgem. Como mencionado anteriormente é necessário a existência de um termo linear no superpotencial para que seja possível a quebra (BERTOLINI; THALER; THOMAS, 2013), porém para conservar a invariância de gauge tal supercampo deve

ser invariante por todas as simetrias de gauge. O problema disso é que nenhum campo no MSSM é singleto por todos os grupos de gauge.

Outra dificuldade em aplicar a quebra de SUSY em modelos físicos emerge ao estudarmos umas das mais importântes características de um modelo supersimétrico, o supertraço. O supertraço foi introduzido por S. Ferrara, L. Girardello e F. Palumbo em 1979 (FERRARA; GIRARDELLO; PALUMBO, 1979),

$$STrM^2 = \sum_{part}(-1)^{2J}(2J+1)TrM_J^2 = 0, \tag{2.62}$$

válido a nível de árvore, onde o somatório é realizado em todas as partículas do sistema, sendo J o spin de cada partícula. A regra de soma acima surge naturalmente em modelos supersimétricos devido a degenerescência das massas e a igualdade dos graus de liberdade bosônicos e fermiônicos. Mais interessante ainda é que o supertraço continua nulo mesmo em modelos onde SUSY é quebrada espontaneamente, ou explicitamente desde que o termo de quebra explícita satisfaça $\partial_\phi\partial_{\phi^\dagger}\mathscr{L}_{quebra} = 0$ (FERRARA; GIRARDELLO; PALUMBO, 1979).

O único desvio de (2.62) ocorre quando o modelo possui uma simetria axial $U(1)$. Para entender isso vamos olhar para os termos de massa com mais atenção. Da lagrangeana mestra (6.7) podemos mostrar que a contribuição dos escalares para o supertraço fica,

$$STrM^2_{esc} = 2\sum_{i,j}\hat{f}_{ij}\hat{f}^\dagger_{ij} + 2\sum_A D_A Tr(gT_A) + 2\sum_{i,A} g^2 S_i^\dagger T_A T_A S_i, \tag{2.63}$$

onde o fator 2 é inserido devido ao fato de cada escalar complexo possuir dois graus de liberdade. Analogamente, a contribuição da parte vetorial fica,

$$STrM^2_{vec} = 2\cdot 3\sum_{i,A} g^2 S_i^\dagger T_A T_A S_i, \tag{2.64}$$

onde o fator 2 é inserido devido ao fato dos vetores serem reais e o fator 3 devido ao fotor $2J+1$ em (2.62). E finalmente, o termo relacionado aos férmions (obtidos usando o formalismo para matrizes de massa com dependência em γ_5),

$$STrM^2_{ferm} = -2\sum_{i,j}\hat{f}_{ij}\hat{f}^\dagger_{ij} - 2\cdot 4\sum_{i,A} g^2 S_i^\dagger T_A T_A S_i. \tag{2.65}$$

Somando todas as contribuições temos,

$$STrM^2 = 2\sum_A D_A Tr(gT_A). \tag{2.66}$$

Note que para obtermos (2.66) não precisamos especificar onde estamos avaliando os campos, seja no mínimo do potencial escalar ou em outro ponto qualquer, logo (2.66) tem validade geral, mesmo para SUSY quebrada. Veja ainda que para uma quebra tipo-F $\langle D_A\rangle_0 = 0$ e (2.66) recai em (2.62) trivialmente. Porém para uma quebra tipo-D, o supertraço só será nulo para

uma simetria de gauge simples (sem componente abeliana), ou para um modelo sem anomalias, pois assim as cargas das partículas se anulariam (BAER; TATA, 2004). Como o surgimento de anomalias está relacionado com uma simetria axial $U(1)$, temos que (2.62) é válida apenas para um modelo sem tal simetria.

Um exemplo do cancelamento do supertraço após a quebra de SUSY surge no modelo de O'Raifeartaigh. Como notado anteriormente, após a redefinição do campo Y ocorre a separação entre as massas das partículas dos supercampos. Como mesmo após a quebra de SUSY o supertraço permanece nulo, a separação ocorre de tal forma que a massa do férmion fica "presa" entre as massas dos bósons. Isso implica que no MSSM deveriamos ter alguns sférmions mais leves que seus parceiros fermiônicos, o que é descartado pelos experimentos, pois já teriamos descoberto tais partículas.

Temos então motivos suficientes para acreditar que a quebra de SUSY não acontece no setor visível. Mas se SUSY é uma simetria quebrada, como a natureza realizou esta quebra? Talvez a natureza tenha optado por quebrar SUSY em um setor invisível, uma extensão do setor vísivel que não compartilha nenhuma das simetrias de gauge do mesmo.

Figura 4 – Esquema ilustrativo para mostrar como a quebra de SUSY é transmitida para o setor visível através de partículas chamadas mediadoras.

Nesse caso a quebra seria transmitida através de certas "partículas mediadoras", as quais possuem, por sua vez, alguma interação semelhante com o setor visível, seja ela gravitacional ou de gauge, como na figura (4) (BERTOLINI; THALER; THOMAS, 2013). Nesse cenário, a regra de soma (2.62) não é necessariamente satisfeita, dando margem ao surgimento de modelos com QES, cujas spartículas possuem massas viáveis fenomenologicamente (MARTIN, 2010).

3 O GOLDSTINO E A INTERAÇÃO COM O SETOR VISÍVEL

Temos que a quebra de SUSY é realizada em um setor invisível, que interage muito fracamente com o visível, mas além do impacto nos termos de quebra não temos muita informação sobre a quebra no setor invisível ou do setor propriamento dito. Uma das fontes de informação é o goldstino, o qual, absorvido como componente longitunial do gravitino, acopla diretamente com o setor visível. Sabemos ainda que é a componente auxiliar do supercampo cujo goldstino faz parte, que gera efetivamente a separação nas massas do setor visível, logo é de extrema importância entender como acontece a interação desse supercampo e o setor vísivel, esse capítulo será dedicado a entendermos tal acoplamento e as propriedades do goldstino.

3.1 LAGRANGEANA PARA O GOLDSTINO

Já na década de 70 Volkov e Akulov (VA) introduziram a idéia de uma partícula de spin $1/2$ como uma partícula de Nambu-Goldstone (VOLKOV; AKULOV, 1973). Na abordagem de VA a supersimetria é realizada de forma não-linear. Para demonstrar tal abordagem imagine um supercampo parametrizado da seguinte forma,

$$\hat{\phi} = exp\left[i\left(-a^{\mu}P_{\mu} + \bar{\eta}Q\right)\right], \tag{3.1}$$

onde η é o goldstino, Q o gerador de SUSY, P_{μ} o quadrimomento e a^{μ} o quadrivetor espaço-tempo. A inspiração para tal parametrização vêm da quebra espontânea de simetria no modelo padrão, onde o dubleto de Higgs é colocado no gauge unitário (QUIGG, 2013). Como SUSY é uma simetria do espaço-tempo, uma transformação supersimétrica acarreta numa translação no espaço-tempo. Sendo assim aplicando uma transformada de SUSY em $\hat{\phi}$ temos,

$$\begin{aligned} \hat{\phi}' &= exp\left[i\left(-x^{\mu}P_{\mu} + \bar{\theta}Q\right)\right] exp\left[i\left(-a^{\mu}P_{\mu} + \bar{\eta}Q\right)\right] \\ &= exp\left[\left(a^{\mu} + x^{\mu} - i\bar{\theta}\gamma^{\mu}\eta\right) + i\left(\bar{\theta} + \bar{\eta}\right)\right], \end{aligned} \tag{3.2}$$

onde usamos a identidade de Baker-Campbell-Hausdorff e o anticomutador $\left\{Q_a, \bar{Q}_b\right\} = 2\gamma^{\mu}_{ab}P_{\mu}$. Veja que as componentes de $\hat{\phi}$ se transformam como,

$$\eta \rightarrow \eta + \theta, \tag{3.3}$$

$$a^{\mu} \rightarrow a^{\mu} + x^{\mu} - i\bar{\theta}\gamma^{\mu}\eta. \tag{3.4}$$

Na representação usada por VA,

$$\omega = d\theta, \quad \omega^{\mu} = dx^{\mu} - id\bar{\theta}\gamma^{\mu}\eta. \tag{3.5}$$

A idéia de Volkov foi de promover o parâmetro de transformação θ (variável de grassman) a status de goldstino $\eta(x)$ (ZHELTUKHIN, 2010). Desta forma,

$$\omega = d\eta, \quad \omega^\mu = dx^\mu - id\bar{\eta}\gamma^\mu\eta, \tag{3.6}$$

onde podemos fazer ainda,

$$\omega^\mu = \left(\delta^\mu_\nu - i\frac{\partial\bar{\eta}}{\partial x^\nu}\gamma^\mu\eta\right)dx^\nu = W^\mu_\nu dx^\nu. \tag{3.7}$$

Volkov usou ω^μ como blocos para construir uma ação invariante por SUSY. Tal ação é construida num hiperespaço formado por variáveis espaço-temporais e de Grassman (dx e $d\theta$). Como estamos tratando SUSY no espaço quadridimensional temos de ter o fator d^4x no hipervolume. A forma mais geral do hipervolume, proposta por Volkov, consiste no produto tensorial de quatro ω^μ

$$dV = \frac{1}{4!}\epsilon_{\mu\nu\delta\gamma}\omega^\mu \wedge \omega^\nu \wedge \omega^\delta \wedge \omega^\gamma. \tag{3.8}$$

Usando (3.7) e (3.8) temos,

$$dV = detW d^4x, \tag{3.9}$$

onde por definição,

$$detW = \frac{1}{4!}\epsilon_{a_1a_2a_3a_4}\epsilon^{b_1b_2b_3b_4}W^{a_1}_{b_1}W^{a_2}_{b_2}W^{a_3}_{b_3}W^{a_4}_{b_4}. \tag{3.10}$$

Dessa forma a ação de Volkov fica,

$$S = \frac{1}{a}\int detW d^4x, \tag{3.11}$$

onde a faz o papel de constante de acoplamento, com dimensão de energia menos quatro, $[a] = L^4$. Temos então que a lagrangeana para o goldstino η é dada pelo integrando em (3.11), podemos apresentá-la de forma mais econômica redefinindo,

$$T^\mu_\nu = -i\frac{\partial\bar{\eta}}{\partial x^\nu}\gamma^\mu\eta. \tag{3.12}$$

Usando (3.10), (3.11) e (3.12) temos finalmente,

$$S = \int d^4x\left[\frac{1}{a} + T^\mu_\mu + \frac{a}{2}\left(T^\mu_\mu T^\nu_\nu - T^\mu_\nu T^\nu_\mu\right) + a^2T^3 + a^3T^4\right], \tag{3.13}$$

onde,

$$T^3 = \frac{1}{3!}\sum_p(-1)^p T^\mu_\mu T^\nu_\nu T^\delta_\delta, \tag{3.14}$$

sendo p variado nas permutações dos índices. O termo linear em (3.13) nos dá a componente cinética da lagrangeana do goldstino, os termos de ordem superior são termos de interação goldstino-goldstino. Veja que o termo de ordem mais alta possui quatro derivadas $\partial_\mu\eta$ e oito campos, tais termos se cancelam, como é mostrado em (ZHELTUKHIN, 2010) e antes deles

por Kuzenko e McCarthy (KUZENKO; MCCARTHY, 2005). Já o termo constante em (3.13) garante um vácuo não nulo para o potencial, o que por sua vez garante que SUSY seja quebrada.

A teoria de VA é uma teoria efetiva, que descreve o comportamento do goldstino a baixas energias. A equivalência entre a teoria não-linear de Volkov e a linear de Wess-Zumino foi demonstrada por Rocek (ROCEK, 1978), onde a ação de Volkov pode ser obtida a partir de um supercampo escalar chiral $\hat{X}_L$

$$\hat{X}_L = S + i\sqrt{2}\bar{\theta}\psi_L + i\bar{\theta}\theta_L F, \tag{3.15}$$

sujeito aos vínculos,

$$\hat{X}_L^2 = \hat{X}_R^2 = 0 \quad e \quad \hat{X}_{LR} = \hat{X}_{LR}\bar{P}P\hat{X}_{RL}, \tag{3.16}$$

onde $\hat{X}_R$ é o supercampo chiral direito e $P \equiv \frac{\partial}{\partial\theta} - i\gamma^\mu\partial_\mu\theta$.

Outra forma de obter a lagrangeana do goldstino é explorada por Batolini B., Thaler J., e Thomas Z. (BERTOLINI; THALER; THOMAS, 2013). Nessa interpretação, o goldstino é obtido através de um supercampo escalar chiral $\hat{X}$ cuja componente F possui VEV não-nulo,

$$\langle\hat{X}\rangle_0 = \theta\theta_L F. \tag{3.17}$$

Diferentemente da abordagem de Volkov, agora F é tratado como um campo não-dinâmico, uma constante no espaço-tempo. Dessa forma ao aplicarmos SUSY em (3.17), temos novamente as transformações em (3.3) e (3.4) ,

$$\eta \rightarrow \eta + \theta, \tag{3.18}$$

$$a^\mu \rightarrow a^\mu + x^\mu - i\bar{\theta}\gamma^\mu\eta. \tag{3.19}$$

Como F é uma constante (não-dinâmico) a translação no espaço-tempo não afeta $\langle\hat{X}\rangle_0$ e podemos desprezar (3.4). Novamente redefinimos η como o goldstino. Normalizando $\eta \rightarrow \frac{\eta}{\sqrt{2}F}$ temos,

$$\begin{aligned}\hat{X}_{NL} &= \left(\bar{\theta} + \frac{\bar{\eta}}{\sqrt{2}F}\right)\left(\theta_L + \frac{\eta_L}{\sqrt{2}F}\right)F \\ &= \frac{\bar{\eta}\eta_L}{2F} + \sqrt{2}\bar{\theta}\eta_L + \bar{\theta}\theta_L F,\end{aligned} \tag{3.20}$$

onde temos um supercampo chiral não-linear para o goldstino. Podemos fazer o mesmo processo para uma quebra de SUSY tipo-D. A lagrangeana para o goldstino é dada de forma usual,

$$\mathscr{L}_{NL} = \frac{-1}{4}\int d^4\theta\hat{X}_{NL}^\dagger\hat{X}_{NL} - \frac{1}{2}\int d^2\theta_L f\hat{X}_{NL} + h.c., \tag{3.21}$$

onde f é uma constante. Para conseguir $\mathscr{L}_{NL}$ temos de expandir $\hat{X}_{NL}(\hat{x}_\mu)$ em $\hat{X}_{NL}(x_\mu)$ onde $\hat{x}_\mu = x_\mu + \frac{i}{2}\bar{\theta}\gamma_5\gamma_\mu\theta$, assim temos,

$$\begin{aligned}\hat{X}_{NL}(x_\mu) = \frac{\bar{\eta}\eta_L}{2F} + i\sqrt{2}\bar{\theta}\eta_L + i\bar{\theta}\theta_L F + \frac{i}{2}\left(\bar{\theta}\gamma_5\gamma_\mu\theta\right)\frac{\partial^\mu(\bar{\eta}\eta_L)}{2F} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\bar{\theta}\gamma_5\theta\right)\left(\bar{\theta}\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L\right) + \frac{1}{8}\left(\bar{\theta}\gamma_5\theta\right)^2\frac{\Box(\bar{\eta}\eta_L)}{2F}.\end{aligned} \tag{3.22}$$

Note que mudamos alguns coeficientes em $\hat{X}_{NL}$ em ordem de deixar a lagrangeana na forma canônica. Temos então que,

$$\mathscr{L}_{NL} = \frac{(\bar{\eta}\eta_L)}{2F}\Box\frac{(\bar{\eta}\eta_L)}{2F} + \frac{i}{2}\bar{\eta}\gamma^\mu\partial_\mu\eta + f^\dagger f + fF + f^*F^\dagger. \tag{3.23}$$

No próximo passo aplicamos Euler-Lagrange para eliminar o campo auxiliar da lagrangeana. Devido ao primeiro termo em (3.23) as equações de movimento para o campo F são complicadas, resultando em termos de até oito campos e quatro derivadas (como na lagrangeana de VA). Como já sabemos que tais termos se anulam, desprezaremos tais termos com múltiplas derivadas e ficaremos apenas com $F = -f^*$,

$$\mathscr{L}_{NL} = \frac{(\bar{\eta}\eta_L)}{2F}\Box\frac{(\bar{\eta}\eta_L)}{2F} + \frac{i}{2}\bar{\eta}\gamma^\mu\partial_\mu\eta + \mid f \mid^2 . \tag{3.24}$$

Tal lagrangeana efetiva representa um goldstino com VEV $\langle V\rangle = \mid f \mid^2$ e constante de decaimento f.

Uma das vantagens de usar uma representação não-linear para o goldstino é que não precisamos nos preocupar com os detalhes da quebra no setor invisível. Já no que se refere a tratar o campo auxiliar como dinâmico (Volkov) ou não-dinâmico, na segunda abordagem temos vantagem ao descrever as interações do goldstino com o setor visível, conseguindo tais interações de maneira direta e sem patologias (BERTOLINI; THALER; THOMAS, 2013).

3.2 INTERAÇÕES COM O SETOR VISÍVEL

3.2.1 F dinâmico - Método de Volkov

As interações do goldstino com o setor visível são obtidas através da simples imposição que os termos de interação sejam invariantes ante os grupos de transformações de Poincaré e gauge (VOLKOV; AKULOV, 1973; ZHELTUKHIN, 2010).

O método de Volkov, desenvolvido na sessão passada, é uma das formas de obtermos essas interações. Para tal basta inserirmos no volume invariante (3.8) a diferencial $d\chi$, de uma determinado campo com o qual ocorrerá a interação. Da mesma forma que foi para lagrangeana do goldstino, o hipervolume das interações deve ser uma função homogênea de quarto grau nas diferenciais dx, $d\eta$ e $d\chi$. Tomemos como exemplo a interação do goldstino com um campo de Dirac (χ tem índice espinorial). Temos a seguinte ação para a interação,

$$\begin{aligned} S = \int \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\delta\gamma}\left(\bar{\chi}\gamma^\mu d\chi - d\bar{\chi}\gamma^\mu\chi\right)\wedge\omega^\nu\wedge\omega^\delta\wedge\omega^\gamma \\ + m\bar{\chi}\chi\epsilon_{\mu\nu\delta\gamma}\omega^\mu\wedge\omega^\nu\wedge\omega^\delta\wedge\omega^\gamma, \end{aligned} \tag{3.25}$$

onde temos no máximo três campos e seis derivadas do goldstino novamente. No termo de massa, termos com oito campos e quatro derivadas surgem, mas como já vimos tais termos se anulam.

Usando as definições (3.10), (3.11) e (3.12) podemos obter a ação numa forma mais palpável,

$$S = \int d^4x \quad R^\mu_\mu + a\left(R^\mu_\mu T^\nu_\nu - T^\mu_\nu T^\nu_\mu\right) + \frac{a^2}{2}\sum_p (-1)^p R^\mu_\mu T^\nu_\nu T^\delta_\delta + \frac{a^3}{3!}\sum_p (-1)^p R^\mu_\mu T^\nu_\nu T^\delta_\delta T^\gamma_\gamma + m\bar{\chi}\chi detW, \tag{3.26}$$

onde $R^\mu_\nu = (\bar{\chi}\gamma^\mu\partial_\nu\chi - \partial_\nu\bar{\chi}\gamma^\mu\chi)$ e $detW$ é definido como em (3.10) e (3.13),

$$m\bar{\chi}\chi detW = m\bar{\chi}\chi + am\bar{\chi}\chi\left[T^\mu_\mu + \frac{a}{2}\left(T^\mu_\mu T^\nu_\nu - T^\mu_\nu T^\nu_\mu\right) + a^2T^3\right]. \tag{3.27}$$

3.2.2 F Não-Dinâmico

Como afirmamos anteriomente, ao tratar F como um campo não-dinâmico temos uma forma mais prática de conseguir as interações, onde as consequências da quebra de SUSY ficam mais evidentes que no método de Volkov.

Os termos de interação entre o setor invisível e o visível são obtidos de forma direta, a única restrinção que impomos é que tais termos obedeçam às simetrias de gauge da teoria e que sejam renormalizáveis no setor visível (BERTOLINI; THALER; THOMAS, 2013). Os termos mais gerais são dados por,

$$\mathscr{L} \supset -\frac{1}{4}\int d^4\theta \frac{\tilde{m_i^2}}{F^2_{hid}}\hat{X}^\dagger_{NL}\hat{X}_{NL}\hat{\phi}^\dagger_i e^{2V}\hat{\phi}_i - \frac{1}{2}\int d^2\theta_L \frac{m_\lambda}{2F_{hid}}\hat{X}_{NL}\bar{W}^C_A W_A + \frac{C_i}{F_{hid}}\hat{X}_{NL}\hat{\phi}_i + \frac{B_{ij}}{2F_{hid}}\hat{X}_{NL}\hat{\phi}_i\hat{\phi}_j + \frac{A_{ijk}}{6F_{hid}}\hat{X}_{NL}\hat{\phi}_i\hat{\phi}_j\hat{\phi}_k + H.C., \tag{3.28}$$

onde F_{hid} é o VEV do setor invisível. Podemos obter de (3.28) os termos de quebra *soft* de SUSY,

$$\mathscr{L}_{soft} = -\tilde{m_i}^2|\phi|^2 - \left(\frac{m_\lambda}{2}\lambda_A\lambda_A + C_i\phi_i + \frac{B_{ij}}{2}\phi_i\phi_j + \frac{A_{ijk}}{6}\phi_i\phi_j\phi_k + H.C.\right). \tag{3.29}$$

Note a semelhança entre (3.29) e os termos de quebra *soft* do MSSM em (9.1), isso indica que estamos no caminho certo. O primeiro termo em $\mathscr{L}_{soft}$ quebra SUSY no setor visível, já que ele fornece termos de massa para os bósons mas não para os férmions de um mesmo supermultipleto. O mesmo pode ser dito para o segundo termo, o qual é um termo de massa para os gauginos sem um correspondente para os bósons de gauge. Ademais, nos termos de C_i temos uma fonte de escalares (*tadpole*), B_{ij} cria uma separação da massa entre os escalares e os pseudoescalares e finalmente temos A_{ijk}, que são vértices com três escalares.

Outra característica interessante em (3.29) é a quebra da simetria-R. Sabemos que o gaugino tem carga-R -1 (ver apêndice $A3$), logo seu termo de massa possui carga resultante -2. Também podemos ver a quebra da simetria-R já partindo da forma supersimétrica da lagrangeana em (3.28). Note que o supercampo $\hat{X}_{NL}$ deve ter carga-R 2 para garantir que o superpotencial seja invariante em (3.21). Como $d^4\theta$ possui tanto componentes de mão-esqueda quanto mão-direita de θ sua carga é nula, assim a carga resultante do primeiro termo em (3.28) é nula, conservando

a simetria-R. A quebra surge no segundo termo, $d^2\theta_L$ tem carga-R -2, já o supercampo de força de gauge W_A tem carga 1, resultando numa carga-R 2 para o segundo termo em (3.28). Ademais os termos A_{ijk}, B_{ij} e C_i conservam R apenas para combinações específicas dos supercampos quirais $\hat{\phi}_i$.

Como já vimos na seção (1.5.2), a quebra de SUSY e a presença de simetria-R estão intimamente ligadas, isto acarreta em problemas, como o aparecimento do R-axion quando da quebra da simetria-R. Tais fatores podem ser um indício de que a conexão entre os setores deva ocorrer de forma indireta, através de "mensageiros" que comunicam a quebra do setor invisível para o visível.

Da lagrangeana (3.28) também podemos obter termos de interação do goldstino com o setor visível,

$$\mathscr{L}_\eta = \frac{1}{F_{hid}}\eta\left(\tilde{m_i}^2\psi_i\phi_i^\dagger + C_i\psi_i + B_{ij}\psi_i\phi_j + \frac{A_{ijk}}{2}\psi_i\phi_j\phi_k + i\frac{m_\lambda}{\sqrt{2}}\sigma_{\mu\nu}\lambda_A F_A^{\mu\nu} + \frac{m_\lambda}{\sqrt{2}}\lambda_A D_A\right) + H.C., \tag{3.30}$$

onde os acoplamentos são proporcionais as massas. Os termos em $\mathscr{L}_\eta$ definem a fenomenologia para o decaimento do goldstino em partículas e suas spartícula associadas (figura (5)) (MARTIN, 2010; BERTOLINI; THALER; THOMAS, 2013).

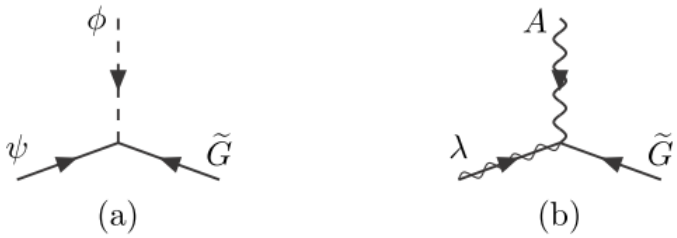

Figura 5 – Exemplos de vértices que surgem de (3.30), aqui temos um vértice envolvendo um goldstino, um férmion padrão e seu superparceiro escalar (a), e um goldstino com um bóson de gauge padrão e um gaugino (b). Note que tais vértices são inversamente proporcionais ao VEV do setor invisível.

3.3 UM POUCO SOBRE O GRAVITINO E OS CENÁRIOS DE QUEBRA DE SUSY

Até agora sabemos que a quebra de SUSY deve ser realizada em um setor invisível e comunicada para o setor visível através de algum "agente" que liga os setores. Geralmente o modo como SUSY é quebrada no setor invisível não é importante, pois não temos muito acesso a esse setor. De forma contrária, os agentes que comunicam os setores terão grande importância, pois terão uma atuação chave, por exemplo, no modo como os termos *soft* são "inseridos" no setor visível, a escala em que a quebra deve acontecer no setor invisível, etc.

Dos cenários existentes para esses agentes mediadores, dois são recorrentemente citados na comunidade científica, por possuírem grande poder preditivo. No primeiro desses cenários, e historicamente o mais popular, a gravidade faz o papel de agente mediador. Tal cenário está associado a uma nova física, que surge próximo a escala de Planck, e por isso é denominado *Planck-scale-madiated supersymmetry breaking* (PMSB). Por análise dimensioanal, os termos *soft* em (3.29) podem ser estimados como,

$$m_{soft} \sim \frac{\langle F \rangle}{M_P}, \tag{3.31}$$

onde $\langle F \rangle$ é o VEV com o qual SUSY é quebrada no setor invisível e M_P a massa de Planck. Veja que os termos *soft* tornam-se nulos quando a gravidade torna-se desprezível $M_P \to \infty$ ou SUSY conservada $\langle F \rangle \to 0$. Para evitar ajuste fino (*fine-tuning*) nos parâmetros de SUSY associados com a quebra eletrofraca (*naturalness*), vínculos devem ser postos nas massas das partículas que acoplam diretamente com o setor de Higgs. Tais massas devem ser abaixo 1 TeV, como consequência temos que os termos de massa *soft* não podem exceder a escala eletrofraca (BAER; TATA, 2004). Temos então que para obtermos termos *soft* na escala eletrofraca, da ordem de algumas centenas de GeV's, precisamos que a quebra de SUSY ocorra para $\sqrt{\langle F \rangle} \sim 10^{10}$ ou 10^{11} GeV's (BAER; TATA, 2004; MARTIN, 2010).

No segundo cenário a quebra é comunicada ao setor visível por meio das interações de gauge e por isso é denominada *gauge-mediated supersymmetry breaking* (GMSB). Nesse caso a quebra ocorre no setor invisível, onde a componente $\langle F \rangle$ de algum supercampo quiral $\hat{X}$ adquire VEV diferente de zero. A quebra então é transmitida a certas partículas, chamadas partículas mensageiras, por acoplamentos do tipo (3.28). Tais partículas por sua vez interagem por gauge, e isso permite que elas transmitam a quebra ao setor visível através de *loops*. Note que para as partículas mensageiras ainda não terem sido detectadas, suas massas devem ser muito superiores à escala eletrofraca. Por análise dimensional temos que os termos de massa *soft* em (3.29) ficam,

$$m_{soft} \sim \frac{\alpha_a}{4\pi} \frac{\langle F \rangle}{M_{mess}}, \tag{3.32}$$

onde $\frac{\alpha_a}{4\pi}$ é o fator de *loop* e M_{mess} a massa da partícula mensageira associada. Para obtermos m_{soft} na escala eletrofraca precisamos ter $\sqrt{\langle F \rangle} \sim 10^4$ GeV's para o caso em que M_{mess} e $\sqrt{\langle F \rangle}$ são comparáveis.

De maneira geral, SUSY é quebrada no setor invisível numa escala $\langle F \rangle = M_{SUSY}^2 \gg M_W^2$ e transmitida ao setor visível através de partículas superpesadas X, de tal forma que os termos *soft* ficam $M_{soft} \sim M_{SUSY}^2 / M_X$. Dessa forma, mesmo que SUSY seja quebrada numa escala muito superior a eletrofraca, os termos *soft* ainda pertencerão a escala eletrofraca.

Outro fato que vale a pena mencionar é que a quebra mediada pela gravidade está presente em todos os cenários, porém em outros cenários que não o PMSB ela é fortemente suprimida. Como por exemplo no cenário GSMB, ao usarmos o VEV associado a quebra de SUSY nesse

cenário, $\sqrt{\langle F \rangle} \sim 10^4$ GeV's, em (3.31) temos um termo de massa *soft* ínfimo em comparação a (3.32).

Pode-se mostrar que ao promover as transfomações de SUSY para locais, em ordem de manter a invariância da lagrangeana supersimétrica, precisamos da gravidade (comumente chamada supergravidade), quantizada como graviton (spin 2), como superparceiro bosônico do férmion vetorial chamado gravitino (spin $3/2$) (NILLES, 1984; DESER; ZUMINO, 1977; CREMMER et al., 1978). O comportamento do gravitino é descrito pela lagrangeana de Rarita-Schwinger. Quando SUSY é quebrada, o gravitino absorve o goldstino como grau de liberdade longitunal (helicidades $\pm 1/2$) e assim ganha massa, no que é chamado mecanismo super-Higgs (MARTIN, 2010; NILLES, 1984; DESER; ZUMINO, 1977). A massa do gravitino também pode ser estimada por análise dimensional,

$$m_{3/2} \sim \frac{\langle F \rangle}{M_P}, \tag{3.33}$$

de forma análoga a (3.31). Note que a dependência de $\langle F \rangle$ em (3.33), ou melhor dizendo a dependência ao cenário, implica em massas muito diferentes para o gravitino. No cenário de PMSB temos a massa do gravitino na ordem de 100 GeV's. Como o gravitino "absorve" o goldstino como suas componentes longitudinais, ele herda os acoplamentos em (3.30). Caso o gravitino seja o estado LSP do modelo eventualmete toda spartícula decairá em sua parceira padrão e em um gravitino como mostrado na figura (5). Veja que os acoplamentos em (3.30) são proporcionais a $\langle F \rangle^{-1}$, logo no cenário PMSB os decaimentos em (3.30) são muito raros, o que implica que a interação do gravitino com o setor visível é quase que puramente gravitacional, o que acarretaria em dificuldades para sua detecção em um acelerador de partículas atual (MARTIN, 2010; PAGELS; PRIMACK, 1982). Em contrapartida, no cenário GMSB temos um VEV muito menor que o do PMSB, pois $M_{mess} \ll M_P$, como consequência temos um gravitino muito mais leve. Nesse caso o gravitino é quase certamente a partícula mais leve do modelo (LSP). Para $\langle F \rangle$ suficientemente pequeno a largura de decaimento de um spartícula em sua parceira padrão e o gravitino pode ser da ordem de centenas de micrometros à metros. Tais sinais podem ser detectados nos aceleradores atuais (DIMOPOULOS et al., 1996; STUMP; WIEST; YUAN, 1996; AMBROSANIO et al., 1996a; AMBROSANIO; KRIBS; MARTIN, 1997).

3.4 VÍNCULOS SOBRE OS CENÁRIOS DE QUEBRA DE SUSY

Como mencionado anteriormente, a introdução dos termos de quebra explícita de SUSY no MSSM gera uma infinidade de parâmetros no modelo (9.1), tornando-o intratável do ponto de vista fenomenológico. O MSSM é um modelo válido na escala eletrofraca, porém devido ao seu caráter estável sob correções radiativas, ele deve ser válido em escalas bem superiores a eletrofaca, como em escalas de grande unificação e Planck. Físicas novas que surgem em tais

escalas podem oferecer um princípio organizacional que determina muitos dos parâmetros do MSSM em termos de uns poucos parâmetros fundamentais (BAER; TATA, 2004). Dicas de como restringir esse número de parâmetros podem ser obtidas dos processos permitidos (ou fortemente vinculados) do próprio modelo padrão de partículas. Assim podemos ter uma ideia de como os termos de quebra *soft* devem apresentar-se, sejam eles provenientes de uma quebra espontânea ou explícita.

No MP processos que possuem mistura de sabor por correntes neutras (FCNC) ou violação de CP são fortemente vinculados por experimentos (BARBIERI; GIUDICE, 1993; GABBIANI et al., 1996; GROSSMAN; NIR; RATTAZZI, 1998), assim processos como $\mu \to e\gamma$ devem ser fortemente suprimidos. No MSSM, diagramas como os da figura (6) surgem devido a termos fora da diagonal das matrizes $\mathbf{m}^2_{\tilde{e}}$, $\mathbf{m}^2_L$ e $\mathbf{a}_u$ (ver apêndice $A4$), outras restrinções surgem devido a processos como $K^0 \Leftrightarrow \bar{K^0}$ (troca de kaons neutros) (MARTIN, 2010).

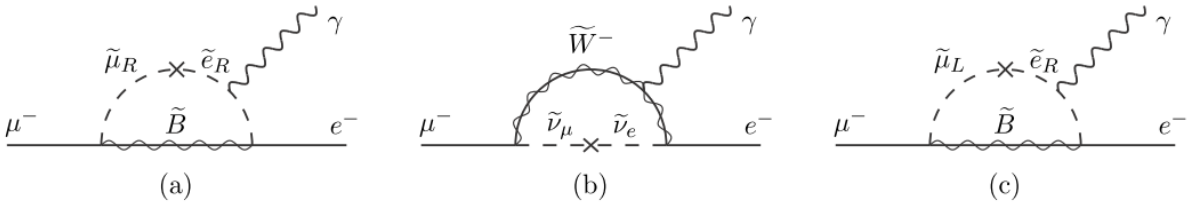

Figura 6 – Exemplos de trocas de sabor devido a termos *soft* não universais.

Temos duas fontes de mistura de sabor nos termos *soft*, uma delas vem dos termos de massa para as spartículas. Tais trocas podem ser suprimidas ao exigir que esses termos sejam "*flavor-blind*", ou seja, que os parâmetros de quebra sejam proporcionais a identidade,

$$\mathbf{m}^2_Q = m^2_Q\mathbf{1}, \quad \mathbf{m}^2_{\bar{u}} = m^2_{\bar{u}}\mathbf{1}, \quad \mathbf{m}^2_{\bar{d}} = m^2_{\bar{d}}\mathbf{1}, \quad \mathbf{m}^2_L = m^2_L\mathbf{1}, \quad \mathbf{m}^2_{\bar{e}} = m^2_{\bar{e}}\mathbf{1}. \tag{3.34}$$

Outra fonte de troca de sabor vem dos termos de mistura de escalares $\mathbf{a}_u$, $\mathbf{a}_d$ e $\mathbf{a}_e$. Podemos evitar tais trocas fazendo esses parâmetros proporcionais aos acoplamentos de Yukawa do modelo padrão,

$$\mathbf{a}_u = A_{u0}\mathbf{y}_u, \quad \mathbf{a}_d = A_{d0}\mathbf{y}_d, \quad \mathbf{a}_e = A_{e0}\mathbf{y}_e, \tag{3.35}$$

desse modo apenas os sleptons e squarks da terceira família vão se acoplar de forma considerável. Já os termos que podem gerar violação de CP são apenas os de massa dos gauginos e/ou os termos de interação escalar tripla, caso contrário a lagrangeana não seria real. Se exigirmos que

$$Im(M_1), \quad Im(M_2), \quad Im(M_3), \quad Im(A_{u0}), \quad Im(A_{d0}), \quad Im(A_{e0}) = 0, \tag{3.36}$$

garantimos que as únicas fases que violem CP sejam as usuais da matriz CKM do modelo padrão. Os vínculos em (3.34), (3.35) e (3.36) constituem a hipótese de universalidade (*universality*) dos termos *soft*. Tais vínculos restringem drasticamente o número de parâmetros do setor de quebra *soft* do MSSM. A menos dos parâmetros usuais do MP temos 3 massas reais para os gauginos,

5 massas quadráticas reais para os squarks e sleptons, 3 constantes de acomplamentos cúbicos para os escalares e 4 massas paras as partículas tipo Higgs (MARTIN, 2010).

Logo temos fortes razões fenomenolôgicas para acreditar que os termos *soft* devem obedecer os vínculos (3.34), (3.35) e (3.36), porém não apresentamos nenhum argumento teórico que resultasse em termos que respeitassem tais vínculos. Sabemos que a quebra de SUSY deve ser realizada em um setor invisível, como foi explicado nas seções (1.6) e (2.3), e comunicada ao setor visível através de partículas mediadoras, caso tais interações sejam *flavor-blind* os vínculos em (3.34), (3.35) e (3.36) são automaticamente satisfeitos.

A física que surge além da escala de Planck certamente não é *flavor-blind*, pois tal física deve gerar as diferenças de massas que observamos para as diferentes gerações de férmions, logo não há razões para o cenário PMSB ser *flavor-blind*. Já para as interações de gauge (GMSB) a constante de acoplamento é geral para todas as partículas pertencentes ao grupo de simetria, independendo de sua geração, logo tal cenário é *flavor-blind*. Um estudo mais aprofundado sobre modelos de supergravidade (SUGRA) está além da capacidade desse trabalho. Além disso, cenários de quebra mediada por gauge (GMSB) apresentam perspectivas fenomenolôgicas mais animadoras, e por isso nos concentraremos nesse cenário no próximo capítulo.

4 CENÁRIO GMSB

Dos cenários que comunicam a quebra de SUSY o *gauge-mediated supersymmetry breaking* ou GMSB é um dos mais interessantes, não apenas pela simplicidade, mas também pelo poder fenomenológico. Ao contrário do cenário PMSB, a quebra de SUSY mediada por interações de gauge é um mecanismo que é expressado inteiramente por efeitos de *loops* renormalizáveis, assim não precisamos nos preocupar com a regra de soma do supertraço, pois como mencionamos na seção (1.6), tal regra é válida apenas a nível de árvore (no PMSB tal regra também é contornada).

Como já mencionado anteriormente, nesse cenário SUSY é quebrada em um setor invisível (também chamado setor de quebra), singleto pelos grupos de gauge, e transmitida para o MSSM por campos mensageiros. Tal quebra pode ser orquestrada por um modelo tipo O'Raifeartaigh (DINE; FISCHLER, 1982; NAPPI; OVRUT, 1982; ALVAREZ-GAUME; CLAUDSON; WISE, 1982) ou por quebra dinâmica de SUSY (DINE; NELSON, 1993; DINE; NELSON; SHIRMAN, 1995; DINE et al., 1996), o mecanismo exato com o qual a quebra é efetuada no setor invísivel não interfere no modo como ela é transmitida para o setor visível. Os supercampos mensageiros acoplam ao setor invisível por meio do superpotencial de maneira análoga ao que fizemos em (3.28), isso induz uma separação nas massas das componentes dos supercampos mensageiros. Por sua vez, os supercampos mensageiros transferem a quebra de SUSY para o setor visível através de *loops* envolvendo as interações de gauge.

Como as interações de gauge dependem apenas do grupo de simetria, e não do sabor das partículas, temos que o cenário GMSB preenche as condições de universalidade apresentadas na seção (1.7). Como vimos isso evita diversas fontes de FCNC e de quebra de CP. Ademais o gravitino fornecido por esse cenário tem a vantagem de ser a LSP do modelo, com massa tão pequena quanto 1 eV. Isso fornece uma série de possibilidades para detecção nos acelaradores, pois o tempo de vida da NLSP pode ser tão pequeno quanto 10^{-12} segundos, dependendo de sua massa e da massa do gravitino, ou seja, tal decaimento pode ocorrer dentro de acelaradores (BAER; TATA, 2004).

4.1 GMSB MÍNIMO

O modelo mais simples do GMSB é comumente chamada de modelo mínimo. Nele temos quatro supercampos chirais mensageiros $q \ni (q, \psi_q, F_q)$, $\bar{q} \ni (\bar{q}, \psi_{\bar{q}}, F_q)$, $l \ni (l, \psi_l, F_l)$ e $\bar{l} \ni (\bar{l}, \psi_{\bar{l}}, F_l)$

que se transformam por $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ como,

$$q \sim \left(3, 1, -\frac{1}{3}\right), \quad \bar{q} \sim \left(\bar{3}, 1, \frac{1}{3}\right), \quad l \sim \left(1, 2, \frac{1}{2}\right), \quad \bar{l} \sim \left(1, \bar{2}, -\frac{1}{2}\right). \tag{4.1}$$

Tais supercampos acomplam ao setor de quebra via superpotencial, apenas por termos renormalizáveis,

$$W_{mens} = \lambda_1 \bar{l} l Z + \lambda_2 \bar{q} q Z, \tag{4.2}$$

onde Z representa os supercampos do setor invisível. Isso é possível pelo fato do setor invisível não interagir por gauge.

Agora imagine que um determinado supercampo S do setor invisível adquira VEV, tanto na sua componente escalar quanto na auxiliar, o qual denotaremos $\langle S \rangle$ e $\langle F_S \rangle$. De acordo com (4.2), isso induziria termos de massa para os campos messageiros. Vamos redefinir (4.2) para o campo S,

$$W_{mens} = y_1 l \bar{l} S + y_2 q \bar{q} S. \tag{4.3}$$

O modo como S adquire VEV não influencia na transferência da quebra ao setor visível, assim sendo vamos aceitar nossa ignorância sobre o assunto declarando que a quebra ocorre no termo do superpotencial associado apenas ao setor invisível, que denotaremos W_{quebra}. É fácil ver, partindo da lagrangeana mestra (6.7), que os férmions mensageiros ganham termos de massa de Dirac,

$$\mathscr{L} = -y_1 \langle S \rangle \psi_l \psi_{\bar{l}} + y_2 \langle S \rangle \psi_q \psi_{\bar{q}} + H.C. \tag{4.4}$$

De forma similar, partindo do potencial escalar, os campos mensageiros escalares ganham termos de massa dados por,

$$V = \left|\frac{\delta W_{mens}}{\delta l}\right|^2 + \left|\frac{\delta W_{mens}}{\delta \bar{l}}\right|^2 + \left|\frac{\delta W_{mens}}{\delta q}\right|^2 + \left|\frac{\delta W_{mens}}{\delta \bar{q}}\right|^2 + \left|\frac{\delta}{\delta S}(W_{mens} + W_{quebra})\right|^2. \tag{4.5}$$

Partindo da premissa de que $\langle S \rangle \neq 0$ e $\langle F_S \rangle \neq 0$, os termos de massa quadrática em (4.5) ficam,

$$V = |y_1 \langle S \rangle|^2 (|l|^2 + |\bar{l}|^2) + |y_2 \langle S \rangle|^2 (|q|^2 + |\bar{q}|^2) - (y_1 \langle F_S \rangle l \bar{l} + y_2 \langle F_S \rangle q \bar{q} + H.C.) + O(4), \tag{4.6}$$

Note que os dois primeiros termos em (4.6) representam a parte supersimétrica do setor mensageiro, logo os termos adicionais quebram SUSY nesse setor. Na forma matricial, os termos de massa quadrática para l, $\bar{l}$ ficam,

$$\begin{pmatrix} |y_1 \langle S \rangle|^2 & -y_1^* \langle F_S \rangle \\ -y_1 \langle F_S^* \rangle & |y_1 \langle S \rangle|^2 \end{pmatrix}, \tag{4.7}$$

que tem como autovalores $|y_1 \langle S \rangle|^2 \pm |y_1 \langle F_S \rangle|$ (BAER; TATA, 2004; MARTIN, 2010; FUKS, 2014). As massas dos escalares q e $\bar{q}$ são obtidas de forma análoga. Em resumo

$$l, \bar{l} \ : \quad m^2_{fermions} = |y_1 \langle S \rangle|^2, \quad m^2_{escalar} = |y_1 \langle S \rangle|^2 \pm |y_1 \langle F_S \rangle|, \tag{4.8}$$

$$q, \bar{q} \ : \quad m^2_{fermions} = |y_2 \langle S \rangle|^2, \quad m^2_{escalar} = |y_2 \langle S \rangle|^2 \pm |y_2 \langle F_S \rangle|. \tag{4.9}$$

Note que a quebra no setor mensageiro carrega as características de uma quebra tipo-F normal, onde as massas dos escalares são deslocadas em relação a massa do férmions de forma que a regra de soma do supertraço em (2.62) seja satisfeita. O fato de não termos detectado nenhuma partícula mensageira nos aceleradores de partículas sugere que tais partículas pussuem massa muito superior a capacidade energética de nossos aceleradores atuais. Assim sendo a escala de massa dos mensageiros deve ser bem maior que a escala eletrofraca. Iremos denotar a escala de massa dos mensageiros por $M_{mens} \equiv y\langle S\rangle$, onde assumimos $y \approx y_1 \approx y_2$. Veja que, como os mensageiros devem ser partículas muito massivas, $\langle F_S\rangle/y_i\langle S\rangle^2$ não pode ser grande demais, pois isso acarretaria em escalares muito leves no setor. Em contrapartida, para $\langle F_S\rangle \to 0$ recuperamos o espectro supersimétrico.

Agora que SUSY está quebrada no setor mensageiro temos que comunicar a quebra ao setor visível. Devido ao potencial de Kähler, na lagrangeana mestra há vértices do tipo escalar-gaugino-férmions, sendo o escalar e o férmion componentes de um mesmo supermultipleto chiral,

$$\mathscr{L} \ni -\sqrt{2}\sum_{i,\alpha,A}\left(S_i^\dagger g_\alpha T_{\alpha A}\bar{\lambda}_{\alpha A}\psi_{Li} \quad + \quad h.c.\right). \tag{4.10}$$

Obviamente tal vértice só é possível para campos que se transformam por gauge. Logo a correção de massa dos winos é feita apenas por mensageiros que se transformam por $SU(2)_L$, e similarmente, a correção para os gluinos é feita apenas pelos mensageiros que se transformam por $SU(3)_C$. Como o setor mensageiro se transforma por gauge segundo as cargas em (4.1), digramas de 1-*loop* envolvendo as partículas mensageiras surgem. Tais diagramas estão representados na figura (7) (MARTIN, 2010).

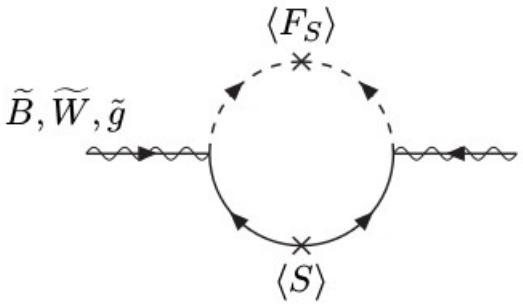

Figura 7 – Correção de massa para os gauginos. Tais diagramas surgem da interação escalar-gaugino-férmion advinda do setor de Kähler da lagrangeana mestra. A linha tracejada no *loop* representa os mensageiros escalares, enquanto a linha sólida os mensageiros fermiónicos. O sinal de cruz indica que os termos de massa que dão origem a esse diagrama envolvem mistura de l com $\bar{l}$ ou q com $\bar{q}$ (termos fora da diagonal em (4.7)).

Temos então correções nas massas dos gauginos de acordo com as massas das partículas mensageiras. Na aproximação $\langle F_S\rangle \ll y\langle S\rangle^2$, onde assumimos que a escala de quebra de SUSY é muito menor que a escala de massa dos mensageiros (uma condição nessessária para não termos escalares mensageiros muito leves), as correções de massa para os gauginos, segundo

os diagramas de 1-*loop* em (7) ficam (BAER; TATA, 2004; MARTIN, 2010; DINE; NELSON, 1993; DINE; NELSON; SHIRMAN, 1995; DINE et al., 1996),

$$M_a = \frac{\alpha_a}{4\pi}\Lambda, \tag{4.11}$$

onde,

$$\Lambda = \frac{\langle F_S \rangle}{\langle S \rangle}, \tag{4.12}$$

e $\alpha_a = g_a^2/4\pi$ é o fator de loop. Novamente, caso $\langle F_S \rangle = 0$ temos que $\Lambda = 0$ e SUSY permanece intacta. Para se certificar que tal termo quebra SUSY no setor visível, note que diagramas de 1-*loop*, como o da figura (7), tendo como partículas livres bósons de gauge no lugar de seus parceiros supersimétricos destruiriam a invariância de gauge, logo tais diagramas não existem e SUSY realmente é quebrada.

Já os escalares do MSSM não acoplam diretamente ao setor mensageiro, de forma que as correções de massa para tais partículas surgem predominantemente de diagramas de 2-*loops*, como os da figura (8) (MARTIN, 2010).

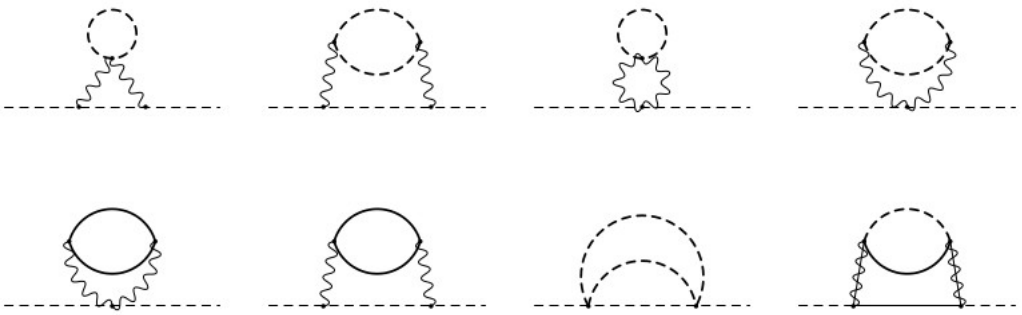

Figura 8 – Diagramas que geram os termos de massa *soft* para os sférmions. As linhas onduladas representam bósons de gauge padrões.

Os termos de correção de massa quadrática para os escalares são calculados no mesmo limite que (4.11),

$$m_i^2 = 2\Lambda^2 \left[C_i^1 \left(\frac{\alpha_1}{4\pi}\right)^2 + C_i^2 \left(\frac{\alpha_2}{4\pi}\right)^2 + C_i^3 \left(\frac{\alpha_3}{4\pi}\right)^2 \right], \tag{4.13}$$

onde C_i^j é o operador Casimir do grupo de gauge j aplicado no escalar i. Como as massas em (4.11) e em (4.13) são lineares e quadráticas respectivamente, as correções das massas dos gauginos e escalares são de mesma ordem em Λ e α. Perceba ainda que, devido aos termos de massa quadrática em (4.13) serem proporcionais ao operador casimir, isso induz uma certa hierarquia nas correções. Veja que o operador Casimir dado na representação fundamental,

$$C_i^j \delta_b^a = (T^A T^A)_b^a = \left(\frac{N^2-1}{2N}\right) \delta_b^a, \tag{4.14}$$

onde N é a dimensão da representação fundamental. Logo a correção de massa para escalares com cor é maior que para os escalares apenas com número de isospin, que por sua vez tem correção maior que os que se transformam apenas por $U(1)_Y$. Mais especificamente temos,

$$\begin{aligned} C_1^i &= \frac{3}{4}Y_i^2, \\ C_2^i &= \left(\ 3/4 \text{ para dubletos} 0 \text{ para singletos} \ \right), \\ C_3^i &= \left(\ 4/3 \text{ para dubletos} 0 \text{ para singletos} \ \right). \end{aligned} \tag{4.15}$$

O caso mais geral para essas correções, quando a condição $\langle F_S \rangle \ll y\langle S \rangle^2$ deixa de ser válida, é obtido simplesmente multiplicando as expressões em (4.11) e (4.13) por funções logarítmicas (BAER; TATA, 2004; FUKS, 2014; MARTIN, 1997).

Temos então que os termos de quebra para as massas dos escalares e dos gauginos dependem apenas de seus números quânticos. Esse é um dos atributos mais atrativos dos cenários GMSB. O fato das interações de gauge serem *flavor-blind* lidam em termos *soft* de massa degenerados para os sleptons e squarks com mesmos números quânticos. Sendo assim os termos em (4.11) e (4.13) são universais, como discutido na seção (2.4), e não introduzem no modelo fontes novas de quebra de CP ou de FCNC. Outros termos *soft* a serem explorados são os acoplamentos de três escalares $\mathbf{a}_u$, $\mathbf{a}_d$ e $\mathbf{a}_e$ em (9.1). Perceba que, como os termos de massa para os escalares, os termos-**a** surgem apenas em diagramas de 2-*loops*, no entanto os termos-**a** resultam em termos lineares, enquanto os termos de massa dos escalares são quadráticos. Isso resulta na supressão dos termos-**a** por um fator de *loop* extra. Em boa aproximação podemos fazer,

$$\mathbf{a}_u = \mathbf{a}_d = \mathbf{a}_e = 0, \tag{4.16}$$

o qual não é nada mais que uma condição mais forte para (3.35). Deve-se manter em mente que as expressões em (4.11), (4.13) e (4.16) são válidas apenas na escala das massas dos mensageiros M_{mens}. Para uma fenomenologia precisa desses parâmetros é preciso evoluí-los para a escala eletrofraca de acordo com as equações do grupo de renormalização (BAER; TATA, 2004; MARTIN, 2010). Similarmente, o parâmetro b também é obtido através de correções de 2-*loops*, e por isso pode ser muito pequeno na escala M_{mens}, porém isso é fortemente dependente do modelo. De qualquer forma ao evoluir b de acordo com o grupo de renormalização, podemos obter valores não nulos. O que se faz usualmente é fixar b de modo a obter o valor correto da quebra de simetria eletrofraca, assim b é tomado como um parâmetro fraco livre.

4.2 GMSB NÃO-MÍNIMO

Um dos pontos chaves em SUSY, e uma das grandes motivações para que essa seja uma teoria física, é o surgimento de uma escala de grande unificação (GUT), onde todos os acoplamentos de gauge do MSSM tendem a convergir para um mesmo valor nessa escala, mesmo que essa convergencia não seja perfeita (BAER; TATA, 2004; AITCHISON, 2005; MARTIN, 2010;

MARTIN, 1997). O fato de estarmos incluindo novas partículas que se transformam por gauge pode destruir esse trunfo da teoria. Porém note que, as partículas mensageiras que incluimos no modelo mínimo GMSB podem ser agrupadas como $\mathbf{5}+\bar{\mathbf{5}}$ de $SU(5)$, sendo $SU(5)$ o grupo mais simples que contém a álgebra de $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Exigir que os supercampos mensageiros formem multipletos de $SU(5)$ de fato é condição suficiente para preservar a unificação das interações de gauge na escala de GUT(BAER; TATA, 2004; MARTIN, 2010; MARTIN, 1997).

Sendo assim, a extensão mais imediata possível do modelo mínimo surge ao considerarmos o setor mensageiro mais amplo, com diversos supercampos chirais se transformando como $\mathbf{5}+\bar{\mathbf{5}}$ de $SU(5)$. Suponha que em vez dos supercampos mensageiros desenvolvidos anteriormente (l, $\bar{l}$, q e $\bar{q}$) tenhamos uma coleção de N "cópias" do modelo mínimo, ϕ_I e $\bar{\phi_I}$, que se transformam como $\mathbf{5}+\bar{\mathbf{5}}$ de $SU(5)$. O superpontencial em (4.2) fica,

$$W_{mens} = \sum_I y_I S \phi_I \bar{\phi_I}. \tag{4.17}$$

Juntos ϕ_I e $\bar{\phi_I}$ formam uma representação tipo-vetor dos grupos de gauge. De maneira análoga ao caso mínimo, os termos de $(\text{massa})^2$ dos escalares mensageiros se misturam, de forma que os autovalores das matrizes de massa quadrática ficam $|y_I\langle S\rangle|^2 \pm |y_I\langle F_S\rangle|$. As massas *soft* dos gauginos surgem novamente por meio de diagramas de 1-*loop* (figura (7)),

$$M_a = \frac{\alpha_a}{4\pi}\Lambda \sum_I n_a(I), \tag{4.18}$$

onde $n_a(I)$ é o índice de Dynkin para cada $\phi_I + \bar{\phi_I}$ na normalização onde $n_a = 1$ para $\mathbf{N}+\bar{\mathbf{N}}$ de $SU(N)$. Usamos a normalização de GUT para α_1 onde $n_1 = \frac{6}{5}Y^2$ para cada par de mensageiros com hipercarga Y, de tal forma que para o modelo mínimo em $\mathbf{5}+\bar{\mathbf{5}}$ temos $\sum_I (n_1, n_2, n_3) = (1,1,1)$ onde recuperamos (4.11). De forma geral assumimos uma normalização onde o somatório do indices de Dynkin resulta no número de multipletos de $\mathbf{5}+\bar{\mathbf{5}}$, $\sum_I n_a(I) = N$. Em outras palavras, cada geração de mensageiros tem a mesma contribuição para as massas (BAER; TATA, 2004; MARTIN, 2010; MARTIN, 1997).

$$M_a = \frac{\alpha_a}{4\pi} N\Lambda. \tag{4.19}$$

Os termos *soft* de $(\text{massa})^2$ para os escalares também surgem de forma análoga ao modelo mínimo. As correções de 2-*loops* da figura (8) resultam em,

$$m_i^2 = 2\Lambda^2 \left[C_i^1 \left(\frac{\alpha_1}{4\pi}\right)^2 \sum_I n_1(I) + C_i^2 \left(\frac{\alpha_2}{4\pi}\right)^2 \sum_I n_2(I) + C_i^3 \left(\frac{\alpha_2}{4\pi}\right)^2 \sum_I n_3(I) \right], \tag{4.20}$$

ou, de forma mais simples,

$$m_i^2 = 2N\Lambda^2 \sum_a C_i^a \left(\frac{\alpha_a}{4\pi}\right)^2. \tag{4.21}$$

O valor de N não pode ser muito grande, pois isso impediria que os acoplamentos de gauge mantivessem o caráter perturbativo na escala de GUT. Em outras palavras, para N grande os

acoplamentos de gauge divergiriam ao evoluí-los da escala fraca para a de GUT, destruindo a aparente unificação dos acoplamento nessa escala. O limite no qual a unificação se mantém se dá em $N = 4$, onde os acoplamentos se mantém perturbativos para a escala de GUT $M_U \approx 2 \times 10^{16}$ GeV (MARTIN, 1997).

No caso em que relaxamos a condição $\langle F_S \rangle \ll y\langle S \rangle^2$, no qual (4.18) e (4.20) foram calculados, o resultado obtido fica (FUKS, 2014; MARTIN, 1997),

$$M_a = \frac{\alpha_a}{4\pi}\Lambda \sum_I n_a(I) g(x_I), \tag{4.22}$$

para as massas dos gauginos, onde

$$g(x) = \frac{1}{x^2}[(1+x)log(1+x) + (1-x)log(1-x)], \tag{4.23}$$

e

$$x_I = \left| \frac{\langle F_S \rangle}{y_I \langle S \rangle^2} \right| \tag{4.24}$$

a variável x_I deve estar nos limites $0 < x_I < 1$, onde o limite superior é fixado para que o mensageiro escalar mais leve tenha $(\text{massa})^2$ positiva. Um gráfico da função $g(x)$ é apresentado na figura (9) (MARTIN, 1997). Veja que para $g(0) = 1$ e $N = 1$ temos o modelo mínimo

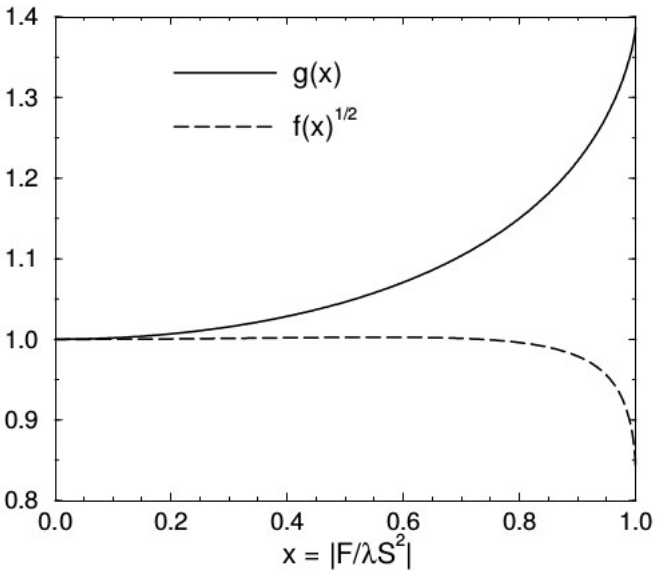

Figura 9 – Gráficos para as funções $f(x)$ e $g(x)$ em função de $x = \left|\frac{\langle F_S \rangle}{y_I \langle S \rangle^2}\right|$. Apesar do comportamento destoante para x próximo a 1, para x pequeno as funções tendem a 1, recuperando o modelo mínimo .

novamente. Tal função é monotonicamente crescente, apresentando um máximo em $g(1) = 2log(2) \approx 1,386$. Escrevendo de forma reduzida,

$$\Lambda_{Ga} = \frac{\langle F_S \rangle}{\langle S \rangle} \sum_I n_a(I) g(x_I) \quad a = 1, 2, 3, \tag{4.25}$$

parametriza os efeitos de um setor não-mínimo com x_i relevante. Temos que,

$$\frac{\langle F_S\rangle}{\langle S\rangle}N \leq \Lambda_{Ga} \leq 1,386\frac{\langle F_S\rangle}{\langle S\rangle}N. \tag{4.26}$$

Já as massas quadráticas para os escalares, segundo (MARTIN, 1997; DIMOPOULOS; GIUDICE; POMAROL, 1996) ficam,

$$m_i^2 = 2\left|\frac{\langle F_S\rangle}{\langle S\rangle}\right|^2 \sum_{a,I} C_i^a \left(\frac{\alpha_a}{4\pi}\right)^2 n_a(I) f(x_I), \tag{4.27}$$

onde,

$$f(x) = \frac{1+x}{x^2}\left[log(1+x) - 2\text{Li}_2(x/(1+x)) + \frac{1}{2}\text{Li}_2(2x/(1+x))\right] + (x \to -x). \tag{4.28}$$

Um gráfico para $f(x)$ é apresentado na figura (9). Veja que para x pequeno, $f(x)$ é quase constante e próximo a 1 (recuperando o modelo mínimo), já para x próximo a 1 a função decai para um valor mínimo em $f(1) \approx 0,702$ ou $\sqrt{f(1)} \approx 0,838$. Podemos definir,

$$\Lambda_{Sa}^2 = \left|\frac{\langle F_S\rangle}{\langle S\rangle}\right|^2 \sum_I n_a(I) f(x_I), \tag{4.29}$$

de forma que as quantidades Λ_{Ga} e Λ_{Sa}^2 parametrizam os efeitos do setor mensageiro não mínimo, para x não desprezível, nas massas dos gauginos e escalares. Temos que Λ_{Sa}^2 está aprisionado nos limites,

$$0,838\sqrt{N}\frac{\langle F_S\rangle}{\langle S\rangle} \leq \Lambda_{Sa} \leq \sqrt{N}\frac{\langle F_S\rangle}{\langle S\rangle}. \tag{4.30}$$

Combinando os resultados em (4.26) e (4.30) temos,

$$\sqrt{N} \leq \frac{\Lambda_{Ga}}{\Lambda_{Sa}} \leq 1,65\sqrt{N}, \tag{4.31}$$

onde vemos que quanto maior o setor mensageiro maior a diferença entre as massas dos gauginos e escalares, o mesmo pode ser dito quanto a variável x (MARTIN, 1997).

Outra extensão do modelo mínimo GMSB ocorre quando consideramos que mais de um supercampo chiral do setor invisível adquire VEV. Nesse caso imaginemos que S_1 e S_2 adquirem VEV, tanto em suas componentes escalares como auxiliares. Os campos do setor mesageiro, $D + \bar{D}$ e $L + \bar{L}$, adquirem massa através do superpotencial $W = y_2 S_2 D\bar{D} + y_1 S_1 L\bar{L}$ de forma análoga ao caso mínimo. As massas dos gauginos, calculadas no limite $\langle F_S\rangle \ll y\langle S\rangle^2$, ficam (MARTIN, 1997)

$$M_3 = \frac{\alpha_3}{4\pi}\frac{\langle F_2\rangle}{\langle S_2\rangle}; \quad M_2 = \frac{\alpha_2}{4\pi}\frac{\langle F_1\rangle}{\langle S_1\rangle}; \quad M_1 = \frac{\alpha_1}{4\pi}\left(\frac{2\langle F_2\rangle}{5\langle S_2\rangle} + \frac{3\langle F_1\rangle}{5\langle S_2\rangle}\right). \tag{4.32}$$

Nos modelos com apenas um VEV as fontes de quebra de CP são suprimidas naturalmente, já que todas as fases do modelo são proporcionais a $\langle F_S\rangle/\langle S\rangle$, as quais podem facilmente ser retiradas com uma rotação. Já para o modelo proposto em (4.32) tal supressão não ocorre tão

naturalmente, necessitando do alinhamento dos VEV's para suprimir tais fontes de quebra de CP, o que desfavorece modelos desse tipo.

Temos então que o setor *soft*, advindo de um modelo GMSB não-mínimo, pode ser inteiramente descrito pelos parâmetros,

$$\Lambda_{Ga}, \quad \Lambda_{Sa}, \quad M_{mens}, \quad tan(\beta), \quad sign(\mu), \quad m_{3/2}, \tag{4.33}$$

onde $tan(\beta) = \nu_u/\nu_d$ e μ são parâmetros da quebra eletrofraca. Como mensionado anteriormente b é fixado de modo a termos o valor correto da quebra eletrofraca, todavia é mais simples tratar como parâmetro livre $tan(\beta)$ no lugar. Já para μ, seu valor é escolhido de forma obter o valor correto de M_Z^2, porém isso não fixa seu sinal (BAER; TATA, 2004). Algumas referências tratam o VEV acoplado ao setor mensageiro e o VEV do setor invisível quantidades distintas, nesse caso a massa do gravitino é escrita em função do parâmetro C_{grav}, o qual parametriza decaimento das partículas supersimétricas em suas parceiras do MP e o gravitino (BAER; TATA, 2004). Nesse caso é mais conveniente tomar C_{grav} no lugar de $m_{3/2}$ em (4.33). De toda forma é indiscutível o poder de economia do cenário GMSB, onde a miríade de parâmetros introduzidos pela quebra explícita do MSSN (termos de quebra explícita incluem tipicamente 105 parâmetros novos na teoria (DIMOPOULOS et al., 1996; DIMOPOULOS; SUTTER, 1995)) foi reduzida à apenas 6 parâmetros, sem quebras de CP ou FCNC adicionais às do MP.

4.3 O GRAVITINO NO GMSB

Uma das consequências mais dramáticas de se ter um modelo com supersimetria quebrada por interações de gauge é o surgimento do gravitino como a LSP. Como já mensionamos, isso introduz uma gama de possibilidades para detecção de SUSY nos aceleradores. Nessa seção ilustraremos algumas das possibilidades de sinais que podem ser detectados.

Como já mencionado, o gravitino adquire massa através do mecanismo super-Higgs, onde o gravitino absorve o goldstino (resultante da quebra de SUSY) como grau de liberdade longitudinal (helicidades $\pm 1/2$) de forma similar a que os bósons de gauge do setor eletrofraco adquirem massa absorvendo os bósons de goldstone. Assim sendo, o gravitino herda as interações do goldstino com o setor visível em (3.30), com um fator $E/m_{3/2}$ (onde E é a energia da partícula com o qual o goldstino acopla), da mesma forma que as interações das componentes longitudinais dos bósons W são herdadas com um fator E/M_W (BAER; TATA, 2004). O acoplamento efetivo do gravitino com as partículas do setor visível fica $\sim E/M_P \times E/m_{3/2}$, onde o primeiro fator é o acoplamento usual da gravidade com a energia.

Como o gravitino é o LSP no GMSB, os cenários de detecção são fortemente dependentes da NLSP (*next lightest supersymmetric particle*). Em resumo o que espera-se ocorrer é o dacaimento em cadeia das partículas mais pesadas do MSSM, até chegar na NLSP, que por sua vez decairá na sua parceira padrão e um gravitino. Caso os parâmetros assumam valores

adequados, tais decaimento podem acorrer dentro de aceleradores. No caso em que a NLSP seja um neutralino, SUSY seria descoberta como um deslocamento de vértice, já para um slepton como a NLSP a prova surgeria como uma deflexão no rastro de uma partícula carregada (DIMOPOULOS et al., 1996).

Como vimos nas seções anteriores, por depender apenas das cargas associadas aos grupos de gauge que pertencem, os termos soft apresentam uma certa hierarquia. Para os gauginos temos as razões de massas $7 : 2 : 1$, onde expressamos quantas vezes a massa dos gluinos é maior que a do bino e a dos winos em relação ao bino respectivamente. Para $N = 1$ o squark, slepton de mão-esquerda, slepton de mão-direita e bino apresentam o seguinte padrão de massa $11,6 : 2,5 : 1,1 : 1$, onde temos o bino como NLSP. Porém as massas dos escalares são proporcionais a $\sqrt{N}$ enquanto os gauginos crescem como N, logo podemos ter diferentes NLSP's para outros valores de N. De fato para $N = 2$ as razões de massa acima fica $10,6 : 2,3 : 1 : 1,3$, onde temos o slepton de mão-direita como a NLSP (DIMOPOULOS et al., 1996). Outra possibilidade se dá quando a NLSP é o higgsino, mas isso depende muito do modelo tratado, pois como mensionamos anteriormente os parâmetros relacionados a quebra eletrofraca são geralmente colocados de forma a obter o valor correto da quebra eletrofraca, o que resulta em um setor de Higgs que não é genérico, no sentido que depende do modelo tratado.

Para o caso em que a NLSP é predominantemente bino o canal de decaimento predominante é dado por ($\tilde{B} \to G + \gamma$), onde há uma transição de momento de dipolo magnético entre a NLSP e o gravitino. A taxa de decaimento para esse processo fica (DIMOPOULOS et al., 1996),

$$\Gamma(\tilde{B} \to G + \gamma) = \frac{cos^2\theta_W m_{\tilde{B}}^5}{16\pi\langle F\rangle^2}, \tag{4.34}$$

logo, há valores de $\langle F\rangle$ e m nos quais o decaimento ocorre dentro do acelerador, com o gravitino carregando energia faltante. Para o caso de $m_{\tilde{B}} > m_Z$ temos a possibilidade de haver $\tilde{B} \to G+Z$. Outra possibilidade é da NLSP ser o slepton de mão-direita (como vimos isso ocorre para $N = 2$). Nesse caso o decaimento seria $\tilde{l}_R \to G + l_R$, com a taxa de decaimento similar a (4.34). Para o caso em que a NLSP é predominantemente higgsino, o canal de decaimento predominante se dá em $\tilde{H}^0 \to G + h^0$, caso $m_{h^0} < m_{\tilde{H}}$. Já para $m_{h^0} > m_{\tilde{H}}$ o decaimento $\tilde{H}^0 \to G + b\bar{b}$ torna-se possível.

Sobra então analisar os modos de descoberta nos aceleradores de leptons e hadrons. Para $N = 1$ temos que a NLSP é o bino. Nos aceleradores de leptons o modo de descoberta acontece para $e^+e^- \to \tilde{B}\tilde{B} \to \gamma\gamma + \not{E}$, onde $\not{E}$ é a energia faltante carregada pelos gravitinos. Tal processo pode ter uma seção de choque significante, a referência (DIMOPOULOS et al., 1996) encontra $\sigma(e^+e^- \to \tilde{B}\tilde{B}) \simeq 0,87R$, para $\sqrt{s} = 2,2m_{\tilde{B}}$, onde $R = 4\pi\alpha^2/3s$ é a seção de choque de $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$. Cortes na massa invariante de $\gamma\gamma$ podem eliminar o *background* proveniente de $e^+e^- \to \gamma\gamma Z$ com $Z \to \nu\bar{\nu}$ e também distinguir da possibilidade das partículas em $\gamma\gamma + \not{E}$ resultarem do setor convencional do MSSM. Além disto, decaimentos de partículas supersimétricas levam em fótons energéticos adicionais, em comparação ao decaimentos de

partículas do MP (AMBROSANIO et al., 1996a).

Como os sleptons de mão-direita possuem massa muito similar ao bino, sendo os primeiros apenas um pouco mais pesados, existe a possibilidade que um par de sleptons seja produzido no lugar do par de binos. Nesse caso decaimentos em cadeia, através de binos, dariam $e^+e^- \to \tilde{l}_R^+\tilde{l}_R^- \to l^+l^-\gamma\gamma + \not{E}$.

No caso em que um slepton de mão-direita é a NLSP do modelo, o modo de produção que levaria a descoberta nos aceleradores seria $e^+e^- \to \tilde{l}_R^+\tilde{l}_R^- \to l^+l^- + \not{E}$. Cortes na energia faltante $\not{E}$ facilmente poderia eliminar o *background* vindo de $e^+e^- \to Zl^+l^-$ com $Z \to \nu\bar{\nu}$. Assinaturas semelhantes podem derivar do setor convencional do MSSM, porem com energia faltante distinta da dos modelos com GMSB. Para o caso em que $\sqrt{\langle F \rangle}$ consideravelmente maior que 1000 TeV o decaimento de $\tilde{l}_R$ acontece fora do detector, logo o sinal que levaria a descoberta de SUSY seriam partículas carregadas (DIMOPOULOS et al., 1996). No entanto, vínculos cosmológicos na massa do gravitino exigem que $\sqrt{\langle F \rangle} \leq 2 \times 10^3$ TeV. Usualmete as massas das spartículas são obtidas para $\sqrt{\langle F \rangle} \sim 100$ TeV, na escala eletrofraca.

Para os aceleradores de hadrons as possibilidades são um pouco diferentes. No caso em que a NLSP é predominantemente bino, $p\bar{p} \to \tilde{B}\tilde{B} \to \gamma\gamma + \not{E}_T$ ocorre predominantemente através de trocas de squarks através dos canais t e u. Porém tais canais são fortemente suprimidos devido a alta massa dos squarks. No entanto, sleptons podem ser produzidos por processos tipo Drell-Yan, suscedidos por decaimentos através de binos dando em $p\bar{p} \to \tilde{l}_R^+\tilde{l}_R^- \to l^+l^-\gamma\gamma + \not{E}_T$. Um evento deste tipo ($ee\gamma\gamma$) foi observado no Tevatron pela colaboração no CDF (AMBROSANIO et al., 1996a; DIMOPOULOS; SUTTER, 1995). Caso o evento observado no Tevatron tenha origem nesse processo, a cinemática do processo impõe os limites 80 GeV $< m_{\tilde{e}}$ e 38 GeV $< m_{\tilde{N}_1} < 100$ GeV (AMBROSANIO et al., 1996a; AMBROSANIO et al., 1996b). Ademais, os casos em que a NLSP seja predominatemente higgsino ou um slepton de mão-direita são completamente análogos ao choque leptônico.

Isso cobre os principais "modos de descoberta" do cenário GMSB de baixa energia nos detectores. Buscas por eventos do tipo no LHC podem ser encontrados em trabalhos como (CHATRCHYAN et al., 2012; ARGURIO et al., 2012; MARTIN; WELLS, 2012).

5 CONCLUSÕES

Num cenário onde o modelo padrão já foi completamente explorado, SUSY surge como uma teoria poderosamente preditiva, capaz de explicar problemas atuais, como matéria escura, e vir a explicar possíveis descobertas de física nova no LHC e futuros aceleradores.

Nesse contexto é essencial entender os mecanismos de quebra espontânea de SUSY, uma vez que não compreendemos como essa simetria é quebrada. Por exemplo, modelos como o MSSM incluem a quebra de SUSY de forma explícita, o que acarreta numa miríade de parâmetros livres, muitos deles lidando em fontes de quebra de CP e FCNC.

Neste trabalho mostramos as bases para a quebra espontânea de SUSY. Constatamos que a quebra deve ser efetuada em um setor invisível, com o goldstino tendo um papel central na comunicação entre os setores. Desse modo, a forma como SUSY é quebrada no setor invisível se torna irrelevante, pois as consequências no setor visível dependem apenas do modo como a quebra é transmitida entre os setores. Cada cenário de quebra tem seu trunfo, nesse trabalho focamos no cenário GMSB devido ao seu poder fenomenológico e sua simplicidade, porém mencionando sempre que possível o PMSB, por ser historicamente o mais estudado e por sua conexão com SUGRA. Vimos que o GMSB oferece um método simples, renormalizável, eficiente e compacto de quebrar SUSY, no sentido que os termos *soft* apenas incluem 6 novos parâmetros, os quais não incluem nenhuma fonte nova de quebra de CP e/ou FCNC, obedecendo as condições de universalidade. Talvez o grande trunfo do cenário GMSB seja o gravitino como LSP o qual, como foi dito anteriormente, abre margem para diversos modos de detecção nos colisores de partículas, com assinaturas bem distintas das do MP ou do MSSM.

O momento não poderia ser mais propício para estudar quebra de SUSY, haja visto a retomada do LHC na primeira metade de 2015. Espera-se que nessa nova fase o LHC venha a dar uma resposta sobre a existência das spartículas. Num cenário onde SUSY venha a ser confirmada, o entendimento de sua quebra passa a ser de grande urgência para o desenvolvimento da física de partículas. Nesse caso uma leitura dos valores das massa das spartícula podem dar pistas da forma como SUSY vem a ser quebrada. Vimos que dos cenários possíveis o GMSB é um forte candidato.

Como o MSSM é uma supersimetrização direta do MP, uma pergunta que surge quase que imadiamente é sobre a supersimetrização de extensões do MP. Para um futuro próximo pretendemos aplicar mecanismos de quebra espontânea de SUSY em versões supersimétricas de extensões do MP que expliquem a física do neutrino através do mecanismo *see-saw*, e extensões de gauge do MP baseadas na simetria $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$.

REFERÊNCIAS

AITCHISON, I. J. Supersymmetry and the MSSM: An Elementary introduction. 2005. Citado 4 vezes nas páginas 4, 7, 34 e 35.

ALVAREZ-GAUME, L.; CLAUDSON, M.; WISE, M. B. Low-Energy Supersymmetry. *Nucl.Phys.*, B207, p. 96, 1982. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 30.

AMBROSANIO, S. et al. Search for supersymmetry with a light gravitino at the Fermilab Tevatron and CERN LEP colliders. *Phys.Rev.*, D54, p. 5395–5411, 1996. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 40.

AMBROSANIO, S. et al. Supersymmetric analysis and predictions based on the CDF e e gamma gamma + missing transverse energy event. *Phys.Rev.Lett.*, v. 76, p. 3498–3501, 1996. Citado na página 40.

AMBROSANIO, S.; KRIBS, G. D.; MARTIN, S. P. Signals for gauge mediated supersymmetry breaking models at the CERN LEP-2 collider. *Phys.Rev.*, D56, p. 1761–1777, 1997. Citado na página 27.

ARGURIO, R. et al. Collider signatures of goldstini in gauge mediation. *JHEP*, v. 1206, p. 096, 2012. Citado na página 40.

BAER, H.; TATA, X. *Weak-scale Supersymmetry*. [S.l.]: Westview, 2004. Citado 23 vezes nas páginas 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 11, 13, 14, 19, 26, 28, 30, 31, 33, 34, 35, 38, 47 e 48.

BAGGER, J.; POPPITZ, E.; RANDALL, L. The R axion from dynamical supersymmetry breaking. *Nucl.Phys.*, B426, p. 3–18, 1994. Citado na página 16.

BARBIERI, R.; GIUDICE, G. F. b —> s gamma decay and supersymmetry. *Phys. Lett.*, B309, p. 86–90, 1993. Citado na página 28.

BERTOLINI, D.; THALER, J.; THOMAS, Z. TASI 2012: Super-Tricks for Superspace. 2013. Citado 8 vezes nas páginas 9, 11, 17, 19, 22, 23, 24 e 25.

CHATRCHYAN, S. et al. Search for new physics with long-lived particles decaying to photons and missing energy in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *JHEP*, v. 1211, p. 172, 2012. Citado na página 40.

CREMMER, E. et al. Super-higgs effect in supergravity with general scalar interactions. *Phys.Lett.*, B79, p. 231, 1978. Citado na página 27.

DESER, S.; ZUMINO, B. Broken Supersymmetry and Supergravity. *Phys.Rev.Lett.*, v. 38, p. 1433–1436, 1977. Citado na página 27.

DIMOPOULOS, S. et al. Experimental signatures of low-energy gauge mediated supersymmetry breaking. *Phys.Rev.Lett.*, v. 76, p. 3494–3497, 1996. Citado 4 vezes nas páginas 27, 38, 39 e 40.

DIMOPOULOS, S.; GIUDICE, G.; POMAROL, A. Dark matter in theories of gauge mediated supersymmetry breaking. *Phys.Lett.*, B389, p. 37–42, 1996. Citado na página 37.

DIMOPOULOS, S.; SUTTER, D. W. The Supersymmetric flavor problem. *Nucl.Phys.*, B452, p. 496–512, 1995. Citado 2 vezes nas páginas 38 e 40.

DINE, M.; FISCHLER, W. A Phenomenological Model of Particle Physics Based on Supersymmetry. *Phys.Lett.*, B110, p. 227, 1982. Citado na página 30.

DINE, M.; NELSON, A. E. Dynamical supersymmetry breaking at low-energies. *Phys.Rev.*, D48, p. 1277–1287, 1993. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 33.

DINE, M. et al. New tools for low-energy dynamical supersymmetry breaking. *Phys.Rev.*, D53, p. 2658–2669, 1996. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 33.

DINE, M.; NELSON, A. E.; SHIRMAN, Y. Low-energy dynamical supersymmetry breaking simplified. *Phys.Rev.*, D51, p. 1362–1370, 1995. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 33.

FERRARA, S.; GIRARDELLO, L.; PALUMBO, F. A General Mass Formula in Broken Supersymmetry. *Phys.Rev.*, D20, p. 403, 1979. Citado na página 18.

FUKS, B. Supersymmetry - When Theory Inspires Experimental Searches. 2014. Citado 5 vezes nas páginas 4, 9, 31, 34 e 36.

GABBIANI, F. et al. A Complete analysis of FCNC and CP constraints in general SUSY extensions of the standard model. *Nucl.Phys.*, B477, p. 321–352, 1996. Citado na página 28.

GIRARDELLO, L.; GRISARU, M. T. Soft Breaking of Supersymmetry. *Nucl.Phys.*, B194, p. 65, 1982. Citado na página 50.

GROSSMAN, Y.; NIR, Y.; RATTAZZI, R. CP violation beyond the standard model. *Adv.Ser.Direct.High Energy Phys.*, v. 15, p. 755–794, 1998. Citado na página 28.

HAAG, R.; LOPUSZANSKI, J. T.; SOHNIUS, M. All Possible Generators of Supersymmetries of the s Matrix. *Nucl.Phys.*, B88, p. 257, 1975. Citado na página 3.

KUZENKO, S. M.; MCCARTHY, S. A. On the component structure of N=1 supersymmetric nonlinear electrodynamics. *JHEP*, v. 0505, p. 012, 2005. Citado na página 22.

MARTIN, S. P. Generalized messengers of supersymmetry breaking and the sparticle mass spectrum. *Phys.Rev.*, D55, p. 3177–3187, 1997. Citado 4 vezes nas páginas 34, 35, 36 e 37.

MARTIN, S. P. A Supersymmetry primer. *Adv.Ser.Direct.High Energy Phys.*, v. 21, p. 1–153, 2010. Citado 22 vezes nas páginas 4, 5, 7, 9, 12, 13, 14, 16, 17, 19, 25, 26, 27, 28, 29, 31, 32, 33, 34, 35, 49 e 50.

MARTIN, S. P.; WELLS, J. D. Implications of gauge-mediated supersymmetry breaking with vector-like quarks and a 125 GeV Higgs boson. *Phys.Rev.*, D86, p. 035017, 2012. Citado na página 40.

MULLER-KIRSTEN, H.; WIEDEMANN, A. SUPERSYMMETRY: AN INTRODUCTION WITH CONCEPTUAL AND CALCULATIONAL DETAILS. 1986. Citado na página 4.

NAPPI, C. R.; OVRUT, B. A. Supersymmetric Extension of the SU(3) x SU(2) x U(1) Model. *Phys.Lett.*, B113, p. 175, 1982. Citado na página 30.

NELSON, A. E.; SEIBERG, N. R symmetry breaking versus supersymmetry breaking. *Nucl.Phys.*, B416, p. 46–62, 1994. Citado na página 16.

NILLES, H. P. Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics. *Phys.Rept.*, v. 110, p. 1–162, 1984. Citado na página 27.

O'RAIFEARTAIGH, L. Spontaneous Symmetry Breaking for Chiral Scalar Superfields. *Nucl.Phys.*, B96, p. 331, 1975. Citado na página 13.

PAGELS, H.; PRIMACK, J. R. Supersymmetry, Cosmology and New TeV Physics. *Phys.Rev.Lett.*, v. 48, p. 223, 1982. Citado na página 27.

PESKIN, M. E. Supersymmetry in Elementary Particle Physics. p. 609–704, 2008. Citado na página 2.

QUEVEDO, F.; KRIPPENDORF, S.; SCHLOTTERER, O. Cambridge Lectures on Supersymmetry and Extra Dimensions. 2010. Citado na página 7.

QUIGG, C. Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions. 2013. Citado na página 20.

ROCEK, M. Linearizing the Volkov-Akulov Model. *Phys.Rev.Lett.*, v. 41, p. 451–453, 1978. Citado na página 22.

SHADMI, Y. Supersymmetry breaking. p. 147–180, 2006. Citado na página 9.

STUMP, D. R.; WIEST, M.; YUAN, C. Detecting a light gravitino at linear collider to probe the SUSY breaking scale. *Phys.Rev.*, D54, p. 1936–1943, 1996. Citado na página 27.

VOLKOV, D.; AKULOV, V. Is the Neutrino a Goldstone Particle? *Phys.Lett.*, B46, p. 109–110, 1973. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 23.

WESS, J.; BAGGER, J. Supersymmetry and supergravity. 1992. Citado na página 11.

ZHELTUKHIN, A. On the cancellation of 4-derivative terms in the Volkov-Akulov action. *Phys.Rev.*, D82, p. 085005, 2010. Citado 2 vezes nas páginas 21 e 23.

6 APÊNDICE A - DETALHES DE SUSY

- Supercampo chiral esquerdo,

$$\hat{S}_L(x,\theta) = S(\hat{x}) + i\sqrt{2}\bar{\theta}\psi_L(\hat{x}) + i\bar{\theta}\theta_L\mathscr{F}(\hat{x}), \tag{6.1}$$

onde $\hat{x}_\mu = x_\mu + \frac{i}{2}\bar{\theta}\gamma_5\gamma_\mu\theta$. Similarmente temos o supercampo chiral direito,

$$\hat{S}_R(x,\theta) = S(\hat{x}^\dagger) - i\sqrt{2}\bar{\theta}\psi_R(\hat{x}^\dagger) - i\bar{\theta}\theta_R\mathscr{F}(\hat{x}^\dagger). \tag{6.2}$$

As componentes do campo chiral esquerdo se transformam por SUSY como,

$$\begin{aligned} \delta S &= -i\sqrt{2}\bar{\alpha}\psi_L, \\ \delta\psi_L &= -\sqrt{2}F\alpha_L + \sqrt{2}\partial\!\!\!/ S\alpha_R, \\ \delta F &= i\sqrt{2}\bar{\alpha}\partial\!\!\!/\psi_L, \end{aligned} \tag{6.3}$$

as componentes do supercampo chiral direito se transformam de forma análoga.

- Supercampo de gauge, no gauge de Wess-Zumino,

$$\hat{\phi}_A = \frac{1}{2}\left(\bar{\theta}\gamma_5\gamma_\mu\theta\right)V_A^\mu + i\left(\bar{\theta}\gamma_5\theta\right)\bar{\theta}\lambda_A - \frac{1}{4}\left(\bar{\theta}\gamma_5\theta\right)^2 D_A. \tag{6.4}$$

- Do supercampo de gauge conseguimos o supercampo de força através,

$$gt_A\hat{W}_A = -\frac{i}{8}\bar{D}D_R\left[e^{2gt_A\hat{\phi}_A}D_L e^{-2gt_B\hat{\phi}_B}\right], \tag{6.5}$$

o qual tem a característica de se transformar por gauge da mesma forma que o campo de força $F^{\mu\nu}$. Conseguimos então,

$$\hat{W}_A(\hat{x},\theta) = \lambda_{LA}(\hat{x}) + \frac{1}{2}\gamma^\mu\gamma^\nu F_{\mu\nu A}(\hat{x})\theta_L - i\bar{\theta}\theta_L(\not{D}\lambda_R)_A - iD_A(\hat{x})\theta_L. \tag{6.6}$$

- Uma lagrangeana supersimétrica é formada pelo termo-D do potencial de Kähler $K(\hat{S}^\dagger,\hat{S}) = \hat{S}_i^\dagger\hat{S}_i$ e o termo-F do superpotencial $\hat{f}(\hat{S})$, o qual é um polinômio de $\hat{S}$. Ao incluir interações de gauge, o potencial de kähler é modificado para $K(\hat{S}^\dagger,\hat{S}) = \hat{S}_i^\dagger e^{-2gt_A\hat{\phi}_A}\hat{S}_i$, e termos supersimétricos surgem do supercampo de gauge e do supercampo de força, lidando na lagrangeana mestra,

$$\begin{aligned} \mathscr{L} = &\sum_i (D_\mu S_i)^\dagger(D^\mu S_i) + \frac{i}{2}\sum_i \bar{\psi}_i\not{D}\psi_i + \sum_{\alpha,A}\left[\frac{i}{2}\bar{\lambda}_{\alpha A}(\not{D}\lambda)_{\alpha A} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu\alpha A}F^{\mu\nu}_{\alpha A}\right] \\ &- \sqrt{2}\sum_{i,\alpha,A}\left(S_i^\dagger g_\alpha t_{\alpha A}\bar{\lambda}_{\alpha A}\frac{1-\gamma_5}{2}\psi_i + h.c.\right) - \frac{1}{2}\sum_{\alpha,A}\left[\sum_i S_i^\dagger g_\alpha t_{\alpha A}S_i + \xi_{\alpha A}\right]^2 \\ &- \sum_i\left|\frac{\partial\hat{f}}{\partial\hat{S}_i}\right|^2_{\hat{S}=S} - \frac{1}{2}\sum_{i,j}\left[\bar{\psi}_i\left(\frac{\partial^2\hat{f}}{\partial\hat{S}_i\partial\hat{S}_j}\right)_{\hat{S}=S}\psi_{jL} + h.c.\right], \end{aligned} \tag{6.7}$$

onde as derivadas covariantes são dadas por,

$$D_\mu S = \partial_\mu S + i \sum_{\alpha,A} g_\alpha t_{\alpha A} V_{\mu\alpha A} S, \tag{6.8}$$

$$D_\mu \psi = \partial_\mu \psi + i \sum_{\alpha,A} g_\alpha t_{\alpha A} V_{\mu\alpha A} \psi_L - i \sum_{\alpha,A} g_\alpha t^*_{\alpha A} V_{\mu\alpha A} \psi_R, \tag{6.9}$$

$$(\not{D}\lambda)_{\alpha A} = \not{\partial}\lambda_{\alpha A} + i g_\alpha \left(t^{adj}_{\alpha B} \not{V}_{\alpha B} \right)_{AC} \lambda_{\alpha C}, \tag{6.10}$$

$$F_{\mu\nu\alpha A} = \partial_\mu V_{\nu\alpha A} - \partial_\nu V_{\mu\alpha A} - g_\alpha f_{\alpha ABC} V_{\mu\alpha B} V_{\nu\alpha C}. \tag{6.11}$$

O indice α diferencia os diferentes grupos de gauge da teoria, enquanto A e B são os índices da representação adjunta dos grupos e i, j os índices de geração.

7 APÊNDICE B - MATRIZ DE MASSA DEPENDENTE DE γ_5

Algumas matrizes de massa para férmions tem dependência com a chiralidade dos férmions, nesse caso é necessário um procedimento especial para obter os autovalores de massa e os autoestados. Tal procedimento é demonstrado em (BAER; TATA, 2004), aqui aplicaremos o procedimento para a matriz em (2.26). Vamos definir,

$$\mu^2 = \begin{pmatrix} \langle f_{i,j}\rangle_0 & g\langle \left(S^\dagger T_A\right)_i\rangle_0 \\ g\langle \left(S^\dagger T_A\right)_j\rangle_0 & 0 \end{pmatrix}, \tag{7.1}$$

definida na base,

$$\eta = \begin{pmatrix} \psi_j \\ \sqrt{2}\lambda_A \end{pmatrix}. \tag{7.2}$$

Assim o termo de massa fica,

$$\begin{aligned} \mathscr{L}_{mass} &= -\frac{1}{2}\left[\bar{\eta}_a \mu^2_{ab}\eta_{bL} + \bar{\eta}_a \mu^{2\dagger}_{ab}\eta_{bR}\right] \\ &= -\frac{1}{2}\bar{\eta}_a\left[\frac{(\mu^2+\mu^{2\dagger})_{ab}}{2} - \frac{(\mu^2-\mu^{2\dagger})_{ab}}{2}\gamma_5\right]\eta_b. \end{aligned} \tag{7.3}$$

Para deixar o termo de massa menos poluído podemos definir ainda,

$$M_{ab} = \frac{(\mu^2+\mu^{2\dagger})_{ab}}{2}, \quad ; \quad N_{ab} = i\frac{(\mu^2-\mu^{2\dagger})_{ab}}{2}, \tag{7.4}$$

de forma que,

$$\mathscr{L}_{mass} = -\frac{1}{2}\bar{\eta}_{aR}[M_{ab} - iN_{ab}]\eta_{bL} + \bar{\eta}_{aL}[M_{ab} + iN_{ab}]\eta_{bR}. \tag{7.5}$$

Para diagonalizar as matrizes de massa fazemos,

$$\eta_L = V\psi'_L \quad ; \quad \eta_R = U\psi'_R, \tag{7.6}$$

de forma que,

$$V^\dagger[M+iN]U = D \quad ; \quad U^\dagger[M-iN]V = D^\dagger, \tag{7.7}$$

sendo D diagonal. Note que V e U diagonalizam as matrizes,

$$V^\dagger[M+iN][M-iN]V = DD^\dagger \tag{7.8}$$

$$U^\dagger[M-iN][M+iN]U = D^\dagger D. \tag{7.9}$$

Como M e N são matrizes reais,

$$[(M+iN)(M-iN)]^* = (M-iN)(M+iN), \tag{7.10}$$

desta forma, se X é o autovetor de uma dessas matrizes, X^* será o autovetor da outra, e consequentemente $U = V^*$,

$$\eta_L = V\psi'_L \quad ; \quad \eta_R = V^*\psi'_R. \tag{7.11}$$

Nessas condições $\mathscr{L}_{mass}$ fica,

$$\mathscr{L}_{mass} = -\frac{1}{2}\bar{\psi}'_{Ra}D^\dagger_{ab}\psi'_{Lb} + \bar{\psi}'_{La}D_{ab}\psi'_{Rb}. \tag{7.12}$$

A dependência em γ_5 pode ser retirada com uma transformação chiral (BAER; TATA, 2004), mas o que nos interessa é o autovalor nulo de D referente ao goldstino. Veja que,

$$\begin{aligned} D^\dagger &= V^T[M-iN]V \\ &= \frac{V^T}{2}[(\mu^2+\mu^{2\dagger})+(\mu^2-\mu^{2\dagger})]V \\ &= V^T\mu^2V. \end{aligned} \tag{7.13}$$

Assim usando a matriz de rotação em (2.27) chegamos ao autovetor de autovalor nulo em (2.29).

8 APÊNDICE C - SIMETRIA-R

A simetia-R é uma simetria global, do tipo $U(1)_R$, tal que,

$$\psi_R(x) \to \psi'_R(x) = e^{iq\alpha}\psi_R(x). \tag{8.1}$$

Por definição θ_L (θ_α ou simplesmente θ em duas componentes) tem carga-R igual a 1. Como θ_R ($\theta^{\dot{\alpha}}$ em duas componentes) se transforma como $i\sigma_2\theta^*_L$ por Lorentz, temos que θ_R tem carga-R igual a -1, similarmente $\theta^\dagger_L$ tem carga -1 e $\theta^\dagger_R$ $+1$. A carga-R de um supercampo chiral é dada por sua componente de ordem 0 em θ. As cargas das outras componentes são obtidas analisando a estrutura do campo. Por exemplo um supercampo chiral escalar, em duas componentes temos,

$$\hat{\phi} = \phi + \theta\psi + \theta^2 F, \tag{8.2}$$

veja que $R_\psi = R_\phi - 1$ e $R_F = R_\phi - 2$. Do mesmo modo podemos obter as cargas das componentes de um supercampo de gauge. Por definição tal supercampo deve ser real, logo sua carga-R é nula. Sendo assim, suas componentes tem carga (MARTIN, 2010),

$$V^\mu \to V^\mu \quad ; \quad \lambda_r \to e^{i\alpha}\lambda_r \quad ; \quad D_A \to D_A. \tag{8.3}$$

Veja que o gaugino tem carga-R 1, logo um termo de massa para essa partícula não conserva a simetria-R (apesar de conservar a paridade-R).

9 APÊNDICE D - TERMOS DE QUEBRA *SOFT*

Sabemos que em um supermultipleto chiral o fato das massas das partículas envolvidas serem iguais, assim como o número de graus de liberdade, lidam no cancelamento das divergências quadráticas. Porém uma análise mais detalhada das correções radiativas revelam que massas para escalares ligeiramente distintas da massa m (comum ao supermultipleto) lidam em divergências no máximo logarítmicas, enquanto que mudanças na massa dos férmions geram divergências quadráticas, ou seja, o cancelamento das divergências quadráticas dependem apenas da "constância" da massa dos férmions chirais. Isso permite a introdução de termos de massa para os escalares que quebram SUSY de forma *soft*. Ainda pela análise do cancelamento das divergências vemos que termos cúbicos nos escalares não adicionam nenhuma divergência (exceto termos envolvendo produtos de S e S^*), enquanto termos quárticos são proibidos.

Girardello e Grisaru classificaram as formas dos termos de quebra *soft* numa teoria geral (GIRARDELLO; GRISARU, 1982). Termos de quebra *soft* introduzidas de forma explícita no MSSM ficam,

$$\begin{aligned}
\mathscr{L}_{soft} = \; & - \; [\tilde{Q}_i^\dagger \mathbf{m}^2_{Q_{ij}} \tilde{Q}_j + \tilde{d}^\dagger_{Ri} \mathbf{m}^2_{D_{ij}} \tilde{d}_{Rj} + \tilde{L}_i^\dagger \mathbf{m}^2_{L_{ij}} \tilde{L}_j \\
& + \; \tilde{u}^\dagger_{Ri} \mathbf{m}^2_{U_{ij}} \tilde{u}_{Rj} + \tilde{e}^\dagger_{Ri} \mathbf{m}^2_{E_{ij}} \tilde{e}_{Rj} + m^2_{H_u} |H_u|^2 + m^2_{H_d} |H_d|^2] \\
& - \; \frac{1}{2}[M_1 \bar{\lambda}_0 \lambda_0 + M_2 \bar{\lambda}_A \lambda_A + M_3 \bar{\tilde{g}}_B \tilde{g}_B] \\
& - \; \frac{i}{2}[M'_1 \bar{\lambda}_0 \gamma_5 \lambda_0 + M'_2 \bar{\lambda}_A \gamma_5 \lambda_A + M'_3 \bar{\tilde{g}}_B \gamma_5 \tilde{g}_B] \\
& + \; [(\mathbf{a}_u)_{ij} \epsilon_{ab} \tilde{Q}^a_i H^b_u \tilde{u}^\dagger_{Rj} + (\mathbf{a}_d)_{ij} \tilde{Q}^a_i H_{da} \tilde{d}^\dagger_{Rj} + (\mathbf{a}_e)_{ij} \tilde{L}^a_i H_{da} \tilde{e}^\dagger_{Rj} + h.c] \\
& + \; [(\mathbf{c}_u)_{ij} \epsilon_{ab} \tilde{Q}^a_i H^{*b}_d \tilde{u}^\dagger_{Rj} + (\mathbf{c}_d)_{ij} \tilde{Q}^a_i H^*_{ua} \tilde{d}^\dagger_{Rj} + (\mathbf{c}_e)_{ij} \tilde{L}^a_i H^*_{ua} \tilde{e}^\dagger_{Rj} + h.c] \\
& + \; [b H^a_u H_{da} + h.c.]. \qquad (9.1)
\end{aligned}$$

Os termos de M' inserem fontes de quebra de CP além do MP no modelo, por isso muitas vezes são desconsiderados. Já os termos **c** são fortemente suprimido, por ser muito difícil construir uma teoria com quebra espontânea de SUSY onde tais termos não sejam nulos (MARTIN, 2010).