

Adriano Rodrigues Sampieri

**Conectando Modelos Além do Modelo Padrão
com Medidas Experimentais em Física de
Partículas**

Brasil

Setembro, 2016

Ata da Sessão Pública da Defesa de Tese de
Doutorado do aluno **Adriano Rodrigues
Sampieri**, candidato ao Título de Doutor em
Física na Área de Concentração Física das
Partículas Elementares e Campos.

Aos vinte e nove dias do mês de setembro do ano de dois mil e dezesseis, às 14h00, no Auditório da Pós-Graduação em 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 Doutor em Física na área de Física das Partículas Elementares e Campos, **Adriano Rodrigues Sampieri**. A comissão examinadora foi composta pelos professores doutores: *Carlos Antônio de Sousa Pires* (UFPB), orientador e presidente da banca examinadora, *Albert Petrov* (UFPB), *Laércio Losano* (UFPB), *Roberto Menezes da Silva* (UFCG) e *Marcos Antônio Anacleto* (UFCG). Dando início aos trabalhos, o Prof. *Carlos Antônio de Sousa Pires* comunicou aos presentes a finalidade da reunião. A seguir, passou a palavra ao candidato para que o mesmo fizesse, oralmente, a exposição do trabalho de tese intitulado “*Conectando Modelos Além do Modelo Padrão com Medidas Experimentais em Física de Partículas*”. 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 Doutor em Física na forma da lei. E para constar, Danilo Wilson Lemos Menezes, servindo de Secretário, redigiu a presente ata que vai assinada pelo mesmo e pelos membros da Banca Examinadora. João Pessoa, Paraíba, **29 de setembro de 2016**.

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

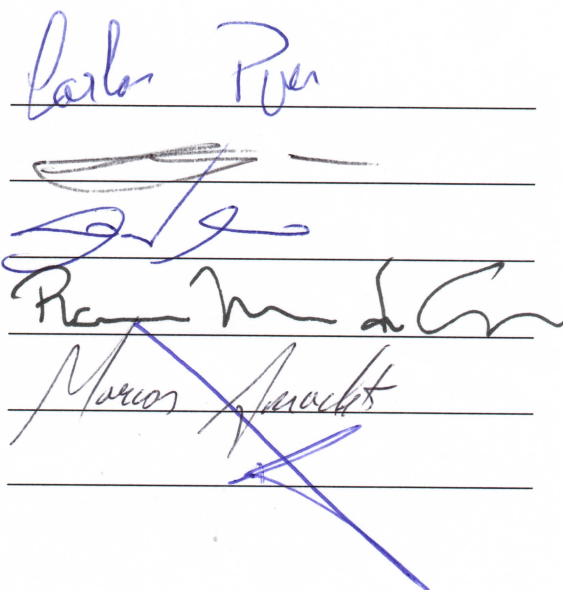
Prof. Dr. Albert Petrov
UFPB

Prof. Dr. Laércio Losano
UFPB

Prof. Dr. Roberto Menezes da Silva
UFCG

Prof. Dr. Marcos Antônio Anacleto
UFCG

Danilo Wilson Lemos Menezes
Secretário



Adriano Rodrigues Sampieri

**Conectando Modelos Além do Modelo Padrão com
Medidas Experimentais em Física de Partículas**

Universidade Federal da Paraíba

Departamento de Física

Programa de Pós-Graduação em Física

Orientador: Carlos A. de Souza Pires

Brasil

Setembro, 2016

Catálogo na publicação
Seção de Catalogação e Classificação

S192c Sampieri, Adriano Rodrigues.

Conectando modelos além do modelo padrão com medidas experimentais em física de partículas / Adriano Rodrigues Sampieri. - João Pessoa, 2016.
110 f. : il.

Orientação: Carlos Antônio de Souza Pires.
Tese (Doutorado) - UFPB/CCEN.

1. Física. 2. Supersimetria. 3. Modelo 3-3-1. 4. Partículas elementares. 5. 2HDM. 6. Física de partículas. I. Pires, Carlos Antônio de Souza. II. Título.

UFPB/BC

CDU 53(043)

*Este trabalho é dedicado a todas as pessoas que,
de alguma forma, contribuíram para que eu chegasse aqui.*

Agradecimentos

Gostaria de agradecer primeiramente a meu orientador Carlos A. de S. Pires, sua paciência e entusiasmo foram determinantes para a conclusão deste trabalho. Agradeço também ao meu orientador não-oficial, e tio, Paulo Sérgio R. da Silva, eu invariavelmente não estaria aqui se não fosse por ele. Como não poderia deixar de ser, agradeço a minha esposa Paula Sampieri e a meu enteado Davi Maracajá por terem me suportado durante esses anos e abraçado minha causa com unhas e dentes, vivendo nas mais diversas condições e lugares. Agradeço também a meus pais, Alfredo Sampieri e Maria Aparecida R. da S. Sampieri, pela educação que me deram e, portanto, por tudo que sou hoje. Agradecimentos vão também a todos os outros familiares que me apoiaram em todos os momentos, seja moralmente ou financeiramente. Por fim, meus agradecimentos para a Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, CAPES, por apoiar financeiramente esse projeto.

*“Se o conhecimento pode criar problemas, não é através da ignorância que poderemos
solucioná-los.”
(Isaac Asimov)*

Resumo

Com a recente descoberta do bóson de Higgs pelos experimentos ATLAS e CMS, no LHC, e também os resultados cada vez mais precisos de oscilações de neutrinos, a busca por determinar se modelos além do Modelo Padrão são consistentes com essas medidas se intensificou. Analisamos os resultados dessas buscas para alguns modelos Além do Modelo Padrão. Utilizando os modelos 2HDM, MSSM e RSUSY3-3-1 chegamos a conclusão de que é possível obter um bóson de Higgs compatível com os experimentos. Buscamos também um modelo que mantivesse um setor escalar leve o suficiente para evitar vínculos impostos sobre suas massas, a esse regime chamamos Alinhamento sem Desacoplamento, e concluímos que o NUHM, Modelo com Massa dos Higgs Não-Universal, é capaz de alinhar o escalar mais leve ao bóson de Higgs padrão com $\tan\beta \approx 10$ e ainda sim manter m_A em torno de 300 GeV na escala eletro-fraca. Apresentamos também o modelo 3-3-1 com neutrino de mão-direita como ambiente ideal para realização do Mecanismo Seesaw Inverso, onde é possível acomodar todas as partículas necessárias de forma natural e ainda obter uma explicação para a pequenez do parâmetro μ . Todos esses modelos demonstram o esforço atual para se obter informações e caminhos que nos aproximem de uma compreensão mais completa do Universo.

Palavras-chave: 2HDM. Supersimetria. Modelo 3-3-1. Teorias de Grande Unificação.

Abstract

With the recent findings from ATLAS and CMS, at the LHC, of the Higgs boson and also the increasingly precise results on neutrino oscillations, the search for Beyond the Standard Model models that are consistent with this measures have been intensified. We analysed the results of such searches for a few of these models. Using the 2HDM, MSSM and RSUSY3-3-1, we concluded that it is possible to obtain a Higgs boson compatible with the experiments. We also looked for a model that could have a scalar sector light enough as to escape some bounds on their masses, this regime we name Alignment Without Decoupling, and concluded that the NUHM, Non Universal Higgs masses, is capable to align the lightest scalar to the standard Higgs boson with $\tan \beta \approx 10$ and still keep m_A around 300 GeV. We also presented a 3-3-1 model with right-handed neutrino as a perfect framework for the Inverse Seesaw Mechanism, where it is possible to settle all the necessary particles in a natural manner and still obtain an explanation to the smallness of μ . All these models show the huge effort that is being made nowadays to obtain information and paths that can lead us to a better understanding of the Universe.

Keywords: 2HDM. Supersymmetry. 3-3-1 Model. Great Unification Theories.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Diagramas de Feynman das correções de 1-loop ao bóson de Higgs. a) Correção devido a um loop de férmions; b,c) Correções devido a um loop de escalares.	40
Figura 2 – [Carena,M. et.al.,Phys.Rev.D91,035003] Força do Sinal R_{VV} e $R_{\gamma\gamma}$ com $\mu = 3M_S$. O valor de M_S é escolhido de maneira a garantir que $m_h = 125GeV$, e pode-se observar que na região onde $\tan \beta = 10$ o alinhamento sem desacoplamento ocorre.	58
Figura 3 – Curvas de nível da Força de Sinal, R_{hWW} , com relação a $\tan \beta$ e m_A . As linhas brancas indicam quanto o valor $\sigma(gg \rightarrow h) \times BR(h \rightarrow WW)$ desvia do valor esperado pelo Modelo Padrão. As linhas azuis e vermelhas indicam qual o valor da massa do Higgs e de μ , respectivamente.	63
Figura 4 – Valores de $\tan \beta$ compatíveis com a massa a nível de árvore do Higgs $m_h > 60$. Como podemos ver, existe um valor máximo para m_h dado as suposições que fizemos, onde $\tan \beta \approx 5$	85
Figura 5 – Comportamento dos parâmetros livre comparado com a massa do Higgs m_h . A escala de quebra do 3-3-1, v_{331} , precisa ter o maior valor possível para que obtenhamos o maior valor para a massa do Higgs a nível de árvore(superior esquerda); O acoplamento de Yukawa do lépton τ , k_τ , deve ser maior do que 0.5 para alcançarmos o valor máximo da massa do Higgs(superior direita); Embora b_ρ devam ser maior do que $5 \times 10^5 \text{ GeV}^2$ para obter o maior valor da massa do Higgs(inferior esquerda), b_χ é insensível a esse limite(inferior direita).	86
Figura 6 – Massa do stop e sua mistura necessária para obter a massa do Higgs na região $124.5 \text{ GeV} \leq m_h \leq 126.8 \text{ GeV}$	87
Figura 7 – Comparação da massa do stop mais leve com $\tan \beta$ e a massa do stop mais pesado. (esquerda) $\tan \beta$ deve estar entre 1.5 e 2.5 para estar de acordo com o vínculo da massa do Higgs. (direita) O stop mais pesado deve ser mais pesado que $m_{\tilde{t}_2} \approx 1625 \text{ GeV}$, para que tenhamos a menor massa possível para o stop mais leve, $m_{\tilde{t}_1} \approx 1180 \text{ GeV}$,.	88
Figura 8 – Escalares CP-ímpar, simplesmente e duplamente carregados. (superior esquerda) A massa do escalar CP-ímpar deve estar entre 1125 GeV e 1700 GeV para $1.5 < \tan \beta < 2.5$. (superior direita) Para $\tan \beta$ no mesmo intervalo, a massa do escalar duplamente carregado deve estar entre 25 GeV and 650 GeV. (inferior) Como era de se esperar num setor de Higgs desacoplado, o escalar simplesmente carregado é quase perfeitamente degenerado com o CP-ímpar como previsto pela Eq. (6.26).	88

Sumário

Introdução	15
1 Modelo Padrão das Partículas Elementares	19
1.1 Introdução	19
1.2 Quebra Espontânea de Simetria	21
2 2HDM - Modelos com Dois Dubletos de Higgs	25
2.1 Introdução	25
2.2 O Modelo	26
2.3 Fenomenologia do Setor Escalar	33
3 Supersimetria	37
3.1 Introdução	37
3.2 Lagrangiana Mestra e Quebra Soft de Supersimetria	41
3.3 O Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo	44
3.4 Fenomenologia do Higgs no MSSM	51
4 Alinhamento sem Desacoplamento - Uma possibilidade factível?	59
4.1 Modelo com Massa dos Higgs Não-Universais	59
4.2 Análise do Espaço de Parâmetros	60
5 Uma fundamentação simples para o Seesaw Inverso	65
5.1 Introdução	65
5.2 ISS e o Modelo 3-3-1 com Neutrino de Mão-Direita	66
5.3 Uma possível solução para a pequenez de μ	73
6 O Setor de Higgs do Modelo 3-3-1 Supersimétrico Reduzido	77
6.1 Introdução	77
6.2 A essência do modelo SUSY 3-3-1 reduzido	77
6.3 O Setor Escalar	80
6.4 Fenomenologia do Higgs e o Setor Escalar	84
7 Conclusão	91
Referências	95
Apêndices	101
APÊNDICE A Equações do Grupo de Renormalização	103
APÊNDICE B Lista de Publicações e Contribuições	105

Introdução

Os constituintes fundamentais da matéria vêm sendo estudados desde a Grécia antiga, onde achava-se que água, fogo, ar e terra eram a base fundamental de tudo que existia. Com o passar dos séculos e o avanço da ciência, o aprimoramento do conhecimento sobre o que era realmente fundamental foi se expandindo. Do átomo como elemento indivisível proposto na antiguidade, passamos pelo átomo composto de cargas positivas e negativas proposto por Thomson[1]. Rutherford, por sua vez, mostrou que as cargas negativas e positivas não estavam distribuídas dentro do átomo, mas sim separadas com as cargas positivas no centro do átomo e as negativas espalhadas em seu entorno de maneira que havia espaço vazio entre elas, como se fossem planetas em volta do Sol[2].

O avanço maior do conhecimento sobre a matéria ocorreu durante o século XX e se estende até os dias de hoje, com o advento da mecânica quântica e a relatividade especial. Niels Bohr, usando os princípios que Max Planck havia descoberto sobre o mundo microscópico, concluiu que não só os elétrons(partículas de carga negativas que estão em volta do núcleo do átomo) estão orbitando o núcleo, como as órbitas não podem ser arbitrárias mas sim discretas[3]. Descobriu-se também que partículas e ondas eram equivalentes, e equações para o cálculo de como elas se comportam foram propostas por Erwin Schrödinger[4]. O átomo pode ser descrito completamente por essas equações, no entanto os elementos que o constituíam ainda não eram bem compreendidos.

As equações de Schrödinger, conhecidas como a base da mecânica quântica, não levavam em conta o comportamento relativístico das partículas, foi então que Paul Dirac introduziu a relatividade nas equações quânticas e obteve a descrição matemática do elétron[5]. E o mesmo Dirac, juntamente com a contribuição de vários outros cientistas, introduziram o conceito da Teoria Quântica de Campos(QFT) [6], onde radiação(luz) e matéria interagem entre si. A partir desse momento a física das partículas elementares começa a tomar forma através de Eletro-Dinâmica Quântica(QED), onde elétrons e fótons(quantas de luz) interagem uns com os outros para gerar os efeitos eletro-magnéticos que conhecemos desde Maxwell. Ou seja, interações entre matéria e radiação são capazes de representar uma força fundamental da natureza que é o eletro-magnetismo, onde a radiação é a responsável pela transmissão dessa força.

Na tentativa de usar o mesmo método de Dirac com a QED, Weinberg, Salam e Glashow[7, 8] propuseram um novo modelo matemático onde eletro-magnetismo, força forte(responsável pela coesão nuclear) e força fraca(responsável pelo decaimento das partículas) eram abarcados por ele. Essa proposta foi uma das primeiras a unificar forças fundamentais aparentemente desconexas em uma única formulação matemática. Esse

modelo, conhecido como Modelo Padrão (MP) das partículas elementares, é a teoria mais bem testada experimentalmente até hoje, e a maioria de suas previsões foram confirmadas com uma precisão impressionante.

Nesse modelo, que é a base do nosso trabalho e de qualquer trabalho em física de partículas, as partículas elementares são os constituintes da matéria, ou seja, elétrons, quarks, neutrinos e o bóson de Higgs, e os responsáveis pelas forças fundamentais conhecidos como bósons de gauge, ou seja, fóton (eletro-magnetismo), bósons W e Z (força fraca) e glúons (força forte).

Apesar do sucesso incrível que o MP obteve e da revolução que causou no estudo dos constituintes fundamentais da matéria, bem como no entendimento do universo, existem problemas experimentais e teóricos que ele não é capaz de solucionar [9]. Um deles é a existência da Matéria Escura, experimentalmente sua existência é verificada, mas no MP não há partícula que possa reproduzir os resultados experimentais esperados. Outro problema é a confirmação de que os neutrinos de fato possuem massa e oscilam entre si, impossível de se obter no MP visto que os neutrinos não tem massa nesse modelo. Do lado teórico, busca-se uma teoria que consiga unificar todas as forças em uma única, conhecida como Teoria de Grande Unificação (GUT), e o MP não é capaz de, a altas energias, unificar os acoplamentos relacionados a elas. Além disso, o MP possui três famílias de léptons e quarks, o que se encaixa no MP porém não há explicação aparente para tal fenômeno. Por esses e outros motivos, modelos que fossem Além do Modelo Padrão (BSM) começaram a surgir, e propostas como o Modelo com Dois Dubletos de Higgs (2HDM)[10], o Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MSSM)[11] e até o modelo 3-3-1[12] ganharam força por seu poder preditivo, adicionando novas partículas ao espectro do MP e então passíveis de serem testados experimentalmente nos dias atuais.

Estes modelos, independente de qual previsão eles são capazes de fazer, precisam corroborar com medidas experimentais já realizadas. A medida mais importante e que nos guiará até o fim desse trabalho, é a da massa do bóson de Higgs e suas propriedades, medidas essas realizadas entre 2012 e 2014 onde a descoberta de um escalar de aproximadamente 125 GeV foi feita [13, 14] e, mais ainda, seus acoplamentos com as outras partículas são praticamente idênticos ao que o MP prevê para o bóson de Higgs.

A descoberta desse escalar que se assemelha ao Higgs do MP, levou a comunidade científica a reavaliar modelos como o 2HDM e o MSSM para saber se era possível ter um escalar como o descoberto em seu espectro e ainda manter o caráter preditivo dos mesmos.

No Capítulo 1, iremos apresentar brevemente o Modelo Padrão e suas características principais que utilizaremos como referência para os capítulos que se seguem.

No Capítulo 2, vamos explorar o 2HDM para mostrar que a possibilidade de um escalar CP-par com a massa do Higgs e seus acoplamentos como o do MP são possíveis.

Para isso, vamos calcular a expressão para a massa do bóson de Higgs e seus acoplamentos com os bósons de gauge e férmions. Encontraremos um vínculo para os parâmetros do potencial escalar de modo a garantir que o escalar mais leve do 2HDM se alinhe com o bóson de Higgs do MP, sem que precisemos forçar a massa dos outros escalares a serem muito maiores que 125 GeV. A esse regime daremos o nome de Alinhamento sem Desacoplamento.

Já no Capítulo 3, definiremos a Supersimetria(SUSY) e veremos que se permitirmos que ela exista no contexto do Modelo Padrão, é preciso adicionar mais um dubleto de escalares no modelo, transformado-o em um modelo tipo-2HDM, além das várias partículas que surgirão devido a simetria bóson-férmion imposta por SUSY. Após mostrar como construir um modelo em física de partículas com SUSY, explorar a possibilidade do alinhamento sem desacoplamento será nosso objetivo. Veremos que a nível de árvore não é possível que isso aconteça e nem que a massa do bóson de Higgs seja de 125 GeV, portanto buscaremos o regime desejado utilizando o cálculo de 1-loop para massa do Higgs. Ao buscarmos o alinhamento sem desacoplamento para o MSSM, teremos condições impostas aos parâmetros de supersimetria e encontraremos a região onde essas condições são satisfeitas .

No Capítulo 4, apresentaremos um modelo que unifica os parâmetros de SUSY na escala de GUT, exceto os parâmetros de massa dos Higgs na Lagrangiana de quebra soft, e mostraremos que é possível recuperar os resultados a baixas energias fazendo suposições sobre o valor dos parâmetros a altas energias. A importância dessa abordagem é devida a busca pela descrição do universo em seus instantes iniciais, e mostrar a capacidade de um modelo nessa escala produzir os observáveis esperados a baixas energias é essencial para encontrar o caminho que nos leva a uma teoria completamente unificada.

Concluiremos que o Alinhamento Sem Desacoplamento é uma possibilidade viável e que a região encontrada pode ser explorada pelos experimentos atuais já que não precisamos forçar a massa das partículas envolvidas para uma região onde nenhum experimento ainda é capaz de acessar.

Ao adentrarmos no Capítulo 5, mudaremos o foco para a massa dos neutrinos e sob quais circunstâncias elas surgem em um modelo além do Modelo Padrão. Apresentaremos o Mecanismo Seesaw Inverso brevemente e então construiremos o modelo 3-3-1 com neutrino de mão-direita para servir como base da geração das massas dos neutrinos leves e suas consequências. Por fim, mostraremos que há a possibilidade de conectar o mecanismos seesaw inverso a escala de GUT e ainda assim manter a capacidade preditiva do modelo 3-3-1.

Finalmente, no Capítulo 6, iremos utilizar tanto a noção de supersimetria adquirida nos capítulos anteriores juntamente com o modelo 3-3-1 para mostrarmos a viabilidade de se obter um bóson de Higgs com massa de 125 GeV num modelo 3-3-1 Reduzido Supersimétrico.

Além das partículas adicionais que a extensão de gauge trará, a supersimetria ainda adicionará outras, tornando o cenário mais rico. Mostraremos que os cálculos de 1-loop têm consequências um pouco diferente do que apresenta o MSSM, não necessitando de mistura grande entre os stops para alcançar a massa do Higgs descoberta no LHC.

1 Modelo Padrão das Partículas Elementares

1.1 Introdução

Toda teoria em física de partículas que almeja explicar algum fenômeno desconhecido, ou prever algo novo, deve ser capaz de recuperar todas as características do Modelo Padrão das Partículas Elementares(MP) já medidas com precisão inigualável.

O MP é uma teoria de gauge composta por três grupos,

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y. \quad (1.1)$$

Qualquer campo que se transforme pelo grupo $SU(3)_C$ terá um número quântico chamado COR, responsável pelas interações Fortes. Já campos que se transformam por $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ terão números quânticos chamados de ISOSPIN e HIPERCARGA, responsáveis pelas interações Eletro-Fracas.

Os campos que existem no MP são divididos em três grupos, Férmions, Bósons de Gauge e Bósons Escalares. Na Tabela 1 podemos ver que entre os férmions existem dois subgrupos, os quarks e os léptons, onde além de ambos terem isospin e hipercarga, os quarks também tem cor. Já os bósons de gauge são campos que medeiam as interações, sendo os glúons os mediadores da força forte, os bósons $W^\pm$ e Z os mediadores da força

Campo	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	Tipo
$Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	3	2	$\frac{1}{3}$	Quarks Up e Down Left
u_R	3	1	$\frac{4}{3}$	Quarks Up Right
d_R	3	1	$-\frac{2}{3}$	Quarks Down Right
$L_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix}$	1	2	-1	Léptons Neutrino e Elétron Left
e_R	1	1	-2	Lépton Elétron Right
$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$	1	2	1	Bóson Escalar
$g_i, i = 1, \dots, 8$				Glúons
$W_i, i = 1, \dots, 3$				Bósons W
B				Bóson B

Tabela 1 – Campos das partículas que compõem o Modelo Padrão e suas transformações pelos grupos. Os bósons W_i e B se combinam para gerar os bósons $W^\pm$, Z e fóton.

fraca, e o fóton o mediador da força eletromagnética.

Para podermos obter qualquer informação de uma teoria de gauge é preciso que uma Lagrangiana seja montada. No MP, a Lagrangiana é composta de todo e qualquer termo que seja invariante pelos grupos de simetria que a compõe,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{MP} = & i\bar{\Psi}_{e_L}\gamma_\mu D^\mu \Psi_{e_L} + i\bar{e}_R\gamma_\mu D^\mu e_R - \frac{1}{4}\mathcal{F}_{\mu\nu}^a\mathcal{F}^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} \\
& + \sum_{a,c,i,j} \left\{ i\bar{Q}_i\gamma_\mu D^\mu Q_i + g_s\bar{Q}_i\gamma_\mu \left(\frac{\lambda}{2} \cdot G^\mu\right)_{ij} Q_j \right. \\
& i\bar{u}_{R_i}\gamma_\mu D^\mu u_{R_i} + g_s\bar{u}_{R_i}\gamma_\mu \left(\frac{\lambda}{2} \cdot G^\mu\right)_{ij} u_{R_j} \\
& i\bar{d}_{R_i}\gamma_\mu D^\mu d_{R_i} + g_s\bar{d}_{R_i}\gamma_\mu \left(\frac{\lambda}{2} \cdot G^\mu\right)_{ij} d_{R_j} - \frac{1}{4}\mathcal{G}_{\mu\nu}^c\mathcal{G}^{c\mu\nu} \Big\} \\
& + (D_\mu\phi)^\dagger (D^\mu\phi) - \frac{\mu^2}{2}\phi^\dagger\phi - \frac{\lambda}{4}(\phi^\dagger\phi)^2 \\
& + y_e\bar{\Psi}_{e_L}\phi e_R + y_u\bar{Q}_L\tilde{\phi}u_R + y_d\bar{Q}_L\phi d_R + h.c., \tag{1.2}
\end{aligned}$$

onde temos os termos cinéticos dos léptons e bósons de gauge dos grupos $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$ na primeira linha, os termos cinéticos dos quarks e bósons de gauge do grupo $SU(3)_c$ da segunda à quarta linha, o termo cinético dos bósons escalares e suas auto-interações na quinta linha e por fim na última linha os termos de interação de Yukawa, ou seja, interações entre férmions e bósons escalares.

A derivada covariante dos termos cinéticos depende de como cada campo se transforma pelos grupos de simetria,

$$D^\mu = \partial^\mu - ig\tau^a \cdot \mathbf{W}_a^\mu - ig'\frac{Y}{2}\mathbf{B}^\mu, \tag{1.3}$$

onde g e g' são as constantes de acoplamento dos grupos $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, respectivamente. Além disso, as matrizes τ_a são definidas em termos das matrizes de Pauli, $\tau_a = \frac{\sigma_a}{2}$.

Na Eq.(1.2) o termo devido aos bósons de gauge do grupo de cor estão separados da derivada covariante para explicitar a dependência nos índices de cor, e o escalar $\tilde{\phi}$ é definido como,

$$\tilde{\phi} = i\sigma_2\phi^*. \tag{1.4}$$

Nas teorias de gauge, se um campo é massivo, ele se encontra na Lagrangiana na forma de um bilinear envolvendo somente esse campo. Por exemplo, se consideramos um férmion massivo em nossa teoria, deve aparecer um termo do tipo $m\bar{\psi}\psi$. No entanto, a

Lagrangiana do MP não contém tais termos para nenhum de seus campos, pois eles não seriam invariantes pelas simetrias de gauge, ou seja, todas as partículas são a princípio desprovidas de massa.

Toda via, sabemos que elétrons, quarks e os bósons de gauge $W^\pm$ e Z possuem massa. A forma de fazer com que tais termos de massa surjam na Lagrangiana será através da permissão de termos que quebrem as simetrias de gauge.

1.2 Quebra Espontânea de Simetria

Existe um mecanismo de quebra de simetria que gera os termos de massa naturalmente, sem que precisemos adicioná-los explicitamente à Lagrangiana, esse mecanismo é chamado de Mecanismo de Higgs.

Na Eq.(1.2), temos dois termos que envolvem apenas os escalares que são conhecidos por formar o Potencial Escalar do MP,

$$V(\phi) = \frac{\mu^2}{2} \phi^\dagger \phi + \frac{\lambda}{4} (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (1.5)$$

O mínimo desse potencial é conhecido como o estado fundamental do MP, ou vácuo da teoria, ou seja, quando

$$\frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} = 0. \quad (1.6)$$

Para garantir a existência desse mínimo, $\lambda > 0$ é uma condição necessária. Contudo, μ^2 pode ser tanto positivo como negativo e a definição desse parâmetro é crucial para o Mecanismo de Higgs. A possibilidade de $\mu^2 > 0$ resulta numa solução trivial para o mínimo do potencial, não alterando as simetrias do MP. Portanto, tomaremos $\mu^2 < 0$ e analisaremos suas consequências.

Vamos calcular o valor esperado do potencial escalar no vácuo, ou seja,

$$\langle \frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} \rangle_0 = 0, \quad (1.7)$$

o que nos leva a,

$$-\frac{|\mu^2|}{2} \langle \phi^\dagger \rangle_0 + \frac{\lambda}{2} \langle \phi^\dagger \phi \rangle_0 \langle \phi^\dagger \rangle_0 = 0, \quad (1.8)$$

já que $\mu^2 < 0$ implica em $\mu^2 = -|\mu^2|$.

Essa igualdade nos leva a concluir que,

$$\langle \phi^\dagger \phi \rangle_0 = \frac{|\mu^2|}{\lambda}. \quad (1.9)$$

Como ϕ é um dubleto de escalares complexos composto por duas componentes, $\phi^+ = \phi_1 + i\phi_2$ e $\phi^0 = \phi_3 + i\phi_4$, a igualdade acima se resume a,

$$\langle \phi_1 \rangle_0^2 + \langle \phi_2 \rangle_0^2 + \langle \phi_3 \rangle_0^2 + \langle \phi_4 \rangle_0^2 = \frac{|\mu^2|}{\lambda}, \quad (1.10)$$

ou seja, qualquer escolha de VEV (valor esperado no vácuo) das componentes de ϕ que resultem em $\frac{|\mu^2|}{\lambda}$ segundo a Eq.(1.10), é um vácuo possível para a teoria. A solução que gera o Mecanismo de Higgs é justamente aquela em que a componente real do escalar neutro desenvolve VEV compatível com a condição encontrada, $\langle \phi_3 \rangle_0^2 = \frac{|\mu^2|}{\lambda}$ enquanto todos os outros terão VEV nulo.

Essa escolha é nomeada como VEV do Modelo Padrão e denotada pela letra v ,

$$\langle \phi_3 \rangle_0 = v = \sqrt{\frac{|\mu^2|}{\lambda}}. \quad (1.11)$$

Podemos então redefinir o dubleto de escalares da seguinte maneira,

$$\phi = \phi' + \langle \phi \rangle_0, \quad (1.12)$$

onde

$$\phi' = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ H - v + i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad (1.13)$$

Essa escolha, quando substituída na Lagrangiana do MP, faz com que surjam termos bilineares dos campos que sabemos que são massivos.

Os bósons de gauge adquirem massa de acordo com as simetrias que são quebradas pela definição do novo VEV de ϕ . Para o MP, as simetrias remanescentes a quebra deverão ser $SU(3)_C \otimes U(1)_{QED}$, ou seja, dos bósons g_i, W_j e B somente os bósons de gauge das simetrias citadas devem seguir sem massa, g_i e A (fóton). Dessa forma, os bósons W_j, B devem se combinar para fornecer esse bóson sem massa de $U(1)_{QED}$ e os bósons de gauge massivos gerados pela quebra espontânea de simetria.

Utilizando o termo cinético do escalar ϕ chegamos a conclusão que,

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \pm W_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (1.14)$$

$$Z_\mu = \frac{-g'B_\mu^1 + gW_\mu^3}{\sqrt{g'^2 + g^2}}, \quad (1.15)$$

$$A_\mu = \frac{gB_\mu^1 + g'W_\mu^3}{\sqrt{g'^2 + g^2}}. \quad (1.16)$$

Usando a definição da Eq.(1.12), podemos destacar os bilineares dos bósons de gauge $W^\pm$ e Z , e o valor do acoplamento desses termos é justamente a massa dos mesmos:

$$M_{W^\pm} = \frac{gv}{\sqrt{2}}, \quad (1.17)$$

$$M_Z = \frac{v\sqrt{g'^2 + g^2}}{\sqrt{2}}, \quad (1.18)$$

enquanto A_μ permanece sem massa e é identificado como o fóton da QED.

Os férmions também se tornarão massivos com a definição da Eq.(1.12). Se olharmos para os termos de Yukawa da Eq.(1.2), veremos que bilineares dos férmions surgirão, e suas massas serão identificadas como os acoplamentos desses termos,

$$m_e = y_e v, \quad (1.19)$$

$$m_d = y_d v, \quad (1.20)$$

$$m_u = y_u v. \quad (1.21)$$

Além dos férmions e bósons de gauge, um escalar também terá massa, a componente real do escalar neutro que nomeamos de H ao redefinir o dubleto ϕ . Através do potencial escalar terems um bilinear em H cuja massa será dada por,

$$m_H = 2v\sqrt{\lambda}, \quad (1.22)$$

onde $v = 246\text{GeV}$.

O Modelo Padrão nos fornece outras informações importantes sobre as partículas, como suas interações e taxas de decaimento, e uma a uma suas predições foram se confirmando ao longo dos anos em que experimentos foram desenvolvidos para tal fim. Com o tempo, a massa dos bósons de gauge foram medidas, $M_{W^\pm} = 80.385\text{GeV}$ e $M_Z = 91.18\text{GeV}$, como também foram descobertos novos quarks e léptons (charm, strange, bottom, top, muon, tau, neutrino do muon, neutrino do tau). E por fim, sua última peça, o bóson de Higgs, foi descoberto em 2012 com uma massa no valor de 125 GeV .

Mas como sabemos, esse não é o fim da história. O MP não é a teoria final que explica todos os fenômenos das partículas elementares. Nos capítulos que seguem iremos explorar Modelos Além do Modelo Padrão (BSM), que buscam explicar algumas das lacunas em aberto na física de partículas, enquanto mantém as características do MP intactas.

2 2HDM - Modelos com Dois Dubletos de Higgs

2.1 Introdução

Modelos além do MP são bastante difundidos e explorados devido a grandes problemas em aberto, tanto no fronte experimental quanto no fronte teórico, da física de partículas.

Analisando uma medida experimental muito peculiar para as teorias de gauge que se propõe a explicar o comportamento das partículas elementares, podemos definir quais extensões do MP são factíveis. Tal medida, chamada de parâmetro ρ , experimentalmente é muito próxima de um [15],

$$\rho = 1.00040 \pm 0.00024 \quad (2.1)$$

enquanto que sua definição teórica depende do conteúdo escalar da teoria de gauge proposta. A princípio, Weinberg formulou sua teoria de gauge com apenas um dubleto de escalares elétrofracos, e definiu a seguinte razão,

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos \theta_W} = 1. \quad (2.2)$$

No entanto, se a teoria possui n multipletos com isospin I_n , hipercarga Y_n e componente neutra com valor esperado no vácuo (vev) v_n , essa relação se torna,

$$\rho \equiv \frac{\sum_{i=1}^n \left[I_i (I_i + 1) - \frac{1}{4} Y_i^2 \right] v_i}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2} Y_i^2 v_i}. \quad (2.3)$$

Supondo que tenhamos singletos com $Y = 0$ e dubletos com $Y = \pm 1$, ambos multipletos do subgrupo $SU(2)_L$ do MP, a Eq.(2.3) será igual a 1. Estes singletos não contribuem para a massa dos bósons de gauge, e portanto não contribuem para o parâmetro ρ , já dubletos com hipercarga ± 1 obedecem a relação $I(I + 1) = \frac{3}{4} Y^2$, já que $I = \frac{1}{2}$, logo podemos ter quantos dubletos ou singletos quisermos nessas condições e ainda assim $\rho = 1$.

Existem várias outras possibilidades de multipletos adicionados ao conteúdo do MP que se mantém dentro do limite experimental imposto por ρ , contudo, multipletos de ordem maior geram potenciais escalares muito complexos e dificultam análises fenomenológicas.

Atentemo-nos então, a uma extensão simples do MP, que é a adição de 1 dubleto de escalares com hipercarga $Y = 1$.

Os primeiros a solucionarem um problema através da adição do segundo dubleto foram Peccei e Quinn [16], esta adição era necessária para permitir a existência de uma simetria global $U(1)$, cujo papel é eliminar um termo de violação de CP na lagrangiana da QCD. Após essa primeira tentativa, novas aplicações foram sendo descobertas para esse novo tipo de modelo. Uma delas é a geração da assimetria matéria-antimatéria do universo [17], algo que o MP não é capaz de realizar satisfatoriamente. A existência de novas interações e a maleabilidade do potencial escalar proporcionam as condições necessárias para que esse problema seja resolvido.

Apesar de inúmeras características vantajosas que o 2HDM nos traz, neste trabalho o foco será voltado para a fenomenologia do setor escalar, mais precisamente, em que condições o bóson de Higgs é compatível com os experimentos e ainda assim obter valores para as massas dos outros escalares que estejam ao alcance dos aceleradores de partículas atuais.

Existe uma maneira de obter o bóson de Higgs do 2HDM exatamente com as mesmas características do Higgs do MP, sem que o espectro de massa dos bósons remanescentes seja desacoplado, ou seja, muito mais maciço do que o Higgs padrão. Nas seções seguintes tal modelo será explorado.

2.2 O Modelo

Setor Escalar

O MP [18] possui um dos potenciais escalares mais simples, $V = m^2|\phi|^2 + \frac{\lambda}{2}|\phi|^4$, contudo, ao adicionarmos um dubleto com as mesmas características do dubleto padrão, teremos um potencial completamente diferente.

Vamos então tratar o caso de dois dubletos de escalares de $SU(2)_L$ com $Y = 1$,

$$\phi_j = \left(\frac{\phi_j^+}{\frac{v_j + \sigma_j + i\eta_j}{\sqrt{2}}} \right), j = 1, 2. \quad (2.4)$$

Aqui, σ_j e η_j são escalares reais das partes reais e imaginárias de ϕ_j^0 , respectivamente, e v_j é o seu vev. Com ambos os campos, o potencial escalar mais geral que conserva a simetria CP e as simetrias de gauge é escrito como,

$$V_{2HDM} = m_{11}^2 |\phi_1|^2 + m_{22}^2 |\phi_2|^2 - m_{12}^2 (\phi_1^\dagger \phi_2 + \phi_2^\dagger \phi_1) + \frac{\lambda_1}{2} |\phi_1|^4 + \frac{\lambda_2}{2} |\phi_2|^4 \quad (2.5)$$

$$+ \lambda_3 |\phi_1|^2 |\phi_2|^2 + \lambda_4 (\phi_1^\dagger \phi_2 \phi_2^\dagger \phi_1) + \frac{\lambda_5}{2} \left[(\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + (\phi_2^\dagger \phi_1)^2 \right],$$

onde consideramos todos os parâmetros como sendo reais.

Semelhante ao que ocorre na quebra espontânea de simetria do MP, três dos oito escalares reais que compõe ϕ_1 e ϕ_2 serão 'absorvidos' pelos bósons de gauge $W^\pm$ e Z , restando 5 escalares maciços no espectro do 2HDM, dois neutros (h, H), um pseudoescalar neutro (A) e dois carregados ($H^\pm$). A partir da Eq.(2.5) podemos obter o espectro de escalares utilizando a definição dos campos e seus vevs na Eq.(2.4) e as condições de mínimo ao tomarmos $\frac{\partial \langle V \rangle_0}{\partial v_j} = 0$.

Para os escalares carregados, isolando todos os termos bilineares em $\phi_{1,2}^+ \phi_{1,2}^-$, obtemos a seguinte expressão,

$$V_{\phi_{1,2}^+ \phi_{1,2}^-} = (m_{12}^2 - \lambda_{45} v_1 v_2) \begin{pmatrix} \phi_1^- & \phi_2^- \end{pmatrix} M_C^2 \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_2^+ \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

onde $\lambda_{45} = \lambda_4 + \lambda_5$ e

$$M_C^2 = \begin{pmatrix} \frac{v_2}{v_1} & -1 \\ -1 & \frac{v_1}{v_2} \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

A matriz de massa dos escalares carregados, M_C^2 , possui um auto-valor nulo que corresponde ao bóson de Goldstone[19] $G^\pm$, o outro auto-valor é associado ao auto-estado $H^\pm$ que permanece no espectro e sua massa é

$$m_{H^\pm}^2 = \left(\frac{m_{12}^2}{v_1 v_2} - \lambda_{45} \right) (v_1^2 + v_2^2). \quad (2.8)$$

Já para o pseudoescalar,

$$V_{\eta_{1,2} \eta_{1,2}} = (m_{12}^2 - 2\lambda_5 v_1 v_2) \begin{pmatrix} \eta_1 & \eta_2 \end{pmatrix} M_A^2 \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix}, \text{ onde} \quad (2.9)$$

$$M_A^2 = \begin{pmatrix} \frac{v_2}{v_1} & -1 \\ -1 & \frac{v_1}{v_2} \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Novamente teremos um auto-valor nulo correspondente ao bóson de Goldstone neutro G^0 , já o outro auto-valor corresponde ao auto-estado A (pseudoscalar) cuja massa é,

$$m_A^2 = \left(\frac{m_{12}^2}{v_1 v_2} - 2\lambda_5 \right) (v_1^2 + v_2^2). \quad (2.11)$$

As matrizes de massa dos escalares carregados e pseudoscalares são diagonalizadas pela mesma matriz unitária. Esta matriz pode ser parametrizada por um ângulo β tal que,

$$\cos \beta = \frac{v_1}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}}, \quad \sin \beta = \frac{v_2}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}}, \quad (2.12)$$

e por consequência,

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}. \quad (2.13)$$

Esta definição será bastante importante para a análise que vem a seguir.

Por fim, os escalares neutros provenientes da parte real de ϕ_j^0 ,

$$V_{\sigma_{1,2}\sigma_{1,2}} = \begin{pmatrix} \sigma_1 & \sigma_2 \end{pmatrix} M_H^2 \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

onde $\lambda_{345} = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$ e

$$M_H^2 = \begin{pmatrix} M_{H11}^2 & M_{H12}^2 \\ M_{H12}^2 & M_{H22}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{12}^2 \frac{v_2}{v_1} + \lambda_1 v_1^2 & -m_{12}^2 + \lambda_{345} v_1 v_2 \\ -m_{12}^2 + \lambda_{345} v_1 v_2 & m_{12}^2 \frac{v_1}{v_2} + \lambda_2 v_2^2 \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Utilizando as Eq.(2.11)-(2.12), redefiniremos a matriz acima para deixar em uma forma conveniente,

$$\begin{aligned} M_H^2 &= m_A^2 \begin{pmatrix} \sin^2 \beta & -\sin \beta \cos \beta \\ -\sin \beta \cos \beta & \cos^2 \beta \end{pmatrix} \\ &+ \begin{pmatrix} \lambda_1 \cos^2 \beta + 2\lambda_5 \sin^2 \beta & (\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5) \sin \beta \cos \beta \\ (\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5) \sin \beta \cos \beta & \lambda_2 \sin^2 \beta + 2\lambda_5 \cos^2 \beta \end{pmatrix} v^2. \end{aligned} \quad (2.16)$$

onde,

$$v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} = 246 \text{ GeV}. \quad (2.17)$$

Este valor de v garante que o mínimo do potencial seja o mesmo do MP, embora é possível que hajam outros tipos de mínimo que não esse[20, 21].

Se definirmos a matriz unitária que diagonaliza M_H^2 como sendo parametrizada por um ângulo α , os auto-estados dessa diagonalização podem ser escritos como,

$$H = \sigma_1 \cos \alpha - \sigma_2 \sin \alpha, \quad (2.18)$$

$$h = \sigma_1 \sin \alpha + \sigma_2 \cos \alpha, \quad (2.19)$$

cujos auto-valores associados são,

$$m_{H,h}^2 = \frac{\text{Tr}(M_H^2) \pm \sqrt{\text{Tr}(M_H^2)^2 - 4\text{Det}(M_H^2)}}{2}, \quad (2.20)$$

e para que a diagonalização nos garanta estes valores, $\cos \alpha$ juntamente com $\sin \alpha$ devem ser,

$$\cos \alpha = \sqrt{\frac{M_{H_{11}}^2 - m_h^2}{m_H^2 - m_h^2}} \quad \sin \alpha = -\text{sign}(M_{H_{12}}^2) \sqrt{\frac{m_H^2 - M_{H_{11}}^2}{m_H^2 - m_h^2}}, \quad (2.21)$$

onde usamos a relação¹,

$$|M_{H_{12}}^2| = \sqrt{(m_H^2 - M_{H_{11}}^2)(M_{H_{11}}^2 - m_h^2)} = \sqrt{(M_{H_{22}}^2 - m_h^2)(M_{H_{11}}^2 - m_h^2)}. \quad (2.22)$$

Apesar de termos obtido as massas dos escalares, nenhuma informação quanto ao bóson de Higgs pode ser extraída delas. Para que tenhamos uma visão mais clara do cenário do 2HDM com relação a essa partícula vamos novamente fazer uso da definição do ângulo β . De posse desse ângulo, podemos fazer uma rotação nos dubletos de escalares de tal forma que os novos escalares são,

$$H_1 = \phi_1 \cos \beta + \phi_2 \sin \beta \quad (2.23)$$

$$H_2 = -\phi_1 \sin \beta + \phi_2 \cos \beta, \quad (2.24)$$

Tomando o valor esperado no vácuo de H_1 e H_2 , podemos ver que $\langle H_1 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$ e $\langle H_2 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$, ou seja, temos a quebra espontânea de simetria sendo devida apenas a

¹ Para obter a relação citada, usamos também o fato de que $M_{H_{11}}^2 + M_{H_{22}}^2 = m_H^2 + m_h^2$ e $M_{H_{11}}^2 M_{H_{22}}^2 - (M_{H_{12}}^2)^2 = m_H^2 m_h^2$

H_1 e com vev igual ao do Modelo Padrão. Portanto, podemos chamar $H_1 = H_{MP}$ a menos dos acoplamentos com as outras partículas, como mostraremos na próxima seção.

Nessa base, a matriz de massa $M_{H_{MP}}^2$ será, utilizando a definição de M_H^2 na Eq.(2.16),

$$\begin{aligned} M_{H_{MP}}^2 &= \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} M_H^2 \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \Lambda_1 v^2 & \Lambda_5 v^2 \\ \Lambda_5 v^2 & m_A^2 + \Lambda_2 v^2 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.25)$$

onde,

$$\Lambda_1 = \lambda_1 \cos^4 \beta + \lambda_2 \sin^4 \beta + \frac{1}{2} \lambda_{345} \sin^2 (2\beta), \quad (2.26)$$

$$\Lambda_2 = \frac{1}{4} (\lambda_1 + \lambda_2) \sin^2 (2\beta) - \frac{1}{2} \lambda_{345} \sin^2 (2\beta) + 2\lambda_5, \quad (2.27)$$

$$\Lambda_5 = \frac{1}{2} (-\lambda_1 \cos^2 \beta + \lambda_2 \sin^2 \beta) \sin (2\beta) + \frac{1}{2} \lambda_{345} \sin^2 (2\beta) \cos^2 (2\beta). \quad (2.28)$$

A análise desta matriz bem como os possíveis auto-valores nos dirão as condições para que h seja como H_{MP} . Mas antes disso precisamos ver como esses escalares interagem com as outras partículas elementares, assim completando todo o panorama necessário para a definição do bóson de Higgs do 2HDM.

Interações: Setor Fermiônico e de Gauge

Com o setor escalar em grande evidência devido as descobertas do Large Hadron Collider (LHC), que detectou a existência do bóson de Higgs com massa de 125 GeV[13, 14], as interações entre estes escalares com os férmions e bósons de gauge são essenciais para caracterizar qualquer modelo que seja proposto. A maneira como estas partículas se relacionam influenciam inúmeros parâmetros que foram ou poderão ser medidos nos aceleradores de partículas, por isso mostraremos agora os possíveis acoplamentos entre essas partículas e como algumas escolhas dentro do 2HDM podem mudar completamente a validade do modelo.

Como sabemos do Modelo Padrão ($SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_L$), os escalares interagem com os férmions através das interações de Yukawa, e é através dessas interações que os férmions recebem suas massas após a quebra espontânea de simetria. Para definir a forma geral dos termos de Yukawa do 2HDM, vamos primeiro definir como os férmions se transformam de acordo com o grupo de simetria do MP. Os dubletos de quarks e léptons de mão esquerda (dubletos de $SU(2)_L$) são definidos da seguinte forma,

$$q_{L_i} = \begin{pmatrix} u_{L_i} \\ d_{L_i} \end{pmatrix} \quad l_{L_j} = \begin{pmatrix} v_{L_j} \\ e_{L_j} \end{pmatrix}, \quad (2.29)$$

onde $i = 1, 2, 3$ representa as diferentes famílias de férmions. Já as componentes de mão direita, por serem singletos de $SU(2)_L$, são simplesmente definidos como,

$$u_{R_i}, d_{R_i}, e_{R_i}. \quad (2.30)$$

Cada um desses campos carregam também hipercarga, um número quântico associado ao grupo $U(1)_Y$. A hipercarga correspondente a cada um é: $Y_{q_{L_i}} = \frac{1}{3}$, $Y_{l_{L_j}} = -1$, $Y_{u_{R_i}} = \frac{4}{3}$, $Y_{d_{R_i}} = -\frac{2}{3}$ e $Y_{e_{R_i}} = -2$.

A Lagrangiana de Yukawa mais geral que se pode construir com estes férmions e os escalares é,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = & -y_{d_{1ij}} \bar{q}_{L_i} \phi_1 d_{R_j} - y_{d_{2ij}} \bar{q}_{L_i} \phi_2 d_{R_j} - y_{e_{1ij}} \bar{l}_{L_i} \phi_1 e_{R_j} - y_{e_{2ij}} \bar{l}_{L_i} \phi_2 e_{R_j} \\ & -y_{u_{1ij}} \bar{q}_{L_i} \tilde{\phi}_1 u_{R_j} - y_{u_{2ij}} \bar{q}_{L_i} \tilde{\phi}_2 u_{R_j} + hc. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Nos dois últimos termos da Eq.(2.31), o escalar $\tilde{\phi}_k$ é definido como o $i\sigma_2 \phi_k^*$, o que garante que, após a quebra espontânea de simetria, os quarks do tipo up tenham massa.

As matrizes y_{d_i} , y_{u_i} e y_{e_i} , cujas componentes são valores constantes, são chamadas de parâmetros de Yukawa. O valor desses parâmetros é importante para a caracterização dos modelos e podem levar a fenômenos muitas vezes indesejados, como a Troca de Sabor na Corrente Neutra (FCNC)[22]. Contudo, podemos prevenir efeitos indesejados ao escolhermos algumas simetrias discretas que simplifiquem a Lagrangiana, e consequentemente as interações. Tais simetrias serão apresentadas mais a frente para o desenvolvimento do nosso estudo.

O próximo tipo de interação que nos interessa é entre os escalares e os bósons de gauge. Essa interação se dá através dos termos cinéticos da Lagrangiana,

$$\mathcal{L}_K = \sum_{i=1}^2 (D_\mu \phi_i)^\dagger (D^\mu \phi_i). \quad (2.32)$$

Tanto para $i = 1$ ou $i = 2$, a derivada covariante D_μ será a mesma,

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{ig}{2} \sigma_j W_\mu^j - \frac{ig'}{2} B_\mu, \quad j = 1, 2, 3, \quad (2.33)$$

visto que ambos os campos possuem exatamente os mesmos números quânticos. Na equação acima, σ_j são as matrizes de Pauli, enquanto que g e g' são as constantes de acoplamento dos grupos $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, respectivamente.

Vamos focar aqui no acoplamento tríplice entre a parte neutra de $\phi_{1,2}$ com os bósons vetoriais, pois queremos comparar o quanto ele se desvia da previsão do MP. Para isso, vamos usar apenas a parte escalar real e seus vevs além da definição dos bósons de gauge do MP,

$$W_\mu^\pm \equiv \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (2.34)$$

$$Z_\mu \equiv \frac{-g'B_\mu + gW_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (2.35)$$

$$A_\mu \equiv \frac{gB_\mu + g'W_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.36)$$

Ao expandir a Eq.(2.32) utilizando as Eq.(2.33-2.36) obtemos os seguintes termos de interação escalar-gauge-gauge(ϕVV):

$$\mathcal{L}_{\phi VV} = -gM_W \frac{v_1\sigma_1 + v_2\sigma_2}{v} W_-^\mu W_\mu^+ - \frac{1}{2} \frac{g}{\cos \theta_W} M_Z \frac{v_1\sigma_1 + v_2\sigma_2}{v} Z^\mu Z_\mu, \quad (2.37)$$

onde utilizamos a relação $g' = g \tan \theta_W$, sendo θ_W o ângulo de Weinberg, e (M_Z, M_W) as massas dos bósons (Z,W), respectivamente.

Através destes termos de interação podemos mostrar como o 2HDM se diferencia do MP. Como dito anteriormente, poderíamos definir um campo H_{MP} em termos de ϕ_1, ϕ_2 que seria chamado de Higgs do MP a menos de diferenças entre os acoplamentos entre ele e o do 2HDM.

Supondo que h , o escalar neutro mais leve, é o candidato a bóson de Higgs do 2HDM, e evocando as Eq.(2.19)-(2.18), podemos escrever a Lagrangiana da interação hVV , da seguinte forma,

$$\mathcal{L}_{hVV} = gM_W \sin(\beta - \alpha) h W_-^\mu W_\mu^+ + \frac{1}{2} \frac{g}{\cos \theta_W} M_Z \sin(\beta - \alpha) h Z^\mu Z_\mu. \quad (2.38)$$

Podemos ver claramente que a razão entre os acoplamentos do MP, que são,

$$g_{HWW}^{MP} = gM_W \quad e \quad g_{HZZ}^{MP} = \frac{1}{2} \frac{g}{\cos \theta_W} M_Z, \quad (2.39)$$

e os acoplamentos obtidos em $\mathcal{L}_{hVV}$, nos dão,

$$g_{hVV}^{2HDM} = g_{HVV}^{MP} \sin(\beta - \alpha). \quad (2.40)$$

Essa relação ilustra o nosso ponto e será muito utilizada ao longo deste trabalho. A maneira como utilizaremos a equação acima, e suas consequências, será o foco da próxima seção.

2.3 Fenomenologia do Setor Escalar

Existem algumas suposições que podem ser feitas para que o Higgs do 2HDM seja exatamente como o do MP e isso traz algumas implicações importantes para a fenomenologia do modelo.

Analizando a Eq.(2.40), podemos ver que a condição para h seja um Higgs tipo-MP, ou seja, muito próximo ao que se espera dos acoplamentos que o H_{MP} tem, é que $\sin(\beta - \alpha) \approx 1$. Escrito de outra forma,

$$|\cos(\beta - \alpha)| \ll 1. \quad (2.41)$$

Contudo, essa relação é válida a princípio para o acoplamento com os bósons de gauge. Para efeitos deste capítulo, essa suposição é suficiente para demonstrar a proposta do nosso trabalho, e os acoplamentos com os férmions serão explorados quando tratarmos mais a fundo o objetivo desta tese.

Para ter uma idéia mais exata do que significa dizer que $|\cos(\beta - \alpha)| \ll 1$, vamos utilizar novamente as Eq.(2.19)-(2.18) juntamente com as Eq.(2.23)-(2.24). Escrevendo h, H em termos das componentes CP-par de H_1, H_2 (já mostramos que H_1 pode ser chamado de H_{MP}), obtemos,

$$H = H_1 \cos(\beta - \alpha) - H_2 \sin(\beta - \alpha), \quad (2.42)$$

$$h = H_1 \sin(\beta - \alpha) + H_2 \cos(\beta - \alpha). \quad (2.43)$$

Com a aproximação da Eq.(2.41), vemos que $h \approx H_{MP}^2$, como esperado. Agora, sabendo que $\cos \alpha, \sin \alpha$ é dado pela Eq.(2.21) e $\cos \beta, \sin \beta$ pela Eq.(2.12), encontramos a seguinte relação,

$$\cos(\beta - \alpha) = \cos \beta \cos \alpha + \sin \beta \sin \alpha = \frac{(M_{H_{11}}^2 - m_H^2) \cos \beta + |M_{H_{12}}^2| \sin \beta}{\sqrt{(m_H^2 - m_h^2)(m_H^2 - M_{H_{11}}^2)}}. \quad (2.44)$$

² aqui utilizamos um abuso de linguagem onde estamos utilizando a mesma nomenclatura do dubleto H_1 para sua componente cp-par

Sob a condição da Eq.(2.41), o numerador da equação acima deve ser aproximadamente nulo, ou seja,

$$(M_{H_{11}}^2 - m_H^2) \cos \beta + |M_{H_{12}}^2| \sin \beta = 0. \quad (2.45)$$

Manuseando a equação acima³, obtemos as seguintes expressões,

$$|M_{H_{12}}^2| \tan \beta = m_H^2 - M_{H_{11}}^2, \quad (2.46)$$

$$\frac{|M_{H_{12}}^2|}{\tan \beta} = m_H^2 - M_{H_{22}}^2. \quad (2.47)$$

Se substituirmos o valor de m_H^2 , obtido através da primeira equação, na segunda, teremos,

$$|M_{H_{12}}^2| \cos(2\beta) - \sin \beta \cos \beta (M_{H_{11}}^2 - M_{H_{22}}^2) = 0. \quad (2.48)$$

Com a ajuda da Eq.(2.16) podemos utilizar os valores de $M_{H_{ij}}^2$ na equação acima, obtendo,

$$\frac{1}{2} \lambda_{345} \sin(2\beta) \cos(2\beta) + \frac{1}{2} \sin(2\beta) (-\lambda_1 \cos^2 \beta + \lambda_2 \sin^2 \beta) = 0. \quad (2.49)$$

Se lembrarmos da Eq.(2.28), veremos que a condição para que os acoplamentos do escalar mais leve com os bósons de gauge sejam aproximadamente iguais aos do bóson de Higgs do MP, será

$$\Lambda_5 = 0. \quad (2.50)$$

A força desse resultado reside no fato de que, ao tomarmos $\Lambda_5 = 0$, a matriz de massa se torna diagonal e o mais importante, o escalar h se alinha com o H_{MP} . Como não há mistura entre os estados H_1 e H_2 , já que Λ_5 é justamente o termo que dita o quanto o auto-estado é influenciado por cada um desses campos, o mais leve pode ser identificado com $H_1 = H_{MP}$ e sua massa é dada pelo termo diagonal superior, $\Lambda_1 v^2$.

Contudo, essa não é a única maneira de obter esse alinhamento entre os campos. Se analisarmos a Eq.(2.25), o termo diagonal inferior depende diretamente de m_A^2 e supondo que $m_A^2 \gg \Lambda_1 v^2, \Lambda_5 v^2, \Lambda_2 v^2$, podemos tratar tanto os termos fora da diagonal quanto o da diagonal superior da matriz como perturbações para efeitos da diagonalização da mesma. Desse modo, novamente $h \approx H_{MP}$, contudo a massa dos outros escalares, $m_A, m_H, m_{H^\pm}$

³ Utilizando a Eq.(2.22) para obter a segunda das expressões a seguir.

serão muito maiores do que m_h (desacopladas) e este cenário é chamado de alinhamento por desacoplamento.

Apesar de haver a possibilidade do desacoplamento das massas gerando o alinhamento do Higgs do 2HDM com o Higgs do MP, o nosso interesse cairá sobre o alinhamento em que as massas não sofrem da necessidade de serem muito grandes, ou seja, alinhamento sem desacoplamento. Como as massas dos outros escalares ficam livres mesmo com o escalar mais leve alinhado com o Higgs padrão, abre-se caminho para que se explore regiões de massa de m_A , por exemplo, que ainda não tenham vínculos experimentais fortes e que possam ser testadas em um futuro próximo.

Esse é um resultado que vale para o 2HDM mais geral. No entanto, como citado anteriormente, existem suposições feitas sobre os campos que limitam tanto o potencial escalar quanto o setor de Yukawa para evitar problemas teóricos e experimentais já bastante conhecidos. Além disso, existe também a possibilidade de uma simetria espaço-temporal ser adicionada ao MP, e esta simetria por si só induz a necessidade de um segundo dubleto de escalares, transformando assim o MP em um 2HDM. Essa simetria, conhecida como Supersimetria, e suas consequências serão exploradas no capítulo a seguir.

3 Supersimetria

3.1 Introdução

Na Teoria Quântica de Campos (TQC), existe um teorema demonstrado por Coleman e Mandula¹ [23], em 1967, que diz:

Teorema 3.1.1 *Seja G um grupo de simetria conexo da matriz S , e sejam essas cinco condições verdadeiras: (I) G contém um subgrupo localmente isomórfico ao grupo inhomogêneo de Lorentz (Poincaré) L ; (II) todos os tipos de partículas correspondem a representações de energia-positiva de L , e, para qualquer massa finita M , existe apenas um número finito de partículas com massa menor que M ; (III) As amplitudes de espalhamento elásticas são funções analíticas do centro de massa e do momento transferido nas vizinhanças de uma região física; (IV) Em praticamente todas as energias, quaisquer dois planos de onda se espalham; (V) os geradores de G são representados como operadores integrais no espaço dos momentos, com núcleos que são distribuições. Sob essas hipóteses, G é localmente isomórfico a $L \times T$, o produto direto do grupo de Poincaré e o grupo de simetrias internas.*

O grupo de Poincaré é formado pelos geradores das rotações, boosts ($M_{\mu\nu}$) e translações (P_μ) do espaço-tempo seguindo as seguintes relações de comutação,

$$[P_\mu, P_\nu] = 0, \quad (3.1)$$

$$[M_{\mu\nu}, P_\rho] = i(\eta_{\nu\rho}P_\mu - \eta_{\mu\rho}P_\nu), \quad (3.2)$$

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = -i(\eta_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - \eta_{\mu\sigma}M_{\nu\rho} - \eta_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} + \eta_{\nu\sigma}M_{\mu\rho}). \quad (3.3)$$

De acordo com o teorema acima, esses são os únicos geradores espaço-temporais que podem ser definidos em uma TQC que se enquadra nos quesitos citados. O MP é uma TQC desse tipo e, portanto, só pode ter esse conjunto de geradores juntamente com os geradores das simetrias internas.

Contudo, Coleman e Mandula levaram em consideração apenas geradores bosônicos que obedecem relações de comutação entre si. Em 1975, Haag, Lopuszansky e Sohnius[24] estenderam o escopo do teorema de Coleman-Mandula incluindo geradores fermiônicos e relações de anti-comutação entre eles. Esse gerador, chamado de Q_a , tem componentes

¹ Não é nosso objetivo provar esse teorema, por isso deixamos referências que os façam.

espinoriais e ao atuar em um estado bosônico (fermiônico) gera um estado fermiônico (bosônico),

$$Q |\text{bóson}, \text{férmion}\rangle = |\text{férmion}, \text{bóson}\rangle. \quad (3.4)$$

Além disso, um gerador com essa propriedade, obedece a seguinte relação de anti-comutação,

$$\{Q_a, \bar{Q}_b\} = 2 (\gamma^\mu)_{ab} P_\mu, \quad (3.5)$$

onde P_μ é o gerador das translações e γ^μ é a matriz de Dirac. A Eq.(3.5) nos mostra que os geradores fermiônicos têm uma conexão com as simetrias do espaço-tempo, ou seja, juntamente com P_μ e $M_{\mu\nu}$, os geradores Q_a formam um grupo de simetria espaço-temporal estendido chamado de Supersimetria (SUSY). E segundo o teorema de Haag-Lopuszansky-Sohnius, é o maior conjunto de simetrias que uma TQC pode ter juntamente com as locais.

Em uma teoria supersimétrica, o estado que representa uma partícula é chamado de supermultipeto, representação irredutível da álgebra supersimétrica. Cada supermultipeto contém um férmion e um bóson que se transformam um no outro quando Q_a ou $\bar{Q}_a$ é aplicado sobre eles. Todos os campos que formam um supermultipeto devem ter a mesma massa se SUSY for uma simetria conservada da natureza. Isso se dá pois o operador P^2 comuta com todos os operadores de SUSY, e portanto, ao atuar sobre membros do mesmo supermultipeto, devemos obter o mesmo auto-valor que é a massa da partícula.

Membros do mesmo supermultipeto também possuem mesma carga elétrica, isospin, cor e qualquer outro número quântico associado a grupos de simetria internos, já que estes também devem comutar com os operadores de SUSY pelo teorema de Haag-Lopuszansky-Sohnius.

Com essas informações, e o fato de que os graus de liberdade fermiônicos de um supermultipeto devem ser iguais aos graus de liberdades bosônicos do mesmo, podemos ilustrar como o Modelo Padrão seria expresso caso a SUSY fosse agregada a ele.

Os férmions do MP teriam como parceiros supersimétricos (escalar do mesmo supermultipeto) escalares complexos de mesma carga e mesma representação em relação aos grupos de cor e eletro-fraco, ou seja, um dubleto de léptons teria um dubleto de escalares como parceiros. Dessa forma, podemos resumir, na Tabela 2, os componentes de um supermultipeto quiral (aquele que contém os férmions). Nesta tabela, vemos que os supercampos dos singletos u_R, d_R e e_R são escritos como $\hat{X}^c$. Essa nomenclatura será justificada mais a frente quando apresentarmos o Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MSSM), mas o símbolo c é relacionado com a conjugação de carga C de um espinor.

Supercampo	Férmion	Escalar	Nomenclatura
$\hat{Q}$ $\hat{U}^c$ $\hat{D}^c$	$Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$ $(u_R)^c$ $(d_R)^c$	$\tilde{Q}_L = \begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix}$ $\tilde{u}_R^\dagger$ $\tilde{d}_R^\dagger$	Quark, sQuark
$\hat{L}$ $\hat{E}^c$	$L_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix}$ $(e_R)^c$	$\tilde{L}_L = \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_L \\ \tilde{l}_L \end{pmatrix}$ $\tilde{e}_R^\dagger$	Lepton, sLepton

Tabela 2 – Definições dos componentes dos supercampos fermiônicos e sua nomenclatura.

Supercampo	Escalar	Férmion	Nomenclatura
$\hat{H}$	$H = \begin{pmatrix} h^+ \\ h^0 \end{pmatrix}$	$\tilde{H} = \begin{pmatrix} \tilde{h}^+ \\ \tilde{h}^0 \end{pmatrix}$	Higgs, Higgsinos

Tabela 3 – Definições dos componentes dos supercampos escalares e sua nomenclatura.

Supercampo	Bóson de Gauge	Férmion	Nomenclatura
$\hat{g}$	$g_i, i = 1, \dots, 8$	$\tilde{g}_i$	Glúons, Gluinos
$\hat{W}$	$W_i, i = 1, \dots, 3$	$\tilde{W}_i$	Bósons W, Winos
$\hat{B}$	B	$\tilde{B}$	Bóson B, Bino

Tabela 4 – Definições dos componentes dos supercampos vetoriais e sua nomenclatura.

Já os escalares, terão como parceiros supersimétricos férmions de majorana [25], também com mesmas cargas sob os grupos de simetria do MP que o escalar padrão. Na Tabela 3 também podemos ver como representar os membros desse supermultipeto.

Restam ainda os bósons de gauge, cujos parceiros supersimétricos também são férmions de majorana que estão na representação adjunta do grupo ao qual esse bóson de gauge pertence. Desse modo, na Tabela 4, estão representados os supercampos que os contém.

Podemos notar que o efeito de SUSY em uma teoria de campos é duplicar os graus de liberdade da teoria, onde pra cada grau de liberdade fermiônico surge um bosônico e vice-versa. Contudo, não mencionamos até o momento qual a vantagem de termos tal simetria presente, apenas vimos que é possível que ela exista como uma simetria espaço-temporal desprezada até então.

Existem algumas implicações importantes ao permitir que SUSY seja uma simetria do MP. A unificação das constantes de acoplamento na escala de Planck é uma delas, já que sem a supersimetria essa unificação não é exata. Há também a possibilidade de uma das partículas supersimétricas neutras ser estável (não decair) devido a uma simetria discreta

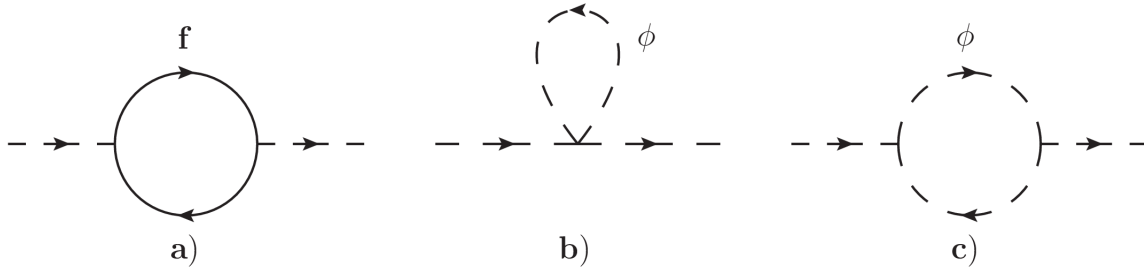


Figura 1 – Diagramas de Feynman das correções de 1-loop ao bóson de Higgs. a) Correção devido a um loop de férmions; b,c) Correções devido a um loop de escalares.

inerente a SUSY, e essa partícula pode ser uma candidata a Matéria Escura[26], também não existente no MP. Uma terceira implicação, e que vamos explorar com mais detalhes, é o cancelamento das divergências quadráticas na massa do Higgs devido a correções de loop.

No Modelo Padrão, podemos calcular a contribuição à massa do bóson de Higgs em primeira ordem em teoria de perturbação, ou seja, calcular as contribuições de 1-loop, devido aos férmions. O termo de interação entre o Higgs e um férmion f é $-\frac{\lambda_f}{\sqrt{2}}H\bar{f}f$ e a Fig.(3.1a) mostra o diagrama de Feynman da contribuição de um loop devido a essa interação. Se utilizarmos o método do Cut-Off[6] para calculá-la, ou seja, a validade da teoria é limitada por um Cut-Off Λ na energia, encontramos

$$\Delta m_H^{(1loop-a)} = -\frac{\lambda_f^2}{8\pi^2} \left[\Lambda^2 - 3m_f^2 \log \left(\frac{\Lambda^2}{m_f^2} \right) \right]. \quad (3.6)$$

Podemos ver que a contribuição para a massa do Higgs diverge quadraticamente com Λ , e nenhuma outra contribuição vinda do MP cancela essa divergência. Esse problema pode ser resolvido se adicionarmos dois escalares ϕ_{f_1} e ϕ_{f_2} com os seguintes acoplamentos com o bóson de Higgs,

$$\mathcal{L} \supset -\frac{\lambda_\phi}{2} H^2 (|\phi_{f_1}|^2 + |\phi_{f_2}|^2) - \lambda_\phi v H (|\phi_{f_1}|^2 + |\phi_{f_2}|^2). \quad (3.7)$$

O primeiro termo gera a contribuição de 1-loop representada pela Fig.(3.1b), cujo valor é,

$$\Delta m_H^{(1loop-b)} = \frac{\lambda_\phi}{16\pi^2} \left[2\Lambda^2 - m_{\phi_1}^2 \log \left(\frac{\Lambda^2}{m_{\phi_1}^2} \right) - m_{\phi_2}^2 \log \left(\frac{\Lambda^2}{m_{\phi_2}^2} \right) \right]. \quad (3.8)$$

Já o segundo termo gera o último diagrama da Fig.(3.1c), e sua contribuição para a massa do Higgs é,

$$\Delta m_H^{(1loop-c)} = -\frac{\lambda_\phi}{16\pi^2} \left[\lambda_\phi v^2 \log \left(\frac{\Lambda^2}{m_{\phi_1}^2} \right) + \lambda_\phi v^2 \log \left(\frac{\Lambda^2}{m_{\phi_2}^2} \right) \right]. \quad (3.9)$$

Analisando as equações (3.6), (3.8) e (3.9), chegamos a conclusão de que se $\lambda_f^2 = \lambda_\phi$, a divergência quadrática desaparece, ou seja, se os acoplamentos do férmion f com o Higgs forem iguais aos dos bósons $\phi_{1,2}$ com o Higgs, apenas a divergência logarítmica em Λ^2 existirá. Contudo, se $m_f = m_{\phi_1} = m_{\phi_2}$, onde $m_f = \frac{\lambda_f v}{\sqrt{2}}$, as divergências logarítmicas também desaparecerão, deixando a correção da massa do Higgs finita em qualquer escala de energia, solucionando o problema do Modelo Padrão.

Como vimos anteriormente, na supersimetria cada férmion tem um bóson associado a ele e vice-versa, mais ainda, seus acoplamentos e massas devem ser os mesmos. Se traçarmos o paralelo com o exemplo que acabamos de dar, veremos que a supersimetria é a teoria que permite que esse cancelamento de divergências ocorra. No entanto, se levarmos em consideração que as partículas de um mesmo supermultiplete devem ter a mesma massa, veremos que a supersimetria não pode ser exata já que para o elétron, por exemplo, deveria haver um escalar que se acoplasse com a mesma intensidade com as outras partículas e ter a mesma massa. Os experimentos atuais seriam capazes de detectar tal partícula e como qualquer tentativa para tanto resultou em uma resposta negativa, concluímos que a supersimetria deve ser uma simetria quebrada onde a massa dos superparceiros é diferente e maior do que a massa das partículas padrão associadas a eles.

Se então $m_f \neq (m_{\phi_1}, m_{\phi_2})$, a divergência logarítmica permanecerá, e para que esta divergência não se torne significativa a ponto de incorrer no mesmo problema do Modelo Padrão, as massas das partículas supersimétricas devem ser da ordem de TeV.

Até o presente momento, a busca pela supersimetria continua a todo vapor. Experimentos como o ATLAS e CMS dentro do Grande Colisor de Hádrons(LHC) estão em busca incessante por qualquer indício de SUSY, e o Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo(MSSM) é o modelo mais explorado até então devido a sua capacidade preditiva e por ser a maneira mais simples de se introduzir a supersimetria na física de partículas.

De agora em diante, vamos explorar como esse modelo é formulado e suas consequências.

3.2 Lagrangiana Mestra e Quebra Soft de Supersimetria

Para mostrarmos como fica o Modelo Padrão se permitirmos que a supersimetria seja de fato uma simetria do modelo, precisamos montar uma Lagrangiana que seja invariante sob os grupos de gauge do MP e invariante por SUSY.

Nas Tabelas 2 e 3, definimos como seriam os supercampos quirais do Modelo Padrão Supersimétrico, ou seja, aqueles cujas partículas envolvidas podem ser definidas por sua quiralidade. Nessas tabelas, escrevemos os supercampos quirais das partículas de mão-direita de uma forma bastante específica, assim todos os campos fermiônicos que compõem esse supercampo têm quiralidade de mão-esquerda.

Esta definição dos supercampos quirais é importante pois uma função cuja ação é invariante pelas transformações de SUSY e dos grupos de gauge, é justamente um polinômio de supercampos quirais de mesma quiralidade. Essa função é chamada de Superpotencial, $\hat{f}$, e convencionou-se tomar apenas produtos de supercampos quirais de mão-esquerda.

O Superpotencial tem uma peculiaridade devido a definição dos supercampos², onde o máximo que podemos ter é um produto entre 3 supercampos quirais de mão-esquerda. Mais ainda, os termos do Superpotencial que mantêm a ação invariante geram o potencial escalar e as interações de Yukawa.

Devemos também levar em conta a invariância de gauge e por isso definimos os supercampos de gauge na Tabela 4. Existe outra função dos supercampos que gera um termo cuja ação é invariante por SUSY, essa função é chamada Potencial de Kähler, que é um produto entre um supercampo quiral de mão-esquerda e seu hermiteano conjugado. Como o potencial de Kähler gera justamente os termos cinéticos dos campos que compõem o supercampo, a invariância de gauge é introduzida através dele.

Podemos definir os supercampos quirais ($\hat{S}_L$) e de gauge ($\hat{\Phi}$) como funções dos seus componentes,

$$\hat{S}_L = \hat{S}_L(S, \psi_L, \mathcal{F}), \quad (3.10)$$

$$\hat{\Phi}_a = \hat{\Phi}_a(V_{\mu a}, \lambda_a, \mathcal{D}_a), \quad (3.11)$$

onde os campos dentro dos parênteses estão sempre na sequência (Bóson, Férmião), já $\mathcal{F}$ e $\mathcal{D}$ são campos escalares auxiliares que serão redefinidos pelas equações de Euler-Lagrange, e o índice a depende de qual o grupo de gauge em questão. Existe também o supercampo que contém o tensor $F_{\mu\nu}$, responsável pelos termos cinéticos dos campos que compõem os supercampos de gauge,

$$\hat{W}_a = \hat{W}_a(F_{\mu\nu a}, \lambda_a, \mathcal{D}_a). \quad (3.12)$$

² Mais detalhes sobre como construir supercampos e o superpotencial se encontram na referência [27] nos capítulos 5 e 6.

Com essas duas definições podemos escrever o Superpotencial e o Potencial de Kähler na sua forma mais geral,

$$\hat{f} = \sum_i \hat{S}_{L_i} + \sum_{i,j} \hat{S}_{L_i} \hat{S}_{L_j} + \sum_{i,j,k} \hat{S}_{L_i} \hat{S}_{L_j} \hat{S}_{L_k}, \quad (3.13)$$

$$K = \sum_{i,a} \hat{S}_{L_i}^\dagger e^{-2gt_a \Phi_a} \hat{S}_{L_i} + \sum_a \overline{\hat{W}_a^c} \hat{W}_a. \quad (3.14)$$

Os termos de ambos os potenciais que contribuem para a ação invariante por SUSY nos darão a contribuição para a Lagrangiana da teoria. Como estamos tratando de uma teoria supersimétrica de gauge genérica nas definições acima, a Lagrangiana que encontraremos é a receita para qualquer teoria que escolhermos. Essa Lagrangiana é conhecida como Lagrangiana Mestra,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_i (D_\mu S_i)^\dagger (D^\mu S_i) + \frac{i}{2} \sum_i \bar{\psi} \not{D} \psi + \sum_{\alpha,a} \left[\frac{i}{2} \bar{\lambda}_{\alpha a} (\not{D} \lambda_{\alpha a}) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu\alpha a} F_{\alpha a}^{\mu\nu} \right] \\ & - \sqrt{2} \sum_{i,\alpha,a} \left(S_i^\dagger g_\alpha t_{\alpha a} \bar{\lambda}_{\alpha a} \frac{1-\gamma_5}{2} \psi_i + h.c. \right) \\ & - \frac{1}{2} \sum_{\alpha,a} \left[\sum_i S_i^\dagger g_\alpha t_{\alpha a} S_i + \xi_{\alpha a} \right]^2 - \sum_{i,j} \left| \frac{\partial \hat{f}}{\partial \hat{S}_i} \right|_{\hat{S}=S}^2 \\ & - \frac{1}{2} \sum_i \bar{\psi}_i \left[\left(\frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial \hat{S}_i \partial \hat{S}_j} \right)_{\hat{S}=S} \frac{1-\gamma_5}{2} + \left(\frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial \hat{S}_i \partial \hat{S}_j} \right)_{\hat{S}=S}^\dagger \frac{1+\gamma_5}{2} \right] \psi_j. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Podemos ver que os termos da primeira linha da Lagrangiana Mestra são os termos cinéticos de todas as partículas, sejam elas padrão ou supersimétricas, e as derivadas covariantes são escritas de acordo com a transformação de gauge de cada campo. Já na segunda linha temos uma interação que é típica de SUSY, que é a dos gauginos com os escalares e férmions de um supercampo, regida exclusivamente pelo acoplamento de gauge dos grupos pelos quais as partículas S e ψ se transformam. Na terceira linha temos as contribuições ao potencial escalar que também tem uma assinatura bastante específica de SUSY, que são acoplamentos de gauge em interações quárticas entre escalares. A quarta e última linha carrega a interação entre escalares e férmions vindos da definição do superpotencial, é desse termo que surgem as interações de Yukawa e consequentemente a massa dos férmions após a quebra espontânea da simetria de gauge.

Com essa receita, basta definir quais são as partículas que compõem a teoria, os grupos de gauge pelas quais elas se transformam e construir um superpotencial que gere todas as interações permitidas pelas simetrias impostas. A partir daí a Lagrangiana Mestra nos dá todas as interações possíveis entre partículas padrão e supersimétricas.

Contudo, como discutimos anteriormente, a Supersimetria não pode ser uma simetria exata da natureza, pois de outra forma teríamos partículas com a mesma massa de elétrons, quarks, bósons de gauge mas com spins diferentes, o que de fato não ocorre na natureza.

Vários estudos foram realizados para determinar qual deve ser o mecanismo de quebra da supersimetria e nenhum deles obteve uma resposta definitiva, porém o consenso é de que qualquer que seja ele, os termos de quebra explícita a seguir devem ser gerados para garantir que SUSY seja de fato quebrada,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{soft} = & \sum_i S_i + \sum_{i,j} B_{ij} \mu_{ij} S_i S_j + \sum_{i,j,k} A_{ijk} f_{ijk} S_i S_j S_k + h.c. \\ & - \sum_i S_i^\dagger m_{ij}^2 S_j - \frac{1}{2} \sum_{\alpha,a} M_\alpha \bar{\lambda}_{\alpha a} \lambda_{\alpha a} - \frac{i}{2} \sum_{\alpha,a} M'_\alpha \bar{\lambda}_{\alpha a} \gamma_5 \lambda_{\alpha a}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Estes termos devem ser invariantes pelas simetrias de gauge da teoria, além disso eles não podem introduzir de volta divergências quadráticas pois arruinaria um dos propósitos da introdução da supersimetria, por isso os chamamos de termos de quebra soft de SUSY. Podemos ver que a quebra soft introduz novos termos de massa para as partículas supersimétricas, o que cumpre o propósito de diferenciar a massa das partículas padrão dessas que se encontram nessa porção da Lagrangiana.

Assim está definida a base de qualquer teoria supersimétrica, vamos então aplicá-la ao Modelo Padrão.

3.3 O Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo

Ao permitirmos que a supersimetria faça parte das simetrias que regem o nosso universo, o Modelo Padrão das Partículas Elementares sofre uma alteração profunda com a introdução novas partículas e interações. Como vimos nas Tabelas 2,3 e 4, cada partícula padrão terá sua correspondente supersimétrica, dobrando os graus de liberdade.

Podemos então construir o chamado Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MSSM)[28], que é o modelo mais simples em física de partículas quando se introduz SUSY. Na seção anterior mostramos de que maneira se constrói um modelo supersimétrico, e como já sabemos quais partículas e quais as simetrias de gauge do nosso modelo base, o MP, basta construir o Superpotencial da teoria.

Para introduzir todos os termos possíveis no Superpotencial que no mínimo recuperem as interações típicas do MP, precisamos que seja possível gerar todos os termos de Yukawa que já conhecemos. No entanto, no MP fazemos isso como na Eq.(2.31), onde as partículas do tipo up, cujo termo de Yukawa lhes confere massa após a quebra espontânea

da simetria, interagem com o campo escalar $\tilde{\phi}$. Um termo equivalente envolvendo supercampos que comporia o Superpotencial seria $\hat{Q}\hat{H}^\dagger\hat{U}^c$, no entanto $\hat{H}^\dagger$ é um supercampo quiral de mão-direita e contradiz a definição do Superpotencial. Mais ainda, não podemos ter um termo do tipo $\hat{H}^\dagger\hat{H}$ no Superpotencial pelo mesmo motivo, e portanto nenhum termo que pudesse gerar a massa dos escalares.

Para solucionar esse problema, recorremos à introdução de um novo dubleto de escalares que se transforma como um anti-dubleto($\mathbf{2}^*$) por $SU(2)_L$ e de hipercarga contrária a $\hat{H}$. Ao introduzir esse novo supercampo, renomearemos $\hat{H}$ para $\hat{H}_u = \begin{pmatrix} \hat{h}_u^+ \\ \hat{h}_u^0 \end{pmatrix}$ e o novo dubleto nomearemos como

$$\hat{H}_d = \begin{pmatrix} \hat{h}_d^- \\ \hat{h}_d^0 \end{pmatrix}. \quad (3.17)$$

Como vimos no capítulo anterior, o MSSM terá as mesmas características de um 2HDM no que compete ao potencial escalar e algumas interações entre escalares e férmions.

Com esse novo supercampo, podemos escrever o Superpotencial garantindo que todas as interações do MP estarão contidas nele. E além de resolvermos esse problema, a introdução deste segundo supercampo de escalares também resolve o problema das anomalias[29], já que as anomalias devido aos novos férmions, introduzidos no modelo devido a $\hat{H}_u$, não seriam canceladas a menos que outros férmions com hipercarga contrária fossem introduzidos.

O Superpotencial do MSSM pode ser escrito então como,

$$\hat{f} = \mu \hat{H}_u^\eta \hat{H}_{d\eta} + \sum_{i,j=1}^3 \left[y_{u_{ij}} \epsilon_{\eta\sigma} \hat{Q}_i^\eta \hat{H}_u^\sigma \hat{U}_j^c + y_{d_{ij}} \hat{Q}_i^\eta \hat{H}_{d\eta} \hat{D}_j^c + y_{e_{ij}} \hat{L}_i^\eta \hat{H}_{d\eta} \hat{E}_j^c \right], \quad (3.18)$$

onde as letras gregas indicam a componente do multiplete cuja soma está implícita, sendo $\epsilon_{\eta\sigma}$ o tensor de Levi-Civita, y são constantes adimensionais e μ é uma constante com dimensão de massa.

Nota-se que existem outras combinações de supercampos que também são invariantes de gauge e que não foram adicionados no Superpotencial acima. Um produto de supercampos que satisfariam as condições necessária é $\hat{U}^c \hat{D}^c \hat{D}^c$, bem como o produto $\epsilon_{\eta\sigma} \hat{L}^\eta \hat{Q}^\sigma \hat{D}^c$. Ambos os termos são possíveis porém eles violam o número bariônico e leptônico, respectivamente. Além desses termos, outros são possíveis e isso coloca em risco a validade do modelo pois permite o decaimento do próton[30], que possui vínculos fortíssimos.

No entanto, a supersimetria permite a existência de uma simetria global que impede

que tais termos surjam, chama de Paridade de Matéria. Todo supercampo possui uma carga devido a essa simetria que é dada por,

$$M_p = (-1)^{3(B-L)}, \quad (3.19)$$

onde B é o número bariônico e L o número leptônico. Cada supercampo possui sua paridade de matéria e o produto de supercampos no Superpotencial precisa ser invariante por essa nova simetria. Cada campo que faz parte do supercampo carrega uma carga chamada Paridade R , que é consequência da Paridade de Matéria,

$$R_p = (-1)^{3(B-L)+2S}, \quad (3.20)$$

onde S é o spin da partícula que compõe o supercampo. Logo, a paridade R se mantém após obtermos a Lagrangiana e, portanto, todos os termos deverão ser invariantes por essa paridade.

Se analisarmos os termos do Superpotencial na Eq.(6.4), veremos que todos são invariantes pela paridade de matéria. Como todo supercampo que representa um férmion padrão carrega $M_p = -1$ e os supercampos que representam os escalares padrão têm $M_p = 1$, qualquer produto entre um número par de supercampos com $M_p = -1$ e um número qualquer de supercampos com $M_p = 1$, será invariante pela paridade de matéria. O mesmo serve para a Lagrangiana, qualquer termo só será invariante pela paridade R se houver um número par de partículas com $R_p = -1$. Assim, os termos propostos que violariam o número bariônico e leptônico não podem mais existir.

Essa característica de supersimetria com paridade R é importante pois, se analisarmos todos os supercampos, veremos que todas as partículas que são inerentes ao MP mais o novo escalar H_d terão $R_p = 1$, e todas as partículas novas introduzidas devido a SUSY terão $R_p = -1$. Isso implica que todos os termos de interação da Lagrangiana, que envolvem partículas supersimétricas, devem ter duas delas para ser invariante pela paridade R . Esse tipo de paridade é justamente o que permite a existência de um candidato a matéria escura, e para o MSSM será justamente a partícula supersimétrica mais leve, já que ela não poderá decair unicamente em partículas do MP(pela paridade R) e em mais nenhuma partícula supersimétrica(por não haver partícula supersimétrica mais leve que ela).

Com o Superpotencial definido, precisamos construir a Lagrangiana de Quebra Soft da supersimetria. Usando a formulação da Eq.(3.16), todos os termos possíveis que são invariantes de gauge são,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{soft} = & - \left[\tilde{Q}_{L_i}^\dagger m_{\tilde{Q}_{ij}}^2 \tilde{Q}_{L_j} + \tilde{u}_{R_i}^\dagger m_{\tilde{U}_{ij}}^2 \tilde{u}_{R_j} + \tilde{d}_{R_i}^\dagger m_{\tilde{D}_{ij}}^2 \tilde{d}_{R_j} \right. \\
& + \tilde{L}_{L_i}^\dagger m_{\tilde{L}_{ij}}^2 \tilde{L}_{L_j} + \tilde{e}_{R_i}^\dagger m_{\tilde{E}_{ij}}^2 \tilde{e}_{R_j} + m_{H_u}^2 |H_u|^2 + m_{H_d}^2 |H_d|^2 \left. \right] \\
& - \frac{1}{2} \left[M_1 \tilde{B} \tilde{B} + M_2 \tilde{W}_a \tilde{W}_a + M_3 \tilde{g}_b \tilde{g}_b \right] \\
& + \left[(A_u y_u)_{ij} \epsilon_{\eta\sigma} \tilde{Q}_i^\eta H_u^\sigma \tilde{u}_{R_j}^\dagger + (A_d y_d)_{ij} \tilde{Q}_i^\eta H_{d\eta} \tilde{d}_{R_j}^\dagger + (A_e y_e)_{ij} \tilde{L}_i^\eta H_{d\eta} \tilde{e}_{R_j}^\dagger + h.c. \right] \\
& + [B\mu H_u^a H_{da} + h.c.], \tag{3.21}
\end{aligned}$$

todos os índices repetidos implicam soma e fontes de violação de CP foram removidas da forma mais geral da Lagrangeana de quebra soft.

Agora temos a Lagrangiana completa da teoria e podemos extrair todas as informações que ela nos fornece. Como o propósito do trabalho é explorar o bóson de Higgs, vamos começar obtendo as condições para a quebra espontânea da simetria de gauge e as massas dos escalares.

Vamos obter o potencial escalar a partir da Lagrangiana separando todos os termos que envolvam apenas escalares, sejam eles de origem padrão ou supersimétrica.

A Lagrangiana mestra, Eq.(3.15), juntamente com a definição do Superpotencial do MSSM, Eq.(6.4), e a Lagrangiana de quebra soft, Eq.(3.21), nos fornecem os seguintes termos que contêm apenas produtos de escalares,

$$V_M = \frac{1}{2} \sum_{\alpha,a} \left[\sum_i S_i^\dagger g_\alpha t_{\alpha a} S_i + \xi_{\alpha a} \right]^2 + \sum_{i,j} \left| \frac{\partial \hat{f}}{\partial \hat{S}_i} \right|_{\hat{S}=S}^2, \tag{3.22}$$

$$\begin{aligned}
V_S = & \tilde{Q}_{L_i}^\dagger m_{\tilde{Q}_{ij}}^2 \tilde{Q}_{L_j} + \tilde{u}_{R_i}^\dagger m_{\tilde{U}_{ij}}^2 \tilde{u}_{R_j} + \tilde{d}_{R_i}^\dagger m_{\tilde{D}_{ij}}^2 \tilde{d}_{R_j} \\
& \tilde{L}_{L_i}^\dagger m_{\tilde{L}_{ij}}^2 \tilde{L}_{L_j} + \tilde{e}_{R_i}^\dagger m_{\tilde{E}_{ij}}^2 \tilde{e}_{R_j} \\
& + m_{H_u}^2 |H_u|^2 + m_{H_d}^2 |H_d|^2 - B\mu [H_u^a H_{da} + h.c.], \tag{3.23}
\end{aligned}$$

de tal forma que o potencial escalar é a soma das duas contribuições.

Como trataremos da quebra espontânea da simetria de gauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ para $SU(3)_C \otimes U(1)_{QED}$, vamos utilizar a parte do potencial escalar que envolve estritamente os bósons H_u e H_d , pois eles são os únicos que irão desenvolver v.e.v. diferente de zero.

Logo, o potencial escalar dos Higgs pode ser escrito como,

$$\begin{aligned}
V_{Higgs} = & \mu^2 [|H_d|^2 + |H_u|^2] + \frac{g^2}{8} [|H_u|^2 - |H_d|^2]^2 + \frac{g^2}{8} [H_u^\dagger \tau_a H_u - H_d^\dagger \tau_a^* H_d]^2 \\
& + m_{H_u}^2 |H_u|^2 + m_{H_d}^2 |H_d|^2 - B\mu [H_u^a H_{da} + h.c.], \tag{3.24}
\end{aligned}$$

onde τ_a são as matrizes de Pauli. Utilizando a relação $\tau_{ij} \cdot \tau_{mn} = \tau_{ij}^* \cdot \tau_{mn}^* = 2\delta_{in}\delta_{jm} - \delta_{ij}\delta_{mn}$, e o fato de que $\tau_{ij} \cdot \tau_{mn}^* = \tau_{ij}^* \cdot \tau_{mn} = 2\delta_{im}\delta_{jn} - \delta_{ij}\delta_{mn}$, obtemos,

$$V_{Higgs} = (\mu^2 + m_{H_d}^2) |H_d|^2 + (\mu^2 + m_{H_u}^2) |H_u|^2 + \frac{g^2 + g'^2}{8} (|H_u|^4 + |H_d|^4) + \frac{g^2 - g'^2}{4} |H_u|^2 |H_d|^2 - \frac{g^2}{2} |H_{di} H_u^i|^2 - B\mu (H_u^a H_{da} + h.c.). \quad (3.25)$$

Podemos ver claramente agora uma das consequências da supersimetria, que são os acoplamentos de gauge regendo os termos quárticos dos escalares.

Vamos permitir que as componentes neutras dos escalares desenvolvam valor esperado do vácuo não-nulos, de tal forma que,

$$\langle H_u \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_u \end{pmatrix}, \quad \langle H_d \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_d \end{pmatrix}. \quad (3.26)$$

Assim, para o cálculo do mínimo do potencial, importam apenas termos de V_{Higgs} que contenham apenas as componentes neutras h_u^0 e h_d^0 . O potencial relevante para a quebra espontânea de simetria é, então,

$$V_{Higgs} \supset (\mu^2 + m_{H_d}^2) |h_d^0|^2 + (\mu^2 + m_{H_u}^2) |h_u^0|^2 + \frac{g^2 + g'^2}{8} (|h_u^0|^4 + |h_d^0|^4) + \frac{g^2 - g'^2}{4} |h_u^0|^2 |h_d^0|^2 - \frac{g^2}{2} |h_d^0 h_u^0|^2 - B\mu (h_d^0 h_u^0 + h.c.). \quad (3.27)$$

Ao calcularmos o valor esperado no vácuo desse potencial podemos também calcular as condições para que esse ponto seja um mínimo de V_{Higgs} . Para isso, basta que $\langle \frac{\partial V_{Higgs}}{\partial h_u^0} \rangle_0 = 0$ e $\langle \frac{\partial V_{Higgs}}{\partial h_d^0} \rangle_0 = 0$, lembrando que $\langle h_u^0 \rangle_0 = \frac{v_u}{\sqrt{2}}$ e $\langle h_d^0 \rangle_0 = \frac{v_d}{\sqrt{2}}$.

Logo, as condições de minimização do potencial escalar para o v.e.v. escolhido são,

$$\left\langle \frac{\partial V_{Higgs}}{\partial h_u^0} \right\rangle_0 = \mu^2 + m_{H_u}^2 + \frac{g^2 + g'^2}{8} (v_u^2 - v_d^2) - B\mu \frac{v_d^2}{v_u^2} = 0, \quad (3.28)$$

$$\left\langle \frac{\partial V_{Higgs}}{\partial h_d^0} \right\rangle_0 = \mu^2 + m_{H_d}^2 - \frac{g^2 + g'^2}{8} (v_u^2 - v_d^2) - B\mu \frac{v_u^2}{v_d^2} = 0. \quad (3.29)$$

Podemos solucionar essas duas equações em termos de $B\mu$ e μ para explicitar uma condição de minimização do potencial. Para isso basta subtrair uma das equações acima pela outra para obter $B\mu$ e somá-las para obter μ . Vamos relembrar do capítulo anterior a

definição da $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$, que para o caso específico do MSSM lê-se $\tan \beta = \frac{v_u}{v_d}$, utilizando-a daqui pra frente. Assim, solucionando as condições de mínimo acima, obtemos,

$$B\mu = \frac{m_{H_d}^2 + m_{H_u}^2 + 2\mu^2}{2} \sin 2\beta, \quad (3.30)$$

$$\mu^2 = \frac{m_{H_d}^2 - m_{H_u}^2 \tan^2 \beta}{(\tan^2 \beta - 1)} - \frac{M_Z^2}{2}, \quad (3.31)$$

onde utilizamos o fato de que $M_Z^2 = \frac{g^2 + g'^2}{4} (v_u^2 + v_d^2)$ para um modelo tipo 2HDM, e como podemos ver, os parâmetros de quebra soft $(\mu, m_{H_d}^2, m_{H_u}^2)$ devem ser combinados para fornecer a massa do bóson Z, o que os impedem de ser muito maiores do que a escala de TeV se não quisermos ter que depender de cancelamentos muito drásticos entre esses parâmetros.

Com a quebra espontânea da simetria de gauge e os vínculos que definem o mínimo do potencial, podemos calcular as massas que os bósons de Higgs irão adquirir. Para isso basta que reescrevamos os escalares tal que seu valor esperado no vácuo seja o mostrado na Eq.(3.26) e que juntemos todos os bilineares (termos de massa) de cada campo escalar para poder encontrar as matrizes de massa.

Os escalres H_u e H_d serão escritos da seguinte forma,

$$H_u = \begin{pmatrix} h_u^+ \\ \frac{v_u + \sigma_u + i\eta_u}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad H_d = \begin{pmatrix} h_d^- \\ \frac{v_d + \sigma_d + i\eta_d}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (3.32)$$

onde σ_i e η_i são as componentes reais CP-par e CP-ímpar do escalar complexo neutro h_i^0 , respectivamente.

Utilizando essas definições na Eq.(3.25), o termo de massa dos escalares carregados pode ser escrito da seguinte forma,

$$\mathcal{L} \supset \begin{pmatrix} h_u^{+*} & h_d^- \end{pmatrix} M_{h^\pm}^2 \begin{pmatrix} h_u^+ \\ h_d^{-*} \end{pmatrix}, \quad (3.33)$$

com $M_{h^\pm}^2$ sendo,

$$M_{h^\pm}^2 = \begin{pmatrix} B\mu \cot \beta + \frac{g^2}{4} v_d^2 & -B\mu - \frac{g^2}{4} v_u v_d \\ -B\mu - \frac{g^2}{4} v_u v_d & B\mu \tan \beta + \frac{g^2}{4} v_u^2 \end{pmatrix}. \quad (3.34)$$

Para obter a matriz de massa acima utilizamos as Eqs.(3.28-3.29) para eliminar $\mu + m_{H_u}^2$ e $\mu + m_{H_d}^2$ do potencial escalar. Fizemos essa escolha pois a Eq.(3.34) assume o mesmo formato da Eq.(2.7) se fatorarmos o termo $(B\mu + \frac{g^2}{4} v_u v_d)$, o que nos leva a

concluir que um dos auto-estados dessa matriz de massa é um Goldstone(escalar de massa nula que contribui para a massa dos bósons de gauge) e outro massivo cuja massa é,

$$m_{H^\pm}^2 = B\mu (\cot \beta + \tan \beta) + M_W^2, \quad (3.35)$$

onde $M_W^2 = \frac{g^2}{4} (v_u^2 + v_d^2)$ é a massa do bóson de gauge $W^\pm$.

O mesmo podemos fazer para as componentes neutras dos escalares. Os termos de massa dos escalares CP-ímpar podem ser escritos da seguinte forma,

$$\mathcal{L} \supset \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \eta_u & \eta_d \end{pmatrix} M_A^2 \begin{pmatrix} \eta_u \\ \eta_d \end{pmatrix}, \quad (3.36)$$

onde,

$$M_A^2 = \begin{pmatrix} B\mu \cot \beta & -B\mu \\ -B\mu & B\mu \tan \beta \end{pmatrix}. \quad (3.37)$$

Os auto-estados dessa matriz de massa também são semelhantes ao do 2HDM, sendo um deles um Goldstone e o outro massivo, que chamaremos de A , com massa,

$$m_A^2 = B\mu (\cot \beta + \tan \beta). \quad (3.38)$$

Como podemos ver, a massa quadrada do escalar carregado $H^\pm$ difere da massa quadrada de A apenas pelo quadrado da massa do bóson W , ou seja, $m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + M_W^2$.

Por fim podemos obter os termos de massa do bóson neutro CP-par, que serão,

$$\mathcal{L} \supset \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_u & \sigma_d \end{pmatrix} M_{hH}^2 \begin{pmatrix} \sigma_u \\ \sigma_d \end{pmatrix}, \quad (3.39)$$

onde,

$$M_{hH}^2 = \begin{pmatrix} m_A^2 \cos^2 \beta + M_Z^2 \sin^2 \beta & -(m_A^2 + M_Z^2) \sin \beta \cos \beta \\ -(m_A^2 + M_Z^2) \sin \beta \cos \beta & m_A^2 \sin^2 \beta + M_Z^2 \cos^2 \beta \end{pmatrix}. \quad (3.40)$$

De acordo com a Eq.(2.20), chegamos a conclusão de que os auto-valores da matriz acima correspondem a dois estados massivos,

$$m_H^2 = \frac{m_A^2 + M_Z^2 + \sqrt{(m_A^2 + M_Z^2)^2 - 4m_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta}}{2}, \quad (3.41)$$

$$m_h^2 = \frac{m_A^2 + M_Z^2 - \sqrt{(m_A^2 + M_Z^2)^2 - 4m_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta}}{2}. \quad (3.42)$$

Uma propriedade dos auto-valores nos diz que o valor esperado de uma matriz, para qualquer vetor unitário $(\cos \theta \sin \theta)^T$, estará sempre entre os valores dos auto-valores, ou seja, para a matriz de massa dos CP-pares,

$$m_h^2 \leq \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \end{pmatrix} M_{h,H}^2 \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} \leq m_H^2, \quad (3.43)$$

e se essa relação vale para qualquer valor de θ , podemos escolher $\theta = \frac{\pi}{2} - \beta$ para chegarmos à seguinte conclusão,

$$m_h \leq M_Z |\cos 2\beta|. \quad (3.44)$$

Esse resultado é mais uma consequência dos acoplamentos de gauge definirem as interações quárticas entre os escalares, pois são desses termos que surge a dependência das massas dos bósons de gauge nas massas dos escalares. Como podemos ver, essa característica da supersimetria impede que a nível de árvore a massa do escalar mais leve, comumente escolhido como o bóson de Higgs do MSSM, seja maior que a massa do bóson Z. Se não houvessem correções radiativas, o MSSM estaria completamente descartado pelos experimentos de altas energias, já que a massa do bóson de Higgs é conhecida e vale 125 GeV, enquanto a massa do bóson Z vale 91 GeV. Contudo, as correções radiativas existem e são capazes de elevar o valor da massa do Higgs para a região delimitada pelos experimentos, colocando vínculos importantes sob as massas das partículas envolvidas.

3.4 Fenomenologia do Higgs no MSSM

Agora que temos algumas informações de como os escalares se comportam no MSSM, podemos analisar mais a fundo a questão do alinhamento sem desacoplamento nesse modelo.

Para isso vamos reescrever os dubletos de escalar como fizemos nas Eq.(2.42)-(2.43), onde definiremos

$$H_1 = H_u \sin \beta + H_d \cos \beta, \quad (3.45)$$

$$H_2 = H_u \cos \beta - H_d \sin \beta, \quad (3.46)$$

sendo H_1 o escalar cujo valor esperado no vácuo é $\frac{v}{\sqrt{2}}$, ou seja, H_1 é equivalente ao H_{MP} . Com essa transformação, a matriz de massa dos escalares neutros CP-par passa a ser,

$$M_{H_{MP}}^2 = \begin{pmatrix} M_Z^2 \cos^2 2\beta & -M_Z^2 \sin 2\beta \cos 2\beta \\ -M_Z^2 \sin 2\beta \cos 2\beta & m_A^2 + M_Z^2 \sin^2 2\beta \end{pmatrix}. \quad (3.47)$$

E podemos definir o ângulo α de forma semelhante ao que foi feito nas Eq.(2.18)-(2.19)³,

$$H = \sigma_u \sin \alpha + \sigma_d \cos \alpha, \quad (3.48)$$

$$h = \sigma_u \cos \alpha - \sigma_d \sin \alpha, \quad (3.49)$$

de tal modo que os auto-estados, H e h , podem ser escritos na base H_1 e H_2 ⁴, da seguinte forma,

$$H = H_1 \cos(\beta - \alpha) - H_2 \sin(\beta - \alpha), \quad (3.50)$$

$$h = H_1 \sin(\beta - \alpha) + H_2 \cos(\beta - \alpha), \quad (3.51)$$

onde $\cos(\beta - \alpha)$ e $\sin(\beta - \alpha)$ podem ser escritos como na Eq.(2.21) substituindo $\alpha \rightarrow \beta - \alpha$ e $M_H^2 \rightarrow M_{H_{MP}}^2$. Desta forma, $\cos(\beta - \alpha)$ fica,

$$\cos(\beta - \alpha) = \frac{|M_{H_{MP12}}^2|}{\sqrt{(m_H^2 - m_h^2)(m_H^2 - M_{H_{MP11}}^2)}} = \frac{M_Z^2 \sin 2\beta \cos 2\beta}{\sqrt{(m_H^2 - m_h^2)(m_H^2 - M_Z^2 \cos^2 2\beta)}}, \quad (3.52)$$

onde utilizamos as Eq.(2.22) e (3.47) para chegar a essa expressão.

Como vimos no capítulo anterior, o alinhamento sem desacoplamento ocorre quando $\cos(\beta - \alpha) \rightarrow 0$, e pela relação entre h e H_1 dada pela Eq.(3.51) podemos ver que essa também é a condição para que o escalar mais leve seja composto somente por H_{MP} . Contudo, existem outras características do bóson de Higgs que precisam ser satisfeitas para que possamos de fato concluir que h é o Higgs padrão. Vamos analisar a massa dos férmions para mostrar que a condição sobre $\cos(\beta - \alpha)$ não é suficiente para afirmar que o alinhamento sem desacoplamento ocorre.

³ Este ângulo é usado para parametrizar a matriz que diagonaliza M_{hH}^2

⁴ Iremos utilizar novamente a nomenclatura H_1 como sua componente CP-par

Para obter a massa dos férmions, focando nos quarks top e bottom já que a estrutura da massa dos léptons se assemelha à dos quarks tipo down, é preciso recorrer à lagrangeana mestra e ao termo no Superpotencial que fornecerá as massas dos quarks.

Da Eq.(6.4), destacamos os seguintes termos que gerarão as massas dos quarks,

$$\hat{f} \supset y_t \epsilon_{\eta\sigma} \hat{Q}_3^\eta \hat{H}_u^\sigma \hat{U}_3^c + y_b \hat{Q}_3^\eta \hat{H}_{d\eta} \hat{D}_3^c, \quad (3.53)$$

onde tomamos $y_{u_{ij}}, y_{d_{ij}}$ como matrizes diagonais. Utilizando a última linha da Eq.(3.15) a Lagrangiana de Yukawa dessas partículas será,

$$\mathcal{L} \supset -y_t \bar{t}_R h_u^0 t_L - y_b \bar{b}_R h_d^0 b_L + h.c., \quad (3.54)$$

e após a quebra espontânea de simetria teremos,

$$m_t = \frac{y_t v}{\sqrt{2}} \sin \beta, \quad m_b = \frac{y_b v}{\sqrt{2}} \cos \beta. \quad (3.55)$$

onde $\sin \beta = \frac{v_u}{v}$ e $\cos \beta = \frac{v_d}{v}$. E utilizando a expressão acima, podemos escrever os acoplamentos de Yukawa, y_t e y_b , em termos dos outros parâmetros e também podemos utilizar a definição da Eq.(3.49) para explicitar somente os acoplamentos hqq ,

$$\mathcal{L}_{hqq} = -\frac{m_t \cos \alpha}{v \sin \beta} \bar{t}_R h t_L - \frac{m_b}{v} \left(-\frac{\sin \alpha}{\cos \beta} \right) \bar{b}_R h b_L + h.c.. \quad (3.56)$$

Podemos comparar o acoplamento htt e hbb que o MSSM nos fornece com o acoplamento desses mesmos campos fornecidos pelo MP. Para isso, vamos antes escrever as seguintes igualdades,

$$\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} = \sin(\beta - \alpha) - \cos(\beta - \alpha) \tan^{-1} \beta \quad (3.57)$$

$$-\frac{\sin \alpha}{\cos \beta} = \sin(\beta - \alpha) + \cos(\beta - \alpha) \tan \beta. \quad (3.58)$$

Assim, as razões dos acoplamentos fornecidos pelo MSSM em relação aos do MP, são

$$\frac{g_{htt}}{g_{H_{MP}tt}} = \sin(\beta - \alpha) - \cos(\beta - \alpha) \tan^{-1} \beta, \quad (3.59)$$

$$\frac{g_{hbb}}{g_{H_{MP}bb}} = \sin(\beta - \alpha) + \cos(\beta - \alpha) \tan \beta. \quad (3.60)$$

Como dito anteriormente, não basta somente que $\cos(\beta - \alpha) \rightarrow 0$ para que h tenha as mesmas características do H_{MP} , ao analisarmos o acoplamento hbb vemos que o produto

$\cos(\beta - \alpha) \tan \beta$ deve ser nulo, pois g_{hbb} é maior quanto maior for $\tan \beta$ e se $\tan \beta$ for muito grande irá compensar a condição $\cos(\beta - \alpha) \ll 1$. Logo, é necessário explorar a condição $\cos(\beta - \alpha) \tan \beta \ll 1$ para garantirmos que o alinhamento sem desacoplamento ocorra.

Contudo, se olharmos para a expressão da Eq.(3.52) já podemos descartar a possibilidade de $\cos(\beta - \alpha) \rightarrow 0$ ou $\cos(\beta - \alpha) \tan \beta \rightarrow 0$, já que nenhum dos termos no numerador será nulo ou próximo de ser nulo.

Se a nível de árvore é impossível chegar numa condição para o alinhamento sem desacoplamento, teremos que recorrer à correção de 1-loop desses parâmetros. Como a contribuição mais relevante a eles é devido ao quark top e ao squark top(stop), iremos utilizar somente essas contribuições.

A interação entre os escalares e os quarks top já foram obtidas na Eq.(3.56). Do Superpotencial, juntamente com os termos de quebra soft de SUSY, podemos obter todos os termos de interação relevantes entre $H_u, H_d, \tilde{t}_L$ e $\tilde{t}_R^\dagger$. Desprezando as contribuições dos termos proporcionais aos acoplamentos de gauge, pois serão suprimidos em comparação aos outros, a Lagrangiana de interação entre os stops e os escalares já na base H_1, H_2 será,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{H\tilde{t}\tilde{t}} = & \left(\frac{\sqrt{2}m_t}{v} X_t H_1 \tilde{t}_L \tilde{t}_R^\dagger + \frac{\sqrt{2}m_t}{v \tan \beta} Y_t H_2 \tilde{t}_L \tilde{t}_R^\dagger + h.c. \right) \\ & - \frac{2m_t^2}{v} \left(H_1^2 + \frac{H_2^2}{\tan^2 \beta} + 2 \frac{H_1 H_2}{\tan \beta} \right) (\tilde{t}_L \tilde{t}_L^\dagger + \tilde{t}_R \tilde{t}_R^\dagger). \end{aligned} \quad (3.61)$$

Na equação acima usamos a definição,

$$X_t = A_t - \frac{\mu}{\tan \beta}, \quad Y_t = A_t + \mu \tan \beta, \quad (3.62)$$

que são conhecidos como os termos de mistura entre $\tilde{t}_L$ e $\tilde{t}_R$ no cálculo da massa dos stops, quando $H_1 \rightarrow \frac{v+H_{MP}}{\sqrt{2}}$.

A matriz de massa da Eq.(3.47) receberá correções radiativas devido aos termos das Eqs.(3.56) e (3.61)⁵, cujos diagramas são equivalentes aos da Fig.(3.1) com $f = t$ e $\phi = \tilde{t}_L, \tilde{t}_R$. As componentes da matriz M_{HMP}^2 em 1-loop ficarão,

$$M_{HMP11}^2 = M_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3m_t^4}{2\pi^2 v^2} \left(\log \left(\frac{M_S^2}{m_t^2} \right) + \frac{X_t^2}{M_S^2} \left(1 - \frac{X_t^2}{12M_S^2} \right) \right), \quad (3.63)$$

$$M_{HMP12}^2 = M_Z^2 \sin^2 2\beta + \frac{3m_t^4}{2\pi^2 v^2 \tan^2 \beta} \left(\log \left(\frac{M_S^2}{m_t^2} \right) + \frac{X_t Y_t}{M_S^2} \left(1 - \frac{X_t Y_t}{12M_S^2} \right) \right), \quad (3.64)$$

$$M_{HMP22}^2 = -\sin 2\beta \left[M_Z^2 \cos 2\beta - \frac{3m_t^4}{4\pi^2 v^2 \sin^2 \beta} \left(\log \left(\frac{M_S^2}{m_t^2} \right) + \frac{X_t (X_t + Y_t)}{2M_S^2} - \frac{X_t^3 Y_t}{12M_S^4} \right) \right], \quad (3.65)$$

⁵ O cálculo dessas correções são bastante conhecidos e podem ser encontrado em [31] no apêndice B, Eq.(B.4)

onde $M_S = \sqrt{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}$ é definida como a escala de energia de SUSY, sendo $m_{\tilde{t}_{1,2}}$ as massas dos auto-estados de stops. Para chegar nessas expressões, tomamos $m_h \lesssim m_A \ll M_S$, que é razoável diante da condição de alinhamento sem desacoplamento onde m_A não é muito maior do que m_h e também garante que as contribuições de 1-loop para a m_h elevem seu valor para dentro dos limites experimentais com $M_S \gg m_h$.

Comparando a Eq.(3.44) com a Eq.(3.47) podemos dizer que o limite superior para a massa do Higgs é dado pela entrada $M_{H_{MP11}}^2$, portanto, para 1-loop, o limite superior será a expressão da Eq.(3.63),

$$m_h^2 \leq M_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3m_t^4}{2\pi^2 v^2} \left(\log \left(\frac{M_S^2}{m_t^2} \right) + \frac{X_t^2}{M_S^2} \left(1 - \frac{X_t^2}{12M_S^2} \right) \right). \quad (3.66)$$

No limite em que $\tan \beta$ é grande, ou seja, $\sin \beta \approx 1$ e $\cos \beta \ll 1$ ($\cos 2\beta \approx -1$), essa expressão deixa de ser um limite superior e passa a ser a famosa expressão para a massa do bóson de Higgs corrigido pela massa do top e dos stops,

$$m_h^2 \simeq M_Z^2 + \frac{3m_t^4}{2\pi^2 v^2} \left(\log \left(\frac{M_S^2}{m_t^2} \right) + \frac{A_t^2}{M_S^2} \left(1 - \frac{A_t^2}{12M_S^2} \right) \right). \quad (3.67)$$

O alinhamento sem desacoplamento, ao analisarmos a Eq.(3.52), é possível se $|M_{H_{MP12}}^2| = 0$ e como em 1-loop seu valor é dado pela Eq.(3.65), podemos encontrar a condição sobre os parâmetros para que isso realmente seja possível. Tomando cuidado em notar que $\sin 2\beta$ não seja nulo, a condição é,

$$M_Z^2 \cos 2\beta = \frac{3m_t^4}{4\pi^2 v^2 \sin^2 \beta} \left(\log \left(\frac{M_S^2}{m_t^2} \right) + \frac{X_t(X_t + Y_t)}{2M_S^2} - \frac{X_t^3 Y_t}{12M_S^4} \right), \quad (3.68)$$

e escrevendo essa igualdade em termos da $\tan^{-1} \beta$,

$$M_Z^2 = \frac{3m_t^4}{4\pi^2 v^2 \sin^4 \beta} \frac{\left(\log \left(\frac{M_S^2}{m_t^2} \right) + \frac{X_t(X_t + Y_t)}{2M_S^2} - \frac{X_t^3 Y_t}{12M_S^4} \right)}{(\tan^{-2} \beta - 1)}, \quad (3.69)$$

onde $X_t = A_t - \mu \tan^{-1} \beta$ e $Y_t = A_t + \frac{\mu}{\tan^{-1} \beta}$. Podemos realizar uma expansão de Taylor em torno de $\tan^{-1} \beta = 0$ e manter somente os termos lineares em $\tan \beta$. Assim, a condição para que haja alinhamento sem desacoplamento⁶ é,

$$\tan \beta = \frac{M_Z^2 + \frac{3m_t^4}{4\pi^2 v^2} \left(\log \left(\frac{M_S^2}{m_t^2} \right) + \frac{2A_t^2 - \mu^2}{2M_S^2} - \frac{A_t^2(A_t^2 - 3\mu^2)}{12M_S^4} \right)}{\frac{3m_t^4 A_t \mu}{8\pi^2 v^2 M_S^2} \left(\frac{A_t^2}{6M_S^2} - 1 \right)}. \quad (3.70)$$

⁶ Como $\tan \beta \gg 1$, tomaremos $\sin^4 \beta \simeq 1$

Como estamos trabalhando no regime em que $\tan \beta \gg 1$, podemos utilizar a Eq.(3.67) para escrever a condição acima em termos de m_h^2 ,

$$\tan \beta = \frac{m_h^2 + M_Z^2 + \frac{3m_t^4 \mu^2}{4\pi^2 v^2 M_S^2} \left(\frac{A_t^2}{2M_S^2} \right)}{\frac{3m_t^4 A_t \mu}{4\pi^2 v^2 M_S^2} \left(\frac{A_t^2}{6M_S^2} - 1 \right)}. \quad (3.71)$$

Antes de analisarmos a Eq.(3.71), vamos definir o regime de mistura entre os stops que garanta que a massa do Higgs em 1-loop possa alcançar os 125 GeV. O termo fora da diagonal na matriz dos stops é proporcional a $X_t \simeq A_t$ ($\tan \beta \gg 1$), e o valor de A_t que maximiza a contribuição dos stops para a massa do Higgs, de acordo com a Eq.(3.67), deve ser $A_t = \sqrt{6}M_S$. Com essa mistura entre os stops, o valor da massa do stop mais leve pode ser reduzido, talvez para limites dentro da expectativa de medição do LHC, e ainda assim alcançarmos o valor esperado de m_h .

Se quisermos que a mistura dos stops gere a maior contribuição em 1-loop para m_h , então $A_t \sim \mathcal{O}(M_S)$, e o mesmo esperamos de μ que é um parâmetro que não pode exceder a escala de SUSY devido a Eq.(3.31). Nesse cenário, o termo envolvendo esses dois parâmetros no numerador da Eq.(3.71) terá pouca influência sobre o valor de $\tan \beta$. Já o denominador, considerando que $\tan \beta > 0$, sugere que $A_t \mu \left(\frac{A_t^2}{6M_S^2} - 1 \right) > 0$. Então, no caso em que $A_t \mu > 0$ ($A_t \mu < 0$), devemos ter A_t um pouco acima (pouco abaixo) de $\sqrt{6}M_S$ garantindo que $\tan \beta > 0$ e $\tan \beta \gg 1$ já que o denominador se aproximará de zero.

Com essas observações sobre o comportamento dos parâmetros para alcançarmos o alinhamento sem desacoplamento, um modelo de referência pode ser usado para fazer uma análise numérica e constatar se há ou não algum cenário compatível com o que foi mostrado acima.

No trabalho realizado em [32], o modelo de referência proposto tem as seguintes características:

A_t/M_S	2.45
$\tan \beta$	$\gtrsim 5, \lesssim 50$
$M_2 = 2M_1$	200 GeV
M_3	1.5TeV
$m_{\tilde{l}} = m_{\tilde{q}}$	M_S
$A_l = A_q$	M_S

Tabela 5 – Valores de referências para análise numérica retirados de [32]. M_S e μ são parâmetros livres que serão escaneados.

Estes parâmetros são escolhidos de maneira a corroborar com modelos de referência usados pelos experimentos realizados no LHC[33], e ao escolher esses parâmetros, valores

são escaneados para M_S, μ e $\tan \beta$ de tal modo a obter a massa correta do bóson de Higgs e principalmente encontrar a região em que o alinhamento sem desacoplamento ocorre.

Para determinar quais valores dos parâmetros irão satisfazer a condição que procuramos, vamos definir um observável importante em experimentos como o LHC. Com a descoberta do bóson de Higgs, algumas de suas propriedades começaram a ser determinadas e uma das mais importantes é chamada de Força do Sinal, que mede o quanto o sinal encontrado (quantidade de eventos) pelos experimentos se aproxima do esperado pelo Modelo Padrão. Matematicamente isso é definido como,

$$R_{XX} = \frac{\sigma(gg \rightarrow h) \times BR(h \rightarrow XX)}{\sigma(gg \rightarrow H_{MP}) \times BR(H_{MP} \rightarrow XX)}, \quad (3.72)$$

onde $\sigma(gg \rightarrow h)$ é a seção de choque para dois glúons produzindo um h , $BR(h \rightarrow XX)$ é a taxa de decaimento de h em duas partículas X e se essa razão se aproxima de 1 significa que a medida experimental é compatível com o Modelo Padrão.

Se a condição de alinhamento sem desacoplamento nos diz que o escalar CP-par mais leve deve ter acoplamentos e massa iguais aos do Modelo Padrão sem que as massas dos outros escalares sejam muito maiores que m_h , o observável definido acima deverá estar dentro dos limites experimentais e ser independente de m_A (e consequentemente de $m_H, m_{H^\pm}$, que devem ser da mesma ordem de grandeza que m_A).

De acordo com os resultados recentes do ATLAS e CMS (ambos experimentos dentro do LHC), a massa do bóson de Higgs deve ser 125.09 ± 0.32 GeV [34]. Já a Força de Sinal é $R_{WW} \approx 1.23 \pm 0.22$ para o ATLAS e $R_{WW} \approx 0.91 \pm 0.22$ para o CMS [35].

Com os valores experimentais em mãos, o resultado da análise feito por Carena, et.al. [32] leva a conclusão de que é possível achar uma região compatível com o alinhamento sem o desacoplamento. Na Fig.(2), podemos ver que para regiões onde $\tan \beta \approx 10$, com $\mu = 3M_S$, a curva de nível da Força de Sinal para $gg \rightarrow h \rightarrow VV^7$ se aproxima do valor 1 praticamente independente do valor de m_A , que chega até o valor mais baixo de 200 GeV. Se nos mantivermos dentro da margem de erro estabelecida pela medida de R_{WW} do CMS, a massa de m_A pode ser tão baixa quanto 300 GeV para um valor de $\tan \beta = 5$, isso é importante pois nenhum experimento conseguiu testar regiões com valor de m_A tão baixos, o que permite que o modelo proposto seja viável.

Toda a análise feita foi levando em consideração somente o MSSM a baixas energias. É possível encontrar um modelo de Grande Unificação que recupere o MSSM a baixas energias e várias propostas existem nesse âmbito. A mais conhecida delas é o modelo MSUGRA, que propõe que todos os acoplamentos da quebra soft são unificados na escala de GUT (Teorias de Grande Unificação) de acordo com a natureza dos mesmos, ou seja,

⁷ onde V pode ser o bóson Z, W ou γ

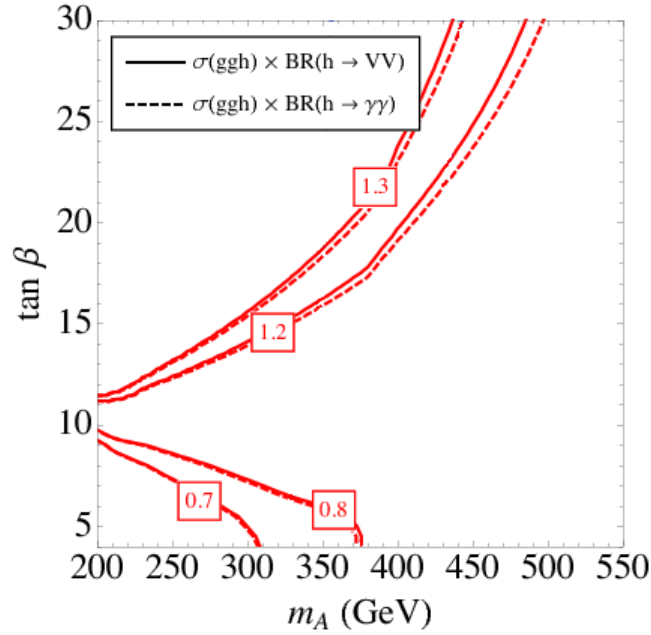


Figura 2 – [Carena, M. et.al., Phys.Rev.D91,035003] Força do Sinal R_{VV} e $R_{\gamma\gamma}$ com $\mu = 3M_S$. O valor de M_S é escolhido de maneira a garantir que $m_h = 125\text{GeV}$, e pode-se observar que na região onde $\tan\beta = 10$ o alinhamento sem desacoplamento ocorre.

todos as massas de escalares que aparecem na Lagrangiana de quebra soft tem o mesmo valor na escala de GUT, o mesmo acontece para as massas dos gauginos, $M_1 = M_2 = M_3$, e também para os acoplamentos tríplices, A_j . Após essas suposições, para obter o valor desses parâmetros a baixas energias é preciso utilizar as Equações do Grupo de Renormalização (RGE) para correr esses acoplamentos até a escala de SUSY.

No próximo capítulo iremos propor um modelo em altas energias que possa resgatar a existência do alinhamento sem desacoplamento, e essa busca é importante pois modelos na escala de GUT podem nos iluminar o caminho para encontrarmos uma teoria única das forças elementares da natureza.

4 Alinhamento sem Desacoplamento - Uma possibilidade factível?

Como dito anteriormente, modelos de Grande Unificação são interessantes pois, como o próprio nome diz, dão um caminho para uma teoria que unifique todas as forças. Em supersimetria, esses modelos unificam os termos de quebra soft de maneira a tentar explicar suas origens.

Existem várias tentativas de se obter um modelo supersimétrico de Grande Unificação[36], e para o que nos interessa, precisamos encontrar um modelo onde o alinhamento sem desacoplamento seja viável à luz dos resultados experimentais.

Vimos na Fig.(2), que a força do sinal deve ser praticamente independente da massa do escalar CP-ímpar. Se encontrarmos um modelo onde possamos utilizar essa massa como um parâmetro livre a baixas energias e então fazer uma varredura para seus vários possíveis valores, poderemos buscar uma região onde as condições do alinhamento sejam favoráveis.

Tal modelo existe e é conhecido como Modelo com Massa dos Higgs não-Universais (NUHM)[37]. Suas características se assemelham ao MSUGRA, no entanto os parâmetros de quebra soft $m_{H_u}^2$ e $m_{H_d}^2$ não são unificados com os outros. Isso garante que a baixas energias tanto μ quanto m_A^2 sejam parâmetros que dependam dos parâmetros não unificados e possam ser utilizados como parâmetros livres nesse regime..

4.1 Modelo com Massa dos Higgs Não-Universais

Modelos como o MSUGRA são caracterizados pelos vínculos sobre os parâmetros de SUSY a altas energias. O mais comum desses modelos têm a seguinte estrutura de parâmetros vinculados,

$$\begin{aligned} m_0^2 &= m_{Q_{ii}}^2, m_{D_{ii}}^2, m_{U_{ii}}^2, m_{L_{ii}}^2, m_{E_{ii}}^2, m_{H_u}^2, m_{H_d}^2, \\ m_{1/2} &= M_1, M_2, M_3, \\ A_0 &= A_{u_{ii}}, A_{d_{ii}}, A_{e_{ii}}, \end{aligned} \tag{4.1}$$

onde todos os termos fora da diagonal das matrizes acima são considerados nulos e ii representa cada termo da diagonal das mesmas. Os valores de $m_0, m_{1/2}$ e A_0 são tomados na escala de GUT, em torno de $10^{14} - 10^{16}$ GeV, e os parâmetros a baixas energias são obtidos calculando as RGE para a escala de energia de SUSY, $M_S = \sqrt{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}$.

Além desses parâmetros, $(m_0, m_{1/2}, A_0)$, ainda temos a $\tan \beta$ (definida na Eq.(6.30)) e o $\text{sign}(\mu)$ ¹ como parâmetros livres.

Essa simplificação dos parâmetros livres de um modelo de SUSY é muito importante para conectar a teoria com os experimentos, pois facilitam a análise fenomenológica. No entanto, esse modelo mais simples tem vínculos muito fortes vindos dos experimentos e deve ser alterado para se encaixar às medidas atuais.

A modificação que iremos apresentar é a que não vincula os parâmetros $m_{H_u}^2$ e $m_{H_d}^2$ a m_0 , proporcionando mais dois parâmetros livres a serem explorados. Como dito anteriormente, nesse modelo, conhecido como NUHM, o fato das massas dos Higgs não serem vinculadas levam a dois parâmetros a baixas energias que dependem somente delas. Podemos ver isso analisando as Eq.(3.31),(3.30) e (3.38), onde m_A^2 e μ podem ser escritos como,

$$m_A^2 = m_{H_d}^2 + m_{H_u}^2 + 2\mu^2, \quad (4.2)$$

$$\mu^2 = \frac{m_{H_d}^2 - m_{H_u}^2 \tan^2 \beta - \frac{1}{2}M_Z^2 (\tan^2 \beta - 1)}{\tan^2 \beta - 1}. \quad (4.3)$$

Vimos que os parâmetros não vinculados irão participar ativamente na determinação da massa do escalar CP-ímpar e do parâmetro de mistura entre H_u e H_d . Já m_0 , é responsável direto pelas massas dos sférmions, e como os stops são utilizados na contribuição de 1-loop para a massa do Higgs, m_0 tem um papel fundamental para a fenomenologia do modelo. O mesmo ocorre com A_0 , já que a mistura dos stops dependerá dele. O parâmetro $m_{1/2}$, responsável pela massa dos gauginos, precisa ser cuidadosamente escolhido pois a massa dos gluinos tem vínculos experimentais bastante significativos.

Uma vez escolhidos os valores desses parâmetros na escala de GUT, as Equações do Grupo de Renormalização em 1-loop nos dirão qual será o valor dos parâmetros na escala de energia que escolhermos, e as encontramos no Apêndice A.

Para analisarmos a viabilidade desse modelo, precisamos fazer um varredura dos parâmetros seguindo um caminho parecido com o que foi feito no capítulo anterior.

4.2 Análise do Espaço de Parâmetros

Para buscar uma região do espaço de parâmetros compatível com o alinhamento sem desacoplamento, vamos utilizar algumas ferramentas computacionais.

¹ Como a equação de vínculo que define μ contém apenas μ^2 , o sinal pode ser tanto positivo quanto negativo.

Primeiro precisamos do Software SARAH [38–40] na versão 4.1, pacote computacional do Wolfram Mathematica. Neste software podemos implementar qualquer modelo em física de partículas, adicionando todas as interações e campos necessários. Após a composição do modelo de acordo com as regras do software, é possível extrair as regras de Feynman desse modelo, as matrizes de massa, as equações de vínculo do potencial escalar e as RGEs. Ao extrair essas informações, esse software exporta-as para arquivos que outros softwares possam ler e fazer cálculos numéricos.

O modelo NUHM vem implementado pelo próprio criador do software, e fizemos uso do mesmo. Então, exportamos os arquivos para um outro software capaz de calcular numericamente todas as informações que nos são necessárias. Utilizamos a versão 3.3.8 do software SPheno[41, 42] baseado na linguagem FORTRAN, que colhe as informações dos parâmetros que escolhemos, na escala de GUT, para calcular o espectro de massa das partículas na escala eletro-frac. Além do espectro de massa, esse software calcula as taxas de decaimento das partículas supersimétricas e dos bósons de Higgs, o que é de grande valia para a nossa análise da Força do Sinal, R_{hVV} . Além desses softwares, usamos também o FeynHiggs v2.11.2[43–47], que calcula informações sobre o setor escalar, como a massa, seção de choque, taxa de decaimento e etc, usando os valores dos parâmetros na escala eletro-frac. Utilizamos o FeynHiggs para comparar com os resultados do SPheno e também pelo método de cálculo ser diferente.

Os primeiros passos para analisar o espaço de parâmetros foram tomados da forma mais geral possível, varrendo-os na região mais geral possível. Contudo, sabemos da análise do capítulo anterior que a região de interesse é um caso bastante extremo, e nossos resultados mostraram isso. Logo, restringimos nossa busca em torno de uma região que nos fornecessem as características necessárias.

Primeiro focamos em garantir que as condições de alinhamento pudessem ser alcançadas. Olhando para a Eq.(3.71), definimos valores para $A_0, m_{H_u^2}$ e $m_{H_d^2}$ de modo que se $\mu A_t > 0$, então A_t fosse um pouco maior que $\sqrt{6}M_S$ para $\tan \beta > 0$ e ainda contarmos com uma mistura entre os stops que maximizasse a contribuição para a massa do bóson de Higgs. Além disso, vimos que $\mu \approx 3M_S$ é uma condição para alcançarmos o alinhamento sem desacoplamento, então buscamos esta característica para a nossa varredura.

Quando começamos a restringir o espaço de parâmetros para alcançar as características citadas, chegamos a algumas conclusões. A primeira é de que o valor absoluto da diferença entre $m_{H_u}^2$ e $m_{H_d}^2$, ou seja, $|\Delta m_H^2| = m_{H_u}^2 - m_{H_d}^2$, tem um papel importante no valor dos observáveis que nos interessam. Quanto maior essa diferença, mais próximo do alinhamento chegamos. A segunda, contudo, foi de que $m_{H_u}^2$ e $m_{H_d}^2$ devem ser o mais negativo possível, embora se forçarmos demais essa negatividade chegamos a instabilidades no potencial escalar. Quanto menos negativo forem esses parâmetros mais distantes de $R_{hVV} = 1, R_{hbb} = 1$ ficamos.

Além da busca pelo alinhamento, a massa do bóson de Higgs deveria estar entre $[123,127]\text{GeV}$, para se aproximar do valor experimental. Para isso, escolhemos m_0 em torno de 1TeV e $\tan\beta$ em torno de 10 para que, junto com o valor de A_0 , possamos garantir uma contribuição de 1-loop suficiente. Outro ponto importante é a massa do gluíno, M_3 , que não queremos que seja grande o suficiente porém precisamos evitar os vínculos experimentais. Para isso, escolhemos $m_{1/2} = 850\text{GeV}$.

Chegamos ao seguinte conjunto de parâmetros,

$$\begin{aligned}
m_0 &= 1100\text{GeV}, \\
m_{1/2} &= 850\text{GeV}, \\
A_0 &= -5600\text{GeV}, \\
\text{sign}(\mu) &= -1, \\
9 &\leq \tan\beta \leq 12, \\
m_{H_u}^2 &= -8.85 \times 10^6\text{GeV}^2, \\
-13.5 \times 10^6\text{GeV}^2 &\leq m_{H_d}^2 \leq -12.5 \times 10^6\text{GeV}^2.
\end{aligned} \tag{4.4}$$

Fixamos o valor de $m_{H_u}^2$ pois os observáveis variavam pouco com relação a sua alteração, enquanto que ao variar $m_{H_d}^2$ as mudanças são mais evidentes. Valores de $\tan\beta$ muito abaixo de 9 também fugiam da região de alinhamento, fornecendo $R_{hbb} \ll 1$. O valor de $|A_0|$ é muito grande pois a RGE que nos fornece o valor de A_t depende diretamente de A_0 e M_3 , como vemos na Eq.(A.3), o que força A_t a ser menos negativo se $A_0 < 0$ e domina sobre o termo M_3 . Se $A_0 = -1\text{TeV}$, por exemplo, a RGE citada nos daria um A_t positivo e muito pequeno, incapaz de contribuir para a massa do Higgs. Já se A_0 for positivo a RGE tenderá a levar A_t para valores negativos em uma região também desfavorável para m_h . Além disso, como a região de interesse só é acessível para valores negativos de $m_{H_u}^2$ e $m_{H_d}^2$, μ será negativo, o que requer que A_0 seja negativo caso $A_t > \sqrt{6}M_S$, o que acontece na maior parte do espaço de parâmetros que utilizamos.

Podemos ver na Fig.3 o resultado da varredura feita usando os parâmetros escolhidos, Eq.(4.4). Como dito anteriormente, conseguiríamos identificar a região de alinhamento sem desacoplamento pela independência de R_{hWW} com relação a m_A , além de $R_{hVV}, R_{hff} \approx 1$. Assim, tomando os mesmos vínculos sobre a Força do Sinal que utilizamos no capítulo anterior, podemos identificar toda essa região com $m_A > 250\text{GeV}$ como propícia para o alinhamento. Notamos também que a região onde $\tan\beta \approx 10.5$, o alinhamento sem desacoplamento é mais próxima da exatidão, o que corrobora com a análise a baixas energias da Fig.2.

Para ilustrar a concordância dessa região com todos os pré-requisitos que definimos, vamos pegar um ponto desse espaço de parâmetros para analisar. Nesse ponto, buscamos

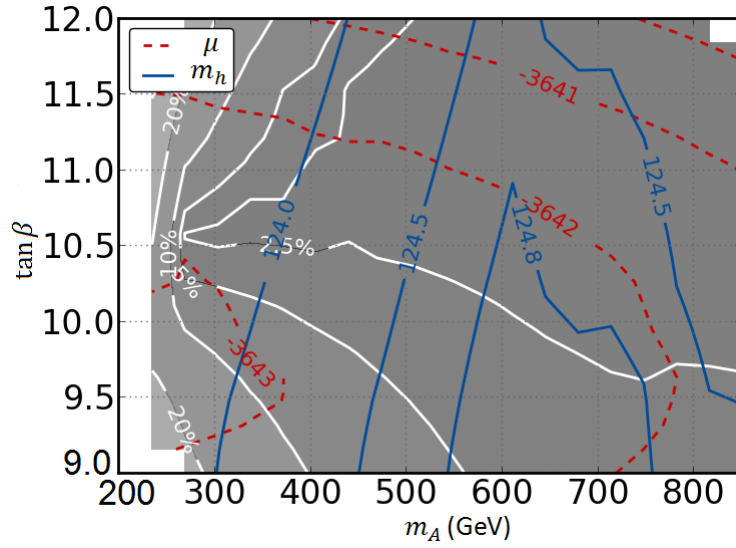


Figura 3 – Curvas de nível da Força de Sinal, R_{hWW} , com relação a $\tan \beta$ e m_A . As linhas brancas indicam quanto o valor $\sigma(gg \rightarrow h) \times BR(h \rightarrow WW)$ desvia do valor esperado pelo Modelo Padrão. As linhas azuis e vermelhas indicam qual o valor da massa do Higgs e de μ , respectivamente.

uma região com $m_A \approx 300\text{GeV}$ para explorar a ausência de desacoplamento e m_h em torno de 124GeV . A Tabela 4.2 contém os principais elementos do ponto escolhido.

A_t	-3424 GeV
$\tan \beta$	10.55
$m_{H_d}^2$	$-13 \times 10^6 \text{ GeV}^2$
m_h	123.8 GeV
m_A	302 GeV
μ	-3643 GeV
$m_{\tilde{t}_1}$	724 GeV
$m_{\tilde{t}_2}$	1490 GeV
M_S	1038 GeV
R_{hWW}	1
R_{hbb}	0.91

Tabela 6 – Ponto do espaço de parâmetros analisado.

A condição $\mu = 3M_S$ é satisfeita com boa aproximação, o mesmo podemos dizer de $|A_t| > \sqrt{6}M_S$. Portanto, os requisitos básicos para o escalar CP-par mais leve ser alinhado ao Higgs do MP estão representados por esse conjunto de parâmetros, juntamente com o valor de R_{hWW} e R_{hbb} que estão dentro dos vínculos experimentais impostos pelo LHC.

Conseguimos mostrar, portanto, que o NUHM é um modelo de GUT aceitável para que obtenhamos um espectro de massa dos escalares leve e com um deles sendo equivalente ao Higgs do Modelo Padrão.

5 Uma fundamentação simples para o Seesaw Inverso

5.1 Introdução

Embora muitos experimentos sobre oscilações de neutrinos tenham relatado que neutrinos são partículas leves que se misturam entre si de uma maneira incomum[48, 49],

$$\begin{aligned}\Delta m_{21}^2 &= (7.59 \pm 0.21) \times 10^{-5} \text{eV}^2, \\ \Delta m_{31}^2 &= (2.43 \pm 0.13) \times 10^{-3} \text{eV}^2,\end{aligned}\tag{5.1}$$

$$\begin{aligned}\sin^2(2\theta_{12}) &= 0.861_{-0.022}^{+0.026}, \quad \sin^2(2\theta_{23}) > 0.92, \\ \sin^2(2\theta_{13}) &= 0.092 \pm 0.016,\end{aligned}\tag{5.2}$$

pelo lado teórico ainda nos falta uma maneira de entender a pequenez das massas dos neutrinos e o que gera tal mistura entre eles.

Os mecanismos Seesaw[50–52] são considerados os mais elegantes na tentativa de explicar a massa dos neutrinos. Sua essência está no fato do número leptônico¹ deve ser violado explicitamente a uma escala de energia muito alta. Como resultado, os neutrinos de mão-esquerda, ν_L , adquirem massas pequenas através da fórmula $m_\nu = \frac{v_w^2}{\Lambda}$, onde v_w é a escala eletro-fraca (centenas de GeV) e Λ está associada a escala em que o número leptônico é violado. Muitos modelos utilizam Λ na escala de GUT, 10^{14} GeV, o que gera massas de neutrinos na escala de sub eV. Apesar dessa escolha ser bastante interessante do ponto de vista teórico, ela não é prática se quisermos uma indicação experimental de que tal mecanismo é viável, já que não é possível alcançar energias tão altas nem em aceleradores de partículas atuais, nem em aceleradores que estão por vir.

Uma maneira bastante diferente de utilizarmos o mecanismo seesaw é através do chamado Mecanismo Seesaw Inverso (ISS)[53, 54], onde as pequenas massas dos neutrinos surgem da escala de TeV, passível de testes experimentais através do LHC. Para que seja possível que esse mecanismo ocorra, é preciso adicionar ao conteúdo de matéria do MP três neutrinos de mão-esquerda, N_{iR} , e três férmions neutros de mão-esquerda, S_{iL} , onde $i = 1, 2, 3$.

Permitindo a existência de simetrias discretas, o ISS acontece de fato quando os

¹ simetria acidental do MP que confere um número quântico +1 para léptons e -1 para anti-léptons

termos bilineares abaixo surgem na Lagrangiana:

$$\mathcal{L} = -\bar{\nu}_L m_D N_R - \bar{S}_L M N_R - \frac{1}{2} \bar{S}_L \mu (S_L)^c + h.c., \quad (5.3)$$

onde m_D , M e μ são matrizes de massa complexas 3×3 . Esses termos podem ser rearranjados em uma matriz de massa 9×9 para os neutrinos na base $(\nu_L, (N_R)^c, S_L)$:

$$M_\nu = \begin{pmatrix} 0 & m_D^T & 0 \\ m_D & 0 & M^T \\ 0 & M & \mu \end{pmatrix}. \quad (5.4)$$

Se considerarmos uma hierarquia entre as escalas de energia das matrizes acima, onde $\mu \ll m_D \ll M$, a diagonalização de M_ν nos dará a seguinte matriz de massa para os neutrinos padrão,

$$m_\nu = m_D^T (M^T)^{-1} \mu M^{-1} m_D. \quad (5.5)$$

A escala de energia da matriz M suprime a expressão acima quadraticamente, permitindo que a massa dos neutrinos padrão sejam da ordem de sub-eV enquanto a ordem de M ainda está na escala de TeV e a ordem de μ da ordem de keV. Dessa forma, além dos três neutrinos na escala correta de massa, obteremos seis neutrinos com massas na escala de TeV e sua mistura com os neutrinos leves será suprimida pela razão $m_D M^{-1}$. Portanto, o cerne do ISS reside na escala de energia de μ , que deve ser pequena ao invés de uma massa na escala de GUT, isso faz com que os neutrinos pesados tenham massas em torno de TeV e possam ser buscados no LHC.

Contudo, o ISS não possui um habitat natural, como os seesaws canônicos na escala de GUT, onde os seis novos neutrinos possam ser parte de um conjunto maior de uma simetria. Veremos a seguir que uma extensão dos grupos de gauge do MP é capaz de abarcar estes novos neutrinos, sendo assim um ambiente natural para que o ISS ocorra.

5.2 ISS e o Modelo 3-3-1 com Neutrino de Mão-Direita

O Modelo 3-3-1 é uma extensão do Modelo Padrão que se manifesta na escala de TeV, a escala em que o ISS ocorre. Sua característica principal é a extensão do grupo de gauge do MP para o grupo $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$ [12], que pode explicar o porquê de 3 famílias de léptons e quarks existirem além de outros problemas periféricos.

Quando alteramos o grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ para $SU(3)_L \otimes U(1)_N$, os números quânticos da Tabela 1 mudarão de acordo com o que se espera dos novos multipletos. Para abarcarmos o ISS dentro do Modelo 3-3-1, vamos utilizar a variação em que os

neutrinos de mão direita são naturalmente parte do conteúdo de matéria, conhecido como o 331RHN(3-3-1 com neutrinos de mão direita)[55].

O setor leptônico do 331RHN será da constituido de um tripleto de férmions,

$$f_a = \begin{pmatrix} \nu_{aL} \\ e_{aL} \\ (\nu_R)^c \end{pmatrix} \sim (3, -1/3), \quad (5.6)$$

onde $a = 1, 2, 3$, e os números entre os parênteses são referentes as representações de $SU(3)_L \otimes U(1)_N$. Além do tripleto, teremos os singletos,

$$e_{aR} \sim (1, -1) \text{ e } N_{aR} \sim (1, 0). \quad (5.7)$$

Com esses campos podemos ter o ISS, já que temos 9 férmions neutros ($\nu_{aL}, \nu_{aR}, N_{aR}$). Agora, para gerar massa para todos os campos de forma consistente, e no fim permanecer somente como o grupo $U(1)_{QED}$, precisamos alterar também o setor escalar, onde ao invés de um dubleto teremos três tripletos,

$$\begin{aligned} \eta &= \begin{pmatrix} \eta^0 \\ \eta^- \\ \eta'^0 \end{pmatrix} \sim (3, -1/3), \\ \chi &= \begin{pmatrix} \chi^0 \\ \chi^- \\ \chi'^0 \end{pmatrix} \sim (3, -1/3), \\ \rho &= \begin{pmatrix} \rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho'^+ \end{pmatrix} \sim (3, 2/3). \end{aligned} \quad (5.8)$$

(5.9)

Essa combinação de léptons e escalares geram uma Lagrangiana de Yukawa cujos termos que gerarão o ISS são,

$$\mathcal{L}_{ISS}^Y = G_{ab} \epsilon_{ijk} \overline{f_{a_i}^c} \rho_j^* f_{b_k} + G'_{ab} \overline{f_a} \chi N_{bR} + \frac{1}{2} \overline{(N_R)^c} \mu N_R + h.c.. \quad (5.10)$$

Supondo que os campos η^0 , ρ^0 e χ'^0 desenvolverão VEV de acordo com,

$$\langle \eta^0 \rangle = \frac{v_\eta}{\sqrt{2}}, \quad \langle \rho^0 \rangle = \frac{v_\rho}{\sqrt{2}}, \quad \langle \chi'^0 \rangle = \frac{v_{\chi'}}{\sqrt{2}}, \quad (5.11)$$

a Lagrangiana acima nos dará os seguintes termos de massa para os neutrinos,

$$\mathcal{L}_{massa} = \bar{\nu}_L m_D \nu_R + \overline{(\nu_L)^c} M N_R + \frac{1}{2} \overline{(N_R)^c} \mu N_R + h.c. \quad (5.12)$$

Na base $S_L = (\nu_L, (\nu_R)^c, (N_R)^c)$, os termos de massa acima podem ser reescritos da seguinte forma,

$$\mathcal{L}_{massa} = \frac{1}{2} \overline{(S_L)^c} M_\nu S_L + h.c., \quad (5.13)$$

com a matriz de massa M_ν tendo a seguinte forma,

$$M_\nu = \begin{pmatrix} 0 & m_D^T & 0 \\ m_D & 0 & M^T \\ 0 & M & \mu \end{pmatrix}, \quad (5.14)$$

onde as matrizes são todas 3×3 e M e m_D são definidas como

$$M_{ab} = G'_{ab} \frac{v_{\chi'}}{\sqrt{2}}, \quad (5.15)$$

$$m_{D_{ab}} = G_{ab} \frac{v_\rho}{\sqrt{2}}, \quad (5.16)$$

sendo ambas matrizes de massa de Dirac, e a última é também antissimétrica.

Como podemos ver, a matriz da Eq.(5.14) é característica do mecanismo seesaw inverso. Além disso, as escalas de energia relacionadas a quebra espontânea de simetria aparecem nessa matriz, com $v_{\chi'}$ ligado a quebra do 3-3-1 para o MP sendo da escala de TeV e v_ρ ligado a quebra do MP para a QED sendo da escala eletrofraca. Contudo, a escala de μ não surge naturalmente do modelo 3-3-1, o que trataremos na próxima sessão deste capítulo.

Para calcular os auto-valores de M_ν e mostrar que realmente obteremos neutrinos na escala de eV, é importante que façamos a seguinte definição,

$$\mathcal{M}_{D_{6 \times 3}} = \begin{pmatrix} m_{D_{3 \times 3}} \\ 0_{3 \times 3} \end{pmatrix}, \quad \mathcal{M}_{R_{6 \times 6}} = \begin{pmatrix} 0_{3 \times 3} & M_{3 \times 3}^T \\ M_{3 \times 3} & 0_{3 \times 3} \end{pmatrix}, \quad (5.17)$$

de tal forma que chegamos a seguinte matriz M_ν em blocos,

$$M_{\nu_{9 \times 9}} = \begin{pmatrix} 0_{3 \times 3} & \mathcal{M}_{D_{3 \times 6}}^T \\ \mathcal{M}_{D_{6 \times 3}} & \mathcal{M}_{R_{6 \times 6}} \end{pmatrix}, \quad (5.18)$$

onde $\mathcal{M}_R$ supostamente é inversível.

Essa matriz pode ser diagonalizada usando um procedimento envolvendo blocos de matrizes e são apresentados nas Ref.[56, 57]. Seguindo essas referências, escolhemos uma matriz de diagonalização W , de tal forma que,

$$W^T M_\nu W = \begin{pmatrix} m_{light_{3 \times 3}} & 0_{3 \times 6} \\ 0_{6 \times 3} & m_{heavy_{6 \times 6}} \end{pmatrix}. \quad (5.19)$$

Dessa maneira, a matriz W tem a seguinte forma:

$$W = \begin{pmatrix} (\sqrt{1 + FF^\dagger})_{3 \times 3} & F_{3 \times 6} \\ F_{6 \times 3}^\dagger & (\sqrt{1 + F^\dagger F})_{6 \times 6} \end{pmatrix}, \quad (5.20)$$

onde está implícito que

$$\sqrt{1 + FF^\dagger} = 1 - \frac{1}{2}FF^\dagger - \frac{1}{8}FF^\dagger FF^\dagger + \dots \quad (5.21)$$

Podemos escrever F como uma série de potências de $M_D^T M_R^{-1}$,

$$F = F_1 + F_2 + \dots, \quad F_i = (\mathcal{M}_D^T \mathcal{M}_R^{-1})^{*i}, \quad (5.22)$$

se os auto-valores de $\mathcal{M}_R$ forem maiores do que qualquer entrada da matriz $\mathcal{M}_D$. Isso realmente ocorre se observarmos que as entradas de M em $\mathcal{M}_R$ são da ordem de $v_{\chi'}$.

Utilizando uma aproximação até primeira ordem em F , as Eqs. (5.18)-(5.19) permitem que calculemos os blocos de auto-valores m_{light} e m_{heavy} ,

$$F \approx F_1 = (\mathcal{M}_D^T \mathcal{M}_R^{-1})^*, \quad m_{light} \approx -\mathcal{M}_D^T \mathcal{M}_R^{-1} \mathcal{M}_D, \quad m_{heavy} \approx \mathcal{M}_R, \quad (5.23)$$

muito parecido com o que é obtido no modelo seesaw canônico, com a diferença que m_{light} e m_{heavy} são matrizes e precisam ser diagonalizadas também. Utilizando a expressão de $\mathcal{M}_D$ e $\mathcal{M}_R^{-1}$,

$$\mathcal{M}_R^{-1} = \begin{pmatrix} -M^{-1} \mu (M^T)^{-1} & M^{-1} \\ (M^T)^{-1} & 0 \end{pmatrix}, \quad (5.24)$$

obteremos exatamente a forma esperada para os neutrinos leves do ISS,

$$m_{light} = m_D^T M^{-1} \mu (M^T)^{-1} m_D. \quad (5.25)$$

Este modelo que estamos desenvolvendo, como dito anteriormente, possui uma característica peculiar que faz com que m_D seja uma matriz antissimétrica. Como os três

neutrinos padrão obtém suas massas através de m_D , essa peculiaridade faz com que uma dessas massas seja nula.

Vamos então explorar a diagonalização das matrizes da Eq.(5.23). Como qualquer diagonalização, utilizaremos matrizes unitárias U_0 e U_1 que irão diagonalizar m_{light} e m_{heavy} , respectivamente. Assim, a matriz que diagonaliza M_ν por completo é, então,

$$\mathcal{U} = WU = \begin{pmatrix} (\sqrt{1 + FF^\dagger}) U_0 & FU_1 \\ F^\dagger U_0 & (\sqrt{1 + F^\dagger F}) U_1 \end{pmatrix}, \quad (5.26)$$

onde

$$U = \begin{pmatrix} U_0 & 0 \\ 0 & U_1 \end{pmatrix}. \quad (5.27)$$

Se definirmos um auto-vetor 9×1 , $\mathbf{n}_L$, contendo os nove auto-estados de massa, de tal forma que $\mathbf{n}_{iL}^0$ com $i = 1, 2, 3$ são os três auto-estados leves e $\mathbf{n}_{kL}^1$ com $k = 1, \dots, 6$ são os seis auto-estados pesados, podemos escrever também a seguinte relação,

$$\mathbf{n}_L = \begin{pmatrix} \mathbf{n}_L^0 \\ \mathbf{n}_L^1 \end{pmatrix} = \mathcal{U}^\dagger \begin{pmatrix} \eta_L \\ s_L \end{pmatrix}, \quad (5.28)$$

onde $s_L = ((\nu_R)^c (N_R)^c)^T$. Com essa notação, os auto-estados de sabor, ν_{aL} podem ser escritos na base dos auto-estados de massa da seguinte forma,

$$\nu_{aL} = \left[U_0 - \frac{1}{2} F_1 F_1^\dagger U_0 \right]_{ai} \mathbf{n}_{iL}^0 + (F_1 U_1)_{ak} \mathbf{n}_{kL}^1. \quad (5.29)$$

Assim, a matriz que conecta os auto-estados de sabor de mão-esquerda com os auto-estado de massa mais leves é escrita como

$$\mathcal{N} = (1 - \eta) U_0, \quad (5.30)$$

onde $\eta = \frac{1}{2} F_1 F_1^\dagger$. Se compararmos essa matriz com a matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata(PMNS), que é uma matriz unitária que descreve a mistura entre os neutrinos auto-estados de sabor com os neutrinos de massa de acordo com os experimentos, vemos que o ISS apresenta um efeito de não-unitariedade já que η desvia $\mathcal{N}$ da unidade. Além do mais, esse efeito é modulado pela razão $\frac{v_\rho^2}{v_{\chi'}^2}$, que não é desprezível visto que v_ρ é da escala eletrofraca e $v_{\chi'}$ é da escala de TeV, uma ordem de grandeza de diferença.

Vamos portanto identificar U_0 como a matriz PMNS e analisar as implicações dos efeitos não unitários introduzidos por η .

De acordo com a Ref.[58], a não-unitariedade nas oscilações de neutrinos tem um limite experimental dado por,

$$|\eta| < \begin{pmatrix} 2.10 \times 10^{-3} & 3.5 \times 10^{-5} & 8.0 \times 10^{-3} \\ 3.5 \times 10^{-5} & 8.0 \times 10^{-4} & 5.1 \times 10^{-3} \\ 8.0 \times 10^{-3} & 5.1 \times 10^{-3} & 2.7 \times 10^{-3} \end{pmatrix}, \quad (5.31)$$

logo, ao diagonalizarmos a matriz de massa dos neutrinos leves, suas misturas deverão obedecer esse vínculo sobre η .

Se utilizarmos as definições $m_D = Gv_\rho$ e $M = G'v_{\chi'}$ em m_{light} , obtemos

$$m_{light} = \left(G^T (G'^T)^{-1} \mu (G')^{-1} G \right) \frac{v_\rho^2}{v_{\chi'}^2}. \quad (5.32)$$

Lembrando da característica antissimétrica de G , onde um dos auto-valores de massa devem ser nulos, automaticamente obtemos as seguintes massas para os neutrinos olhando apenas para a Eq.(5.1),

$$m_1 = 0, \quad m_2 \approx 4.8 \times 10^{-2} \text{eV}, \quad m_3 \approx 8.7 \times 10^{-3} \text{eV}. \quad (5.33)$$

Com esses valores em mente, vamos checar se a Eq.(5.32) é capaz de gerar o espectro de massa acima juntamente com a matriz de mistura correta. Para isso precisamos diagonalizar m_{light} . Contudo, as componentes de G e G' são todos parâmetros livres sem qualquer vínculo sobre eles. Essa liberdade possivelmente gerará vários cenários com as massas e misturas corretas, portanto vamos escolher um ponto específico para mostrar uma região viável em que o ISS ocorre sem violar qualquer vínculo.

Vamos supor que $v_\eta = v_\rho = v$, logo $v_\eta^2 + v_\rho^2 = (256 \text{ GeV})^2$ impõe que $v = 174 \text{ GeV}$. Vamos escolher também $v_{\chi'} = 1 \text{ TeV}$ e como μ deve ser da ordem de keV, teremos $\mu = 0.3\mathbf{I} \text{ keV}$, onde $\mathbf{I}$ é a matriz identidade.

Lembrando que G é antissimétrica, não podemos defini-la como uma matriz diagonal, já G' definiremos como diagonal com os três parâmetros necessários diferentes uns dos outros para manter o mínimo de parâmetros livres possíveis. Assim, a escolha que fizemos par G e G' foi,

$$G = \begin{pmatrix} 0.0 & 0.02 & 0.012 \\ -0.02 & 0.0 & 0.01 \\ -0.012 & -0.01 & 0.0 \end{pmatrix}, \quad (5.34)$$

$$G' = \begin{pmatrix} 0.32 & 0.0 & 0.0 \\ 0.0 & 0.8 & 0.0 \\ 0.0 & 0.0 & 0.9 \end{pmatrix}. \quad (5.35)$$

Após todas essas suposições, a diagonalização de m_{light} nos dará as massas esperadas, além de uma matriz PMNS de mistura dada por

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 0.802987 & 0.583494 & 0.121869 \\ -0.485344 & 0.521409 & 0.701836 \\ 0.34591 & -0.622714 & 0.701836 \end{pmatrix}, \quad (5.36)$$

que se traduz nos ângulos de mistura,

$$\theta_{12} = 36^\circ, \quad \theta_{23} = 45^\circ \text{ e } \theta_{13} = 7^\circ. \quad (5.37)$$

Mais ainda, a não-unitariedade respeita os limites impostos pela Eq.(5.31), já que ao usar os valores de G e G' obtemos,

$$|\eta| < \begin{pmatrix} 1.4 \times 10^{-5} & -5.0 \times 10^{-10} & 4.7 \times 10^{-6} \\ -5.0 \times 10^{-10} & 3.6 \times 10^{-5} & 3.9 \times 10^{-5} \\ 4.7 \times 10^{-6} & 3.8 \times 10^{-5} & 4.2 \times 10^{-5} \end{pmatrix}. \quad (5.38)$$

Por fim, a massa dos neutrinos pesados também pode ser calculada, e a diagonalização da matriz m_{heavy} nos dá dois auto-valores em torno de 900 GeV, outros dois em torno de 800 GeV e mais dois em torno de 320 GeV. Com esses valores para as massas dos neutrinos pesados, a busca por eles no LHC através de processos $pp \rightarrow l^\pm l^\pm l^\pm \nu (\bar{\nu})$ ou em experimentos com neutrinos através do decaimento raro $\mu \rightarrow e\gamma$ se torna viável.

Se focarmos no processo raro de violação de sabor leptônico (LFV) $\mu \rightarrow e\gamma$, veremos que tal processo é possível através do acoplamento

$$-\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{l}_{aL} \gamma^\mu \mathcal{K}_{ak} \mathbf{n}_{kL}^1 W_\mu^+, \quad (5.39)$$

provindo do termo cinético dos léptons na Lagrangiana, onde

$$\mathcal{K}_{ak} = (F_1 U_1)_{ak}. \quad (5.40)$$

A taxa de decaimento para o processo considerado, mediado pelos 6 neutrinos pesados, é dada na Ref.[59],

$$BR(\mu \rightarrow e\gamma) \approx \frac{a_W^3 \sin^2(\theta_W) m_\mu^5}{256\pi^2 m_W^4 \Gamma_\mu} \times \left| \sum_{i=1}^6 \mathcal{K}_{\alpha i} \mathcal{K}_{\beta i} I\left(\frac{m_{N_i}^2}{m_W^2}\right) \right|^2, \quad (5.41)$$

onde,

$$I(x) = -\frac{2x^3 + 5x^2 - x}{4(1-x)^3} - \frac{3x^3 \ln x}{2(1-x)^4}. \quad (5.42)$$

Nas expressão da taxa de decaimento, $a_W = \frac{g^2}{4\pi}$ sendo g o acoplamento eletrofraco, θ_W é o ângulo de mistura eletrofraco(ângulo de Weinberg), m_W é a massa de $W^\pm$ e Γ_μ é a largura de decaimento total do muon.

O vínculo experimental atual[60] sobre essa medida é

$$BR(\mu \rightarrow e\gamma) < 4.9 \times 10^{-11}, \quad (5.43)$$

e se utilizarmos os valores dos parâmetros que escolhemos para obter a massa das partículas, chegamos a conclusão que,

$$BR(\mu \rightarrow e\gamma) \approx 3 \times 10^{-14}, \quad (5.44)$$

ou seja, também está de acordo com os experimentos. Mais ainda, não só está de acordo como está dentro da região que se espera alcançar nos futuros experimentos com neutrinos[61], que irão medir a taxa de decaimento com uma precisão de até 10^{-18} , o que é mais um teste para a nossa proposta.

5.3 Uma possível solução para a pequenez de μ

Vamos explorar nessa seção uma possível solução para o pequeno valor de μ . Basicamente iremos adaptar o mecanismo desenvolvido na Ref.[62] para o nosso contexto.

Se quisermos introduzir somente uma simetria discreta ao 3-3-1RHN, para conseguir gerar μ na escala de keV, seria impossível obter todos os termos de massa para a matriz do ISS. Assim, vamos modificar o conteúdo de matéria do modelo adicionando um novo escalar singleto $\sigma \sim (1,0)$ ao espectro do modelo. A partir dessa adição podemos impor uma simetria discreta Z_3 onde apenas os campos a seguir se transformam de forma não-trivial por ela,

$$N_{aR} \rightarrow e^{2i\pi/3} N_{aR}, \quad f_a \rightarrow e^{4i\pi/3} f_a, \quad \sigma \rightarrow e^{2i\pi/3} \sigma, \quad \chi \rightarrow e^{2i\pi/3} \chi, \quad \rho \rightarrow e^{4i\pi/3} \rho. \quad (5.45)$$

Essa simetria discreta permite que somente os termos desejados pelo ISS surjam, além de evitar que o potencial escalar sofra com o problema da existência de um escalar muito leve.

A Lagrangiana de Yukawa que podemos formar utilizando esses campos com essa simetria discreta é

$$\mathcal{L}_Y = G_{ab}\epsilon_{ijk}\overline{(f_{aL_i})^c}f_{bL_j}\rho_k + G'_{ab}\overline{L_a}\chi N_{bR} + \frac{\lambda_{ab}}{2}\sigma^0\overline{N_{aL}^c}N_{bR} + h.c.. \quad (5.46)$$

Vamos supor que os escalares $\eta^0, \eta'^0, \rho^0, \chi'^0$ e σ^0 desenvolverão os seguintes VEV $\left\{\frac{v_{\eta^0}}{\sqrt{2}}, \frac{v_{\eta'^0}}{\sqrt{2}}, \frac{v_{\rho^0}}{\sqrt{2}}, \frac{v_{\chi'^0}}{\sqrt{2}}, \frac{v_{\sigma^0}}{\sqrt{2}}\right\}$, respectivamente.

Com esses VEVs os termos de Yukawa da Eq.(5.46) nos darão a matriz de massa da Eq.(5.14) onde $\mu = \frac{\lambda v_{\sigma}}{\sqrt{2}}$. Neste caso, para μ ser pequeno, v_{σ} deve ser pequeno. Para obter essa condição, vamos evocar um mecanismo como o do seesaw to tipo II[50–52] para v_{σ} , utilizando o potencial escalar que obedece a simetria Z_3 ,

$$\begin{aligned} V = & (\mu_1^2 + \lambda_1|\eta|^2)|\eta|^2 + (\mu_2^2 + \lambda_2|\rho|^2)|\rho|^2 + (\mu_3^2 + \lambda_3|\chi|^2)|\chi|^2 + (\mu_4^2 + \lambda_4|\sigma|^2)|\sigma|^2 \\ & + \lambda_5|\eta|^2|\rho|^2 + \lambda_6|\eta|^2|\chi|^2 + \lambda_7|\rho|^2|\chi|^2 + \lambda_8|\eta^\dagger\rho|^2 + \lambda_9|\eta^\dagger\chi|^2 + \lambda_{10}|\rho^\dagger\chi|^2 \\ & + (\lambda_{11}|\eta|^2 + \lambda_{12}|\rho|^2 + \lambda_{13}|\chi|^2)|\sigma|^2 + \left(\frac{f_1}{\sqrt{2}}\epsilon^{ijk}\eta_i\rho_j\chi_k + \frac{f_2}{\sqrt{2}}\chi^\dagger\eta\sigma + \frac{f_3}{\sqrt{2}}\sigma^3 + h.c.\right). \end{aligned} \quad (5.47)$$

A existência de um mínimo para o potencial acima nos fornece cinco equações de vínculo. A equação de vínculo que nos interessa agora é a relacionada ao escalar σ^0 ,

$$v_{\sigma}[2\mu_{\sigma}^2 + 2\lambda_4v_{\sigma}^2 + \lambda_{11}(v_{\eta}^2 + v_{\eta'^0}^2) + \lambda_{12}v_{\rho}^2 + \lambda_{13}v_{\chi'^0}^2 + 3f_3v_{\sigma}] + f_2v_{\chi'^0}v_{\eta'^0} = 0. \quad (5.48)$$

Usando o argumento tradicional dos mecanismos seesaw sobre σ^0 , ou seja, que sua escala de energia é da escala de GUT e também supondo que f_2 é da escala de GUT já que é o responsável pela violação do número leptônico, chegamos a conclusão que

$$v_{\sigma} \approx \frac{v_{\eta'^0}v_{\chi'^0}}{\Lambda}, \quad (5.49)$$

onde $\Lambda = \mu_{\sigma} = f_2$.

Existe um vínculo sobre $v_{\eta'^0}$ que diz que ele não pode ser maior que 40 GeV [63], e supondo que $v_{\eta'^0} = 10$ GeV, $v_{\chi'^0} = 10^3$ GeV and $\Lambda = 10^{10-11}$ GeV, obtemos $v_{\sigma} \approx 0.1-1$ KeV, o que significa que μ é da ordem KeV.

Com isso concluímos que não só o 3-3-1RHN é um modelo que acomoda o ISS de forma natural como também é possível explicar a pequenez do parâmetro μ . Além disso, o modelo corrobora com as medições de oscilações de neutrinos e faz predições para algumas

quantidades, como o decaimento raro do muon, que podem ser testadas em experimentos atuais e futuros.

6 O Setor de Higgs do Modelo 3-3-1 Supersimétrico Reduzido

6.1 Introdução

Como falamos em capítulos anteriores, a supersimetria é uma teoria bastante explorada atualmente por solucionar vários problemas do Modelo Padrão e ao mesmo tempo ter um alto teor preditivo através das inúmeras novas partículas que surgem no espectro. Se juntarmos a isso a capacidade do modelo 3-3-1 de resolver mais alguns problemas como o da replicação das famílias, temos uma teoria supersimétrica com extensão dos grupos de gauge bastante completa.

Em 2013 mostrou-se que o modelo 3-3-1 mínimo poderia ser implementado somente com dois tripletos de Higgs[64], o que o torna o setor escalar bastante enxuto comparado com a versão original[65, 66]. Chamado de modelo 3-3-1 Reduzido, esse modelo tem a quantidade de escalares exata para que a supersimetria seja permitida sem a necessidade de adicionar multipletos além daqueles que SUSY exige. Além disso, permitir que a supersimetria seja uma simetria do modelo 3-3-1 reduzido traz a possibilidade da existência de um candidato a matéria escura, inexistente em sua versão padrão.

No que segue, desenvolveremos a versão SUSY do modelo 3-3-1 reduzido[67], focando no setor escalar do modelo e dando ênfase particular no bóson de Higgs que surge no espectro.

6.2 A essência do modelo SUSY 3-3-1 reduzido

Para implementar a versão supersimétrica de algum modelo, precisamos promover seus campos para supercampos. Dessa forma, os léptons do modelo SUSY 3-3-1 reduzido (RSUSY331), são compostos de três supercampos quirais de mão-esquerda denotados por,

$$\hat{L}_L = \begin{pmatrix} \hat{\nu}_l \\ \hat{l} \\ \hat{l}^c \end{pmatrix}_L \sim (\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0), \quad (6.1)$$

onde $l = e, \mu, \tau$. Note que a presença de uma componente de mão-direita dos léptons carregados faz com que não seja necessário a existência do singlete(sob $SU(3)_L$) de mão-direita como no MSSM.

Para os supercampos quirais de quarks de mão-direita, a primeira família está na representação triplete, enquanto que as segunda e terceira famílias estão na representação

anti-triplete e as componentes de mão-direita são organizados em singletos como denotado abaixo.

$$\begin{aligned}\hat{Q}_{1L} &= \begin{pmatrix} \hat{u}_1 \\ \hat{d}_1 \\ \hat{J}_1 \end{pmatrix}_L \sim (\mathbf{3}, \mathbf{3}, \frac{2}{3}) \quad , \quad \hat{Q}_{iL} = \begin{pmatrix} \hat{d}_i \\ -\hat{u}_i \\ \hat{J}_i \end{pmatrix}_L \sim (\mathbf{3}, \mathbf{3}^*, -\frac{1}{3}), \\ \hat{u}_{1L}^c &\sim (\mathbf{3}^*, \mathbf{1}, -\frac{2}{3}), \quad \hat{d}_{1L}^c \sim (\mathbf{3}^*, \mathbf{1}, +\frac{1}{3}), \quad \hat{J}_{1L}^c \sim (\mathbf{3}^*, \mathbf{1}, -\frac{5}{3}), \\ \hat{u}_{iL}^c &\sim (\mathbf{3}^*, \mathbf{1}, -\frac{2}{3}), \quad \hat{d}_{iL}^c \sim (\mathbf{3}^*, \mathbf{1}, +\frac{1}{3}), \quad \hat{J}_{iL}^c \sim (\mathbf{3}^*, \mathbf{1}, +\frac{4}{3}),\end{aligned}\tag{6.2}$$

com $i = 2, 3$. Aqui, os novos quarks, J_i and J_1 , são quarks exóticos com cargas elétricas $-4/3$ e $+5/3$, respectivamente.

O setor escalar do modelo 3-3-1 reduzido é composto por dois tripletos de Higgs. Consequentemente, o cancelamento de anomalias requer a existência de quatro supermultipletos quirais de mão-esquerda de Higgs,

$$\begin{aligned}\hat{\rho} &= \begin{pmatrix} \hat{\rho}^+ \\ \hat{\rho}^0 \\ \hat{\rho}^{++} \end{pmatrix} \sim (\mathbf{1}, \mathbf{3}, +1), \quad \hat{\chi} = \begin{pmatrix} \hat{\chi}^- \\ \hat{\chi}^{--} \\ \hat{\chi}^0 \end{pmatrix} \sim (\mathbf{1}, \mathbf{3}, -1), \\ \hat{\rho}' &= \begin{pmatrix} \hat{\rho}'^- \\ \hat{\rho}'^0 \\ \hat{\rho}'^{--} \end{pmatrix} \sim (\mathbf{1}, \mathbf{3}^*, -1), \quad \hat{\chi}' = \begin{pmatrix} \hat{\chi}'^+ \\ \hat{\chi}'^{++} \\ \hat{\chi}'^0 \end{pmatrix} \sim (\mathbf{1}, \mathbf{3}^*, +1).\end{aligned}\tag{6.3}$$

Esses supercampos escalares não são suficientes para fornecer massa para todos os férmions através do superpotencial. Contudo, lembramos que essa classe de modelos 3-3-1 possuem um polo de Landau em torno de 4 a 5 TeV [68, 69], se tornando fortemente interagente além desse ponto. Ao longo desse capítulo iremos supor que a escala de energia mais alta em que o modelo se mantém perturbativo é $\Lambda = 5$ TeV. Essa informação é fundamental para permitir que façamos uso de operadores efetivos para complementar a parte do espectro de massa que não podemos obter através de um superpotencial renormalizável. Dito isso, o superpotencial capaz de gerar as massas dos férmions de forma correta no RSUSY331 é composto pelos seguintes termos,

$$\hat{f} = \hat{f}' + \hat{f}_{E.O.},\tag{6.4}$$

onde,

$$\begin{aligned}\hat{f}' &= \lambda_{11}^J \hat{Q}_{1L} \hat{\chi}' \hat{J}_{1L}^c + \lambda_{ij}^J \hat{Q}_{iL} \hat{\chi} \hat{J}_{jL}^c + \lambda'_{1a} \hat{Q}_{1L} \hat{\rho}' \hat{d}_{aL}^c \\ &\quad + \lambda'_{ia} \hat{Q}_{iL} \hat{\rho} \hat{u}_{aL}^c + \mu_\rho \hat{\rho} \hat{\rho}' + \mu_\chi \hat{\chi} \hat{\chi}',\end{aligned}\tag{6.5}$$

e

$$\begin{aligned}\hat{f}_{E.O.} &= \frac{k_{u1a}}{\Lambda} \varepsilon_{nmp} \left(\hat{Q}_{1Ln} \hat{\rho}_m \hat{\chi}_p \right) \hat{u}_{aL}^c \\ &\quad + \frac{k_{d1a}}{\Lambda} \varepsilon_{nmp} \left(\hat{Q}_{iLn} \hat{\rho}'_m \hat{\chi}'_p \right) \hat{d}_{aL}^c + \frac{k_l}{\Lambda} \left(\hat{L}_L \hat{\rho}' \right) \left(\hat{L}_L \hat{\chi}' \right).\end{aligned}\tag{6.6}$$

Como anteriormente, $i, j = 2, 3$ e $a = 1, 2, 3$ são índices que representam as famílias.

Os termos de quebra soft de SUSY desse modelo são dados por,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{soft} = & -\frac{1}{2} [m_{\lambda_c} \lambda_c^a \lambda_c^a + m_\lambda (\lambda_a \lambda_a) + m' \lambda \lambda + h.c.] \\
& -m_L^2 \tilde{L}^\dagger \tilde{L} - m_{Q_1}^2 \tilde{Q}_1^\dagger \tilde{Q}_1 + m_{u_\alpha}^2 \tilde{u}_\alpha^\dagger \tilde{u}_\alpha - m_{d_\alpha}^2 \tilde{d}_\alpha^\dagger \tilde{d}_\alpha \\
& -m_{J_1}^2 \tilde{J}_1^\dagger \tilde{J}_1 - m_{J_i}^2 \tilde{J}_i^\dagger \tilde{J}_i - m_{Q_i}^2 \tilde{Q}_i^\dagger \tilde{Q}_i - m_\chi^2 \chi^\dagger \chi \\
& -m_\rho^2 \rho^\dagger \rho - m_{\chi'}^2 \chi'^\dagger \chi' - m_{\rho'}^2 \rho'^\dagger \rho' + b_\rho \rho^a \rho'^a \\
& + b_\chi \chi^a \chi'^a + \tilde{Q}_1 A_{1\alpha}^d \rho' \tilde{d}_\alpha^c + \tilde{Q}_1 B_{11}^J \chi' \tilde{J}_1^c \\
& + \tilde{Q}_i A_{i\alpha}^u \rho \tilde{u}_\alpha^c + \tilde{Q}_i B_{ij}^J \chi \tilde{J}_j^c.
\end{aligned} \tag{6.7}$$

Os parâmetros dos termos bilineares dos campos escalares tem dimensão de massa quadrada. Os termos trilineares na Lagrangiana de quebra soft, termos bilineares no superpotencial e termo de massa dos gauginos todos tem parâmetros com dimensão de massa. Todos os outros são parâmetros adimensionais.

Consideremos a quebra espontânea das simetrias de gauge supondo que $\langle \chi \rangle, \langle \chi' \rangle \gg \langle \rho \rangle, \langle \rho' \rangle$, assim, obtemos a seguinte sequência de quebras,

$$SU(3)_L \otimes U(1)_X \xrightarrow{\langle \chi \rangle, \langle \chi' \rangle} SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{\langle \rho \rangle, \langle \rho' \rangle} U(1)_{QED}.$$

A quebra espontânea da simetria ocorrendo dessa forma é apropriada para gerar as massas dos bósons de gauge $V^\pm, U^{\pm\pm}, W^\pm, Z', Z$, que estão expressas a seguir,

$$\begin{aligned}
M_{W^\pm}^2 &= \frac{g^2}{4} (v_\rho^2 + v_{\rho'}^2), & M_Z^2 &= \frac{g^2}{4} \frac{(1 + 4t^2)}{(1 + 3t^2)} (v_\rho^2 + v_{\rho'}^2), \\
M_{Z'}^2 &= \frac{g^2}{3} (1 + 3t^2) (v_\chi^2 + v_{\chi'}^2), & M_{U^{\pm\pm}}^2 &= \frac{g^2}{4} (v_\rho^2 + v_{\rho'}^2 + v_\chi^2 + v_{\chi'}^2) \\
M_{V^\pm}^2 &= \frac{g^2}{4} (v_\chi^2 + v_{\chi'}^2),
\end{aligned} \tag{6.8}$$

onde utilizamos $\langle \chi \rangle = v_\chi, \langle \chi' \rangle = v_{\chi'}, \langle \rho \rangle = v_\rho, \langle \rho' \rangle = v_{\rho'}, t = \frac{g_N}{g}$ [64–66], com g_N sendo a constante de acoplamento associada ao grupo de gauge $U(1)_N$ e g o acoplamento de grupo de gauge $SU(3)_L$ (e também de $SU(2)_L$ do MP, que está incorporado nele). Como deveria ser, um dos bósons de gauge permanece sem massa¹, o fóton, A_μ .

As massas dos léptons carregados são obtidas estritamente dos operadores efetivos no último termo do superpotencial, Eq. (6.6),

$$m_\ell = \frac{k_l}{2\Lambda} v_{\rho'} v_{\chi'}. \tag{6.9}$$

¹ Os glúons também permanecem sem massa, porém estamos tratando apenas da parte que não envolve QCD.

Em relação as massas dos quarks, o superpotencial da Eq. (6.5) juntamente com os dois primeiros termos da Eq. (6.6) nos dão as seguintes matrizes de massa para os quarks do tipo-up na base (u_1, u_2, u_3) ,

$$M_u = \begin{pmatrix} -\frac{k_{u11}}{\Lambda} v_\rho v_\chi & -\frac{k_{u12}}{\Lambda} v_\rho v_\chi & -\frac{k_{u13}}{\Lambda} v_\rho v_\chi \\ \lambda''_{21} v_\rho & \lambda''_{22} v_\rho & \lambda''_{23} v_\rho \\ \lambda''_{31} v_\rho & \lambda''_{32} v_\rho & \lambda''_{33} v_\rho \end{pmatrix}, \quad (6.10)$$

e para os quarks do tipo-down na base (d_1, d_2, d_3) ,

$$M_d = \begin{pmatrix} \lambda'_{11} v_{\rho'} & \lambda'_{12} v_{\rho'} & \lambda'_{13} v_{\rho'} \\ \frac{k_{d21}}{\Lambda} v_{\rho'} v_{\chi'} & \frac{k_{d22}}{\Lambda} v_{\rho'} v_{\chi'} & \frac{k_{d23}}{\Lambda} v_{\rho'} v_{\chi'} \\ \frac{k_{d31}}{\Lambda} v_{\rho'} v_{\chi'} & \frac{k_{d32}}{\Lambda} v_{\rho'} v_{\chi'} & \frac{k_{d33}}{\Lambda} v_{\rho'} v_{\chi'} \end{pmatrix}. \quad (6.11)$$

Podemos escolher os valores de Λ , v_χ and $v_{\chi'}$ em torno da escala de TeV, enquanto v_ρ e $v_{\rho'}$ estão na escala eletrofraca e obedecem ao vínculo $v_\rho^2 + v_{\rho'}^2 = (246 \text{ GeV})^2$. Portanto, para valores típicos dos acoplamentos de Yukawa, podemos facilmente obter as massas de todos os férmions carregados padrão dentro do que é observado experimentalmente nos dias atuais².

6.3 O Setor Escalar

Em modelos supersimétricos, o setor escalar recebe contribuições de três diferentes fontes que se somam para formar o potencial escalar. Essas contribuições são,

$$V_F = \sum_i \left| \frac{\partial \hat{f}}{\partial S_i} \right|_{\hat{S}=S}^2, \quad (6.12)$$

$$V_D = \frac{1}{2} \sum_{\alpha A} \left(\sum_i S_i^\dagger g_{\alpha} t_{\alpha A} S_i \right)^2, \quad (6.13)$$

e

$$V_{soft} = m_1^2 \rho^\dagger \rho + m_2^2 \rho'^\dagger \rho' + m_3^2 \chi^\dagger \chi + m_4^2 \chi'^\dagger \chi' - b_\rho \delta_{ab} \rho^a \rho'^b - b_\chi \delta_{ab} \chi^a \chi'^b, \quad (6.14)$$

onde os índices de soma i percorrem todos os escalares, α abarca todos os diferentes grupos de simetria e A os geradores de cada grupo.

Expandindo os índices, temos,

$$V_F = \mu_\rho^2 |\rho|^2 + \mu_{\rho'}^2 |\rho'|^2 + \mu_\chi^2 |\chi|^2 + \mu_{\chi'}^2 |\chi'|^2 \quad (6.15)$$

e

$$V_D = \frac{g^2}{2} (\rho^\dagger t_A \rho - \rho'^\dagger t_A^* \rho' + \chi^\dagger t_A \chi - \chi'^\dagger t_A^* \chi')^2 + \frac{g_N^2}{2} (\rho^\dagger \rho - \rho'^\dagger \rho' - \chi^\dagger \chi + \chi'^\dagger \chi')^2. \quad (6.16)$$

² Os quarks exóticos e suas massas estão fora do escopo desse trabalho, por isso não serão explorados

O potencial escalar é a soma das três contribuições acima,

$$V = V_F + V_D + V_{soft}. \quad (6.17)$$

Fazendo a redefinição usual dos escalares deslocados por seus respectivos VEVs,

$$\rho^0, \rho'^0, \chi^0, \chi'^0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v_{\rho, \rho', \chi, \chi'} + R_{\rho, \rho', \chi, \chi'} + iI_{\rho, \rho', \chi, \chi'}), \quad (6.18)$$

o conjunto de mínimos do potencial será dado por,

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial V}{\partial \rho^0} \right\rangle_0 &= g^2 (2v_\rho^2 - 2v_{\rho'}^2 - v_\chi^2 + v_{\chi'}^2) + 6(v_\rho^2 - v_{\rho'}^2 - v_\chi^2 + v_{\chi'}^2) g_N^2 + 12m_1^2 + 12\mu_\rho^2 - 12\frac{v_{\rho'}}{v_\rho} b_\rho = 0, \\ \left\langle \frac{\partial V}{\partial \rho'^0} \right\rangle_0 &= g^2 (-2v_\rho^2 + 2v_{\rho'}^2 + v_\chi^2 - v_{\chi'}^2) - 6(v_\rho^2 - v_{\rho'}^2 - v_\chi^2 + v_{\chi'}^2) g_N^2 + 12m_2^2 + 12\mu_{\rho'}^2 - 12\frac{v_\rho}{v_{\rho'}} b_\rho = 0, \\ \left\langle \frac{\partial V}{\partial \chi^0} \right\rangle_0 &= g^2 (-v_\rho^2 + v_{\rho'}^2 + 2v_\chi^2 - 2v_{\chi'}^2) - 6(v_\rho^2 - v_{\rho'}^2 - v_\chi^2 + v_{\chi'}^2) g_N^2 + 12m_3^2 + 12\mu_\chi^2 - 12\frac{v_{\chi'}}{v_\chi} b_\chi = 0, \\ \left\langle \frac{\partial V}{\partial \chi'^0} \right\rangle_0 &= g^2 (v_\rho^2 - v_{\rho'}^2 - 2v_\chi^2 + 2v_{\chi'}^2) + 6(v_\rho^2 - v_{\rho'}^2 - v_\chi^2 + v_{\chi'}^2) g_N^2 + 12m_4^2 + 12\mu_{\chi'}^2 - 12\frac{v_\chi}{v_{\chi'}} b_\chi = 0. \end{aligned} \quad (6.19)$$

Com esse conjunto de equações de vínculo, podemos obter as matrizes de massa dos escalares para esse modelo.

Vamos começar com os escalar CP-ímpar, que nos levam a duas matrizes de massa 2×2 . A primeira, na base $(I_\chi, I_{\chi'})^T$, assume a forma,

$$\begin{pmatrix} \frac{v_{\chi'} b_\chi}{2v_\chi} & \frac{b_\chi}{2} \\ \frac{b_\chi}{2} & \frac{v_\chi b_\chi}{2v_{\chi'}} \end{pmatrix}, \quad (6.20)$$

enquanto a segunda, na base $(I_\rho, I_{\rho'})^T$, será

$$\begin{pmatrix} \frac{v_{\rho'} b_\rho}{2v_\rho} & \frac{b_\rho}{2} \\ \frac{b_\rho}{2} & \frac{v_\rho b_\rho}{2v_{\rho'}} \end{pmatrix}. \quad (6.21)$$

Ambas as matrizes das Eqs. (6.20) and (6.21) têm a mesma forma e são facilmente diagonalizáveis, fornecendo os seguintes auto-valores,

$$\begin{aligned} M_A^2 &= \frac{(v_{\rho'}^2 + v_\rho^2) b_\rho}{v_\rho v_{\rho'}}, \\ M_{A'}^2 &= \frac{(v_{\chi'}^2 + v_\chi^2) b_\chi}{v_\chi v_{\chi'}}, \\ M_G^2 &= M_{G'}^2 = 0, \end{aligned} \quad (6.22)$$

cujos auto-estados são respectivamente dados por,

$$\begin{aligned}
A &= \frac{v_{\rho'}}{\sqrt{v_\rho^2 + v_{\rho'}^2}} I_\rho + \frac{v_\rho}{\sqrt{v_\rho^2 + v_{\rho'}^2}} I_{\rho'}, \\
A' &= \frac{v_{\chi'}}{\sqrt{v_\chi^2 + v_{\chi'}^2}} I_\chi + \frac{v_\chi}{\sqrt{v_\chi^2 + v_{\chi'}^2}} I_{\chi'}, \\
G &= -\frac{v_\rho}{\sqrt{v_\rho^2 + v_{\rho'}^2}} I_\rho + \frac{v_{\rho'}}{\sqrt{v_\rho^2 + v_{\rho'}^2}} I_{\rho'}, \\
G' &= -\frac{v_\chi}{\sqrt{v_\chi^2 + v_{\chi'}^2}} I_\chi + \frac{v_{\chi'}}{\sqrt{v_\chi^2 + v_{\chi'}^2}} I_{\chi'},
\end{aligned} \tag{6.23}$$

onde A e A' são estados CP-ímpar massivos e G e G' são bósons de Goldstone que serão absorvidos pelos bósons de gauge neutros Z e Z' .

Para os escalares simplesmente carregados também teremos duas matrizes de massa 2×2 . A primeira, na base $(\rho^+, \rho'^+)^T$, assume a forma,

$$\begin{pmatrix} \frac{g^2 v_{\rho'}^2}{4} + \frac{b_\rho v_{\rho'}}{v_\rho} & -(\frac{1}{4} v_\rho v_{\rho'} g^2 + b_\rho) \\ -(\frac{1}{4} v_\rho v_{\rho'} g^2 + b_\rho) & \frac{g^2 v_\rho^2}{4} + \frac{b_{\rho'} v_\rho}{v_{\rho'}} \end{pmatrix}, \tag{6.24}$$

enquant a segunda, na base $(\chi^+, \chi'^+)^T$, é

$$\begin{pmatrix} \frac{g^2 v_{\chi'}^2}{4} + \frac{b_\chi v_{\chi'}}{v_\chi} & -(\frac{1}{4} v_\chi v_{\chi'} g^2 + b_\chi) \\ -(\frac{1}{4} v_\chi v_{\chi'} g^2 + b_\chi) & \frac{g^2 v_\chi^2}{4} + \frac{b_{\chi'} v_\chi}{v_{\chi'}} \end{pmatrix}. \tag{6.25}$$

Essas duas matrizes tem auto-valores,

$$\begin{aligned}
M_{H^+}^2 &= M_A^2 + M_W^2, \\
M_{H'^+}^2 &= M_{A'}^2 + M_V^2, \\
M_{G^+}^2 &= M_{G'^+}^2 = 0
\end{aligned} \tag{6.26}$$

com seus respectivos auto-estados,

$$\begin{aligned}
H^+ &= -\frac{v_{\rho'}}{\sqrt{v_\rho^2 + v_{\rho'}^2}} \rho^+ + \frac{v_\rho}{\sqrt{v_\rho^2 + v_{\rho'}^2}} \rho'^+, \\
H'^+ &= -\frac{v_{\chi'}}{\sqrt{v_\chi^2 + v_{\chi'}^2}} \chi^+ + \frac{v_\chi}{\sqrt{v_\chi^2 + v_{\chi'}^2}} \chi'^+, \\
G^+ &= \frac{v_\rho}{\sqrt{v_\rho^2 + v_{\rho'}^2}} \rho^+ + \frac{v_{\rho'}}{\sqrt{v_\rho^2 + v_{\rho'}^2}} \rho'^+, \\
G'^+ &= \frac{v_\chi}{\sqrt{v_\chi^2 + v_{\chi'}^2}} \chi^+ + \frac{v_{\chi'}}{\sqrt{v_\chi^2 + v_{\chi'}^2}} \chi'^+,
\end{aligned} \tag{6.27}$$

onde M_V e M_W são as massas dos bósons de gauge da Eq. (6.8). Como podemos ver, temos dois bósons de Goldstone, esses são absorvidos pelos dois bósons de gauge simplesmente carregados.

Para os escalares duplamente carregados, teremos uma matriz de massa 4×4 que, na base $(\rho^{++}, \rho'^{++}, \chi^{++}, \chi'^{++})^T$, assume a forma,

$$\begin{pmatrix} \frac{g^2 v_\rho (v_{\rho'}^2 + v_\chi^2 - v_{\chi'}^2) + 4v_{\rho'} b_\rho}{4v_\rho} & -\frac{g^2 v_\rho v_{\rho'}}{4} - b_\rho & \frac{g^2 v_\rho v_\chi}{4} & -\frac{g^2 v_\rho v_{\chi'}}{4} \\ -\frac{g^2 v_\rho v_{\rho'}}{4} - b_\rho & \frac{g^2 v_{\rho'} (v_\rho^2 - v_\chi^2 + v_{\chi'}^2) + 4v_\rho b_\rho}{4v_{\rho'}} & -\frac{g^2 v_{\rho'} v_\chi}{4} & \frac{g^2 v_{\rho'} v_{\chi'}}{4} \\ \frac{g^2 v_\rho v_\chi}{4} & -\frac{g^2 v_{\rho'} v_\chi}{4} & \frac{g^2 v_\chi (v_\rho^2 - v_{\rho'}^2 + v_{\chi'}^2) + 4v_{\chi'} b_\chi}{4v_\chi} & -\frac{g^2 v_\chi v_{\chi'}}{4} - b_\chi \\ -\frac{g^2 v_\rho v_{\chi'}}{4} & \frac{g^2 v_{\rho'} v_{\chi'}}{4} & -\frac{g^2 v_\chi v_{\chi'}}{4} - b_\chi & \frac{g^2 v_{\chi'} (-v_\rho^2 + v_{\rho'}^2 + v_\chi^2) + 4v_{\chi'} b_\chi}{4v_{\chi'}} \end{pmatrix}. \quad (6.28)$$

Obter um valor analítico para os auto-valores e auto-estados dessa matriz é um trabalho que não vale o esforço e portanto não iremos fazê-lo. Contudo, seu determinante é nulo, o que após uma análise numérica minuciosa de todos os autovalores, resulta em somente um auto-valor nulo que será o bóson de Goldstone absorvido pelo bóson de gauge U^{++} . Mais a frente nessa seção, quando especificarmos alguns dos parâmetros do modelo, iremos apresentar uma região válida para a massa do escalar duplamente carregado mais leve, que será em torno de algumas centenas de GeV.

Finalmente, vamos focar nos escalares CP-par. Considerando a base $(R_\rho, R_{\rho'}, R_\chi, R_{\chi'})^T$, sua matriz de massa assume a seguinte forma,

$$\begin{pmatrix} \left(\frac{g^2}{3} + g_N^2\right) v^2 \sin^2 \beta + \frac{b_\rho}{\tan \beta} & -\left(\frac{g^2}{3} + g_N^2\right) v^2 \cos \beta \sin \beta - b_\rho & -\left(\frac{g^2}{6} + g_N^2\right) v v_\chi \sin \beta & \left(\frac{g^2}{6} + g_N^2\right) v v_{\chi'} \sin \beta \\ -\left(\frac{g^2}{3} + g_N^2\right) v^2 \cos \beta \sin \beta - b_\rho & \left(\frac{g^2}{3} + g_N^2\right) v^2 \cos^2 \beta + b_\rho \tan \beta & \left(\frac{g^2}{6} + g_N^2\right) v v_\chi \cos \beta & -\left(\frac{g^2}{6} + g_N^2\right) v v_{\chi'} \cos \beta \\ -\left(\frac{g^2}{6} + g_N^2\right) v v_\chi \sin \beta & \left(\frac{g^2}{6} + g_N^2\right) v v_\chi \cos \beta & \left(\frac{g^2}{3} + g_N^2\right) v_\chi^2 + b_\chi \frac{v_{\chi'}}{v_\chi} & -\left(\frac{g^2}{3} + g_N^2\right) v_\chi v_{\chi'} - b_\chi \\ \left(\frac{g^2}{6} + g_N^2\right) v v_{\chi'} \sin \beta & -\left(\frac{g^2}{6} + g_N^2\right) v v_{\chi'} \cos \beta & -\left(\frac{g^2}{3} + g_N^2\right) v_\chi v_{\chi'} - b_\chi & \left(\frac{g^2}{3} + g_N^2\right) v_{\chi'}^2 + b_\chi \frac{v_\chi}{v_{\chi'}} \end{pmatrix}, \quad (6.29)$$

onde,

$$\tan \beta = \frac{v_\rho}{v_{\rho'}}, \quad (6.30)$$

e v é a escala de quebra da simetria eletrofraca do MP dada por $v^2 = v_\rho^2 + v_{\rho'}^2$.

Dessa matriz, vamos obter quatro auto-valores de massa para os escalares, das quais o mais leve reproduzirá as características do Higgs padrão, que supomos seja o bóson recentemente descoberto pelo LHC. Para garantir que tal escalar faça o papel de bóson de Higgs, vamos impor ao longo desse capítulo que o auto-estado é no mínimo composto por 95% da parte real do escalar ρ^0 . Esta definição é obrigatória para garantir que esse escalar CP-par se comporte de maneira similar ao Higgs do MP, já que as duas primeiras componentes do tripleto ρ são idênticas ao dubleto de Higgs do MP no contexto do modelo 3-3-1 mínimo. Além disso, essa escolha garante que sua taxa de decaimento em partículas do MP sejam basicamente as mesmas calculadas nas Ref. [70, 71], exceto por algumas correções mínimas vindo das partículas supersimétricas. Na próxima seção iremos estudar o comportamento desse escalar mais leve do modelo.

6.4 Fenomenologia do Higgs e o Setor Escalar

Para testar a capacidade desse modelo de reproduzir os resultados das colaborações ATLAS e CMS, será necessário definir um espaço de parâmetros responsável por obter a massa correta do Higgs. Como podemos enxergar de todas as matrizes de massa dos escalares do modelo, existem 5 parâmetros livres que definem os auto-valores, $(\beta, v_\chi, v_{\chi'}, b_\rho, b_\chi)$. Antes de irmos a frente, é preciso chamar a atenção para algumas características do modelo RSUSY331: Primeiro, as massas dos léptons carregados, Eq. (6.9), impõe restrições a $v_{\rho'}$ e $v_{\chi'}$ para evitar que entremos num regime não-perturbativo onde $k_l > \sqrt{4\pi}$, uma preocupação que só precisamos ter para o caso do lépton tau; Segundo, vamos estabelecer que $v_\chi^2 + v_{\chi'}^2 = v_{331}^2$, onde v_{331} é a escala de energia característica da quebra espontânea de simetria do modelo 3-3-1. É importante notar que v_{331} não deve exceder o cutoff da teoria (Λ), caso contrário cairíamos em um regime não-perturbativo para o acoplamento de gauge de $U(1)_N$; Terceiro, os parâmetros de quebra soft de SUSY, b_ρ and b_χ , tem dimensão de massa quadrada e iremos tratá-los como um produto de duas escalas de massa da ordem da quebra de SUSY, ou seja, $b_\rho, b_\chi \sim M_{SUSY}^2$. Supondo que a escala de quebra de SUSY é, aproximadamente, da ordem de alguns TeV, o valor desses dois parâmetros pode ser estimado, sem perda de generalidade, como sendo

$$10^5 \text{ GeV}^2 < b_\rho, b_\chi \leq 10^6 \text{ GeV}^2; \quad (6.31)$$

Por último, nós vamos exigir que as massas quadradas de todos os escalares do modelo sejam reais. Isso restringe b_ρ e b_χ de tal forma que tachyons não estarão presentes no espectro do modelo. Para os outros parâmetros do modelo, consideraremos que eles estarão entre os seguintes valores,

$$1000 \text{ GeV} \leq v_{331} \leq 4500 \text{ GeV}, \quad (6.32)$$

$$0.1 \leq k_\tau \leq 0.9, \quad (6.33)$$

$$0 < \beta < \frac{\pi}{2}. \quad (6.34)$$

Nas Figuras 4 e 5 mostramos o comportamento da massa do escalar CP-par mais leve, m_h , a nível de árvore em termos dos parâmetros livre do modelo.

Perceba que temos um limite superior a nível de árvore $m_h < 90 \text{ GeV}$. Isso recupera, em partes, o comportamento do Higgs no MSSM. Portanto, concluimos que esse escalar deve fazer o papel do Higgs no RSUSY331. Assim, um Higgs com massa de 125 GeV, como foi medido no ATLAS e CMS, exige uma contribuição substancial de correções radiativas, como é o caso do MSSM. Ressaltamos que as condições clássicas de estabilidade do potencial e inexistência de tachyons no nosso modelo são o que impedem o Higgs do RSUSY331 de ter uma massa maior do que 90 GeV a nível de árvore. Nesse sentido, é imprescindível analisar a principal contribuição de loop para a massa do Higgs nesse modelo.

Como sabemos, o stop(superparceiro do quark top) é quem traz a maior contribuição de 1-loop para o Higgs. Em nosso caso, as correções de loop dos stops para a massa do Higgs serão calculadas usando o método do potencial efetivo[72]. Para isso vamos primeiro calcular a matriz de massa dos stops. Ela é dada por,

$$\begin{pmatrix} m_t^2 + m_{Q_3}^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{g^2}{2} + g_N^2 \right) \Delta v_\chi & m_t X_t \\ m_t X_t & m_t^2 + m_{u_3}^2 + \frac{2}{3} g_N^2 \Delta v_\chi \end{pmatrix}. \quad (6.35)$$

Onde os D-termos que contribuem minimamente foram negligenciados. Seus auto-valores são,

$$m_{\tilde{t}_1}^2 = m_t^2 + \frac{1}{2} \left(m_{Q_3}^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{g^2}{2} + g_N^2 \right) \Delta v_\chi \right) + \frac{1}{2} \left(m_{u_3}^2 + \frac{2}{3} g_N^2 \Delta v_\chi \right) \quad (6.36)$$

$$- \frac{1}{2} \sqrt{\left(\left(m_{Q_3}^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{g^2}{2} + g_N^2 \right) \Delta v_\chi \right) - \left(m_{u_3}^2 + \frac{2}{3} g_N^2 \Delta v_\chi \right) \right)^2 + 4m_t^2 X_t^2},$$

$$m_{\tilde{t}_2}^2 = m_t^2 + \frac{1}{2} \left(m_{Q_3}^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{g^2}{2} + g_N^2 \right) \Delta v_\chi \right) + \frac{1}{2} \left(m_{u_3}^2 + \frac{2}{3} g_N^2 \Delta v_\chi \right) \quad (6.37)$$

$$+ \frac{1}{2} \sqrt{\left(\left(m_{Q_3}^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{g^2}{2} + g_N^2 \right) \Delta v_\chi \right) - \left(m_{u_3}^2 + \frac{2}{3} g_N^2 \Delta v_\chi \right) \right)^2 + 4m_t^2 X_t^2},$$

Onde m_{Q_3} e m_{u_3} são parâmetros de quebra soft de SUSY dados na Eq. (6.7), $\Delta v_\chi = \frac{1}{2} (v_\chi^2 - v_{\chi'}^2)$ e $X_t = A_t + \mu_\rho \cot \beta$ são parâmetros de mistura entre $\tilde{t}_L$ e $\tilde{t}_R$ (identificamos $A_t \equiv A_{33}^u$ na Eq. (6.7)). É oportuno notar que a Eq. (6.38) fornece $\tilde{t}_1$ como o stop mais leve.

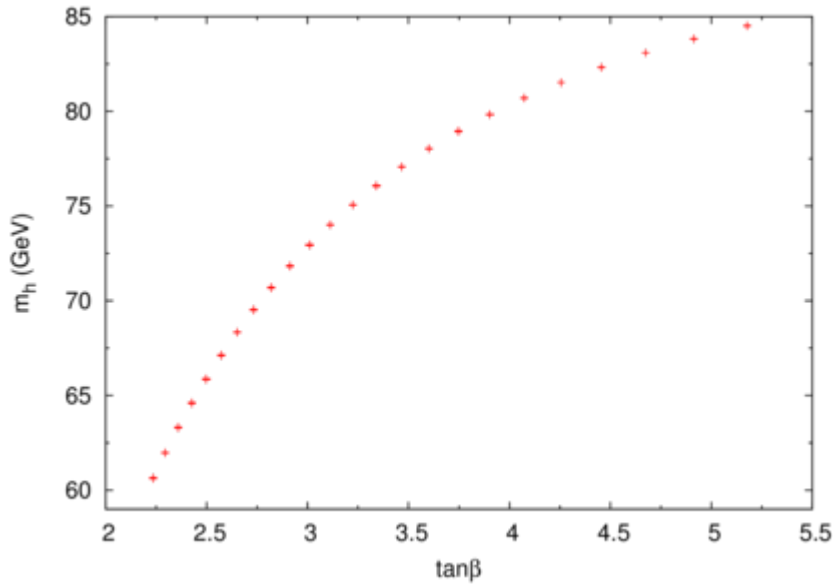


Figura 4 – Valores de $\tan \beta$ compatíveis com a massa a nível de árvore do Higgs $m_h > 60$. Como podemos ver, existe um valor máximo para m_h dado as suposições que fizemos, onde $\tan \beta \approx 5$.

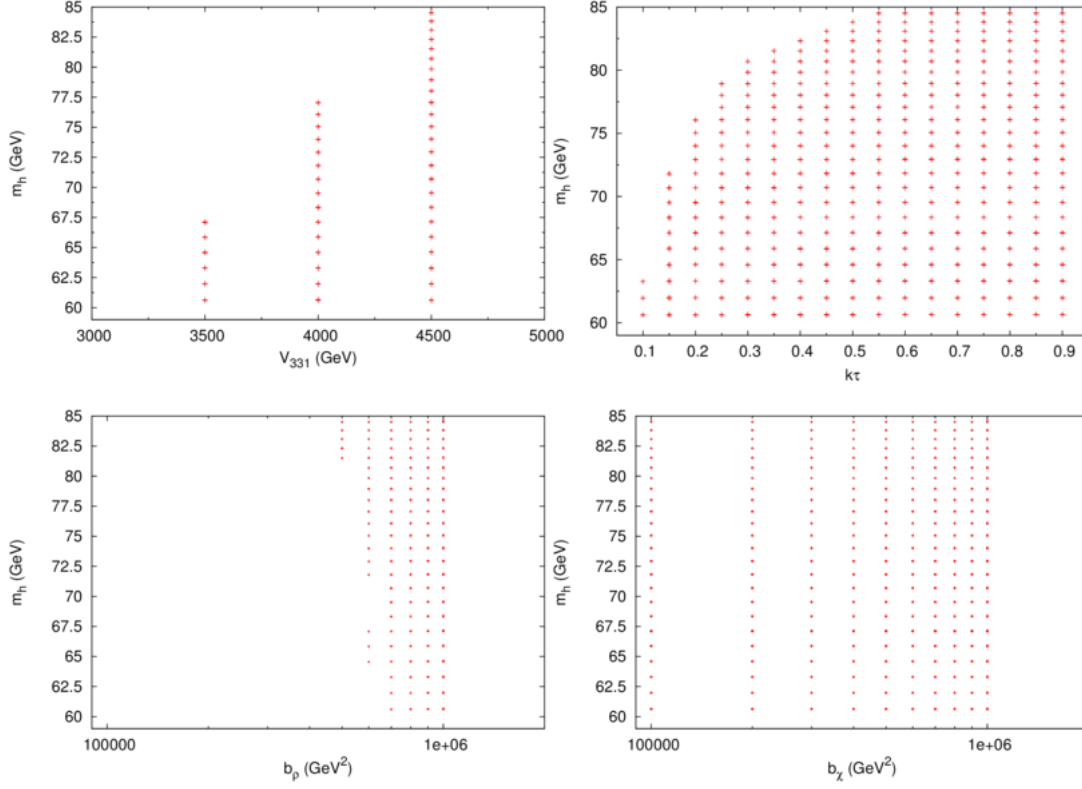


Figura 5 – Comportamento dos parâmetros livre comparado com a massa do Higgs m_h . A escala de quebra do 3-3-1, v_{331} , precisa ter o maior valor possível para que obtenhamos o maior valor para a massa do Higgs a nível de árvore(superior esquerda); O acoplamento de Yukawa do lépton τ , k_τ , deve ser maior do que 0.5 para alcançarmos o valor máximo da massa do Higgs(superior direita); Embora b_ρ devam ser maior do que 5×10^5 GeV² para obter o maior valor da massa do Higgs(inferior esquerda), b_χ é insensível a esse limite(inferior direita).

Em primeira aproximação, a matriz dos escalares CP-par dada na Eq. (6.29) recebe correções de 1-loop somente nas entradas 11, 12 e 22, que são

$$\begin{aligned}
 \delta M_{11} = & \frac{3G_F m_t^4 \text{cosec}^2 \beta \left(A_t (A_t + \mu_\rho \cot \beta) \ln\left(\frac{m_{t_2}^4}{m_{t_1}^4}\right) - (m_{t_2}^2 - m_{t_1}^2) \ln\left(\frac{m_t^4}{m_{t_1}^2 m_{t_2}^2}\right) \right)}{2\sqrt{2}\pi^2 (m_{t_2}^2 - m_{t_1}^2)} \\
 & + \frac{3G_F m_t^4 A_t^2 (A_t + \mu_\rho \cot \beta)^2 \text{cosec}^2 \beta \left(2m_{t_2}^2 - 2m_{t_1}^2 - (m_{t_2}^2 + m_{t_1}^2) \ln\left(\frac{m_{t_2}^2}{m_{t_1}^2}\right) \right)}{2\sqrt{2}\pi^2 (m_{t_2}^2 - m_{t_1}^2)^3},
 \end{aligned} \tag{6.38}$$

$$\begin{aligned}
\delta M_{12} = & \frac{3G_F m_t^4 \mu_\rho^2 (A_t + \mu_\rho \cot \beta)^2 \operatorname{cosec}^2 \beta \ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_2}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}\right)}{2\sqrt{2}\pi^2 (m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2)} \\
& + \frac{3G_F m_t^4 A_t \mu_\rho (A_t + \mu_\rho \cot \beta)^2 \operatorname{cosec}^2 \beta \left(2m_{\tilde{t}_2}^2 - 2m_{\tilde{t}_1}^2 - (m_{\tilde{t}_2}^2 + m_{\tilde{t}_1}^2) \ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_2}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}\right)\right)}{2\sqrt{2}\pi^2 (m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2)^3},
\end{aligned} \tag{6.39}$$

$$\delta M_{22} = \frac{3G_F m_t^4 \mu_\rho^2 (A_t + \mu_\rho \cot \beta)^2 \operatorname{cosec}^2 \beta \left(2m_{\tilde{t}_2}^2 - 2m_{\tilde{t}_1}^2 - (m_{\tilde{t}_2}^2 + m_{\tilde{t}_1}^2) \ln\left(\frac{m_{\tilde{t}_2}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}\right)\right)}{2\sqrt{2}\pi^2 (m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2)^3}, \tag{6.40}$$

Iremos re-analisar a matriz da Eq. (6.29) mas agora levando em conta as correções acima. Contudo, vamos selecionar valores dos parâmetros livres que maximizem o valor de m_h a nível de árvore, bem como impor que o Higgs é composto por mais do que 95% de ρ^0 , o que significa que nossa análise será restrita a uma região de parâmetros mais enxuta, que será,

$$2500 \text{ TeV} \leq v_{331} \leq 4500 \text{ TeV}, \tag{6.41}$$

$$1 < \beta < 1.56, \tag{6.42}$$

$$k_\tau = 0.5, \tag{6.43}$$

$$10^5 \text{ GeV}^2 < b_\rho, b_\chi \leq 10^6 \text{ GeV}^2. \tag{6.44}$$

Escolhemos também os valores dos parâmetros de quebra soft dos stops, m_{Q_3} and m_{u_3} , entre 100 GeV e 1.5 TeV, e o parâmetro trilinear de quebra soft $-2 \text{ TeV} < A_t < 2 \text{ TeV}$.

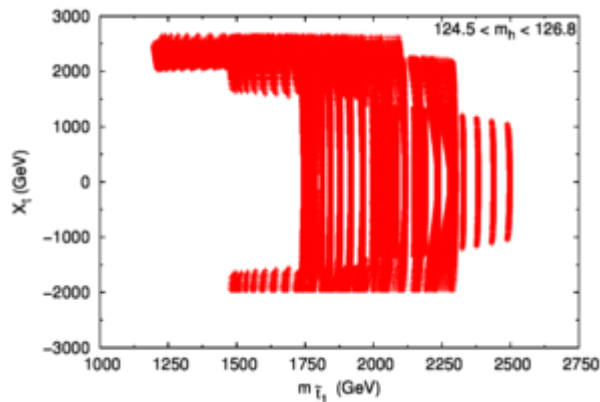


Figura 6 – Massa do stop e sua mistura necessária para obter a massa do Higgs na região $124.5 \text{ GeV} \leq m_h \leq 126.8 \text{ GeV}$.

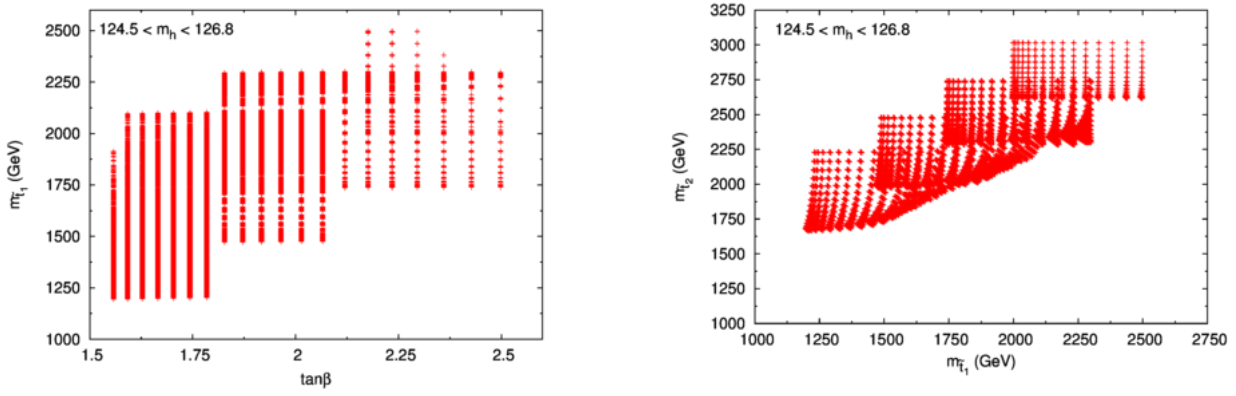


Figura 7 – Comparação da massa do stop mais leve com $\tan \beta$ e a massa do stop mais pesado. (esquerda) $\tan \beta$ deve estar entre 1.5 e 2.5 para estar de acordo com o vínculo da massa do Higgs. (direita) O stop mais pesado deve ser mais pesado que $m_{\tilde{t}_2} \approx 1625$ GeV, para que tenhamos a menor massa possível para o stop mais leve, $m_{\tilde{t}_1} \approx 1180$ GeV,.

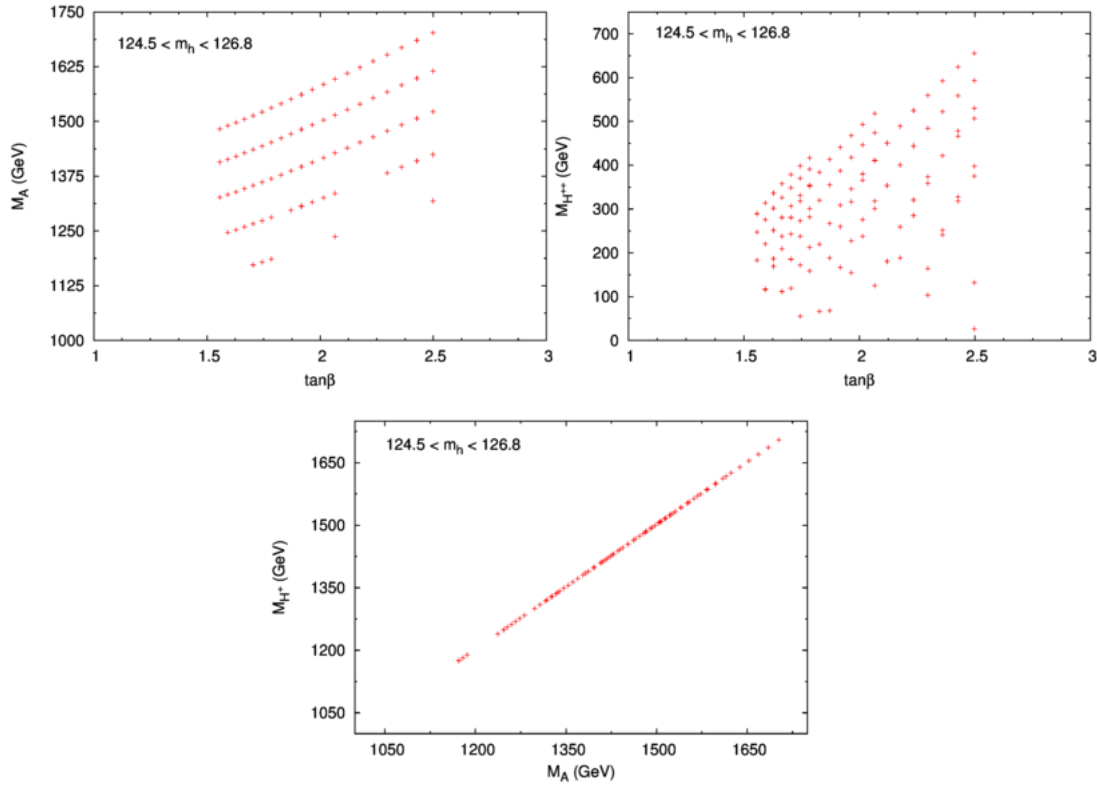


Figura 8 – Escalares CP-ímpar, simplesmente e duplamente carregados. (superior esquerda) A massa do escalar CP-ímpar deve estar entre 1125 GeV e 1700 GeV para $1.5 < \tan \beta < 2.5$. (superior direita) Para $\tan \beta$ no mesmo intervalo, a massa do escalar duplamente carregado deve estar entre 25 GeV and 650 GeV. (inferior) Como era de se esperar num setor de Higgs desacoplado, o escalar simplesmente carregado é quase perfeitamente degenerado com o CP-ímpar como previsto pela Eq. (6.26).

Considerando todas essas suposições, somos capazes de apresentar as massas dos stops e suas misturas necessárias para que corroborem com os experimentos ATLAS e CMS. Na Fig. 6 mostramos o comportamento do stop mais leve em função da sua mistura.

Diferente do que se obtém no MSSM, o stop mais leve não pode ser mais leve do que 1180 GeV. Entretanto, a mistura dos stops pode ser pequena ou até desprezível se a massa do stop for maior do que 1750 GeV. Se focarmos na Eq. (6.38), podemos ver que, mesmo que os parâmetros de quebra soft fossem da ordem de centenas de GeV, teríamos uma massa para o stop acima de TeV já que o termo Δv_χ é quem domina e está na escala de TeV. Mais ainda, os parâmetros de quebra soft dos stops podem chegar tão baixo quando 100 GeV. Isso é interessante pois requer um menor fine tuning se comparado ao MSSM [73].

Por questão de completeza, na Fig. 7 nós apresentamos o comportamento do stop mais leve em função da $\tan \beta$ e comparamos com a massa do stop mais pesado.

Considerando os outros escalares do modelo, apresentamos o comportamento dos escalares mais leves simplesmente carregado, duplamente carregados e CP-ímpar. A Fig. 8 nos diz que esses escalares, com exceção do duplamente carregado, estão na escala de TeV. Um resultado interessante a mais, observe que a massa do escalar duplamente carregado pode ser tão baixa quando 250 GeV, o que pode ser testado no LHC. Tal teste pode ser realizado analisando seus decaimentos, que são principalmente dois taus de mesmo sinal como visto em [71].

Conluímos assim, a análise do setor escalar do modelo RSUSY331.

7 Conclusão

Mostramos que em modelos com mais de um dubleto de Higgs é possível encontrar uma região onde o escalar CP-par mais leve pode ter as mesmas características do bóson de Higgs do Modelo Padrão, sem precisar recorrer a massas muito grandes dos bósons pesados que sobram no espectro do modelo.

Isso foi feito para o 2HDM mais geral e a condição para que esse alinhamento entre h e H_{MP} era que $\Lambda_5 = 0$ (Eq.(2.28)), ou seja, o termo fora da diagonal da matriz de massa dos escalares CP-par fosse nulo.

Já para o Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo, a nível de árvore, não é possível encontrar tal condição visto que o termo fora da diagonal da matriz $M_{H_{MP}}^2$ não pode ser nulos. Para isso, calculamos as correções de 1-loop mais relevantes à matriz de massa e chegamos à conclusão de que a condição para existir o alinhamento sem desacoplamento seria imposta sobre os parâmetros A_t, μ e M_S desde que a Eq.(3.71) fosse satisfeita.

A baixas energias, as condições necessárias do MSSM nos dizem que $\mu \approx 3M_S$ e que se $\mu A_t > 0$ (< 0) então $A_t > \sqrt{6}M_S$ ($< \sqrt{6}M_S$). Os valores desses parâmetros devem ser tais que a massa do Higgs esteja em torno do valor experimental medido e também que a Força do Sinal, R_{hXX} , também estivesse de acordo com os experimentos. A consequência dessas condições é de que $\tan \beta$ deve estar próximo de 10 e que m_A pode ser tão baixo quanto 200-300 GeV.

Como a busca por modelos de Grande Unificação é bastante incentivada, já que tais modelos podem nos levar a descobertas sobre a origem do nosso Universo, encontrar um modelo na escala de GUT que recupere as condições do alinhamento sem desacoplamento a baixas energia é um passo óbvio a ser dado. Contudo, o modelo mais simples de GUT do MSSM, conhecido como MSUGRA não é capaz de obter tais resultados sem que incorra em inconsistência fenomenológica. Por isso, escolhemos um modelo onde as massas dos dubletos de Higgs na Lagrangiana de quebra soft não sejam unificadas na escala de $10^{14} - 10^{16}$ GeV (NUHM - Modelo com Massa dos Higgs Não-Universal), o que permite que, ao calcularmos as equações do grupo de renormalização, tenhamos μ e m_A^2 como parâmetros independentes (pronvindo do fato de que $m_{H_u}^2$ e $m_{H_d}^2$ são os parâmetros livres a altas energias).

As características do NUHM são propícias para encontrarmos as condições do alinhamento, já que podemos buscar valores de $m_{H_u}^2$ e $m_{H_d}^2$ que reflitam o valor de μ desejado e também o de m_A .

Em nossa análise, utilizando softwares capazes de calcular os observáveis necessários

para os nossos objetivos, conseguimos restringir o espaço de parâmetros para a região de nosso interesse e concluimos que o alinhamento sem desacoplamento é possível desde que A_t e μ sejam negativos. Na Fig.3, identificamos que a $\tan\beta$ deve estar em torno de 10 e que m_A pode ser tão baixo quanto 250 GeV. Com boa aproximação, esse resultado é equivalente ao obtido para o MSSM a baixas energias. Mais ainda, para esses valores, conseguimos encontrar m_h muito próximo do valor experimental.

Este trabalho está sendo realizado em conjunto com Stefano Profumo e Tim Stefaniak, ambos da Universidade da Califórnia em Santa Cruz, e está em sua fase de conclusão. Após encontrarmos a região que nos interessa, os últimos detalhes consistem em determinar se o candidato a matéria escura do modelo é um candidato satisfatório, bem como analisar vínculos de violação de sabor, que são bastante importantes em modelos de SUSY.

Mostramos também, que se quisermos resolver o problema da geração das massas dos neutrinos, existe um mecanismo chamado Mecanismo Seesaw Inverso que além de gerar as massas dos neutrinos solares e atmosféricos satisfatoriamente, ainda predizem a existência de novas partículas na escala de TeV que podem ser testadas nos experimentos atuais. Contudo, vimos também que esse mecanismo não possui um modelo base que o sustente, para isso propusemos uma extensão dos grupos de gauge do Modelo padrão para acomodar naturalmente as partículas necessárias para gerar o ISS.

Esse trabalho, realizado na Universidade Federal da Paraíba, concluiu que não só é possível que o modelo 3-3-1RHN é um ambiente propício para a realização do seesaw inverso, como também mostrou que é possível testá-lo tanto através do LHC com decaimento dos neutrinos pesados da ordem de TeV, quanto de experimentos com oscilação de neutrinos com o decaimento raro do múon. Mais ainda, propusemos uma solução para o problema da pequenez do parâmetro μ resgatando a conexão do seesaw inverso com a escala de GUT.

Por fim, utilizando tanto a idéia da supersimetria quanto a da extensão de gauge do Modelo Padrão para o ambiente do 3-3-1, analisamos a viabilidade do modelo 3-3-1 com conteúdo de matéria mais simples possível.

Calculamos o potencial escalar do modelo, que é bastante enxuto comparado a outras possibilidades de modelos 3-3-1, para mostrar que a nível de árvore o resultado do MSSM de que a massa do escalar mais leve não pode ultrapassar 90 GeV. No entanto, em um loop não só é possível alcançar os 125 GeV como podemos fazer isso sem exigir que a mistura dos stops seja máxima, isso porque a massa dos stops sofre a influência de um novo VEV vindo do escalar responsável pela quebra do 3-3-1 no MP, que é da ordem de TeV.

Além disso, $\tan\beta$ deve ser pequeno para garantir a massa do Higgs e dos novos escalares que surgem no modelo, o duplamente carregado mais leve pode ser tão leve

quanto 250 GeV, o que pode ser facilmente testado nos experimentos atuais.

Os modelos Além do Modelo Padrão são muitos e bastante explorados nos dias atuais, aqui exploramos algumas das opções que acreditam-se ser as mais elegantes possíveis mantendo a proximidade com os experimentos. Com o LHC se aproximando de seus dias mais produtivos, todos esses modelos estão sendo colocados a prova e aquele que conseguir sustentar todos os testes a que será submetido será aquele que desenvolveremos durante as próximas décadas.

Referências

- [1] J.J. Thomson. XXIV. On the structure of the atom: an investigation of the stability and periods of oscillation of a number of corpuscles arranged at equal intervals around the circumference of a circle. *Philosophical Magazine Series 6*, 7(39), 1904.
- [2] E. Rutherford. The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom. *Philosophical Magazine Series 6*, 21(669), 1911.
- [3] N. Borh. I. on the constitution of atoms and molecules. *Philosophical Magazine Series 6*, 151(1), 1913.
- [4] E. Schrödinger. An Undulatory Theory of the Mechanics of Atoms and Molecules. *Phys. Rev.*, 28(1049), 1926.
- [5] P.A.M. Dirac. The Quantum Theory of the Electron. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 117(778), 1928.
- [6] F. Mandl and G. Shawn. *Quantum Field Theory*. John Wiley and Sons, Ltd, Chinchester, UK, 2010.
- [7] S.L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nucl. Phys.*, 22(4), 1961.
- [8] S. Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19(1264), 1967.
- [9] C. Quigg. Beyond the standard model in many directions. *hep-ph/0404228 FERMILAB-CONF-04-049-T*, 2005.
- [10] G.C. Branco, P.M. Ferreira, L. Lavoura, M.N. Rebelo, M. Sher, and J.P Silva. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. *Phys. Rept.*, 516(1), 2012.
- [11] C. Csaki. The Minimal supersymmetric standard model (MSSM). *Mod. Phys. Lett. A*, 11(599), 1996.
- [12] B.W. Lee and S. Weinber. SU(3) x U(1) Gauge Theory of the Weak and Electromagnetic Interactions. *Phys.Rev.Lett.*, 38(1237), 1977.
- [13] G. Aad and et.al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716(1), 2012.
- [14] S. Chatrchyan and et.al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716(30), 2012.

- [15] K.A. Olive et al. Particle Data Group. *Chin. Phys. C*, 38(090001), 2014.
- [16] R.D. Peccei and Helen R. Quinn. CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles. *Phys. Rev. Lett*, 38(1440), 1977.
- [17] M. Trodden. Electroweak Baryogenesis. *Rev. Mod. Phys.*, 71(1463), 1999.
- [18] M. Herrero. The Standard Model. *NATO Sci.Ser. C*, 534(1), 1999.
- [19] J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg. Broken Symmetries. *Phys. Rev.*, 127(965), 1962.
- [20] P.M. Ferreira, R. Santos, and Barroso A. Stability of the tree-level vacuum in two Higgs doublet models against charge or CP spontaneous violation. *Phys. Lett. B*, 603 (219-229), 2004.
- [21] Barroso A., P.M. Ferreira, and R. Santos. Neutral minima in two-Higgs doublet models. *Phys. Lett. B*, 652(181-192), 2007.
- [22] Grossman.Y. Introduction to flavor physics. *arXiv:1006.3534 lecture given at CERN Conference C09-09-07.7*, 2010.
- [23] S. Coleman and J. Mandula. All Possible Symmetries of the S Matrix. *Phys. Rev.*, 159(1251), 1967.
- [24] R. Haag, J. Lopuszansky, and M. Sohnius. All possible generators of supersymmetries of the S-Matrix. *Nucl. Phys. B*, 88(257), 1975.
- [25] S. R. Elliot and M. Franz. Colloquium: Majorana fermions in nuclear, particle, and solid-state physics. *Rev. Mod. Phys.*, 87(137), 2015.
- [26] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints. *Phys. Rept.*, 405(279), 2005.
- [27] H. Baer and T. Xerxes. *Weak Scale Supersymmetry: From Superfields to Scattering Events*. Cambridge University Press, New York, USA, 2006.
- [28] S. Martin. A Supersymmetry Primer. *Adv.Ser.Direct.High Energy Phys. hep-ph/9709356*, 21(1), 2010.
- [29] T.P. Cheng and L.F. Li. *Gauge Theory of Elementary Particle Physics*. Oxford Science Publications, Oxford,UK, 1984.
- [30] G. Senjanovic. Proton decay and grand unification. *AIP Conf.Proc. arXiv:0912.5357*, 1200(131), 2010.

- [31] H. Haber, R. Hempfling, and A.H. Hoang. Approximating the radiatively corrected higgs mass in the minimal supersymmetric model. *Z.Phys. C*, 75(539), 1997.
- [32] M. Carena, H. Haber, I. Low, N.R. Shah, and C.E.M. Wagner. Complementarity between Nonstandard Higgs Boson Searches and Precision Higgs Boson Measurements in the MSSM. *Phys. Rev. D*, 91(035003), 2015.
- [33] M. Carena, S. Heinemeyer, O. Stal, C.E.M. Wagner, and G. Weiglein. MSSM Higgs Boson Searches at the LHC: Benchmark Scenarios after the Discovery of a Higgs-like Particle. *Eur.Phys.J. C*, 73(2552), 2013.
- [34] G. Aad and et.al. Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 114(191803), 2015.
- [35] G. Aad and et.al. Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. *ATLAS-CONF-2015-044*, 2015.
- [36] R.N. Mohapatra. Supersymmetric grand unification. *c97-06-01 hep-ph/9801235*, (601), 1997.
- [37] V. Bertin, E. Nezri, and J. Orloff. Neutralino dark matter beyond CMSSM universality. *JHEP*, 046, 2003.
- [38] F. Staub. SARAH 4 : A tool for (not only SUSY) model builders. *Comput.Phys.Commun.*, 185(1773), 2014.
- [39] F. Staub. Automatic Calculation of supersymmetric Renormalization Group Equations and Self Energies. *Comput.Phys.Commun.*, 182(808), 2010.
- [40] F. Staub. From Superpotential to Model Files for FeynArts and CalcHep/CompHep. *Comput.Phys.Commun.*, 181(1077), 2010.
- [41] W. Porod. SPheno, a program for calculating supersymmetric spectra, SUSY particle decays and SUSY particle production at e^+e^- colliders. *Comput.Phys.Commun.*, 153(275), 2003.
- [42] W. Porod and F. Staub. SPheno 3.1: Extensions including flavour, CP-phases and models beyond the MSSM. *Comput.Phys.Commun.*, 183(2458), 2011.
- [43] S. Heinemeyer, W. Holik, and G. Weiglein. FeynHiggs: A Program for the calculation of the masses of the neutral CP even Higgs bosons in the MSSM. *Comput.Phys.Commun.*, 124(76), 2000.

- [44] S. Heinemeyer, W. Holik, and G. Weiglein. The Masses of the neutral CP - even Higgs bosons in the MSSM: Accurate analysis at the two loop level. *Eur.Phys.J. C*, 9(343), 1999.
- [45] G. Degrandi, S. Heinemeyer, W. Holik, P. Slavich, and G. Weiglein. Towards high precision predictions for the MSSM Higgs sector. *Eur.Phys.J. C*, 28(133), 2003.
- [46] M. Frank, T. Hahn, S. Heinemeyer, W. Holik, H. Rzehak, and G. Weiglein. The Higgs Boson Masses and Mixings of the Complex MSSM in the Feynman-Diagrammatic Approach. *JHEP*, 0702(047), 2007.
- [47] T. Hahn, S. Heinemeyer, W. Holik, H. Rzehak, and G. Weiglein. High-Precision Predictions for the Light CP -Even Higgs Boson Mass of the Minimal Supersymmetric Standard Model. *Phys.Rev.Lett.*, 112(141801), 2014.
- [48] Q.R. Ahmad and et al. Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys.Rev.Lett.*, 89(011301), 2002.
- [49] J. Hosaka and et al. Three flavor neutrino oscillation analysis of atmospheric neutrinos in Super-Kamiokande. *Phys.Rev.D*, 74(032002), 2006.
- [50] M. Magg and C. Wetterich. Neutrino mass problem and gauge hierarchy. *Phys.Lett.B*, 94(61), 1980.
- [51] R.N. Mohapatra and G. Senjanovic. Neutrino masses and mixings in gauge models with spontaneous parity violation. *Phys.Rev.D*, 23(165), 1981.
- [52] E. Ma and U. Sarkar. Neutrino Masses and Leptogenesis with Heavy Higgs Triplets. *Phys.Rev.Lett.*, 80(5716), 1998.
- [53] R. Mohapatra. Mechanism for understanding small neutrino mass in superstring theories. *Phys.Rev.Lett.*, 56(561), 1986.
- [54] R. Mohapatra and J.W.F. Valle. Neutrino mass and baryon-number nonconservation in superstring models. *Phys.Rev.D*, 34(1642), 1986.
- [55] A. Sampieri, A.G Dias, C.A.de S. Pires, and P.S Rodrigues da Silva. A Simple Realization of the Inverse Seesaw Mechanism. *Phys.Rev.D*, 86(035007), 2012.
- [56] J. Schechter and J.W.F. Valle. Neutrino decay and spontaneous violation of lepton number. *Phys.Rev.D*, 25(774), 1982.
- [57] H. Hettmansperger, M. Lindner, and W. Rodejohann. Phenomenological consequences of sub-leading terms in see-saw formulas. *JHEP*, 04(123), 2011.

- [58] S. Antusch, J.P. Baumann, and E. Fernández-Martínez. Non-standard neutrino interactions with matter from physics beyond the Standard Model. *Nucl.Phys.B*, 810(369), 2009.
- [59] A. Ilakovac and A Pilaftsis. Flavour-violating charged lepton decays in seesaw-type models. *Nucl.Phys.B*, 437(491), 1995.
- [60] K. Nakamura and et.al.l. Review of Particle Physics. *J.Phys.G*, 37(7A), 2010.
- [61] A. van der Schaaf. Muon physics at a neutrino factory. *J.Phys.G*, 20(12), 2003.
- [62] A.G. Dias, C.A. de S. Pires, and P.S. Rodrigues da Silva. How the inverse seesaw mechanism can reveal itself natural, canonical, and independent of the right-handed neutrino mass. *Phys.Rev.D*, 84(053011), 2011.
- [63] C.A. de S. Pires and P.S. Rodrigues da Silva. Spontaneous breaking of the lepton number and invisible majoron in a 3-3-1 model. *Eur.Phys.J.C*, 36(397), 2004.
- [64] P.R.D. Ferreira Jr., J.G.and Pinheiro, C.A. de S. Pires, and P.S. Rodrigues da Silva. The Minimal 3-3-1 model with only two Higgs triplets. *Phys.Rev.D*, 84(095019), 2013.
- [65] P.H. Frampton. Chiral dilepton model and the flavor question. *Phys.Rev.Lett.*, 69(2889), 1992.
- [66] F. Pisano and V. Pleitez. An $SU(3) \times U(1)$ model for electroweak interactions. *Phys.Rev.D*, 46(410), 1992.
- [67] A. Sampieri, J.G. Ferreira, C.A.de S. Pires, and P.S Rodrigues da Silva. Higgs sector of the supersymmetric reduced 331 model. *Phys.Rev.D.*, 88(015013), 2013.
- [68] A.G. Dias, R. Martinez, and V. Pleitez. Concerning the Landau pole in 3-3-1 models. *Eur.Phys.J.C*, 39(101), 2005.
- [69] A.G. Dias and V. Pleitez. Stabilization of the Electroweak Scale in 3-3-1 Models. *Phys.Rev.D*, 80(056007), 2009.
- [70] A. Alves, E.B. Barreto, A.G. Dias, C.A.de S. Pires, F. Queiroz, and P.S.R.da Silva. Probing 3-3-1 Models in Diphoton Higgs Boson Decay. *Phys.Rev.D*, 84(115004), 2011.
- [71] W. Caetano, C.A.de S. Pires, P.S.R.da Silva, D. Cogollo, and F. Queiroz. Explaining ATLAS and CMS Results Within the Reduced Minimal 3-3-1 model. *Eur.Phys.J.C*, 73(2607), 2013.
- [72] J. Ellis, G. Ridolfi, and F. Zwirner. Radiative corrections to the masses of supersymmetric Higgs bosons. *Phys.Lett.B*, 257(83), 1991.
- [73] E. Hardy. Is Natural SUSY Natural? *JHEP*, 1310(133), 2013.

Apêndices

APÊNDICE A – Equações do Grupo de Renormalização

As Equações do Grupo de Renormalização (RGE) em 1 loop para modelos tipo-MSSM estão listadas a seguir.

Massa dos gauginos:

$$\frac{d}{dt}M_a = \frac{1}{8\pi^2}b_ag_a^2M_a \quad (b_a = 33/5, 1, -3). \quad (\text{A.1})$$

Acoplamentos de quebra soft trilineares (onde $a_f = A_f y_f$):

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}a_t &= a_t \left[18y_t^2 + y_b^2 - \frac{16}{3}g_3^2 - 3g_2^2 - \frac{13}{15}g_1^2 \right] + y_b y_t \\ &\quad + y_t \left[\frac{32}{3}g_3^2 M_3 + 6g_2 M_2 + \frac{26}{15}g_1^2 M_1 \right] \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

$$\approx a_t \left[18y_t^2 - \frac{16}{3}g_3^2 \right] + \frac{32}{3}y_t g_3^2 M_3. \quad (\text{A.3})$$

Vamo introduzir as seguintes abreviações para serem usadas a seguir:

$$X_t = 2|y_t|^2(m_{H_u}^2 + m_{Q_3}^2 + m_{\bar{u}_3}^2) + 2|a_t|^2, \quad (\text{A.4})$$

$$X_b = 2|y_b|^2(m_{H_d}^2 + m_{Q_3}^2 + m_{\bar{d}_3}^2) + 2|a_b|^2, \quad (\text{A.5})$$

$$X_\tau = 2|y_\tau|^2(m_{H_d}^2 + m_{L_3}^2 + m_{\bar{e}_3}^2) + 2|a_\tau|^2. \quad (\text{A.6})$$

Parâmetros de massa quadrada da quebra soft dos Higgs:

$$16\pi^2 \frac{d}{dt}m_{H_u}^2 = 3X_t - 6g_2^2|M_2|^2 - \frac{6}{5}g_1^2|M_1|^2 + \frac{3}{5}g_1^2 S, \quad (\text{A.7})$$

$$16\pi^2 \frac{d}{dt}m_{H_d}^2 = 3X_b + X_\tau - 6g_2^2|M_2|^2 - \frac{6}{5}g_1^2|M_1|^2 - \frac{3}{5}g_1^2 S. \quad (\text{A.8})$$

Parâmetro de massa quadrada da quebra soft dos squarks:

$$16\pi^2 \frac{d}{dt}m_{\tilde{Q}_3}^2 = X_t + X_b - \frac{32}{3}g_3^2|M_3|^2 - 6g_2^2|M_2|^2 - \frac{2}{15}g_1^2|M_1|^2 + \frac{1}{5}g_1^2 S \quad (\text{A.9})$$

$$\approx X_t - \frac{32}{3}g_3^2|M_3|^2, \quad (\text{A.10})$$

$$16\pi^2 \frac{d}{dt}m_{\tilde{u}_3}^2 = 2X_t - \frac{32}{3}g_3^2|M_3|^2 - \frac{32}{15}g_1^2|M_1|^2 - \frac{4}{5}g_1^2 S \quad (\text{A.11})$$

$$\approx 2X_t - \frac{32}{3}g_3^2|M_3|^2. \quad (\text{A.12})$$

Aqui, usamos a definição,

$$S = m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 + \text{Tr}[\mathbf{m}_{\tilde{\mathbf{Q}}}^2 - \mathbf{m}_{\tilde{\mathbf{L}}}^2 - 2\mathbf{m}_{\tilde{\mathbf{U}}}^2 + \mathbf{m}_{\tilde{\mathbf{D}}}^2 + \mathbf{m}_{\tilde{\mathbf{E}}}^2]. \quad (\text{A.13})$$

Essas equações mostram como variam os parâmetros de acordo com a variação escala de energia Q . Se vamos de uma escala alta para uma escala mais baixa (GUT para SUSY, por exemplo), o sinal dessas equações determinarão se o parâmetro irá aumentar ou diminuir, ou seja, se o lado direito das equações for negativo, o parâmetro irá aumentar conforme variamos da alta escala de energia para a escala mais baixa, caso seja positivo, o parâmetro irá diminuir.

APÊNDICE B – Lista de Publicações e Contribuições

Durante meu doutorado, foram publicados dois artigos nos quais eu apareço como co-autor:

- A. Sampieri, A.G Dias, C.A.de S. Pires, and P.S Rodrigues da Silva. A Simple Realization of the Inverse Seesaw Mechanism. *Phys.Rev.D.*, 86(035007), 2012
- A. Sampieri, J.G. Ferreira, C.A.de S. Pires, and P.S Rodrigues da Silva. Higgs sector of the supersymmetric reduced 331 model. *Phys.Rev.D.*, 88(015013), 2013

Minhas contribuições para o primeiro artigo foram:

- Implementação dos campos necessários para a realização do Seesaw Inverso no modelo 3-3-1RHN e obtenção das matrizes de massa;
- Cálculo através do método de diagonalização por blocos dos auto-valores e auto-estados da matriz de massa dos neutrinos;
- Análise numérica dos parâmetros livres que envolvem a matriz de massa dos neutrinos para verificação da validade do modelo frente aos dados experimentais de oscilação de neutrinos e vínculos de não-unitariedade. Análise feita utilizando pacotes computacionais em FORTRAN.

Para o segundo artigo, minhas contribuições foram:

- Construção do superpotencial do RSUSY3-3-1;
- Cálculo das matrizes de massa dos escalares e seus auto-valores;
- Cálculo numérico da matriz de massa dos escalares neutros CP-par a nível de árvore e de 1-loop e obtenção dos gráficos para análise do espaço de parâmetros que fornece a massa correta do bóson de Higgs. Foi utilizado o software Wolfram Mathematica tanto para cálculos analíticos ou numéricos, com os resultados utilizados no software gnuplot para gerar as figuras.

Além destes dois artigos publicados, o trabalho em andamento também apresentado nessa tese contaram com minha contribuição no cálculo numérico a fim de explorar o

espaço de parâmetros do NUHM utilizando as ferramentas computacionais citadas no texto.