



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**Modelo Eletrofraco com Dois Dubletos e Simetria
Extra Local $U(1)$**

Téssio Rogério Nóbrega Borja de Melo

CAMPINA GRANDE

- Fevereiro 2016 -

UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**Modelo Eletrofraco com Dois Dubletos e Simetria
Extra Local $U(1)$**

Téssio Rogério Nóbrega Borja de Melo

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Campina Grande, como parte dos requisitos para a obtenção do Grau de Mestre em Física.

Área de Concentração: Física de Partículas.

Orientador: Prof. Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte.

CAMPINA GRANDE

- Fevereiro 2016 -

M528m Melo, Tércio Rogério Nóbrega Borja de.
 Modelo eletrofraco com dois dubletos e simetria extra local $U(1)$ /
Tércio Rogério Nóbrega Borja de Melo. – Campina Grande, 2016.
 82 f. : il. color.

 Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Campina
Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2016.
 "Orientação: Prof. Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte".
 Referências.

 1. Física de Partículas. 2. Modelo Padrão. 3. Dubleto de Higgs.
4. Simetria $U(1)$. 5. Bóson Z' . I. Aponte, Diego Alejandro Cogollo.
II. Título.

CDU 539.12(043)

MODELO ELETROFRACO COM DOIS DUBLETOS E
SIMETRIA EXTRA LOCAL $U(1)$

TÉSSIO ROGÉRIO NÓBREGA BORJA DE MELO

Aprovada em _____

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte
Orientador - UFCG

Prof. Dr. Paulo Sérgio Rodrigues da Silva
Examinador Externo - UFPB

Prof. Dr. Marcos Antônio Anacleto
Examinador Interno - UFCG

*“All our science, measured
against reality, is primitive and
childlike - and yet it is the most
precious thing we have.”*

Albert Einstein

Agradecimentos

Aos meus pais Romero Tadeu e Maria do Rosário, meus irmãos Téssia, Talyta e Romerinho, e a toda minha família, por serem meu ponto de equilíbrio em todos os momentos e situações.

À minha namorada Ana Cláudia, pelo amor, carinho, constante apoio e compreensão.

Ao professor Diego Cogollo pela dedicação e empenho na orientação deste trabalho, pelo estímulo e amizade.

Ao amigo e companheiro de pesquisa Pablo Vasconcelos, pela valiosa troca de conhecimentos e pelos momentos de descontração em meio ao trabalho.

Aos colegas de mestrado da UFCG, pela amizade e boa companhia.

A todas as pessoas que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

À CAPES pelo suporte financeiro.

Lista de Figuras

3.1	Diagrama de Feynman do processo dominante de produção de Z' em colisores de léptons.	47
3.2	Distribuições de massa invariante nos canais dielectron (à esquerda) e dimuon (à direita) no detector do ATLAS LHC. Os dados experimentais são representados pelos pontos pretos e o background é representado pelas áreas coloridas. Os dados são consistentes com o MP, não sendo observado nenhum excesso em relação ao background. Retirado da ref. [76].	48
3.3	Limites superiores para as seções de choque do processo vezes branching ratio σB , $\sigma(Z' \rightarrow l^+l^-)$, com nível de confiança de 95% . Dados coletados correspondentes a uma luminosidade integrada de 20 fb^{-1} na energia do centro do massa $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ no detector do ATLAS LHC. Vários cenários são sobrepostos, com os limites de exclusão da massa extraídos na intersecção das linhas previstas pelos modelos. Retirado da ref. [80].	48
3.4	Diagrama de Feynman da produção associada do Higgs com o bóson Z . O “*” sobre o Z indica que ele é produzido off-shell.	49
3.5	Vínculos do LEP no decaimento invisível do Higgs $\sigma(Zh) BR(h \rightarrow \text{inv}) / \sigma(ZH_{SM})$ no nível de confiança de 95 %. As regiões excluídas se encontram à esquerda das curvas. Retirado da ref. [62].	50
3.6	Diagrama de Feynman do decaimento do Higgs leve em 4 férmions por meio do dark Z .	50
3.7	Regiões do espaço de parâmetros onde o decaimento do Higgs leve é dominado pelo canal $h \rightarrow Z'Z'$ para $m_h = 60 \text{ GeV}$ (à esquerda) e $m_h = 90 \text{ GeV}$ (à direita). Nas curvas pontilhadas (tracejadas) o branching ratio é 50% (90%). As cores das curvas correspondem a diferentes valores de $\delta \tan \beta$: $\delta \tan \beta = 0.1$ (azul), $\delta \tan \beta = 0.2$ (vermelho) e $\delta \tan \beta = 0.3$ (verde). As curvas em preto representam o vínculo do LEP da largura invisível do h , de forma que as regiões centrais entre as duas curvas estão excluídas. Retirado da ref. [62].	51

A.1	Diagrama de Feynman do processo responsável pelo aparecimento de anomalias quirais.	56
C.1	Diagrama de Feynman do decaimento do Higgs leve em $Z'Z'$.	69
C.2	Diagrama de Feynman do decaimento do Higgs leve em férmions.	71

Lista de Tabelas

1.1	Números quânticos dos campos fermiônicos no MP.	6
2.1	Atribuição de paridades pela simetria Z_2 a férmions e escalares.	27
2.2	Acoplamento dos férmions de mão direita com os escalares nos diferentes tipos de 2HDM.	28
2.3	Atribuição de cargas por $U(1)'$ livres de anomalias no 2HDM tipo I. n_R representa neutrinos de mão direita adicionados para o cancelamento das anomalias em alguns modelos. Adaptada da ref.[45].	31
3.1	Número de eventos observados e background estimado na busca de jets de léptons no ATLAS LHC, com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 7$ TeV e luminosidade integrada de 5 fb^{-1} . A busca foi feita em eventos que apresentam 2 jets eletrônicos, 1 e 2 jets muônicos com pelo menos 2 elétrons ou múons por jet. Adaptado da ref. [82].	52
3.2	Limites superiores observados para a seção de choque vezes branching ratio ($\sigma \times BR$) em eventos de jets de léptons no ATLAS LHC, com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 7$ TeV e luminosidade integrada de 5 fb^{-1} . Adaptado da ref. [82].	52

Sumário

Agradecimentos	v
Lista de Figuras	vi
Lista de Tabelas	vii
Resumo	ix
Abstract	x
Introdução	xi
1 O Modelo Padrão da Física de Partículas	1
1.1 Interações Eletrofracas	4
1.1.1 O Setor de Férmions	4
1.1.2 O Setor de Gauge	7
1.2 O Setor Escalar e Mecanismo de Higgs	7
1.2.1 Quebra Espontânea de Simetria	8
1.2.2 Bósons de Gauge Físicos	11
1.3 O Setor de Yukawa	13
1.4 Interação Entre Férmions e Bósons de Gauge	15
1.4.1 Corrente Carregada	16
1.4.2 Corrente Neutra e Eletromagnética	17
2 Modelo de Dois Dubletos de Higgs	20
2.1 O Setor Escalar do 2HDM	22
2.2 O Setor de Yukawa do 2HDM	26
2.3 2HDM com Simetria U(1) Extra	28

3	Dark 2HDM	33
3.1	Características do D2HDM	35
3.1.1	Setor de Gauge e Mistura Cinética	36
3.1.2	Setor Escalar	37
3.1.3	Bósons de Gauge Físicos	41
3.1.4	Interação do Dark Z com os Férmions	45
3.2	Fenomenologia em Aceleradores	47
4	Conclusão e Perspectivas	54
A	Cancelamento das Anomalias	56
B	Cálculo das Correntes com Dark Z	63
C	Larguras de Decaimento	69
C.1	Largura de Decaimento de $h \rightarrow Z'Z'$	69
C.2	Largura de Decaimento de $h \rightarrow \bar{b}b$	71
	Referências Bibliográficas	72

Resumo

Neste trabalho estudamos modelos de dois dubletos de Higgs (2HDM) ¹ com simetria extra local $U(1)$. Mostramos como a simetria $U(1)$ pode resolver o problema da troca de sabor na corrente neutra, que surge neste modelo devido à presença dos escalares extras. Descrevemos como as anomalias provenientes da adição dessa nova simetria local podem ser canceladas nos vários tipos de 2HDM. Posteriormente estudamos um tipo particular de 2HDM, em que os férmions são todos neutros por $U(1)$, conhecido como Dark 2HDM. Discutimos as características desse modelo e a sua fenomenologia nos aceleradores, avaliando os vínculos provenientes de diversos experimentos em altas energias e discutindo a viabilidade de Z' , bóson de gauge de $U(1)$, ser leve ($m_{Z'} \lesssim O(1)$ GeV), motivada pela explicação de anomalias astrofísicas no contexto da matéria escura.

Palavras-chave: Modelo Padrão, dubleto de Higgs, simetria $U(1)$, bóson Z' .

¹2HDM - Two Higgs Doublet Model.

Abstract

In this work we study two Higgs doublet models (2HDM) with extra local $U(1)$ symmetry. We show how the $U(1)$ symmetry can solve the problem of flavor changing neutral currents, which arises in this model due to the presence of extra scalars. We describe how the anomalies from the addition of this new local symmetry can be canceled in various 2HDM types. Subsequently we study a particular type of 2HDM, wherein fermions are all neutral by $U(1)$, known as Dark 2HDM. We discuss the features of this model and its phenomenology in accelerators, assessing the constraints coming from several high energy experiments and discussing the feasibility of Z' , the $U(1)$ gauge boson, to be light ($m_{Z'} \lesssim O(1)$ GeV), motivated by the explanation of astrophysical anomalies in the context of dark matter.

Keywords: Standard Model, Higgs doublet, $U(1)$ symmetry, Z' boson.

Introdução

A teoria que melhor explica as diversas partículas elementares, constituintes fundamentais da matéria, e suas interações é conhecida como Modelo Padrão das Interações Eletrofracas e Fortes (MP). Ela descreve com enorme precisão os vários fenômenos relacionados às partículas elementares, tendo resistido a inúmeros testes experimentais realizados ao longo das últimas décadas.

Pode-se dizer que a sua formulação teve origem a partir da teoria de Fermi do decaimento β , a qual tentava descrever o processo $n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$ como uma interação de quatro férmions. A partir de então, muitas outras idéias foram incorporadas até se chegar à versão moderna, também conhecida como modelo de Glashow-Weinberg-Salam. Todas as predições da teoria têm sido confirmadas experimentalmente, a última delas em 2012 no LHC, com a confirmação da existência de um escalar fundamental de massa 125 GeV, o chamado bóson de Higgs ².

Apesar de todo o sucesso fenomenológico, a teoria apresenta alguns problemas, de modo que a opinião praticamente consensual é que o MP não pode ser a última teoria sobre as interações fundamentais, tendo portanto que ser estendido. Do ponto de vista formal da teoria quântica de campos, o MP apresenta um pólo de Landau [1, 2], que para qualquer teoria que tenha a pretensão de ser completa, é um sinal de inconsistência matemática. A teoria possuir um pólo de Landau significa que a constante de acoplamento se torna infinita para uma energia suficientemente grande (ou, equivalentemente, uma distância suficientemente pequena), de modo que a partir desta energia (distância) a teoria não é mais válida.

Outro fato que também indica que o MP não é a teoria final, é que ele não inclui a

²Não está descartada a possibilidade de uma partícula escalar de massa 125 GeV encontrada no LHC não ser o Higgs previsto pelo MP, podendo ser apenas uma de muitas outras partículas escalares previstas em modelos com setor escalar estendido.

gravitação (apesar de isto não ser uma exigência obrigatória). Como a escala de energia natural da gravitação quântica é a escala de Planck $m_{pl} = G^{-\frac{1}{2}} = 1.2 \times 10^{19}$ GeV (G é a constante gravitacional), uma possibilidade natural é supor que o pólo de Landau do MP se encontre em uma energia acima da escala de Planck, e que ele desapareça de alguma forma na teoria completa que inclua a gravitação quântica. Assim sendo, poderíamos escrever a lagrangiana efetiva desta teoria em baixas energias como sendo a lagrangiana do MP somada a vários termos de operadores efetivos O_n de dimensão- n suprimidos pela massa de Planck [3],

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{MP}} + \sum_{n=5} \frac{O_n}{m_{pl}^{n-4}}. \quad (1)$$

Esses operadores efetivos levariam a vários efeitos físicos que não podem ser descritos pelo MP, podendo assim explicar alguns de seus problemas fenomenológicos, como por exemplo a existência da massa dos neutrinos. Entretanto, pode-se mostrar [3] que nesse caso específico, esses operadores efetivos predizem um valor para a massa dos neutrinos muito pequeno, já descartado pelas observações, de modo que esta não é uma explicação viável.

Argumentos como este fornecem uma sólida indicação de que o MP dificilmente seja uma teoria efetiva consistente em toda a faixa de energias entre a escala eletrofraca ($O(10^2$ GeV)) e a escala de Planck ($O(10^{19}$ GeV)), devendo haver portanto, uma escala de energia intermediária. Há, além disso, bons indícios de que esta escala pode ser bastante próxima da escala eletrofraca.

Além do problema do pólo de Landau (que pode ser resolvido em energias bastante elevadas), o MP apresenta outros problemas, tanto teóricos como observacionais. Os principais fenômenos físicos observados sem explicação no MP são: a massa dos neutrinos, existência da matéria escura e a origem da assimetria matéria-antimatéria. Do lado teórico, podemos citar: não violação de CP na interação forte e o problema da hierarquia.

Estes problemas teóricos não levam a inconsistências nem a desacordo com os experimentos, mas tornam o modelo insatisfatório muito mais devido à falta de naturalidade com que certos fenômenos são explicados. O problema da hierarquia [4], em particular, está relacionado à instabilidade da massa do Higgs frente a correções quânticas, o que naturalmente levaria ela a ser da ordem da massa de Planck. Como o seu valor real é várias ordens de magnitude menor, de alguma forma essas correções devem se cancelar. No MP, isso é conseguido apenas se os parâmetros forem ajustados minuciosamente, o que

não parece ser muito plausível. Já em alguns modelos de física além do MP, tais como os que incluem a supersimetria, o cancelamento é conseguido naturalmente pela adição de novas partículas, que cancelam a contribuição umas das outras, mantendo o valor da massa do Higgs pequeno. A resolução do problema da hierarquia requer que exista nova física numa escala de energia próxima à escala eletrofraca, fornecendo indícios de que o MP deve ser estendido já na escala dos TeV.

Além do problema da hierarquia, o problema da matéria escura também pode ser resolvido com nova física na escala dos TeV ou abaixo, por meio dos WIMPs [5] (partículas massivas fracamente interagentes). Desta forma, tem-se buscado extensões do MP em escalas de energias bem menores que a escala de Planck, as quais estão ao alcance dos aceleradores atuais, podendo assim ser testados. Tais modelos não têm a ambição de ser teorias completas, porém eles podem ser teorias efetivas em baixas energias da teoria fundamental.

Nesta dissertação, estudamos extensões do MP tanto no setor escalar quanto no setor de gauge. Estruturamos este trabalho da seguinte maneira:

No capítulo 1 fazemos uma revisão do MP, destacando a importância do princípio de gauge na construção da teoria, bem como o mecanismo de quebra espontânea de simetria responsável pela geração das massas dos bósons de gauge e dos férmions.

No capítulo 2 estudamos o modelo de dois dubletos de Higgs (2HDM), no qual o setor escalar do MP é estendido, adicionando-se um novo dubleto escalar de $SU(2)$. Revisamos as principais características desse modelo, focando nos setores escalar e de Yukawa. Destacamos o seu espectro físico e os vários tipos de 2HDM com simetria discreta Z_2 . Posteriormente, discutimos as consequências da substituição desta simetria discreta pela simetria contínua do grupo $U(1)$, mostrando neste último caso, no apêndice A, como os modelos podem ser livres de anomalias.

No capítulo 3 consideramos um tipo particular de 2HDM com simetria $U(1)$, sob a qual as partículas do MP são todas neutras, chamado Dark 2HDM. Apresentamos as principais características do modelo, e alguns aspectos fenomenológicos nos experimentos de altas energias. Nos apêndices B e C demonstramos algumas equações usadas ao longo do capítulo 3.

O capítulo 4 é reservado para as nossas considerações finais.

Capítulo 1

O Modelo Padrão da Física de Partículas

De acordo com o conhecimento científico atual, há quatro interações fundamentais na Natureza: forte, fraca, eletromagnética e gravitacional. As três primeiras são descritas por teorias quânticas de campos e compartilham os seus princípios fundamentais em comum, sendo por isso reunidas sob um mesmo paradigma teórico, denominado Modelo Padrão (MP). A gravitação não se inclui neste esquema porque ainda não se estabeleceu uma maneira satisfatória para descrevê-la quanticamente, muito devido à falta de experimentos para testar as diversas propostas teóricas. Além disso, por ser bastante fraca comparada com as outras interações, ela é frequentemente ignorada no contexto da Física de Partículas, pois espera-se que ela se torne importante apenas em energias da ordem da escala de Planck.

O MP foi desenvolvido na segunda metade do século passado, graças às contribuições de diversos físicos. Algumas das mais decisivas foram dadas por Glashow [6] em 1961, que descobriu uma maneira de combinar as interações fraca e eletromagnética e em 1967 quando Weinberg e Salam [7, 8] incorporaram o mecanismo de Higgs ao modelo de Glashow, resolvendo a inconsistência que havia em relação às massas dos bósons vetoriais W e Z , mediadores da interação fraca. O modelo ganhou solidez com a demonstração rigorosa da renormalizabilidade feita por 't Hooft em 1971 [9, 10], com a descoberta da corrente neutra em 1973 [11, 12] e com a detecção experimental dos bósons W e Z em 1983 [13, 14], com as massas corretas previstas teoricamente. Dessa maneira estabeleceu-se a descrição unificada consistente das interações eletromagnética e fraca, ou simplesmente,

interação eletrofraca.

Na mesma época, a descoberta de novos tipos de hadrons não presentes na matéria ordinária em experimentos com raios cósmicos e em aceleradores de partículas, motivou a formulação do modelo dos quarks por Gell-Mann [15] e Zweig [16] em 1964, possibilitando interpretar todos estes hadrons observados como sendo estados ligados de partículas de spin-1/2, com cargas elétricas fracionárias em relação à carga do elétron. Este modelo ganhou popularidade apesar de os quarks serem considerados até então apenas um artifício matemático, devido ao fato de nenhum experimento ter sido capaz de detectar quarks livres. Esse problema foi resolvido com o desenvolvimento da Cromodinâmica Quântica (QCD) ¹, pela qual a interação forte passou a ser descrita como sendo mediada por bósons sem massa de spin-1 (gluons) que se acoplam a partículas que possuem carga de cor. O fato de a teoria prever que os próprios gluons possuem carga de cor conduz ao fenômeno do confinamento ², explicando o porquê de quarks livres não serem detectados. Além disso, a descoberta da liberdade assintótica em 1973 por Gross, Wilczek [17] e Politzer [18], possibilitou o uso de métodos perturbativos na QCD em altas energias, permitindo previsões precisas da teoria e a comparação com os experimentos, consolidando a QCD como a teoria das interações fortes.

O que essas teorias têm em comum é que elas são formuladas de acordo com um mesmo postulado fundamental, o chamado princípio de gauge [19]. Este princípio afirma, simplificadamente, que a invariância de uma teoria de campos por um conjunto específico de transformações, chamadas transformações de gauge ³, determina a forma como os campos da teoria interagem. O exemplo mais simples e claro de como isto acontece é o caso da Eletrodinâmica Quântica (QED) ⁴. Partindo-se da lagrangiana de Dirac para um férmion livre de massa m ,

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi + m\bar{\psi}\psi, \quad (1.1)$$

é fácil verificar que ela é invariante por uma transformação global do grupo $U(1)$,

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow \psi' = e^{i\alpha}\psi \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi}e^{-i\alpha}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

¹QCD - Quantum Chromodynamics.

²O confinamento estabelece que partículas observáveis devem ter cargas de cor nulas.

³A palavra “gauge” tem origem na língua inglesa e pode ser traduzida como sendo “calibre”. Entretanto, como o termo em inglês é de uso bastante comum, preferimos neste trabalho mantê-lo sem tradução.

⁴QED - Quantum Electrodynamics.

com α constante. Quando fazemos com que α dependa das coordenadas espaço-temporais a transformação (1.2) é dita ser local e, neste caso, a lagrangiana (1.1) não é mais invariante, devido à derivada de α não mais se anular. Se mesmo assim insistirmos na invariância da lagrangiana pela transformação local (1.2), somos obrigados a adicionar na teoria um campo de spin-1, A_μ , que se transforma da seguinte maneira,

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \alpha(x). \quad (1.3)$$

Nos referimos ao conjunto de transformações (1.2) e (1.3) como transformação de gauge. Obtemos uma lagrangiana invariante por esta transformação substituindo a derivada ordinária ∂_μ em (1.1) pela derivada covariante D_μ ,

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu, \quad (1.4)$$

pois $D_\mu \psi$ se transforma como o próprio campo ψ ,

$$D_\mu \psi \rightarrow (D_\mu \psi)' = e^{i\alpha} D_\mu \psi. \quad (1.5)$$

O resultado é a lagrangiana da QED,

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi} i \gamma^\mu D_\mu \psi + m \bar{\psi} \psi + F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (1.6)$$

onde o termo cinético $F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$ foi adicionado para conferir dinâmica a A_μ , com $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. A lagrangiana (1.6) contém o termo de interação,

$$\mathcal{L}_{int} = -q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu, \quad (1.7)$$

o qual descreve corretamente a interação entre férmions carregados (elétrons, por exemplo) mediada pelo bóson de gauge A_μ (fóton). Em resumo, o requerimento de invariância da teoria pela transformação de gauge induz o aparecimento do termo de interação (1.7), o qual possui uma forma específica determinada pela forma da derivada covariante de $U(1)$. Diz-se então que a QED é a teoria de gauge baseada no grupo $U(1)_{em}$.

De maneira similar, obtemos a descrição das interações fortes e eletrofracas aplicando o princípio de gauge para os grupos não abelianos $SU(3)_C$ e $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, respectivamente. Juntas, estas teorias compõem o MP, que é a teoria de gauge baseada no grupo de simetria $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, a qual descreve todas as interações conhecidas (exceto a gravitação) entre os diversos tipos de partículas elementares: léptons, quarks, bósons de gauge e escalares. Nesta dissertação não discutiremos a parte relativa ao grupo $SU(3)_C$ correspondente às interações fortes, nos concentrando apenas no setor eletrofraco da teoria, correspondente ao grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

1.1 Interações Eletrofracas

A aplicação do princípio de gauge para a interação eletrofraca se faz até certo ponto de forma análoga ao que foi feito para a QED. Ao exigirmos a invariância por transformações locais do grupo $SU(2) \otimes U(1)$ é necessária a introdução de quatro bósons de gauge (correspondentes aos quatro geradores do grupo), de modo que a derivada covariante é dada por,

$$D_\mu = \partial_\mu + igT^a W_\mu^a + ig' \frac{Y}{2} B_\mu, \quad (1.8)$$

onde B_μ e W_μ^a são os campos de gauge ($a = 1, 2, 3$), g e g' são constantes de acoplamento, Y é a hipercarga fraca e T^a são os geradores de $SU(2)$, com

$$T^a = \frac{\sigma^a}{2} \quad (1.9)$$

onde σ^a são as matrizes de Pauli.

A derivada covariante (1.8) dará origem aos termos de interação da teoria. Entretanto, eles não são obtidos diretamente como na QED, devido ao fato de as componentes quirais dos campos fermiônicos,

$$\begin{aligned} \psi^L &= \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi \\ \psi^R &= \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi, \end{aligned} \quad (1.10)$$

transformarem-se, cada uma, de forma diferente por $SU(2) \otimes U(1)$. A escolha da representação adequada de cada componente, determinada fenomenologicamente [20, 21, 22, 23, 24], será mostrada na próxima seção.

Podemos escrever a lagrangiana do setor eletrofraco do MP compactamente da seguinte maneira,

$$\mathcal{L}_{\text{MP}} = \mathcal{L}_{\text{férmion}} + \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{escalar}} + \mathcal{L}_{\text{yukawa}}. \quad (1.11)$$

Por construção ela é invariante de Lorentz, renormalizável e invariante de gauge pelo grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Cada um dos termos em (1.11) será discutido no decorrer deste capítulo.

1.1.1 O Setor de Férmions

As partículas de matéria fundamentais atualmente conhecidas são classificadas em dois grupos: quarks e léptons. Os seis sabores de quarks - up, down, charm, strange, top

e bottom - participam de todas as interações e podem ser encontrados em três estados de cor distintos (convencionalmente, vermelho, verde e azul). Já os léptons - elétron, muon, tau e seus respectivos neutrinos - são singletos de cor e por isso não participam da interação forte.

No MP os férmions de mão esquerda estão na representação de dubleto do grupo $SU(2)_L$, enquanto que os férmions de mão direita, na representação de singlete. Denotamos os léptons da seguinte maneira,

$$L_L^i = \begin{pmatrix} \nu^i \\ e^i \end{pmatrix}_L, \quad e_R^i,$$

onde,

$$\begin{aligned} \nu^1 &= \nu_e, & \nu^2 &= \nu_\mu, & \nu^3 &= \nu_\tau \\ e^1 &= e, & e^2 &= \mu, & e^3 &= \tau, \end{aligned}$$

e os quarks,

$$Q_L^i = \begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}_L, \quad u_R^i, \quad d_R^i,$$

onde,

$$\begin{aligned} u^1 &= u, & u^2 &= c, & u^3 &= t \\ d^1 &= d, & d^2 &= s, & d^3 &= b. \end{aligned}$$

Os férmions são descritos na equação (1.11) pelo termo $\mathcal{L}_{\text{férmion}}$, o qual se escreve

$$\mathcal{L}_{\text{férmion}} = \sum_{\text{férmions}} \bar{\Psi}^L i\gamma^\mu D_\mu \Psi^L + \bar{\Psi}^R i\gamma^\mu D_\mu \Psi^R, \quad (1.12)$$

onde Ψ representa genericamente os diversos campos fermiônicos, $\Psi^R = e_R, u_R, d_R$ e $\Psi^L = L_L, Q_L$. Note que um termo de massa de Dirac $m\bar{\Psi}\Psi = m(\bar{\Psi}^L\Psi^R + \bar{\Psi}^R\Psi^L)$ não pode ser incluído em $\mathcal{L}_{\text{férmion}}$ devido às componentes Ψ^L e Ψ^R se transformarem de forma diferente por $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$:

$$\begin{aligned} \Psi^L &\rightarrow \Psi'^L = e^{[iT^a\alpha_a + i\frac{Y}{2}\beta]} \Psi^L \\ \bar{\Psi}^L &\rightarrow \bar{\Psi}'^L = \bar{\Psi}^L e^{[-iT^a\alpha_a - i\frac{Y}{2}\beta]} \\ \Psi^R &\rightarrow \Psi'^R = e^{i\frac{Y}{2}\beta} \Psi^R \\ \bar{\Psi}^R &\rightarrow \bar{\Psi}'^R = \bar{\Psi}^R e^{-i\frac{Y}{2}\beta} \\ D_\mu \Psi^L &\rightarrow (D_\mu \Psi^L)' = e^{[iT^a\alpha_a + i\frac{Y}{2}\beta]} D_\mu \Psi^L \\ D_\mu \Psi^R &\rightarrow (D_\mu \Psi^R)' = e^{i\frac{Y}{2}\beta} D_\mu \Psi^R, \end{aligned} \quad (1.13)$$

fazendo com que $m\bar{\Psi}\Psi$ não seja invariante. A inclusão de termos de massa para os férmions será discutida na seção 1.3.

Os férmions podem ainda ser agrupados em famílias, ou gerações. Os férmions da 1ª geração,

$$\left\{ \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad e_R, \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad u_R, \quad d_R \right\},$$

constituem a matéria ordinária: quarks up e down compõem prótons e nêutrons que juntamente com elétrons formam todos os elementos químicos conhecidos; neutrinos do elétron são naturalmente produzidos em reações nucleares, como no decaimento beta. Já as partículas da 2ª geração,

$$\left\{ \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \mu_R, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad c_R, \quad s_R \right\},$$

e da 3ª geração,

$$\left\{ \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \quad \tau_R, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \quad t_R, \quad b_R \right\},$$

são “cópias” mais pesadas da 1ª. Elas são encontradas naturalmente em raios cósmicos ou produzidas em aceleradores, decaindo rapidamente nas partículas da 1ª geração.

Férmion	T_3	Y	Q
e_L	-1/2	-1	-1
e_R	0	-2	-1
ν_L	1/2	-1	0
d_L	-1/2	1/3	-1/3
d_R	0	-2/3	-1/3
u_L	1/2	1/3	2/3
u_R	0	4/3	2/3

Tabela 1.1: Números quânticos dos campos fermiônicos no MP.

Os números quânticos dos campos fermiônicos da 1ª geração são dados na tabela 1.1, onde T_3 representa a terceira componente do isospin fraco, Y é a hipercarga fraca e Q a carga elétrica. Estes números quânticos se repetem de forma idêntica para as partículas correspondentes das outras gerações.

1.1.2 O Setor de Gauge

Ao introduzirmos os bósons de gauge B_μ e W_μ^a na derivada covariante (1.8), devemos adicionar termos cinéticos para estas partículas, os quais constituem o termo $\mathcal{L}_{\text{gauge}}$ da equação (1.11),

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad (1.14)$$

onde $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ e $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g\epsilon^{abc}W_\mu^b W_\nu^c$, com $a, b, c = 1, 2, 3$. Essa lagrangiana é invariante por transformações de gauge, que infinitesimalmente assumem a forma,

$$\begin{aligned} W_\mu^a &\rightarrow W_\mu'^a = W_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha^a - \epsilon^{abc}\alpha^b W_\mu^c \\ B_\mu &\rightarrow B'_\mu = B_\mu + \partial_\mu\beta. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Observe que, novamente, não podemos adicionar termos de massa do tipo $m_W^2 W_\mu^a W^{\mu a}$, pois eles violam explicitamente a simetria,

$$W_\mu^a W^{\mu a} \rightarrow \left(W_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha^a - \epsilon^{abc}\alpha^b W_\mu^c\right) \left(W^{\mu a} - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha^a - \epsilon^{abc}\alpha^b W^{\mu c}\right). \quad (1.16)$$

Entretanto, dos quatro bósons de gauge, apenas o fóton realmente não possui massa. Experimentalmente sabe-se que os bósons mediadores da interação fraca são bastante massivos, o que é evidenciado pelo alcance extremamente curto desta interação. A solução para este problema da massa dos bósons de gauge será discutido na próxima seção.

1.2 O Setor Escalar e Mecanismo de Higgs

Conforme mostrado nas seções anteriores, termos de massa para férmions e bósons de gauge violam explicitamente a simetria do grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, tendo assim que ser eliminados da lagrangiana. A solução para essa situação insatisfatória requer a busca por meios alternativos de gerar esses termos de massa sem comprometer a invariância da teoria.

A maneira encontrada por Higgs [25], Englert e Brout [26] para gerar massa para bósons de gauge em uma teoria abeliana (adaptada posteriormente para o caso da interação eletrofraca por Weinberg e Salam), foi por meio do chamado mecanismo de Higgs. O ingrediente fundamental deste mecanismo é a quebra espontânea de simetria (QES), que ocorre quando o estado de vácuo da teoria não é invariante pelas mesmas transformações de simetria da lagrangiana. Pelo teorema de Goldstone [27, 28], sabe-se que a

quebra espontânea de uma simetria contínua global leva inevitavelmente ao aparecimento de bósons escalares sem massa no espectro físico (os chamados bósons de Goldstone). Entretanto, no caso de simetrias locais, os graus de liberdade correspondentes a esses bósons são incorporados aos bósons de gauge, aparecendo como componentes longitudinais destes e conferindo-lhes massa.

Para a implementação do mecanismo de Higgs é necessário que se introduza partículas escalares na teoria, pois este tipo de campo pode adquirir um valor esperado de vácuo (VEV) não nulo sem violar a simetria de Lorentz. No MP, o setor escalar é constituído por um dubleto de $SU(2)_L$,

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (1.17)$$

onde ϕ^+ e ϕ^0 são campos escalares complexos.

1.2.1 Quebra Espontânea de Simetria

A lagrangiana que descreve o setor escalar no MP é a seguinte,

$$\mathcal{L}_{\text{escalar}} = (D^\mu \Phi)^\dagger D_\mu \Phi - V(\Phi), \quad (1.18)$$

com o potencial $V(\Phi)$ renormalizável mais geral dado por,

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.19)$$

onde μ é uma constante com dimensão de massa e λ é uma constante de auto-interação adimensional, a qual deve cumprir com o vínculo $\lambda > 0$, devido à condição de estabilidade do potencial (de outra forma $V(\Phi)$ não seria limitado por baixo). A configuração de campo que leva ao estado de mínima energia, denotada por $\langle \Phi \rangle_0$, dependerá do sinal de μ^2 . Quando $\mu^2 > 0$, $V(\Phi)$ tem um mínimo na origem,

$$\langle \Phi \rangle_0 \equiv \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.20)$$

e, neste caso, a simetria não é violada, pois os geradores de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ aniquilam o vácuo trivialmente,

$$\mathcal{G} \langle \Phi \rangle_0 = 0, \quad (1.21)$$

de modo que $\langle \Phi \rangle_0$ é deixado invariante por uma transformação deste grupo:

$$e^{i\alpha \mathcal{G}} \langle \Phi \rangle_0 = \left(1 + i\alpha \mathcal{G} + \left(\frac{i}{2!} \right)^2 \alpha^2 \mathcal{G}^2 + \dots \right) \langle \Phi \rangle_0 = \langle \Phi \rangle_0, \quad (1.22)$$

onde \mathcal{G} representa qualquer um dos geradores T^1 , T^2 , T^3 e Y . Entretanto, para o caso $\mu^2 < 0$, o potencial terá um mínimo em

$$\langle \Phi \rangle_0^\dagger \langle \Phi \rangle_0 = -\frac{\mu^2}{2\lambda}. \quad (1.23)$$

Parametrizando Φ da seguinte forma,

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ (v + H + iG^0)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (1.24)$$

a condição de mínimo (1.23) é atendida fazendo $\phi^+ = G^0 = H = 0$, ou seja, no estado de mínima energia esses campos se anulam, o que é equivalente a dizer que eles possuem VEVs nulos, $\langle \phi^+ \rangle = \langle G^0 \rangle = \langle H \rangle = 0$. Desse modo,

$$\langle \Phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (1.25)$$

onde $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$ é o VEV do campo ϕ^0 , ou seja, $v = \langle 0|\phi^0|0\rangle$. Nesta situação ocorrerá a QES pois o estado de vácuo $\langle \Phi \rangle_0$ não é mais invariante:

$$\begin{aligned} T^1 \langle \Phi \rangle_0 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v/2\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0 \\ T^2 \langle \Phi \rangle_0 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -iv/2\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0 \\ T^3 \langle \Phi \rangle_0 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -v/2\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq 0 \\ Y \langle \Phi \rangle_0 &= Y \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq 0. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Apesar das equações acima mostrarem que todos os geradores de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ são quebrados pelo vácuo $\langle \Phi \rangle_0$, o subgrupo $U(1)_{\text{em}}$ deve permanecer como simetria da teoria porque estamos obrigados a recuperar a QED após a QES, de modo que ela deve se dar da seguinte forma $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \longrightarrow U(1)_{\text{em}}$, mantendo ao final a conservação da carga elétrica e a massa nula do fóton. Há então um gerador não-quebrado correspondente à

simetria $U(1)_{\text{em}}$, o qual deve estar conectado de alguma forma aos geradores de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Definimos o operador carga elétrica Q como uma combinação linear dos geradores diagonais de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ por meio da relação de Gell-Mann - Nishijima,

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2}, \quad (1.27)$$

a qual expressa de forma clara e sintetizada a conexão existente entre as interações eletromagnética e fraca. Por meio desta relação fixamos os valores das hipercargas fracas das diversas partículas, conhecidos os valores correspondentes de Q e T_3 (assim foram determinados todos os valores de Y dos campos fermiônicos apresentados na tabela 1.1).

O fato de o vácuo ser eletricamente neutro requer que fixemos a carga elétrica do campo ϕ^0 (que desenvolve VEV) como sendo zero, pois de outra forma teríamos um vácuo eletricamente carregado. Como a terceira componente do isospin fraco de ϕ^0 vale $T_3 = -1/2$, concluímos que a hipercarga de Φ deve ser $Y_\Phi = 1$. Aplicando a relação (1.27) também a ϕ^+ , que possui $T_3 = +1/2$, deduzimos que sua carga elétrica vale $Q_{\phi^+} = +1$ (justificando a notação utilizada em (1.17) para as componentes do dubleto Φ). Vemos ainda que o operador carga elétrica definido da forma (1.27) de fato aniquila $\langle \Phi \rangle_0$,

$$Q \langle \Phi \rangle_0 = \left(T^3 + \frac{Y}{2} \right) \langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.28)$$

Voltando agora ao potencial, podemos determinar as massas para os campos escalares introduzidos em (1.24). Substituindo a parametrização (1.24) na expressão do potencial (1.19) e calculando as derivadas segundas de $V(\Phi)$ em relação aos campos H , G^0 e ϕ^\pm , obtemos

$$\begin{aligned} m_H &= \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2} \\ m_{G^0} &= 0 \\ m_{\phi^\pm} &= 0. \end{aligned} \quad (1.29)$$

Vemos assim que G^0 e ϕ^\pm são bósons de Goldstone, os quais serão responsáveis pelas massas dos bósons W^+ , W^- e Z . O único escalar físico remanescente da QES é H , o chamado bóson de Higgs. Podemos eliminar os bósons de Goldstone da teoria por meio de uma escolha de gauge conveniente, chamado de gauge unitário. Primeiro reparametrizamos Φ da seguinte maneira,

$$\Phi = e^{iT^a \zeta_a / v} \begin{pmatrix} 0 \\ (v + H) / \sqrt{2} \end{pmatrix}.$$

Depois, cancelamos o fator exponencial fazendo uma transformação de $SU(2)$ adequada,

$$\Phi \longrightarrow e^{-iT^a \zeta_a / v} \Phi,$$

obtendo assim,

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ (v + H) / \sqrt{2} \end{pmatrix}. \quad (1.30)$$

Temos então Φ escrito de forma simples em termos apenas do escalar físico H , o que será conveniente para as seções que seguem.

1.2.2 Bósons de Gauge Físicos

Nesta seção estamos interessados na origem dos termos de massa para os bósons de gauge mediadores da interação fraca. Eles são decorrentes do termo cinético $(D^\mu \Phi)^\dagger D_\mu \Phi$ da lagrangiana (1.18), o qual acopla os escalares com os bósons de gauge. Escrevemos a derivada covariante (1.8) explicitamente,

$$D_\mu = \partial_\mu + i \frac{g}{2} \left[\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} W_\mu^1 + \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} W_\mu^2 + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} W_\mu^3 \right] + i g' \frac{Y}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} B_\mu$$

$$D_\mu = \begin{pmatrix} \partial_\mu + i \frac{g}{2} W_\mu^3 + i \frac{g'}{2} Y B_\mu & \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \\ \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^- & \partial_\mu - i \frac{g}{2} W_\mu^3 + i \frac{g'}{2} Y B_\mu \end{pmatrix}, \quad (1.31)$$

onde introduzimos os campos,

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2). \quad (1.32)$$

Aplicando D_μ ao dubleto Φ após a QES e no gauge unitário (lembrando que $Y_\Phi = 1$), temos

$$D_\mu \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \partial_\mu + i \frac{g}{2} W_\mu^3 + i \frac{g'}{2} B_\mu & \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \\ \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^- & \partial_\mu - i \frac{g}{2} W_\mu^3 + i \frac{g'}{2} B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}.$$

Como estamos interessados apenas nos termos de massa, os quais se originam do VEV não nulo de Φ , vamos ignorar os termos que contêm ∂_μ (termos cinéticos do bóson de Higgs) e H (termos de interação do Higgs com os bósons de gauge) pois estes termos não contribuem para a geração de massa. Assim,

$$D_\mu \Phi = \frac{i}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} g W_\mu^3 + g' B_\mu & \sqrt{2} g W_\mu^+ \\ \sqrt{2} g W_\mu^- & -g W_\mu^3 + g' B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

$$D_\mu \Phi = \frac{i}{2\sqrt{2}} v \begin{pmatrix} \sqrt{2} g W_\mu^+ \\ -g W_\mu^3 + g' B_\mu \end{pmatrix}. \quad (1.33)$$

Logo,

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) = \frac{1}{4} v^2 g^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{8} v^2 [g^2 W_\mu^3 W^{3\mu} + g'^2 B_\mu B^\mu - 2gg' W_\mu^3 B^\mu], \quad (1.34)$$

ou ainda,

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) = \frac{1}{4} v^2 g^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{8} v^2 \begin{pmatrix} B_\mu & W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g'^2 & -gg' \\ -gg' & g^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^\mu \\ W^{3\mu} \end{pmatrix},$$

de onde identificamos a matriz de massa,

$$M^2 = \frac{1}{8} v^2 \begin{pmatrix} g'^2 & -gg' \\ -gg' & g^2 \end{pmatrix}. \quad (1.35)$$

Os campos B_μ e W_μ^3 estão misturados e por isso não são campos físicos. Diagonalizamos M^2 por meio da rotação,

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}, \quad (1.36)$$

onde

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (1.37)$$

sendo θ_W o ângulo de mistura eletrofraco, e experimentalmente tem-se $\sin^2 \theta_W \simeq 0.23$.

Substituindo a equação (1.36) na equação (1.34), obtemos

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) = \frac{1}{4} v^2 g^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{8} v^2 (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu. \quad (1.38)$$

Desta expressão identificamos os termos de massa para os bósons de gauge. Vemos que não há termo quadrático para o fóton A_μ , indicando que ele possui massa nula, como esperado. Já os bósons de gauge carregados W_μ^+ e W_μ^- e o bóson de gauge neutro Z_μ adquirem massa, dadas respectivamente por,

$$\begin{aligned} m_W &= \frac{1}{2} v g \\ m_Z &= \frac{1}{2} v \sqrt{(g^2 + g'^2)}. \end{aligned} \quad (1.39)$$

1.3 O Setor de Yukawa

Vimos na seção anterior como a QES gera termos de massa para os bósons de gauge por meio do acoplamento destes com os escalares. Nesta seção mostraremos como a massa para os férmions é também gerada de forma invariante de gauge por meio da interação destes com os escalares, a chamada interação de Yukawa.

Considerando primeiramente os léptons, pode-se construir o seguinte acoplamento invariante,

$$\mathcal{L}_{Y \text{ lep}} = -y_{ij}^e \bar{L}_L^i \Phi e_R^j + h.c., \quad (1.40)$$

onde i e j são índices de geração e y_{ij}^e são as constantes de acoplamento de Yukawa, as quais são em geral complexas. Note que multiplicando os dubletos \bar{L}_L e Φ obtém-se um singlete de $SU_L(2)$, que por sua vez é multiplicado por e_R , o qual por si só já é um singlete de $SU_L(2)$, de modo que o termo como um todo é invariante por este grupo. Além disso, considerando as hipercargas desses campos, temos $Y_{\bar{L}_L} + Y_{\Phi} + Y_{e_R} = 1 + 1 - 2 = 0$, o que assegura a invariância também por $U_Y(1)$.

Após a QES, temos

$$\mathcal{L}_{Y \text{ lep}} = -\frac{v}{\sqrt{2}} y_{ij}^e \bar{e}_L^i e_R^j - \frac{1}{\sqrt{2}} y_{ij}^e \bar{e}_L^i e_R^j H + h.c. \quad (1.41)$$

A matriz de massa para os léptons é então dada por,

$$M_{ij}^e = \frac{v}{\sqrt{2}} y_{ij}^e. \quad (1.42)$$

Agrupando os $e_{L,R}^i$ em vetores do tipo,

$$e_L = \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \\ \tau_L \end{pmatrix}, \quad e_R = \begin{pmatrix} e_R \\ \mu_R \\ \tau_R \end{pmatrix}, \quad (1.43)$$

podemos escrever a equação (1.41) em forma matricial,

$$\mathcal{L}_{Y \text{ lep}} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \bar{e}_L y^e e_R (v + H) + h.c. \quad (1.44)$$

Os autoestados de massa e'_L e e'_R serão dados por,

$$\begin{aligned} e'_L &= V_L^\dagger e_L \\ e'_R &= V_R^\dagger e_R, \end{aligned} \quad (1.45)$$

onde V_L e V_R são as matrizes que diagonalizam y^e (e consequentemente M_{ij}^e , pois elas são proporcionais),

$$V_L^\dagger y^e V_R = Y^e. \quad (1.46)$$

Temos então,

$$\mathcal{L}_{Y \text{ lep}} = -\frac{Y_i^e v}{\sqrt{2}} \bar{e}^i e^i - \frac{Y_i^e}{\sqrt{2}} \bar{e}^i e^i H, \quad (1.47)$$

onde Y_i^e são as raízes positivas dos autovalores de $y_{ij}^{e\dagger} y_{ij}^e$ e omitimos o sobrescrito “ $'$ ” para não carregar a notação. Podemos então identificar as massas dos léptons carregados,

$$m_i^e = \frac{Y_i^e v}{\sqrt{2}}, \quad (1.48)$$

e reescrever a equação (1.47) como

$$\mathcal{L}_{Y \text{ lep}} = -m_i^e \bar{e}^i e^i - \frac{m_i^e}{v} \bar{e}^i e^i H. \quad (1.49)$$

Desta forma, vê-se que a interação de Yukawa gera termos de massa para os léptons e ainda termos de interação destes com o bóson de Higgs. É interessante notar que o acoplamento desta interação é proporcional à massa do lépton, fazendo com que o Higgs interaja mais intensamente com os léptons mais pesados ou, equivalentemente, interaja menos com os léptons mais leves, chegando ao caso extremo de absolutamente não interagir com os neutrinos, que possuem massa nula ⁵.

O acoplamento de Yukawa para os quarks down é semelhante ao dos léptons,

$$\mathcal{L}_{Y \text{ down}} = -y_{ij}^d \bar{Q}_L^i \Phi d_R^j + h.c. \quad (1.50)$$

Porém, para os quarks up um acoplamento deste tipo não é invariante, pois $Y_{\bar{Q}_L} + Y_\Phi + Y_{u_R} = -1/3 + 1 + 4/3 = 2 \neq 0$. Definimos então o dubleto $\tilde{\Phi}$ de hipercarga $Y = -1$, dado por

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}. \quad (1.51)$$

Com este dubleto, podemos construir o termo invariante

$$\mathcal{L}_{Y \text{ up}} = -y_{ij}^u \bar{Q}_L^i \tilde{\Phi} u_R^j + h.c. \quad (1.52)$$

⁵Os neutrinos não possuem massa no MP, mas atualmente é bem estabelecido experimentalmente que eles realmente possuem massa, embora que muito pequena. Nesta dissertação não trataremos modelos de massa para neutrinos.

Procedendo de modo análogo aos léptons, após a QES temos

$$\mathcal{L}_{\text{Yquarks}} = -\frac{1}{\sqrt{2}}y_{ij}^d \bar{d}_L^i d_R^j (v + H) - \frac{1}{\sqrt{2}}y_{ij}^u \bar{u}_L^i u_R^j (v + H) + h.c. \quad (1.53)$$

Os autoestados de massa $d'_{L,R}$ e $u'_{L,R}$ são dados por,

$$\begin{aligned} d'_{L,R} &= D_{L,R}^\dagger d_{L,R} \\ u'_{L,R} &= U_{L,R}^\dagger u_{L,R}, \end{aligned} \quad (1.54)$$

onde $D_{L,R}$ e $U_{L,R}$ são as matrizes que diagonalizam y^d e y^u , respectivamente,

$$\begin{aligned} D_R^\dagger y^d D_L &= Y^d \\ U_R^\dagger y^u U_L &= Y^u. \end{aligned} \quad (1.55)$$

Então,

$$\mathcal{L}_{\text{Yquarks}} = -\frac{Y_i^d v}{\sqrt{2}} \bar{d}^i d^i - \frac{Y_i^u v}{\sqrt{2}} \bar{u}^i u^i - \frac{Y_i^d}{\sqrt{2}} \bar{d}^i d^i H - \frac{Y_i^u}{\sqrt{2}} \bar{u}^i u^i H, \quad (1.56)$$

onde novamente omitimos os sobrescritos “'”. Podemos então identificar as massas dos quarks,

$$m_i^d = \frac{Y_i^d v}{\sqrt{2}} \quad (1.57)$$

$$m_i^u = \frac{Y_i^u v}{\sqrt{2}}. \quad (1.58)$$

Escrevendo (1.56) em termos de m_i^d e m_i^u , temos

$$\mathcal{L}_{\text{Yquarks}} = -m_i^d \bar{d}^i d^i - m_i^u \bar{u}^i u^i - \frac{m_i^d}{v} \bar{d}^i d^i H - \frac{m_i^u}{v} \bar{u}^i u^i H. \quad (1.59)$$

1.4 Interação Entre Férmions e Bósons de Gauge

Após a QES obtemos os bósons de gauge físicos W_μ^\pm , Z_μ e A_μ , introduzidos nas equações (1.32) e (1.36) em termos dos bósons de gauge simétricos W_μ^1 , W_μ^2 , W_μ^3 e B_μ . Os termos de interação dos bósons físicos com os léptons e os quarks são obtidos substituindo (1.32) e (1.36) na lagrangiana (1.12), conforme veremos a seguir.

1.4.1 Corrente Carregada

Consideraremos primeiramente a interação dos férmions com os bósons de gauge carregados W_μ^+ e W_μ^- . A parte que nos interessa da derivada covariante é apenas aquela que contém os geradores não-diagonais de $SU(2)_L$, associados a W_μ^+ e W_μ^- ,

$$D_\mu = igT^1 W_\mu^1 + igT^2 W_\mu^2. \quad (1.60)$$

Em termos de W_μ^+ e W_μ^- , podemos escrever

$$D_\mu = \frac{g}{\sqrt{2}} (iT^1 - T^2) W_\mu^+ + \frac{g}{\sqrt{2}} (iT^1 + T^2) W_\mu^-. \quad (1.61)$$

Como os férmions de mão direita são singletos de $SU(2)_L$, eles não se acoplam com os bósons carregados. Mantendo então apenas os campos de mão esquerda na equação (1.12) e substituindo a equação (1.61), temos

$$\mathcal{L}_{\text{cc}} = \sum_{\text{férmions}} -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\Psi}^L \gamma^\mu (T^1 + iT^2) \Psi^L W_\mu^+ - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\Psi}^L \gamma^\mu (T^1 - iT^2) \Psi^L W_\mu^-. \quad (1.62)$$

Concentrando-nos por hora apenas nos léptons, temos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{cc}} &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L^i & \bar{e}_L^i \end{pmatrix} \gamma^\mu \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^i \\ e_L^i \end{pmatrix} W_\mu^+ - \frac{g}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L^i & \bar{e}_L^i \end{pmatrix} \gamma^\mu \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^i \\ e_L^i \end{pmatrix} W_\mu^- \\ \mathcal{L}_{\text{cc}} &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_L^i \gamma^\mu e_L^i W_\mu^+ - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{e}_L^i \gamma^\mu \nu_L^i W_\mu^-. \end{aligned} \quad (1.63)$$

Mudando para a base física por meio da equação (1.45) ⁶,

$$\mathcal{L}_{\text{cc}} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\nu}'^i \gamma^\mu \left(V_L^\dagger V_L \right)^{ij} e'^j W_\mu^+ - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{e}'^i \gamma^\mu \left(V_L^\dagger V_L \right)^{ij} \nu'^j W_\mu^-. \quad (1.64)$$

Como a matriz V_L é unitária, os produtos entre parênteses resultam na identidade e as matrizes V_L e V_L^\dagger desaparecem da teoria. Explicitando a quiralidade dos campos e omitindo os “'” por simplicidade de notação, temos

$$\mathcal{L}_{\text{cc}} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{\nu}^i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) e^i W_\mu^+ - \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{e}^i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu^i W_\mu^-. \quad (1.65)$$

Podemos ainda escrever essa lagrangiana como,

$$\mathcal{L}_{\text{cc}} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} J^{+\mu} W_\mu^+ - \frac{g}{2\sqrt{2}} J^{-\mu} W_\mu^-, \quad (1.66)$$

onde identificamos as correntes carregadas leptônicas,

$$\begin{aligned} J^{+\mu} &= \bar{\nu}^i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) e^i \\ J^{-\mu} &= \bar{e}^i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu^i. \end{aligned} \quad (1.67)$$

Vemos então que a interação fraca carregada conecta léptons diferentes de uma mesma geração, ocasionando processos de troca de sabor, a exemplo do decaimento do múon

⁶Estamos supondo que os neutrinos ν_L são rotacionados pela mesma matriz V_L que rotaciona os léptons de mão esquerda e_L .

$\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$. No MP, a interação fraca carregada é a única capaz de produzir reações de troca de sabor em nível de árvore.

Considerando agora os quarks, seguindo os mesmos passos que fizemos para os léptons, obtemos uma expressão análoga a (1.64),

$$\mathcal{L}_{cc} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L^i \gamma^\mu \left(U_L^\dagger D_L \right)^{ij} d_L^j W_\mu^+ - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}_L^i \gamma^\mu \left(D_L^\dagger U_L \right)^{ij} u_L^j W_\mu^-, \quad (1.68)$$

onde já realizamos a mudança para a base física usando a equação (1.54) e novamente omitimos os “ ’ ”. Entretanto, ao contrário do que acontece com os léptons, as matrizes D_L e U_L não serão eliminadas da teoria e produzirão consequências físicas observáveis. A matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [29, 30],

$$V_{\text{CKM}} = U_L^\dagger D_L, \quad (1.69)$$

é comumente parametrizada da seguinte forma,

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{13} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.70)$$

onde $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ e $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$. Ela descreve como a interação fraca carregada mistura quarks de diferentes gerações e ainda como acontece a violação de CP no MP, em decorrência da presença da fase complexa δ , a qual não pode ser eliminada por redefinição dos campos dos quarks.

1.4.2 Corrente Neutra e Eletromagnética

Para obter os termos de interação dos férmions com os bósons A_μ e Z_μ , tomamos a parte da derivada covariante que contém apenas os geradores diagonais de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$,

$$D_\mu = igT^3 W_\mu^3 + ig' \frac{Y}{2} B_\mu, \quad (1.71)$$

que, em termos dos campos físicos A_μ e Z_μ dados na equação (1.36), se escreve

$$D_\mu = i \left(gT^3 \sin \theta_W + g' \frac{Y}{2} \cos \theta_W \right) A_\mu + i \left(gT^3 \cos \theta_W - g' \frac{Y}{2} \sin \theta_W \right) Z_\mu. \quad (1.72)$$

Tendo em conta que as equações (1.37) implicam que $g \sin \theta_W$ e $g' \cos \theta_W$ são iguais, definimos a constante e ,

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W, \quad (1.73)$$

de modo que,

$$D_\mu = ie \left(T^3 + \frac{Y}{2} \right) A_\mu + i \frac{g}{\cos \theta_W} \left[T^3 - \left(T^3 + \frac{Y}{2} \right) \sin^2 \theta_W \right] Z_\mu.$$

Usando a relação de Gell-Mann - Nishijima (1.27) e fazendo $g_Z = g / \cos \theta_W$,

$$D_\mu = ieQA_\mu + ig_Z [T^3 - Q \sin^2 \theta_W] Z_\mu. \quad (1.74)$$

Aplicando D_μ aos férmions de mão esquerda, temos

$$\bar{\Psi}^L i \gamma^\mu D_\mu \Psi^L = -e \bar{\Psi}^L \gamma^\mu Q \Psi^L A_\mu - g_Z [\bar{\Psi}^L \gamma^\mu T^3 \Psi^L - \sin^2 \theta_W \bar{\Psi}^L \gamma^\mu Q \Psi^L] Z_\mu. \quad (1.75)$$

Como para qualquer dos dubletos fermiônicos vale,

$$\bar{\Psi}^L \gamma^\mu T^3 \Psi^L = \begin{pmatrix} \bar{\psi}_1^L & \bar{\psi}_2^L \end{pmatrix} \gamma^\mu \begin{pmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1^L \\ \psi_2^L \end{pmatrix} = T_{31}^L \bar{\psi}_1^L \gamma^\mu \psi_1^L + T_{32}^L \bar{\psi}_2^L \gamma^\mu \psi_2^L,$$

e ainda,

$$\bar{\Psi}^L \gamma^\mu Q \Psi^L = Q_1 \bar{\psi}_1^L \gamma^\mu \psi_1^L + Q_2 \bar{\psi}_2^L \gamma^\mu \psi_2^L,$$

podemos escrever,

$$\sum_{\text{férmions}} \bar{\Psi}^L i \gamma^\mu D_\mu \Psi^L = \sum_f -e Q_f \bar{\psi}_f^L \gamma^\mu \psi_f^L A_\mu - g_Z [T_{3f}^L \bar{\psi}_f^L \gamma^\mu \psi_f^L - Q_f \sin^2 \theta_W \bar{\psi}_f^L \gamma^\mu \psi_f^L] Z_\mu, \quad (1.76)$$

onde ψ_f^L representa genericamente todos os sabores de férmions $\psi_f^L = e_L, \nu_L, \mu_L, \dots$. Para os férmions de mão direita, obtemos a mesma expressão, com a única diferença de que temos que fazer $T_{3f}^R = 0$, pois esses campos são singletos por $SU(2)_L$. Assim,

$$\sum_{\text{férmions}} \bar{\Psi}^R i \gamma^\mu D_\mu \Psi^R = \sum_f -e Q_f \bar{\psi}_f^R \gamma^\mu \psi_f^R A_\mu + g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \bar{\psi}_f^R \gamma^\mu \psi_f^R Z_\mu. \quad (1.77)$$

Somando as duas contribuições (1.76) e (1.77) e escrevendo os campos sem quiralidade, temos

$$\mathcal{L}_{\text{cn}} = \sum_f -e Q_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f A_\mu - g_Z \left[\left(\frac{1}{2} T_{3f} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{1}{2} T_{3f} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z_\mu, \quad (1.78)$$

onde fizemos $T_{3f}^L = T_{3f}$ pois não há perigo de confusão. O primeiro termo nada mais é do que a lagrangiana de interação da QED se reconhecermos que e , definido na equação

(1.73), é a carga elétrica elementar. O segundo termo descreve a interação dos férmions com o bóson neutro Z_μ . Podemos escrever essa lagrangiana como

$$\mathcal{L}_{\text{cn}} = -eJ_{\text{em}}^\mu A_\mu - g_Z J_{\text{NC}}^\mu Z_\mu, \quad (1.79)$$

onde identificamos a corrente eletromagnética,

$$J_{\text{em}}^\mu = \sum_f Q_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f, \quad (1.80)$$

e a corrente neutra,

$$J_{\text{NC}}^\mu = \sum_f \left(\frac{1}{2} T_{3f} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{1}{2} T_{3f} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f. \quad (1.81)$$

Note que assim como acontece com a interação fraca carregada dos léptons, há o cancelamento das matrizes $V_{L,R}$, $U_{L,R}$ e $D_{L,R}$ e elas não aparecem na lagrangiana de interação (1.78). Desse modo, na interação fraca neutra e na interação eletromagnética não acontece o fenômeno da troca de sabor.

Capítulo 2

Modelo de Dois Dubletos de Higgs

Os setores fermiônico e de gauge do MP têm sido testados experimentalmente nas últimas décadas com grande precisão, confirmando com enorme êxito as previsões desta teoria. Entretanto, o seu setor escalar começou a ser explorado diretamente apenas nos últimos anos com o LHC, e permanece como a parte da teoria menos consolidada em termos fenomenológicos. No MP, supõe-se que a estrutura desse setor é a mais simples possível, com apenas um dubleto de $SU(2)$, o qual é suficiente para gerar massa para os bósons de gauge e para os férmions, como visto no capítulo 1. Entretanto, não há nenhuma razão fundamental para que exista apenas este dubleto de Higgs, de modo que é inteiramente lícito considerarmos a possibilidade da existência de outras partículas escalares.

No MP, o parâmetro

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W}, \quad (2.1)$$

mede a intensidade relativa entre as interações da corrente neutra e carregada e, em nível de árvore, tem-se $\rho = 1$. Modelos que adicionam mais escalares à teoria terão, em princípio, valores diferentes para ρ em relação ao que é previsto pelo MP, o que impõe uma forte restrição nestes modelos, dado que experimentalmente tem-se [31]

$$\rho = 1.01051 \pm 0.00011. \quad (2.2)$$

Pode-se mostrar que em uma teoria de gauge com grupo $SU(2) \otimes U(1)$ com n multipletos escalares de isospin fraco T_i , hipercarga fraca Y_i e valor esperado do vácuo das componentes neutras v_i , o parâmetro ρ em nível de árvore é dado por [32],

$$\rho = \frac{\sum_i^n [T_i(T_i + 1) - \frac{1}{4}Y_i^2] v_i}{\sum_i^n \frac{1}{2}Y_i^2 v_i}. \quad (2.3)$$

De acordo com esta expressão, vemos que é possível adicionar um número qualquer de singletos de $SU(2)$ de hipercarga $Y = 0$ e dupletos de $SU(2)$ de hipercarga $Y = 1$, mantendo o valor de $\rho = 1$ inalterado.

Uma das extensões mais simples do MP é o chamado Modelo de Dois Dubletos de Higgs (2HDM) ¹. Nesta extensão, introduzimos dois dupletos escalares complexos Φ_1 e Φ_2 (ao invés de apenas um como no MP),

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^+ \\ \phi_i^0 \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2. \quad (2.4)$$

Este tipo de modelo vêm sendo extensivamente estudado desde a proposta original feita por T. D. Lee em 1973 [33].

Uma das motivações para estudar os 2HDMs é a supersimetria. Modelos supersimétricos requerem a existência de dois dupletos para que sejam geradas as massas tanto para os quarks tipo up quanto para os quarks tipo down. Isso ocorre porque em tais modelos, os escalares fazem parte de multipletos quirais e a supersimetria proíbe termos que acoplem multipletos de quiralidades diferentes na lagrangiana. Assim, um acoplamento entre um multipletos e seu conjugado (o qual possui quiralidade oposta) não é possível, de modo que um único dubleto não é capaz de gerar massa simultaneamente para os quarks de cargas diferentes. Outra razão, ainda no contexto da supersimetria, é que um segundo dubleto escalar faz com que a teoria seja livre de anomalias, e assim, renormalizável [34].

Outra motivação é o fato de o MP não ser capaz de produzir a quantidade de violação de CP suficiente para explicar a assimetria matéria-antimatéria observada no Universo. Já o 2HDM apresenta a possibilidade de fontes adicionais de violação de CP (tanto explícita quanto espontânea) no seu setor escalar, e a bariogênese no contexto dos 2HDMs tem sido estudada [35, 36, 37].

No que segue, apresentamos as principais características dos setores escalar e de Yukawa dos 2HDMs, destacando o espectro físico do modelo e os tipos de 2HDM com simetria discreta Z_2 . Discutiremos também a substituição desta simetria discreta pela simetria contínua do grupo $U(1)$.

¹2HDM - Two Higgs Doublet Model.

2.1 O Setor Escalar do 2HDM

A lagrangiana que descreve o setor escalar do 2HDM é dada por,

$$\mathcal{L}_{\text{escalar}} = (D^\mu \Phi_1)^\dagger D_\mu \Phi_1 + (D^\mu \Phi_2)^\dagger D_\mu \Phi_2 - V(\Phi_1, \Phi_2), \quad (2.5)$$

onde a derivada covariante D_μ que aparece no termo cinético é a mesma do MP (pois o grupo de simetria continua sendo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$),

$$D_\mu = \partial_\mu + igT^a W_\mu^a + ig' \frac{Y}{2} B_\mu. \quad (2.6)$$

O potencial mais geral para dois dubletos escalares complexos de hipercarga $Y = 1$, invariante de gauge e renormalizável (com acoplamentos quárticos no máximo), é dado por

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c. \right) + \frac{\lambda_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \\ & + \frac{\lambda_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \lambda_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \lambda_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \\ & + \left[\frac{\lambda_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \lambda_6 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) + \lambda_7 \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) + h.c. \right]. \end{aligned} \quad (2.7)$$

O requerimento de que o potencial seja hermitiano implica que os parâmetros m_{11}^2 , m_{22}^2 , λ_1 , λ_2 , λ_3 e λ_4 são reais, enquanto que m_{12}^2 , λ_5 , λ_6 e λ_7 são em geral complexos e podem ser fontes de violação de CP. Temos então um total de 14 parâmetros livres (6 reais e 4 complexos). Entretanto, desses 14 parâmetros, apenas 11 são físicos, devido à liberdade de redefinir os campos Φ_1 e Φ_2 [38]. Pela análise dimensional, vemos que os parâmetros m_{11}^2 , m_{22}^2 e m_{12}^2 têm dimensão de massa ao quadrado (por isso a escolha da letra m para representá-los), enquanto que os λ s são constantes de acoplamento adimensionais.

Uma característica dos 2HDMs em geral é a existência de troca de sabor na corrente neutra (FCNC)² em nível de árvore, mediada pelos escalares neutros (em decorrência do dubleto extra), o que pode impor sérios problemas fenomenológicos para o modelo, dado que esse tipo de processo é fortemente suprimido experimentalmente. Por exemplo, para os quarks tipo down, o acoplamento de Yukawa é dado por (vide equação 2.32),

$$- \mathcal{L}_{Y\text{down}} = y_{ij}^{1d} \bar{Q}_L^i \Phi_1 d_R^j + y_{ij}^{2d} \bar{Q}_L^i \Phi_2 d_R^j + h.c. \quad (2.8)$$

onde i, j são índices de geração. A matriz de massa fica,

$$M_{ij}^d = y_{ij}^{1d} \frac{v_1}{\sqrt{2}} + y_{ij}^{2d} \frac{v_2}{\sqrt{2}}. \quad (2.9)$$

²FCNC - Flavor Changing Neutral Currents.

Como, em geral, y^1 e y^2 não são simultaneamente diagonalizáveis, os acoplamentos de Yukawa não serão diagonais, ocasionando o fenômeno da FCNC. No MP isto não ocorre porque a diagonalização da matriz de massa automaticamente implica a diagonalização da matriz de Yukawa, não havendo portanto FCNC.

Para evitar esse tipo de interação potencialmente problemática, implementa-se usualmente o critério de conservação natural de sabor (NFC)³, impondo-se simetrias discretas ou globais na lagrangiana. A mais comumente usada é a simetria discreta Z_2 , pela qual os dubletos transformam-se da seguinte forma,

$$\begin{aligned}\Phi_1 &\rightarrow -\Phi_1 \\ \Phi_2 &\rightarrow \Phi_2.\end{aligned}\tag{2.10}$$

Impondo essa simetria no potencial, os termos não invariantes m_{12} , λ_6 e λ_7 devem anular-se. Entretanto, é sabido que a quebra espontânea de uma simetria discreta leva ao problema de paredes de domínio [39]. Para evitar esse problema, implementa-se uma quebra *soft* de Z_2 , mantendo-se o termo em m_{12} que viola a simetria explicitamente. Sob essas condições e ainda supondo que não há violação de CP no setor escalar, $V(\Phi_1, \Phi_2)$ se reduz a

$$\begin{aligned}V(\Phi_1, \Phi_2) &= m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - m_{12}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1) + \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \\ &+ \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \\ &+ \frac{\lambda_5}{2} \left[(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + (\Phi_2^\dagger \Phi_1)^2 \right],\end{aligned}\tag{2.11}$$

onde agora todos os parâmetros são reais.

Parametrizando Φ_1 e Φ_2 da seguinte forma,

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^+ \\ (v_i + \rho_i + i\eta_i)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2 \tag{2.12}$$

temos em princípio quatro campos carregados e quatro escalares neutros. Após a QES, três se transformarão nas componentes longitudinais dos bósons de gauge W^+ , W^- e Z , restando então cinco escalares físicos no espectro: dois neutros H e h ; dois carregados H^+ e H^- e um pseudoescalar A .

A QES ocorre quando os dubletos apresentam um VEV não nulo. Como o vácuo deve ser invariante por transformações de $U_{\text{em}}(1)$, apenas os escalares neutros devem

³NFC - Natural Flavor Conservation.

desenvolver VEVs diferentes de zero,

$$\langle \Phi_i \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_i \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2 \quad (2.13)$$

com v_1 e v_2 reais ⁴. Quando isso ocorre, o potencial deve apresentar um mínimo, ou seja,

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \rho_i} \right)_{\Phi_i = \langle \Phi_i \rangle_0} = \left(\frac{\partial V}{\partial \eta_i} \right)_{\Phi_i = \langle \Phi_i \rangle_0} = \left(\frac{\partial V}{\partial \phi_i^\pm} \right)_{\Phi_i = \langle \Phi_i \rangle_0} = 0, \quad (2.14)$$

de onde obtemos as seguintes condições,

$$\begin{aligned} m_{11}^2 v_1 - m_{12}^2 v_2 + \frac{1}{2} \lambda_1 v_1^3 + \frac{1}{2} (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) v_1 v_2^2 &= 0 \\ m_{22}^2 v_2 - m_{12}^2 v_1 + \frac{1}{2} \lambda_2 v_2^3 + \frac{1}{2} (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) v_1^2 v_2 &= 0. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Calculando todas as derivadas segundas do tipo,

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j}, \quad i, j = 1, 2, \dots, 8 \quad (2.16)$$

onde, $\phi_i = \rho_1, \rho_2, \eta_1, \eta_2, \phi_1^+, \phi_1^-, \phi_2^+, \phi_2^-$, podemos determinar as misturas dos diversos campos e as respectivas matrizes de massa. Fazendo isso, vemos que há mistura entre os escalares neutros, entre os pseudoescalares e também entre os carregados, mas não há mistura de nenhum campo pertencente a um desses grupos em relação a outro (diferentemente, por exemplo, do caso em que o potencial viola CP, onde há mistura entre os escalares neutros e os pseudoescalares). Pode-se escrever os termos de massa para os escalares neutros da seguinte forma,

$$\mathcal{L}_{\rho \text{ massa}} = - \begin{pmatrix} \rho_1 & \rho_2 \end{pmatrix} M_{H,h}^2 \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix}, \quad (2.17)$$

onde a matriz de massa $M_{H,h}^2$ é dada por,

$$\begin{aligned} M_{H,h}^2 &= \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 V}{\partial \rho_1^2} & \frac{\partial^2 V}{\partial \rho_1 \partial \rho_2} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial \rho_2 \partial \rho_1} & \frac{\partial^2 V}{\partial \rho_2^2} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} m_{11}^2 + \frac{3}{2} \lambda_1 v_1^2 + \frac{1}{2} \lambda_3 v_2^2 + \frac{1}{2} \lambda_4 v_2^2 + \frac{1}{2} \lambda_5 v_2^2 & -m_{12}^2 + \lambda_3 v_1 v_2 + \lambda_4 v_1 v_2 + \lambda_5 v_1 v_2 \\ -m_{12}^2 + \lambda_3 v_1 v_2 + \lambda_4 v_1 v_2 + \lambda_5 v_1 v_2 & m_{22}^2 + \frac{1}{2} \lambda_3 v_1^2 + \frac{1}{2} \lambda_4 v_1^2 + \frac{1}{2} \lambda_5 v_1^2 + \frac{3}{2} \lambda_2 v_2^2 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

⁴A existência de uma fase relativa entre v_1 e v_2 implicaria a violação espontânea de CP, a qual não estamos considerando neste trabalho.

Usando a condição de mínimo (2.15), temos

$$M_{H,h}^2 = \begin{pmatrix} m_{12}^2 \frac{v_2}{v_1} + \lambda_1 v_1^2 & -m_{12}^2 + \lambda_{345} v_1 v_2 \\ -m_{12}^2 + \lambda_{345} v_1 v_2 & m_{12}^2 \frac{v_1}{v_2} + \lambda_2 v_2^2 \end{pmatrix}, \quad (2.18)$$

onde definimos $\lambda_{345} = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$. Assim,

$$\mathcal{L}_{\rho \text{ massa}} = - \begin{pmatrix} \rho_1 & \rho_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{12}^2 \frac{v_2}{v_1} + \lambda_1 v_1^2 & -m_{12}^2 + \lambda_{345} v_1 v_2 \\ -m_{12}^2 + \lambda_{345} v_1 v_2 & m_{12}^2 \frac{v_1}{v_2} + \lambda_2 v_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

Diagonalizamos $M_{H,h}^2$ por meio de uma rotação O de um ângulo α ,

$$O^{-1} M_{H,h}^2 O = \text{diag} (m_h^2, m_H^2), \quad (2.20)$$

de modo que os escalares físicos H e h serão dados por,

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix}, \quad (2.21)$$

com

$$\tan 2\alpha = \frac{-2m_{12}^2 v_1 v_2 + 2\lambda_{345} v_1^2 v_2^2}{m_{12}^2 v_2^2 - m_{12}^2 v_1^2 + \lambda_1 v_1^3 v_2 - \lambda_2 v_1 v_2^3}. \quad (2.22)$$

Procedendo de modo análogo para os outros campos encontramos os demais auto-estados de massa. Para os pseudoescalares, temos

$$\mathcal{L}_{\eta \text{ massa}} = [m_{12}^2/v_1 v_2 - 2\lambda_5] \begin{pmatrix} \eta_1 & \eta_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_2^2 & -v_1 v_2 \\ -v_1 v_2 & v_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix}, \quad (2.23)$$

e para os carregados,

$$\mathcal{L}_{\phi^\pm \text{ massa}} = [m_{12}^2 - (\lambda_4 + \lambda_5) v_1 v_2] \begin{pmatrix} \phi_1^- & \phi_2^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{v_2}{v_1} & -1 \\ -1 & \frac{v_1}{v_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_2^+ \end{pmatrix}, \quad (2.24)$$

As matrizes de massa M_A^2 e $M_{H^\pm}^2$ dos pseudoescalares e carregados, são ambas diagonalizadas pelo mesmo ângulo β , o qual é dado por

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}. \quad (2.25)$$

Temos então,

$$\begin{pmatrix} G \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix}, \quad (2.26)$$

e

$$\begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_2^+ \end{pmatrix}, \quad (2.27)$$

com as massas dos pseudoescalares dadas por,

$$m_G = 0 \quad (2.28)$$

$$m_A^2 = [m_{12}^2/v_1v_2 - 2\lambda_5] (v_1^2 + v_2^2), \quad (2.29)$$

e as massas dos carregados,

$$m_{G^+} = 0 \quad (2.30)$$

$$m_{H^+}^2 = [m_{12}^2/v_1v_2 - \lambda_4 - \lambda_5] (v_1^2 + v_2^2), \quad (2.31)$$

de onde podemos identificar A , H^+ e H^- como sendo campos físicos e G , G^+ e G^- bósons de Goldstone.

2.2 O Setor de Yukawa do 2HDM

O acoplamento de Yukawa mais geral com dois dubletos de Higgs é o seguinte,

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{Y_{2\text{HDM}}} &= y^{1d}\bar{Q}_L\Phi_1d_R + y^{1u}\bar{Q}_L\tilde{\Phi}_1u_R + y^{1e}\bar{L}_L\Phi_1e_R + \\ &+ y^{2d}\bar{Q}_L\Phi_2d_R + y^{2u}\bar{Q}_L\tilde{\Phi}_2u_R + y^{2e}\bar{L}_L\Phi_2e_R + h.c. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Conforme mencionado anteriormente, este acoplamento leva ao aparecimento de FCNC em nível de árvore. Entretanto, a imposição da simetria Z_2 fará com que alguns termos na equação acima sejam eliminados. Quais dos termos serão eliminados dependerá de como são atribuídas as paridades dos férmions de mão direita em relação a Z_2 . Podemos, por exemplo, considerar que eles se transformem de maneira trivial, permanecendo inalterados. Neste caso, pela equação (2.10), os termos em $\mathcal{L}_{Y_{2\text{HDM}}}$ que contiverem Φ_1 mudarão de sinal, violando a simetria Z_2 . Logo, se quisermos manter a invariância da lagrangiana, estes termos devem ser eliminados. Neste caso, $\mathcal{L}_{Y_{2\text{HDM}}}$ se reduz a

$$-\mathcal{L}_{Y_{2\text{HDM}}} = y_2^d\bar{Q}_L\Phi_2d_R + y_2^u\bar{Q}_L\tilde{\Phi}_2u_R + y_2^e\bar{L}_L\Phi_2e_R + h.c. \quad (2.33)$$

e temos então que apenas Φ_2 se acopla aos férmions.

Modelo	Φ_1	Φ_2	u_R	d_R	e_R	Q_L	L_L
Tipo I	−	+	+	+	+	+	+
Tipo II	−	+	+	−	−	+	+
Tipo X	−	+	+	+	−	+	+
Tipo Y	−	+	+	−	+	+	+

Tabela 2.1: Atribuição de paridades pela simetria Z_2 a férmions e escalares.

Podemos, da mesma maneira, considerar que os léptons e os quarks tipo down tenham paridade negativa por Z_2 ,

$$\begin{aligned}
d_R &\rightarrow -d_R \\
e_R &\rightarrow -e_R.
\end{aligned}
\tag{2.34}$$

Dessa forma, $\mathcal{L}_{Y_{2\text{HDM}}}$ fica

$$-\mathcal{L}_{Y_{2\text{HDM}}} = y_1^d \bar{Q}_L \Phi_1 d_R + y_1^e \bar{L}_L \Phi_1 e_R + y_2^u \bar{Q}_L \tilde{\Phi}_2 u_R + h.c.
\tag{2.35}$$

e vemos assim que Φ_2 se acopla apenas com os quarks up, enquanto Φ_1 se acopla com os léptons e quarks tipo down. Nesse cenário, as massas dos quarks tipo up e down têm fontes diferentes, cada uma vindo de um dubleto diferente, o que poderia ser uma possível explicação para a hierarquia das massas entre esses dois tipos de quarks.

De modo geral, é fácil ver que se todos os férmions que possuem os mesmos números quânticos (os quais em princípio são capazes de misturar-se entre si) se acoplam ao mesmo multipletto de Higgs, então a FCNC estará ausente. Este critério de conservação natural de sabor foi formalizado pelo teorema de Paschos-Glashow-Weinberg [40, 41] o qual afirma que uma condição necessária e suficiente para a ausência de FCNC em nível de árvore é que todos os férmions de uma determinada carga e helicidade recebam contribuição para suas matrizes de massa de uma única fonte. No MP, este teorema implica que todos os quarks de mão direita de uma dada carga devem acoplar-se a um único multipletto de Higgs, como de fato ocorre. Já no 2HDM, isto só pode ser garantido pela introdução de simetrias discretas ou contínuas.

Pode-se mostrar que existem quatros tipos distintos de 2HDM com simetria Z_2 que satisfazem o critério de NFC. Na tabela 2.2 são mostrados todos estes quatro tipos com as correspondentes paridades para os férmions e escalares, e na tabela 2.2 os acoplamentos

permitidos dos férmions com os escalares em cada um dos diferentes modelos. Os exemplos dados acima nas equações (2.33) e (2.35) correspondem aos chamados 2HDM tipo I e tipo II, respectivamente.

Modelo	u_R	d_R	e_R
Tipo I	Φ_2	Φ_2	Φ_2
Tipo II	Φ_2	Φ_1	Φ_1
Tipo X	Φ_2	Φ_2	Φ_1
Tipo Y	Φ_2	Φ_1	Φ_2

Tabela 2.2: Acoplamento dos férmions de mão direita com os escalares nos diferentes tipos de 2HDM.

Os 2HDM tipo X e tipo Y são também comumente chamados de Lépton-específico e Flipped, respectivamente. O modelo em que não se impõe nenhuma simetria extra, e que possui portanto o acoplamento de Yukawa mais geral dado na equação (2.32), é comumente chamado de 2HDM tipo III.

2.3 2HDM com Simetria $U(1)$ Extra

Conforme visto na seção anterior, a introdução da simetria Z_2 é suficiente para evitar o problema da FCNC em nível de árvore no 2HDM. Embora essa simetria seja efetiva para contornar este problema, a sua implementação é uma hipótese ad-hoc, cuja origem não é clara. Além disso, fazer com que ela seja quebrada explicitamente adicionando um operador de dimensão-2 $\Phi_1^\dagger \Phi_2$ (para evitar o problema de paredes de domínio) não parece natural.

Nesta seção, mostraremos como resolver o problema da FCNC no 2HDM substituindo a simetria discreta Z_2 por uma simetria de gauge do grupo $U(1)'$, estendendo assim o grupo de simetria do modelo para $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)'$. Esta extensão simples do grupo de gauge do MP pode ser mais bem motivada que a introdução da simetria Z_2 . Além de resolver o problema da FCNC, ela aparece naturalmente como teoria efetiva em baixas energias em alguns tipos de teoria de cordas [42] e em modelos de Grande Unificação [43, 44]. Além disso, tem sido invocada recentemente para explicar o problema da matéria escura, o que será assunto do capítulo 3.

O potencial do modelo com simetria $U(1)'$ será um caso particular do potencial do

2HDM mais geral (2.7). Supondo que os dubletos escalares têm cargas diferentes por $U(1)'$, os termos com m_{12} , λ_5 , λ_6 e λ_7 não são invariantes, o que obriga $m_{12} = \lambda_5 = \lambda_6 = \lambda_7 = 0$. Assim, $V(\Phi_1, \Phi_2)$ se reduz a

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1). \quad (2.36)$$

Note que este potencial é também um caso particular do potencial (2.11) com $m_{12} = \lambda_5 = 0$. Assim, as expressões para as condições de mínimo, matrizes de massa, ângulos de mistura e massa dos escalares físicos obtidos na seção 2.1, valem da mesma forma para o modelo com simetria $U(1)'$, bastando fazer $m_{12} = \lambda_5 = 0$ onde eles aparecerem. Note em particular que a massa para o pseudoescalar A , dada na equação (2.29), passará a ser nula. Isto acontece porque A será o bóson de Goldstone responsável pela massa do novo bóson de gauge de $U(1)'$, o qual designaremos por Z' .

Os diversos tipos de 2HDM da seção 2.2 que satisfazem o critério de NFC podem ser obtidos atribuindo cargas adequadas às partículas pelo novo grupo $U(1)'$, fazendo com que o modelo esteja livre de FCNC em nível de árvore [45]. Entretanto, os modelos em geral serão anômalos e pode ser necessária a introdução de férmions exóticos para que se obtenha o cancelamento das anomalias (vide apêndice A). Por uma transformação local de $U(1)'$, os diversos campos se transformam da seguinte maneira,

$$\begin{aligned} L_L &\rightarrow L'_L = e^{il\alpha(x)} L_L \\ Q_L &\rightarrow Q'_L = e^{iq\alpha(x)} Q_L \\ e_R &\rightarrow e'_R = e^{ie\alpha(x)} e_R \\ u_R &\rightarrow u'_R = e^{iu\alpha(x)} u_R \\ d_R &\rightarrow d'_R = e^{id\alpha(x)} d_R \\ \Phi_1 &\rightarrow \Phi'_1 = e^{ih_1\alpha(x)} \Phi_1 \\ \Phi_2 &\rightarrow \Phi'_2 = e^{ih_2\alpha(x)} \Phi_2, \end{aligned} \quad (2.37)$$

onde l, q, e, u, d, h_1, h_2 são as respectivas cargas dos campos e, como dito anteriormente, estamos assumindo $h_1 \neq h_2$.

Para que o acoplamento de Yukawa seja invariante pelas transformações (2.37), as cargas dos férmions e dos escalares não podem ser arbitrárias. Os diferentes acoplamentos da seção 2.2 irão exigir diferentes atribuições de cargas por $U(1)'$. No 2HDM tipo I, onde

os férmions se acoplam apenas com Φ_2 , equação (2.33), temos por uma transformação de $U(1)'$,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Y_{2\text{HDM}}} \rightarrow \mathcal{L}'_{Y_{2\text{HDM}}} = & e^{-q+h_2+d} y_2^d \bar{Q}_L \Phi_2 d_R + e^{-q-h_2+u} y_2^u \bar{Q}_L \tilde{\Phi}_2 u_R + \\ & + e^{-l+h_2+e} y_2^e \bar{L}_L \Phi_2 e_R + h.c. \end{aligned} \quad (2.38)$$

A invariância por $U(1)'$ impõe portanto as seguintes condições sobre as cargas das partículas,

$$\begin{aligned} d - q + h_2 &= 0 \\ u - q - h_2 &= 0 \\ e - l + h_2 &= 0. \end{aligned} \quad (2.39)$$

Note que um acoplamento com Φ_1 é proibido pela simetria $U(1)'$, pois ele só seria possível se h_1 satisfizesse as mesmas equações (2.39) que h_2 satisfaz, implicando que $h_1 = h_2$. Entretanto, como por hipótese $h_1 \neq h_2$, não há valor possível de h_1 que satisfaça essas equações, de modo que os férmions não podem se acoplar a Φ_1 . Portanto, esta atribuição de cargas implementa, de fato, o acoplamento de Yukawa do 2HDM tipo I desejado.

Podemos proceder da mesma forma para obter os outros tipos de 2HDM. Obtemos o 2HDM tipo II com a seguinte condição,

$$d - q + h_1 = u - q - h_2 = e - l + h_1 = 0. \quad (2.40)$$

Já para o 2HDM tipo X, devemos fazer

$$d - q + h_2 = u - q - h_2 = e - l + h_1 = 0, \quad (2.41)$$

e finalmente para o 2HDM tipo Y, deve-se cumprir

$$d - q + h_1 = u - q - h_2 = e - l + h_2 = 0. \quad (2.42)$$

O requerimento de que o modelo seja livre de anomalias também irá impor restrições sobre as cargas dos férmions e dos escalares. Vamos nos concentrar a partir de agora no 2HDM tipo I (que será usado no próximo capítulo) no qual o cancelamento das anomalias pode ser alcançado sem a necessidade de adicionar novos férmions quirais. Juntando a equação (A.4) que surge do cancelamento da anomalia $[SU(2)_L]^2 U(1)_X$,

$$l = -3q$$

com as equações (2.39), podemos escrever todas as outras cargas em função apenas de u e d ,

$$\begin{aligned} q &= \frac{1}{2}(u+d) \\ l &= -\frac{3}{2}(u+d) \\ e &= -(2u+d) \\ h_2 &= \frac{1}{2}(u-d) \\ n &= -(u+2d), \end{aligned}$$

com u e d arbitrários. Note que introduzimos uma nova variável n , a qual simboliza a carga de neutrinos de mão direita requeridos para o cancelamento das anomalias (para mais detalhes, veja o apêndice A). Vale salientar, entretanto, que não é em todos os casos que a presença desses neutrinos é necessária.

Campos	u_R	d_R	Q_L	L_L	e_R	n_R	Φ_2
Cargas	u	d	$\frac{(u+d)}{2}$	$-\frac{3(u+d)}{2}$	$-(2u+d)$	$-(u+2d)$	$\frac{(u-d)}{2}$
$U(1)_X$	0	0	0	0	0	0	0
$U(1)_{B-L}$	1/3	1/3	1/3	-1	-1	-1	0
$U(1)_R$	1	-1	0	0	-1	1	1
$U(1)_Y$	2/3	-1/3	1/6	-1/2	-1	0	1/2

Tabela 2.3: Atribuição de cargas por $U(1)'$ livres de anomalias no 2HDM tipo I. n_R representa neutrinos de mão direita adicionados para o cancelamento das anomalias em alguns modelos. Adaptada da ref.[45].

Diferentes escolhas dos valores de u e d produzirão diferentes modelos com fenomenologias bastante distintas entre si, e de fato há uma infinidade de novos modelos livres de anomalias compatíveis com a NFC. Na tabela 2.3 é mostrada a atribuição de cargas em alguns modelos interessantes. Quando $u = d = 0$, o modelo é chamado fermiofóbico porque o novo bóson de gauge Z' não se acopla diretamente aos férmions, dado que eles são todos neutros por $U(1)'$. No caso $u = d = 1/3$, temos $U(1)' = U(1)_{B-L}$, entretanto o modelo é bastante diferente do modelo $B-L$ usual onde a simetria é quebrada apenas por um singlete escalar, diferentemente do nosso caso em que um dubleto é responsável por essa quebra. No caso $u = 1, d = -1$, Z' acopla-se apenas com os férmions de mão direita e como, neste caso, o dubleto “padrão” Φ_2 possui carga não nula por $U(1)'$,

suas propriedades serão bastante diferentes daquelas do Higgs do MP. No caso $u = 2/3$, $d = -1/3$, as cargas dos férmions por $U(1)'$ serão iguais às hipercargas fracas de $U(1)_Y$, ou seja, $U(1)' = U(1)_Y$. Apesar dessa igualdade de cargas dos dois grupos, a fenomenologia também será bastante diferente em relação à do MP. Note que nos casos $U(1)' = U(1)_X$ e $U(1)' = U(1)_Y$, a inclusão dos neutrinos de mão direita é opcional, pois a condição $u = -2d$ é satisfeita, embora eles possam ser adicionados sem maiores problemas desde que possuam cargas nulas por $U(1)'$.

Os demais tipos de 2HDM com simetria $U(1)'$ apresentam também diversas características interessantes e fenomenologias bastante distintas entre si. O 2HDM tipo II, por exemplo, pode ser interpretado como um modelo efetivo em baixas energias do modelo de grande unificação E_6 com Z' leptofóbico [44, 45, 46, 47]. Os 2HDM tipo X e tipo Y em geral são menos explorados, mas também têm recebido atenção. Como normalmente esses modelos também requerem a adição de férmions exóticos para o cancelamento das anomalias, eles podem apresentar bons candidatos a matéria escura, veja por exemplo [48, 49].

Capítulo 3

Dark 2HDM

As partículas previstas pelo MP muito provavelmente não constituem a totalidade do conteúdo de matéria fundamental existente na Natureza. Um grande número de novas partículas pode existir sem que ainda tenham sido detectadas devido, por exemplo, a elas serem muito massivas (requerendo uma quantidade de energia inacessível para produzi-las), ou então por elas serem muito fracamente acopladas às partículas do MP (possivelmente até completamente desacopladas). Partículas deste tipo constituem o que é comumente chamado de setor escondido.

Atualmente, a existência da matéria escura (ME) está essencialmente estabelecida, constituindo cerca de 26% da totalidade de matéria-energia do Universo [31] (uma quantidade muito superior aos 4% correspondentes à matéria bariônica). Os candidatos à ME mais populares são os WIMPs ¹ (partículas massivas fracamente interagentes), os quais poderiam constituir um setor escondido, neste caso, podendo também ser chamado de setor escuro.

Dados de experimentos astrofísicos têm revelado discrepâncias em relação às previsões dos modelos de raios cósmicos atuais. As colaborações PAMELA [50], Fermi-LAT [51] e HESS [52], relataram uma quantidade de pósitrons acima do esperado numa faixa de energias de poucos a até algumas centenas de GeV; dados do satélite INTEGRAL [53] apontam a incidência de raios gama em 511 keV vindos do centro galáctico, cuja origem é desconhecida. Como não há fontes astrofísicas óbvias para explicar essas discrepâncias, é provável que elas estejam relacionadas de alguma forma com a ME galáctica.

A existência de uma simetria local $U(1)$ extra foi proposta para explicar essas

¹WIMP - Weakly Interacting Massive Particle.

anomalias astrofísicas no contexto da ME [54, 55, 56, 57, 58]. Nesta proposta, a ME poderia ser uma partícula fermiônica ou escalar carregada por $U(1)'$, interagindo por intermédio do seu bóson de gauge, Z' . Se a partícula de ME for suficientemente leve, o resultado da sua aniquilação, por meio de Z' , poderia gerar o excesso de pósitrons e os raios gama observados. Neste cenário, é requerido que o Z' também seja leve, tendo uma massa da ordem de MeV a poucos GeV.

Em princípio, não é uma tarefa trivial conciliar esse cenário com um modelo realístico de física de partículas, devido ao fato de os dados experimentais em aceleradores vincularem a massa de uma partícula como Z' a ser da ordem dos TeV, bem acima do que é requerido. Uma possibilidade de evitar esse forte vínculo, é fazer com que a constante de acoplamento de Z' seja muito pequena, de modo que ele interaja fracamente com os férmions do MP. Entretanto uma constante de acoplamento excessivamente pequena, apesar de permitida, não parece natural.

Em geral, a existência de um setor escondido pode possivelmente nunca ser detectada, no caso de não haver interação deste com o setor visível. Por outro lado, é bem plausível que de fato haja uma conexão entre os dois setores, e alguns cenários têm sido propostos [59, 60]. No caso da simetria $U(1)$, essa interação entre os dois setores poderia se dar por meio de uma mistura cinética entre os grupos $U(1)'$ e $U(1)_Y$. Além disso, a possibilidade de que partículas escalares extras, em um setor escalar estendido em relação ao do MP, sejam carregadas por $U(1)'$, abre outra via de conexão entre os dois setores.

É um fato notável que a simetria abeliana $U(1)'$ motivada para explicação de anomalias astrofísicas no contexto da ME resolva também naturalmente o problema da FCNC no 2HDM. Uma vez que admitimos a existência dessa simetria, podemos estender o setor escalar do MP para dois dubletos sem ter que nos preocupar com FCNC.

Tendo revisado os aspectos gerais dos 2HDM no capítulo anterior, bem como a construção de modelos livres de anomalias com simetria $U(1)$ extra, vamos neste capítulo considerar um modelo específico com dois dubletos escalares e simetria $U(1)_X$, no qual as partículas do MP são todas neutras (correspondente à primeira linha na tabela 2.3). O modelo resultante é o chamado Dark 2HDM (D2HDM) [62].

Neste trabalho, não nos preocuparemos em definir nenhum modelo específico para o setor escondido. Estaremos interessados principalmente na física do Z' e nas suas consequências observáveis no setor visível. Nas próximas seções discutiremos as principais

características do D2HDM e um pouco da sua fenomenologia nos experimentos de altas energias, mostrando, por exemplo, como o Z' do D2HDM pode ser leve sem violar os vínculos experimentais existentes.

3.1 Características do D2HDM

Supomos que o setor escondido relacionado à nova simetria $U(1)_X$ interage com as partículas do MP carregadas pelo grupo $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ por meio da mistura cinética entre $U(1)_X$ e $U(1)_Y$. Esse efeito se manifesta na forma de um termo de interação invariante de gauge $\hat{X}_{\mu\nu}\hat{B}^{\mu\nu}$ que mistura os bósons desses grupos,

$$\mathcal{L}_{\text{mistura}} = -\frac{1}{4}\hat{B}_{\mu\nu}\hat{B}^{\mu\nu} + \frac{\epsilon}{2\cos\theta_W}\hat{X}_{\mu\nu}\hat{B}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\hat{X}_{\mu\nu}\hat{X}^{\mu\nu}, \quad (3.1)$$

com o termo de mistura parametrizado pela constante adimensional ϵ (a normalização do termo proporcional a ϵ foi escolhida para simplificar a notação nos resultados que seguem). O valor de ϵ deve ser determinado experimentalmente, e tem sido vinculado a ser muito pequeno, sendo geralmente considerado como sendo $\epsilon \lesssim O(10^{-3})$.

A derivada covariante do D2HDM terá um termo a mais em relação à do MP por causa de $U(1)_X$,

$$D_\mu = \partial_\mu + igT^a W_\mu^a + ig' \frac{Y}{2} \hat{B}_\mu + ig_X \frac{Q_X}{2} \hat{X}_\mu, \quad (3.2)$$

onde W_μ^a , \hat{B}_μ e \hat{X}_μ são os bósons de gauge simétricos do modelo, g_X é a constante de acoplamento de $U(1)_X$ e a notação com circunflexo denota os campos antes da diagonalização. É interessante notar que, como no caso aqui considerado as partículas do MP são todas neutras por $U(1)_X$, ao aplicarmos D_μ aos campos fermiônicos o termo $ig_X \frac{Q_X}{2} \hat{X}_\mu$ não estará presente, pois $Q_X = 0$. Assim, não esperaríamos em princípio que os férmions interagissem por $U(1)_X$. Entretanto, a mistura cinética de \hat{X}_μ com \hat{B}_μ induzirá um acoplamento de X_μ com as partículas do MP, possibilitando uma interação entre os setores visível (partículas do MP) e o setor escondido (partículas carregadas por $U(1)_X$).

Quando há apenas um dubleto de Higgs e o bóson físico Z' ganha massa por meio de um singlete escalar [63], é induzido um acoplamento de Z' com a corrente eletromagnética J_{em}^μ da forma [64],

$$\mathcal{L}_{\text{dark fóton}} = -\epsilon e J_{\text{em}}^\mu Z'_\mu. \quad (3.3)$$

O acoplamento de Z' com a corrente neutra é fortemente suprimido por ordens mais altas de ϵ , podendo portanto ser desprezado. Este bóson de gauge se tornou conhecido na

literatura como dark fóton ², pois um dado férmion de carga elétrica Q_f se acopla a Z' da mesma forma que se acopla ao fóton, porém com uma carga efetiva muito pequena ϵQ_f .

Já no caso do D2HDM, onde temos um dubleto de Higgs adicional carregado por $U(1)_X$, haverá uma mistura de massa entre $Z - Z'$ induzida por este dubleto,

$$M_{Z'Z}^2 \simeq m_{Z^0}^2 \begin{pmatrix} 1 & -(\epsilon_Z + \epsilon \tan \theta_W) \\ -(\epsilon_Z + \epsilon \tan \theta_W) & m_X^2/m_{Z^0}^2 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

de modo que o acoplamento de Z' com os férmions será diferente daquele em (3.3). A parametrização da matriz acima foi feita de tal forma a buscar separar os efeitos da mistura de massa causada pelo dubleto, embutidos em ϵ_Z , e da mistura cinética (3.1), representado por ϵ . Essa mistura de $Z - Z'$, é também tomada como sendo pequena, de modo a evitar conflitos com os dados experimentais bem estabelecidos da massa m_Z e largura de decaimento Γ_Z do bóson Z . A consequência dessa mistura é que Z' se acopla tanto com a corrente eletromagnética quanto com a corrente neutra,

$$\mathcal{L}_{\text{dark } Z} = -\epsilon e J_{\text{em}}^\mu Z'_\mu - \epsilon_Z g_Z J_{\text{NC}}^\mu Z'_\mu. \quad (3.5)$$

O Z' que apresenta esse acoplamento mais geral (em relação ao dark fóton) é denominado dark Z , para enfatizar que ele se acopla também à corrente neutra. Note que no limite em que não há mistura cinética ($\epsilon \rightarrow 0$), o Z' se acopla apenas com a corrente neutra J_{NC}^μ , interagindo da mesma forma que o bóson Z do MP, porém com um acoplamento suprimido $\epsilon_Z g_Z$.

Todas estas características do D2HDM que aqui sumarizamos serão demonstradas e desenvolvidas com mais detalhes nas próximas seções.

3.1.1 Setor de Gauge e Mistura Cinética

A lagrangiana que descreve a cinética dos campos de gauge com a inclusão do novo bóson X_μ de $U(1)_X$ é

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} \hat{B}_{\mu\nu} \hat{B}^{\mu\nu} + \frac{\epsilon}{2 \cos \theta_W} \hat{X}_{\mu\nu} \hat{B}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \hat{X}_{\mu\nu} \hat{X}^{\mu\nu}, \quad (3.6)$$

onde $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g\epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c$, $\hat{B}_{\mu\nu} = \partial_\mu \hat{B}_\nu - \partial_\nu \hat{B}_\mu$, $\hat{X}_{\mu\nu} = \partial_\mu \hat{X}_\nu - \partial_\nu \hat{X}_\mu$ e a

²A denominação dark fóton foi originalmente dada para designar uma partícula de massa nula mediadora de uma nova interação de longo alcance com acoplamento muito pequeno, pela qual interagiria a ME [61].

notação com circunflexo denota os campos antes da diagonalização. Note que a inclusão de X_μ obriga-nos naturalmente adicionarmos o termo $\hat{X}_{\mu\nu}\hat{X}^{\mu\nu}$ em $\mathcal{L}_{\text{gauge}}$, mas também obriga a adicionarmos o termo $\hat{X}_{\mu\nu}\hat{B}^{\mu\nu}$, pois ele é invariante de gauge e não há nenhuma razão *a priori* para não incluí-lo. A invariância desse termo mostra-se facilmente,

$$\begin{aligned}
\hat{X}_{\mu\nu}\hat{B}^{\mu\nu} &\rightarrow \hat{X}'_{\mu\nu}\hat{B}'^{\mu\nu} = \left(\partial_\mu\hat{X}'_\nu - \partial_\nu\hat{X}'_\mu\right) \left(\partial^\mu\hat{B}'^\nu - \partial^\nu\hat{B}'^\mu\right) \\
&= \left[\partial_\mu\left(\hat{X}_\nu + \partial_\nu\alpha\right) - \partial_\nu\left(\hat{X}_\mu + \partial_\mu\alpha\right)\right] \left[\partial^\mu\left(\hat{B}^\nu + \partial^\nu\beta\right) - \partial^\nu\left(\hat{B}^\mu + \partial^\mu\beta\right)\right] \\
&= \left[\partial_\mu\hat{X}_\nu - \partial_\nu\hat{X}_\mu + \partial_\mu\partial_\nu\alpha - \partial_\nu\partial_\mu\alpha\right] \left[\partial^\mu\hat{B}^\nu - \partial^\nu\hat{B}^\mu + \partial^\mu\partial^\nu\beta - \partial^\nu\partial^\mu\beta\right] \\
&= \left(\partial_\mu\hat{X}_\nu - \partial_\nu\hat{X}_\mu\right) \left(\partial^\mu\hat{B}^\nu - \partial^\nu\hat{B}^\mu\right) \\
\hat{X}'_{\mu\nu}\hat{B}'^{\mu\nu} &= \hat{X}_{\mu\nu}\hat{B}^{\mu\nu}
\end{aligned}$$

Como não há nenhum outro termo invariante de gauge com dimensão menor que quatro, $\mathcal{L}_{\text{gauge}}$ é a mais geral possível.

Para eliminar o termo cruzado $\hat{X}_{\mu\nu}\hat{B}^{\mu\nu}$ em (3.6), redefinimos os campos por meio da seguinte rotação $GL(2, R)$,

$$\begin{pmatrix} X_\mu \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{1 - \epsilon^2 / \cos^2 \theta_W} & 0 \\ -\epsilon / \cos \theta_W & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{X}_\mu \\ \hat{B}_\mu \end{pmatrix}. \quad (3.7)$$

ou,

$$\begin{aligned}
\hat{X}_\mu &= \frac{1}{\sqrt{1 - \epsilon^2 / \cos^2 \theta_W}} X_\mu \\
\hat{B}_\mu &= \frac{\epsilon / \cos \theta_W}{\sqrt{1 - \epsilon^2 / \cos^2 \theta_W}} X_\mu + B_\mu.
\end{aligned} \quad (3.8)$$

Após a substituição em (3.6) e uma simplificação algébrica direta, obtemos a lagrangiana de gauge na forma usual

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}X_{\mu\nu}X^{\mu\nu}. \quad (3.9)$$

3.1.2 Setor Escalar

No setor escalar do D2HDM vamos introduzir, além dos dois dubletos Φ_i do 2HDM convencional, um singlete escalar Φ_S ,

$$\begin{aligned}
\Phi_i &\sim (1, 2, 1, Q_{X_i}) \\
\Phi_S &\sim (1, 1, 0, q_X),
\end{aligned} \quad (3.10)$$

parametrizados da seguinte forma,

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^\dagger \\ (v_i + \rho_i + i\eta_i)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (3.11)$$

$$\Phi_s = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_s + \rho_s + i\eta_s).$$

A inclusão de Φ_S implica na presença de termos adicionais ao potencial (2.36) do 2HDM com simetria $U(1)$. Se a carga q_X de Φ_S for tal que $q_X = Q_{X1} - Q_{X2}$, com Q_{X1} e Q_{X2} sendo as cargas dos dubletos, um termo do tipo $\Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_S$ será invariante e o potencial mais geral para Φ_S será

$$V_s = m_s^2 \Phi_s^\dagger \Phi_s + \frac{\lambda_s}{2} (\Phi_s^\dagger \Phi_s)^2 + \left(\mu \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_s + h.c. \right) + \mu_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_s^\dagger \Phi_s + \mu_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \Phi_s^\dagger \Phi_s, \quad (3.12)$$

que, somado a (2.36) compõem o potencial escalar mais geral do D2HDM. Entretanto, vamos supor por simplicidade que a mistura entre Φ_S e os dubletos Φ_i é pequena e pode ser ignorada, de modo que podemos desconsiderar os termos μ , μ_1 e μ_2 . Assim, o potencial do modelo se torna

$$V(\Phi_1, \Phi_2, \Phi_s) = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + m_s^2 \Phi_s^\dagger \Phi_s + \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \frac{\lambda_s}{2} (\Phi_s^\dagger \Phi_s)^2. \quad (3.13)$$

Assumimos que apenas o dubleto Φ_2 se acopla com os férmions (2HDM tipo I) e portanto ele deve ser neutro por $U(1)_X$, de acordo com a tabela 2.3. Escolhemos as seguintes cargas para os demais escalares,

$$Q_{X1} = 2$$

$$Q_{X2} = 0 \quad (3.14)$$

$$q_X = 2.$$

A simetria $U(1)_X$ é quebrada quando Φ_1 ou Φ_S adquirem VEV, dados por

$$\Phi_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_i \end{pmatrix}$$

$$\Phi_s = \frac{v_s}{\sqrt{2}}.$$

Seguindo o mesmo procedimento da seção 2.1 obtemos as seguintes condições de mínimo para o potencial,

$$\begin{aligned} m_{11}^2 + \frac{1}{2}\lambda_1 v_1^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v_2^2 + \frac{1}{2}\lambda_4 v_2^2 &= 0 \\ m_{22}^2 + \frac{1}{2}\lambda_2 v_2^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v_1^2 + \frac{1}{2}\lambda_4 v_1^2 &= 0 \\ m_S^2 + \frac{1}{2}\lambda_S v_S^2 &= 0. \end{aligned} \quad (3.15)$$

A matriz de massa para os escalares neutros (já utilizando as condições (3.15)), é dada por

$$M_{H,h,h_S}^2 = \begin{pmatrix} \lambda_1 v_1^2 & \lambda_3 v_1 v_2 + \lambda_4 v_1 v_2 & 0 \\ \lambda_3 v_1 v_2 + \lambda_4 v_1 v_2 & \lambda_2 v_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_S v_S^2 \end{pmatrix}. \quad (3.16)$$

Note que o escalar neutro proveniente do singlete Φ_S já é um autoestado físico com massa

$$m_{h_S}^2 = \lambda_S v_S^2,$$

enquanto que os outros escalares físicos H e h são dados por,

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix}, \quad (3.17)$$

com

$$\tan 2\alpha = \frac{2(\lambda_3 + \lambda_4) v_1 v_2}{\lambda_1 v_1^2 - \lambda_2 v_2^2}. \quad (3.18)$$

As massas de H e h são dadas por (note que $m_H \geq m_h$),

$$m_H^2 = \frac{1}{2} \left[\lambda_1 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2 + \sqrt{(\lambda_1 v_1^2 - \lambda_2 v_2^2)^2 + 4(\lambda_3 + \lambda_4)^2 v_1^2 v_2^2} \right] \quad (3.19)$$

$$m_h^2 = \frac{1}{2} \left[\lambda_1 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2 - \sqrt{(\lambda_1 v_1^2 - \lambda_2 v_2^2)^2 + 4(\lambda_3 + \lambda_4)^2 v_1^2 v_2^2} \right].$$

No D2HDM, o Higgs mais pesado H será identificado como sendo o escalar de massa $m_H = 125$ GeV descoberto no LHC. Como apenas Φ_2 se acopla aos férmions do MP (vide (2.33)), faremos com que $\sin \alpha \simeq \pm 1$, de modo que $H \simeq \phi_2$ e $h \simeq \phi_1$ (a escolha de $\sin \alpha \simeq 0$ faz com que o Higgs mais leve h seja o Higgs do LHC).

Para os escalares carregados valem os mesmos resultados nas equações (2.24), (2.25), (2.27), (2.30), (2.31) com $m_{12} = \lambda_5 = 0$. Já para os pseudoescalares, temos a seguinte matriz de massa,

$$M_\eta^2 = \begin{pmatrix} m_{11}^2 + \frac{1}{2}\lambda_1 v_1^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v_2^2 + \frac{1}{2}\lambda_4 v_2^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_{22}^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v_1^2 + \frac{1}{2}\lambda_4 v_1^2 + \frac{1}{2}\lambda_2 v_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_S^2 + \frac{1}{2}\lambda_S v_S^2 \end{pmatrix}.$$

Note que aplicando as condições (3.15) todos os elementos dessa matriz se anulam, o que significa que os três pseudoescalares têm massa zero. É esperado que dois deles realmente não tenham massa, pois eles serão os bósons de Goldstone necessários para fazer Z e Z' massivos. Entretanto, restará ainda um pseudoescalar sem massa no espectro, o que constitui um problema. Esse problema surge devido à nossa hipótese simplificadora de não haver termos de mistura entre o singlete e os dubletos no potencial. No caso em que essa mistura é levada em conta e os termos μ , μ_1 e μ_2 são restaurados em $V(\Phi_1, \Phi_2, \Phi_S)$, verifica-se que a matriz de massa se torna

$$M_\eta^2 = \mu \begin{pmatrix} -\frac{v_2 v_S}{v_1} & v_S & v_2 \\ v_S & -\frac{v_1 v_S}{v_2} & -v_1 \\ v_2 & -v_1 & -\frac{v_1 v_2}{v_S} \end{pmatrix}, \quad (3.20)$$

a qual possui dois autovalores nulos, correspondentes às massas dos Goldstones, e um autovalor não nulo $m_A^2 = \mu(-v_1^2 v_2^2 - v_1^2 v_S^2 - v_2^2 v_S^2)/v_1 v_2 v_S$, correspondente à massa do pseudoescalar físico A .

A inclusão desses termos de mistura no potencial leva a uma modificação não só na matriz de massa dos pseudoescalares, mas também na matriz dos escalares neutros, fazendo com que a matriz de rotação se torne bem mais complexa que aquela dada em (3.17), passando ela a depender de três ângulos de mistura ao invés de apenas um, dificultando enormemente a análise fenomenológica do modelo. Conscientes dessas dificuldades, vamos continuar com o potencial (3.13), sem os termos de mistura μ , μ_1 e μ_2 , para manter a simplicidade e poder preditivo do modelo.

Uma última observação que pode ser feita a respeito do potencial (3.13) é que a ausência de mistura entre o singlete e os dubletos faz com que o escalar físico de Φ_S não interaja com os outros escalares e, além disso, não interaja também com os férmions, pois não há como construir um acoplamento de Yukawa para Φ_S . Por estas características, este escalar tem sido proposto como candidato à ME [65].

3.1.3 Bósons de Gauge Físicos

Nesta seção estamos interessados na obtenção dos bósons de gauge físicos do D2HDM que surgem do termo cinético da lagrangiana escalar após a QES. Com a redefinição dos campos \hat{B}_μ e \hat{X}_μ na equação (3.8), temos que reescrever a derivada covariante (3.2) em termos de B_μ e X_μ . Como $\epsilon \ll 1$, podemos manter apenas os termos em primeira ordem em (3.8), e escrever \hat{B}_μ e \hat{X}_μ como

$$\begin{aligned}\hat{X}_\mu &\simeq X_\mu \\ \hat{B}_\mu &\simeq B_\mu + \frac{\epsilon}{\cos \theta_W} X_\mu.\end{aligned}\tag{3.21}$$

Substituindo na equação (3.2), temos

$$D_\mu = \partial_\mu + igT^a W_\mu^a + ig' \frac{Y}{2} B_\mu + \frac{i}{2} \left(g' \frac{\epsilon Y}{\cos \theta_W} + g_X Q_X \right) X_\mu.\tag{3.22}$$

Escrevendo D_μ explicitamente,

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{i}{2} \begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g'Y B_\mu + G_X X_\mu & g\sqrt{2}W_\mu^+ \\ g\sqrt{2}W_\mu^- & -gW_\mu^3 + g'Y B_\mu + G_X X_\mu \end{pmatrix},$$

(onde foi feito $G_X = g'\epsilon Y / \cos \theta_W + g_X Q_X$), e aplicando-a aos dubletos escalares Φ_i após a QES (ignorando o termo ∂_μ que dá apenas a cinética dos campos escalares e lembrando que as hipercargas dos dubletos valem $Y = 1$), temos

$$\begin{aligned}D_\mu \Phi_i &= \frac{i}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g'B_\mu + G_{X_i} X_\mu & g\sqrt{2}W_\mu^+ \\ g\sqrt{2}W_\mu^- & -gW_\mu^3 + g'B_\mu + G_{X_i} X_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v_i \end{pmatrix} \\ D_\mu \Phi_i &= \frac{i}{2\sqrt{2}} v_i \begin{pmatrix} \sqrt{2}gW_\mu^+ \\ -gW_\mu^3 + g'B_\mu + G_{X_i} X_\mu \end{pmatrix}.\end{aligned}$$

Assim,

$$\begin{aligned}(D_\mu \Phi_i)^\dagger (D^\mu \Phi_i) &= \frac{1}{4} v_i^2 g^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{8} v_i^2 [g^2 W_\mu^3 W^{3\mu} + g'^2 B_\mu B^\mu + G_{X_i}^2 X_\mu X^\mu] + \\ &+ \frac{1}{8} v_i^2 [-2gg'W_\mu^3 B^\mu - 2gG_{X_i}W_\mu^3 X^\mu + 2g'G_{X_i}B_\mu X^\mu].\end{aligned}$$

Realizando a rotação eletrofraca (1.36),

$$\begin{aligned}B_\mu &= \cos \theta_W A_\mu - \sin \theta_W Z_\mu^0 \\ W_\mu^3 &= \sin \theta_W A_\mu + \cos \theta_W Z_\mu^0,\end{aligned}$$

obtemos,

$$(D_\mu \Phi_i)^\dagger (D^\mu \Phi_i) = \frac{1}{4} v_i^2 g^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{8} v_i^2 [g_Z^2 Z_\mu^0 Z^{0\mu} + G_{X_i}^2 X_\mu X^\mu - 2g_Z G_{X_i} Z_\mu^0 X^\mu], \quad (3.23)$$

onde $g_Z^2 = g^2 + g'^2 = g^2 / \cos^2 \theta_W$. Vemos nessa expressão que o campo A_μ não possui massa, sendo portanto identificado como sendo o fóton.

A derivada covariante aplicada ao singlete escalar Φ_S (com $Y = 0$ e $T^a = 0$ e ignorando novamente o termo ∂_μ) se escreve,

$$D_\mu \Phi_S = \frac{i}{2\sqrt{2}} v_s g_X q_X X_\mu,$$

de modo que,

$$(D_\mu \Phi_S)^\dagger (D^\mu \Phi_S) = \frac{1}{8} v_s^2 g_X^2 q_X^2 X_\mu X^\mu. \quad (3.24)$$

Note que Φ_S só contribui para a massa do bóson de gauge de $U(1)_X$. Podemos então escrever o termo cinético da lagrangiana escalar como,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{massa}} &= (D_\mu \Phi_1)^\dagger (D^\mu \Phi_1) + (D_\mu \Phi_2)^\dagger (D^\mu \Phi_2) + (D_\mu \Phi_S)^\dagger (D^\mu \Phi_S) \\ \mathcal{L}_{\text{massa}} &= \frac{1}{4} g^2 v^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{8} g_Z^2 v^2 Z_\mu^0 Z^{0\mu} - \frac{1}{4} g_Z (G_{X1} v_1^2 + G_{X2} v_2^2) Z_\mu^0 X^\mu + \\ &+ \frac{1}{8} (v_1^2 G_{X1}^2 + v_2^2 G_{X2}^2 + v_s^2 g_X^2 q_X^2) X_\mu X^\mu, \end{aligned} \quad (3.25)$$

onde foi feito $v^2 = v_1^2 + v_2^2$. Escrevendo ainda os vácuos v_i em termos do ângulo β por meio de $\tan \beta = v_2/v_1$ (de modo que $v_1 = v \cos \beta$ e $v_2 = v \sin \beta$), e lembrando das cargas dos escalares dadas nas equações (3.14), temos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{massa}} &= \frac{1}{4} g^2 v^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{8} g_Z^2 v^2 Z_\mu^0 Z^{0\mu} - \frac{1}{4} [2g_Z g_X v^2 \cos^2 \beta + \epsilon g_Z^2 v^2 \tan \theta_W] Z_\mu^0 X^\mu + \\ &+ \frac{1}{2} \left[g_X^2 (v^2 \cos^2 \beta + v_s^2) + \epsilon g_X g_Z v^2 \cos^2 \beta \tan \theta_W + \frac{1}{4} \epsilon^2 g_Z^2 v^2 \tan^2 \theta_W \right] X_\mu X^\mu. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Fazendo ainda,

$$\begin{aligned} m_W^2 &= \frac{1}{4} g^2 v^2 \\ m_{Z^0}^2 &= \frac{1}{4} g_Z^2 v^2 \end{aligned} \quad (3.27)$$

$$\Delta^2 = \frac{1}{4} [2g_Z g_X v^2 \cos^2 \beta + \epsilon g_Z^2 v^2 \tan \theta_W]$$

$$m_X^2 = g_X^2 (v^2 \cos^2 \beta + v_s^2) + \epsilon g_X g_Z v^2 \cos^2 \beta \tan \theta_W + \frac{1}{4} \epsilon^2 g_Z^2 v^2 \tan^2 \theta_W,$$

podemos escrever,

$$\mathcal{L}_{\text{massa}} = m_W^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{2} m_{Z^0}^2 Z_\mu^0 Z^{0\mu} - \Delta^2 Z_\mu^0 X^\mu + \frac{1}{2} m_X^2 X_\mu X^\mu. \quad (3.28)$$

Vemos por esta expressão que os bósons W_μ^\pm já são estados físicos de massa m_W . Entretanto os bósons neutros se misturam segundo a seguinte matriz de massa,

$$M_{Z'Z}^2 = \begin{pmatrix} m_{Z^0}^2 & -\Delta^2 \\ -\Delta^2 & m_X^2 \end{pmatrix}. \quad (3.29)$$

Os autovalores dessa matriz dão as massas de Z e Z' ,

$$\begin{aligned} m_Z^2 &= \frac{1}{2} \left[m_{Z^0}^2 + m_X^2 + \sqrt{(m_{Z^0}^2 - m_X^2)^2 + 4(\Delta^2)^2} \right] \\ m_{Z'}^2 &= \frac{1}{2} \left[m_{Z^0}^2 + m_X^2 - \sqrt{(m_{Z^0}^2 - m_X^2)^2 + 4(\Delta^2)^2} \right]. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Diagonalizamos $M_{Z'Z}^2$ com uma rotação de um ângulo ξ ,

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ Z'_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \xi & -\sin \xi \\ \sin \xi & \cos \xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu^0 \\ X_\mu \end{pmatrix}, \quad (3.31)$$

onde ξ é dado por,

$$\tan 2\xi = \frac{2\Delta^2}{m_{Z^0}^2 - m_X^2}. \quad (3.32)$$

Este ângulo ξ da mistura $Z - Z'$ é vinculado a ser muito pequeno pelas medições de precisão dos parâmetros do bóson Z pelo LEP [31]. Fazendo então $\xi \ll 1$, temos

$$\tan 2\xi \simeq \sin 2\xi \simeq 2\xi. \quad (3.33)$$

Assim,

$$\xi \simeq \frac{\Delta^2}{m_{Z^0}^2 - m_X^2}. \quad (3.34)$$

Como estamos interessados em um Z' bastante leve, $m_{Z'} \lesssim O(1)$ GeV, vamos assumir o limite $m_{Z^0}^2 \gg m_X^2$ (o que implica também $m_{Z^0}^2 \gg \Delta^2$). Nesse limite,

$$\xi \simeq \frac{\Delta^2}{m_{Z^0}^2}, \quad (3.35)$$

ou,

$$\xi \simeq \epsilon_Z + \epsilon \tan \theta_W, \quad (3.36)$$

com

$$\epsilon_Z = 2 \frac{g_X}{g_Z} \cos^2 \beta, \quad (3.37)$$

(o fator 2 advém da carga Q_{X1} de Φ_1 ; caso houvesse apenas um dubleto, ou Φ_1 não fosse carregado por $U(1)_X$, ϵ_Z seria nulo). Note que usando as equações (3.35)-(3.37), podemos escrever $M_{Z'Z}^2$ como

$$\begin{aligned} M_{Z'Z}^2 &= \frac{1}{2} m_{Z^0}^2 \begin{pmatrix} 1 & -\Delta^2/m_{Z^0}^2 \\ -\Delta^2/m_{Z^0}^2 & m_X^2/m_{Z^0}^2 \end{pmatrix} \\ M_{Z'Z}^2 &\simeq m_{Z^0}^2 \begin{pmatrix} 1 & -(\epsilon_Z + \epsilon \tan \theta_W) \\ -(\epsilon_Z + \epsilon \tan \theta_W) & m_X^2/m_{Z^0}^2 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.38)$$

que é a equação (3.4). Como já comentado anteriormente, $M_{Z'Z}^2$ parametrizada desta forma exibe de maneira clara a origem das contribuições para a mistura $Z - Z'$, parte devida ao dubleto Φ_1 , parte devida à mistura cinética (3.1).

Por fim, no limite $m_{Z^0}^2 \gg m_X^2, \Delta^2$, podemos escrever expressões aproximadas para as massas de Z e Z' . Partindo das equações (3.30), temos

$$\begin{aligned} m_Z^2 &= \frac{1}{2} \left[m_{Z^0}^2 + m_X^2 + \sqrt{(m_{Z^0}^2 - m_X^2)^2 + 4(\Delta^2)^2} \right] \\ &\simeq \frac{1}{2} \left[m_{Z^0}^2 + \sqrt{m_{Z^0}^4 + 4(\Delta^2)^2} \right] \\ &\simeq \frac{1}{2} [m_{Z^0}^2 + m_{Z^0}^2] \end{aligned}$$

ou seja,

$$m_Z^2 \simeq m_{Z^0}^2 = \frac{1}{4} g_Z^2 v^2. \quad (3.39)$$

Do mesmo modo para Z' ,

$$\begin{aligned} m_{Z'}^2 &= \frac{1}{2} \left[m_{Z^0}^2 + m_X^2 - \sqrt{(m_{Z^0}^2 - m_X^2)^2 + 4(\Delta^2)^2} \right] \\ &= \frac{1}{2} \left\{ m_{Z^0}^2 + m_X^2 - (m_{Z^0}^2 - m_X^2) \left[1 + \frac{4(\Delta^2)^2}{(m_{Z^0}^2 - m_X^2)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \\ &\simeq \frac{1}{2} \left\{ m_{Z^0}^2 + m_X^2 - (m_{Z^0}^2 - m_X^2) \left[1 + \frac{2(\Delta^2)^2}{(m_{Z^0}^2 - m_X^2)^2} \right] \right\} \\ &\simeq \frac{1}{2} \left[m_{Z^0}^2 + m_X^2 - m_{Z^0}^2 + m_X^2 - \frac{2(\Delta^2)^2}{m_{Z^0}^2} \right] \\ &\simeq m_X^2 - \frac{(\Delta^2)^2}{m_{Z^0}^2}, \end{aligned}$$

onde expandimos o termo entre colchetes da segunda linha e mantivemos termos até primeira ordem em $(\Delta^2)^2 / (m_{Z^0}^2 - m_X^2)^2$. Assim,

$$m_{Z'}^2 \simeq m_X^2 - \frac{(\Delta^2)^2}{m_{Z^0}^2} = g_X^2 (v^2 \cos^2 \beta \sin^2 \beta + v_s^2). \quad (3.40)$$

3.1.4 Interação do Dark Z com os Férmons

Os termos de interação dos bósons de gauge com os férmons aparecem quando substituímos a derivada covariante na lagrangiana dos campos de matéria,

$$\mathcal{L}_{\text{férmion}} = \sum_{\text{férmions}} \bar{\Psi}^L i \gamma^\mu D_\mu \Psi^L + \bar{\Psi}^R i \gamma^\mu D_\mu \Psi^R.$$

Como a corrente carregada do D2HDM é idêntica à do MP, nos concentraremos apenas nos termos referentes ao geradores diagonais da derivada covariante (3.22), relacionados a A_μ , Z_μ e Z'_μ . Como neste modelo as cargas dos férmons Q_X são todas nulas, temos

$$D_\mu = igT^3 W_\mu^3 + ig' \frac{Y}{2} B_\mu + \frac{i}{2} g' \frac{\epsilon Y}{\cos \theta_W} X_\mu. \quad (3.41)$$

Para escrever D_μ em função dos campos físicos, realizamos a rotação eletrofraca (1.36), e ainda, por meio de (3.31) temos X_μ e Z_μ^0 em termos dos campos físicos Z_μ e Z'_μ ,

$$\begin{aligned} Z_\mu^0 &= \cos \xi Z_\mu + \sin \xi Z'_\mu \\ X_\mu &= -\sin \xi Z_\mu + \cos \xi Z'_\mu. \end{aligned} \quad (3.42)$$

Substituindo em (3.41), temos

$$\begin{aligned} D_\mu &= ieQA_\mu + i \left[g_Z (T^3 - Q \sin^2 \theta_W) \cos \xi - \frac{1}{2} \epsilon g_Z Y \tan \theta_W \sin \xi \right] Z_\mu + \\ &+ i \left[g_Z (T^3 - Q \sin^2 \theta_W) \sin \xi + \frac{1}{2} \epsilon g_Z Y \tan \theta_W \cos \xi \right] Z'_\mu, \end{aligned} \quad (3.43)$$

onde usamos $g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e$, $g_Z = g / \cos \theta_W$ e $Q = T^3 + Y/2$. Então,

$$\begin{aligned} \bar{\Psi}^L i \gamma^\mu D_\mu \Psi^L &= -e Q_f \bar{\psi}_f^L \gamma^\mu \psi_f^L A_\mu - \\ &- \left[g_Z (T_{3f}^L - Q_f \sin^2 \theta_W) \cos \xi - \frac{1}{2} \epsilon g_Z Y_f^L \tan \theta_W \sin \xi \right] \bar{\psi}_f^L \gamma^\mu \psi_f^L Z_\mu - \\ &- \left[g_Z (T_{3f}^L - Q_f \sin^2 \theta_W) \sin \xi + \frac{1}{2} \epsilon g_Z Y_f^L \tan \theta_W \cos \xi \right] \bar{\psi}_f^L \gamma^\mu \psi_f^L Z'_\mu, \end{aligned} \quad (3.44)$$

onde a soma sobre f está implícita. Para os campos de mão direita basta fazer $T_{3f}^R = 0$ para qualquer férmion (pois Ψ^R é singlete por $SU(2)_L$),

$$\begin{aligned}\bar{\Psi}^R i\gamma^\mu D_\mu \Psi^R &= -eQ_f \bar{\psi}_f^R \gamma^\mu \psi_f^R A_\mu - \\ &- \left[-g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \cos \xi - \frac{1}{2} \epsilon g_Z Y_f^R \tan \theta_W \sin \xi \right] \bar{\psi}_f^R \gamma^\mu \psi_f^R Z_\mu - \\ &- \left[-g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \sin \xi + \frac{1}{2} \epsilon g_Z Y_f^R \tan \theta_W \cos \xi \right] \bar{\psi}_f^R \gamma^\mu \psi_f^R Z'_\mu.\end{aligned}\quad (3.45)$$

Substituindo (3.44) e (3.45) em $\mathcal{L}_{\text{férmion}}$, escrevendo os campos sem helicidade e agrupando os termos, após um longo trabalho algébrico (os detalhes se encontram no apêndice B), encontramos

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{férmion}} &= -eQ_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f A_\mu - g_Z \cos \xi \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z_\mu - \\ &- \epsilon g_Z \tan \theta_W \sin \xi \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z_\mu - \\ &- g_Z \sin \xi \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z'_\mu + \\ &+ \epsilon g_Z \tan \theta_W \cos \xi \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{1}{2} T_{3f} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z'_\mu,\end{aligned}\quad (3.46)$$

onde foi feito $T_{3f}^L = T_{3f}$. Usando agora o fato de $\xi \ll 1$ juntamente com a equação (3.36), temos as seguintes aproximações para $\sin \xi$ e $\cos \xi$,

$$\cos \xi \simeq 1, \quad (3.47)$$

e

$$\sin \xi \simeq \xi \simeq \epsilon_Z + \epsilon \tan \theta_W. \quad (3.48)$$

Substituindo estas expressões em (3.46) e mantendo apenas termos de primeira ordem em ϵ e ϵ_Z , obtemos finalmente (vide apêndice B),

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{férmion}} &= -eQ_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f A_\mu - g_Z \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z_\mu - \\ &- \epsilon e Q_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu - \epsilon_Z g_Z \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z'_\mu,\end{aligned}$$

ou ainda,

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{férmion}} &= -eJ_{em}^\mu A_\mu - g_Z J_{NC}^\mu Z_\mu - \epsilon e J_{em}^\mu Z'_\mu - \epsilon_Z g_Z J_{NC}^\mu Z'_\mu \\ \mathcal{L}_{\text{férmion}} &= -eJ_{em}^\mu (A_\mu - \epsilon_Z Z'_\mu) - g_Z J_{NC}^\mu (Z_\mu - \epsilon_Z Z'_\mu),\end{aligned}\quad (3.49)$$

onde,

$$J_{em}^\mu = Q_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f,$$

e

$$J_{NC}^\mu = \left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f.$$

Vemos então que no D2HDM as correntes eletromagnética e neutra apresentam pequenos desvios em relação às aquelas do MP, proporcionais às quantidades pequenas ϵ e ϵ_Z , em decorrência da presença do dark Z .

3.2 Fenomenologia em Aceleradores

Nesta seção trataremos de alguns aspectos fenomenológicos do D2HDM, dos vínculos impostos até o momento e da possibilidade de detecção do dark Z nos colisores. A análise que faremos não pretende ser completa nem tampouco muito aprofundada, nos detendo apenas a fazer uma breve introdução ao panorama da busca pelo Z' nos aceleradores e a destacar os aspectos mais significativos para o D2HDM nos experimentos correntes de altas energias. Na maior parte desta análise, nos baseamos na ref. [62], embora não nos limitemos a ela. Para estudos mais detalhados, inclusive considerando a fenomenologia em experimentos de baixa energia, o leitor é remetido às seguintes refs. [62, 64, 63, 66, 67, 68].

A detecção de novos bósons vetoriais tem sido objeto de grande interesse na busca experimental por nova física, pois qualquer extensão de gauge do MP implica a existência de novas partículas deste tipo. O bóson Z' , em particular, tem recebido bastante atenção [69, 70, 71]. Ele pode ser produzido nos colisores de léptons e de hadrons predominantemente via canal- s , decaindo em pares de férmions, como mostrado na figura 3.1. Nos colisores de hadrons a existência do Z' pode ser detectada como uma ressonância na distribuição de massa invariante do par de partículas resultantes do decaimento, sendo o pico da ressonância localizado no valor de sua massa.

Ao longo dos últimos anos, vínculos experimentais têm sido impostos pelo LEP [72], Tevatron [74, 75] e mais recentemente pelo ATLAS [76] e CMS [77], estes últimos constituindo os vínculos mais estridentes até o momento. A busca nestes últimos detectores tem sido feita no canal dilépton, sendo selecionados eventos que apresentem um par

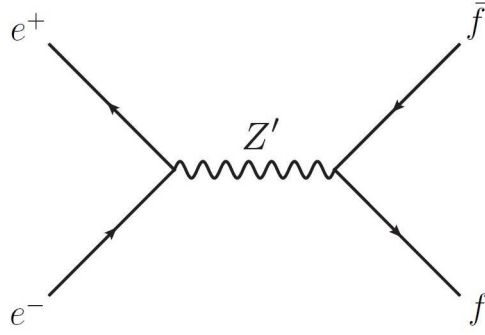


Figura 3.1: Diagrama de Feynman do processo dominante de produção de Z' em colisores de léptons.

de léptons carregados (elétrons ou múons) como estados finais do processo. São então procurados excessos em relação ao número de eventos esperados, produzidos por processos previstos pelo MP (background). No detector do ATLAS, com a energia do centro de massa de $\sqrt{s} = 8$ TeV e com 20.5 fb^{-1} de luminosidade integrada, nenhum excesso foi encontrado, como mostrado na figura 3.2. Os resultados do CMS são semelhantes, e estão de acordo com o previsto pelo MP nessa faixa de energias.

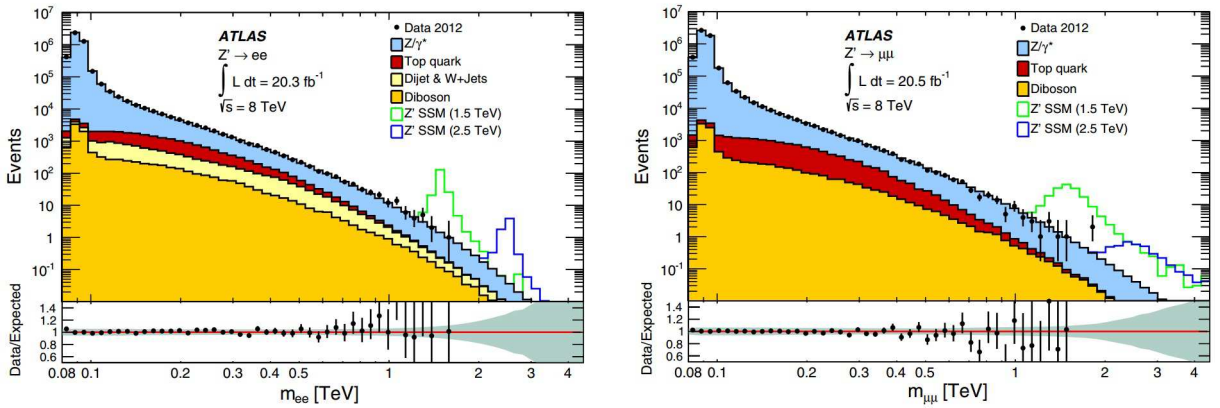


Figura 3.2: Distribuições de massa invariante nos canais dieletron (à esquerda) e dimuon (à direita) no detector do ATLAS LHC. Os dados experimentais são representados pelos pontos pretos e o background é representado pelas áreas coloridas. Os dados são consistentes com o MP, não sendo observado nenhum excesso em relação ao background. Retirado da ref. [76].

Na figura 3.3 são mostrados limites inferiores para a massa do Z' em alguns modelos, obtidos a partir dos dados do ATLAS, estando esses limites na faixa dos 2 – 3 TeV. O bóson Z'_{SSM} que aparece nas figuras 3.2 e 3.3 corresponde ao modelo Sequential Standard Model (SSB), o qual assume acoplamentos do Z' idênticos ao do MP. Os outros dois bósons Z'_χ e Z'_ψ da figura 3.3 correspondem a modelos inspirados no modelo de grande

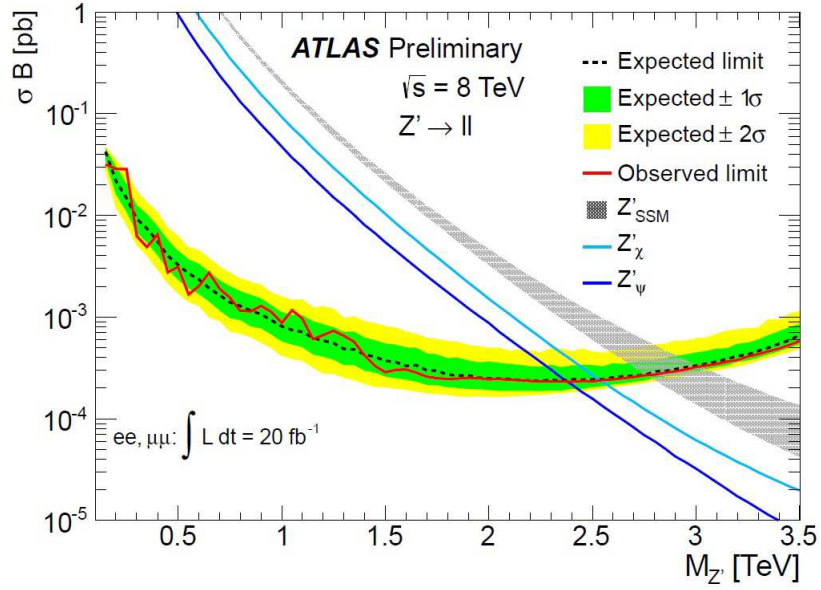


Figura 3.3: Limites superiores para as seções de choque do processo vezes branching ratio σB , $\sigma(Z' \rightarrow l^+l^-)$, com nível de confiança de 95%. Dados coletados correspondentes a uma luminosidade integrada de 20 fb^{-1} na energia do centro do massa $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ no detector do ATLAS LHC. Vários cenários são sobrepostos, com os limites de exclusão da massa extraídos na intersecção das linhas previstas pelos modelos. Retirado da ref. [80].

unificação baseado no grupo E_6 , os quais diferem em relação ao cenário da quebra dessa simetria, levando a diferentes grupos $U(1)_\chi$ e $U(1)_\psi$ em baixas energias. Nessa classe de modelos, supõe-se que os férmions têm cargas por $U(1)'$, e portanto, se acoplam diretamente a Z' , com uma intensidade semelhante ao acoplamento dos férmions com o bóson Z do MP. Além disso, em todos esses modelos, Z' é supostamente pesado.

Entretanto, o cenário que estamos interessados é de um Z' leve (com massa $m_{Z'} \lesssim O(1) \text{ GeV}$) que se acopla aos férmions (neutros por $U(1)_\chi$) muito fracamente, suprimidos pelas quantidades pequenas ϵ e ϵ_Z advindas da mistura cinética e de massa. Nesse caso, o Z' (dark Z) se torna praticamente “invisível” a essa busca do ATLAS no canal dilépton, devido ao sinal produzido por ele ser muito fraco em relação ao background, o que provocaria um excesso extremamente pequeno, muito difícil de ser destacado.

O vínculo relevante que devemos levar em consideração é aquele estabelecido pelo LEP, segundo o qual um Z' com massa menor que 209 GeV (energia máxima de operação do LEP) deve ter uma constante de acoplamento com os férmions menor do que 10^{-2} [31, 72, 73]. Isto é naturalmente esperado no D2HDM dado que a constante de acoplamento

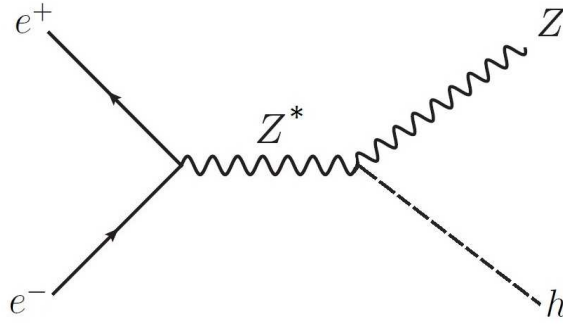


Figura 3.4: Diagrama de Feynman da produção associada do Higgs com o bóson Z . O “*” sobre o Z indica que ele é produzido off-shell.

g_Z é multiplicada por ϵ_Z , de modo que a constante de acoplamento efetiva, $g_{Z'} = \epsilon_Z g_Z$, é pequena. Por exemplo, para um Z' com massa $m_{Z'} = 5$ GeV, se considerarmos $\tan \beta = 10$ e $v_S = 250$ GeV, a equação (3.40) implica $g_X = 0.02$, o qual não é um valor excessivamente pequeno (para fins de comparação, a constante de acoplamento g_Z vale $g_Z = 0.718$). Usando a equação (3.37) obtemos $g_{Z'} = 3.8 \times 10^{-4}$, o que está bem abaixo do vínculo do LEP. De modo geral, este vínculo é facilmente satisfeito no contexto do D2HDM.

Outro vínculo do LEP diz respeito ao limite inferior para a massa de um escalar neutro com acoplamentos tipo Higgs padrão, obtido considerando a produção associada com bóson Z (veja figura 3.4). Esse vínculo estabelece que $m_h \geq 114$ GeV [78], o que implica, em princípio, que a massa do Higgs leve h teria que estar entre 114 GeV e 125 GeV (massa do H). Porém, nos 2HDMs em geral, o acoplamento hZZ é suprimido pelo fator $\sin(\beta - \alpha)$ [79], de modo que,

$$\sigma^{2\text{HDM}}(e^+e^- \rightarrow hZ) = \sin^2(\beta - \alpha) \sigma^{\text{SM}}(e^+e^- \rightarrow hZ), \quad (3.50)$$

o que faz com que h seja bastante gaugefóbico para valores pequenos de $\sin(\beta - \alpha)$. Além disso, o estudo do LEP pressupõe que o Higgs decai predominantemente em τ 's ou quarks b [78]. No D2HDM, entretanto, o h decairá principalmente em $Z'Z'$ (veja a figura 3.7 a seguir) e não em quarks b , como considerado pelo LEP. Como a busca experimental não considerou a detecção em canais onde os férmions são resultantes do decaimento de um Z' leve, o vínculo que deve ser levado em consideração é o da largura invisível do Higgs, mostrado na figura 3.5.

Pela análise da figura 3.5 vê-se que para valores suficientemente pequenos de $\sin(\beta - \alpha)$, é permitido que h tenha qualquer valor de massa. Vamos supor que ela seja maior que $m_H/2$, de modo que o decaimento $H \rightarrow hh$ seja cinematicamente proi-

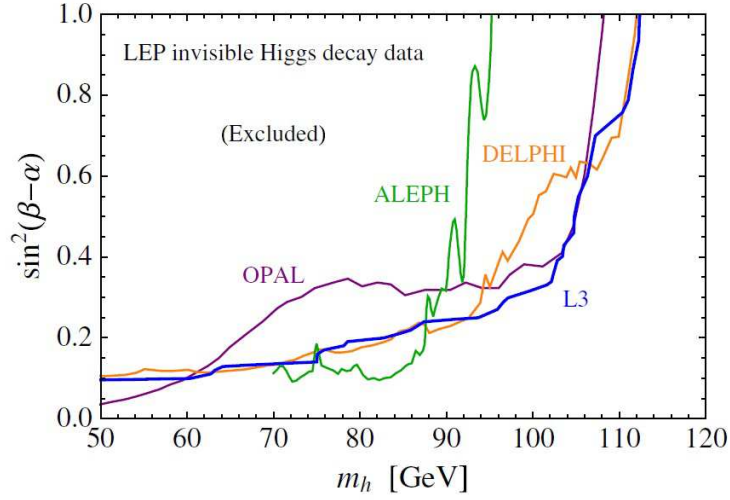


Figura 3.5: Vínculos do LEP no decaimento invisível do Higgs $\sigma(Zh)BR(h \rightarrow \text{inv})/\sigma(ZH_{SM})$ no nível de confiança de 95 %. As regiões excluídas se encontram à esquerda das curvas. Retirado da ref. [62].

bido (para não haver risco de conflito com as medidas experimentais dos acoplamentos do Higgs do LHC) e ainda que ela seja menor que m_Z , de modo que o decaimento $h \rightarrow ZZ'$ também não ocorra, para facilitar a análise. Em resumo, estamos interessados na faixa de valores $m_H/2 \leq m_h \leq m_Z$ (em torno de 60 – 90 GeV).

Neste cenário, apesar de possuir um acoplamento com os férmions tão suprimido, dificultando a detecção por meio do canal dilépton, há uma possibilidade interessante de se detectar o Z' nos aceleradores por meio do decaimento do h em quatro léptons, $h \rightarrow Z'Z' \rightarrow l^+l^-l^+l^-$, como mostrado na figura 3.6. No apêndice C, calculamos a largura de decaimento de $h \rightarrow Z'Z'$,

$$\Gamma(h \rightarrow Z'Z') \simeq \frac{g_Z^2}{128\pi} \frac{m_h^3}{m_Z^2} (\delta \tan \beta)^4 \left(\frac{\cos^3 \beta \cos \alpha - \sin^3 \beta \sin \alpha}{\cos \beta \sin \beta} \right)^2, \quad (3.51)$$

onde

$$\delta = \frac{\cos \beta \cos \beta_d}{\sqrt{1 - \cos^2 \beta \cos^2 \beta_d}}, \quad (3.52)$$

com $\cos \beta_d = v_1 / (v_1^2 + v_S^2)^{\frac{1}{2}}$. Tipicamente, o decaimento dominante do Higgs é em quarks $b\bar{b}$, cuja largura é dada por,

$$\Gamma(h \rightarrow b\bar{b}) \simeq \frac{3m_b^2 m_h}{8\pi v^2} \left(\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \right)^2. \quad (3.53)$$

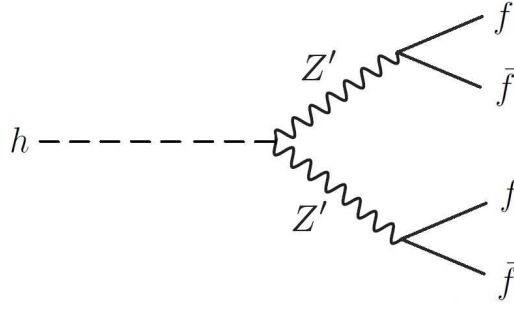


Figura 3.6: Diagrama de Feynman do decaimento do Higgs leve em 4 férmions por meio do dark Z .

Comparando as duas larguras, temos

$$\frac{\Gamma(h \rightarrow Z'Z')}{\Gamma(h \rightarrow b\bar{b})} = \frac{m_h^2}{12m_b^2} (\delta \tan \beta)^4 \left(\frac{\cos^3 \beta \cos \alpha - \sin^3 \beta \sin \alpha}{\cos \beta \sin \beta} \right)^2 \left(\frac{\sin \beta}{\cos \alpha} \right)^2. \quad (3.54)$$

Vamos atribuir alguns valores numéricos típicos aos diversos parâmetros para avaliar essa expressão. Supondo $m_h = 80$ GeV, $\sin \alpha = 0.97$, $\tan \beta = 10$ e $v_S = 250$ GeV³, temos

$$\Gamma(h \rightarrow Z'Z') \simeq 4.5 \Gamma(h \rightarrow b\bar{b}). \quad (3.55)$$

Para estes valores específicos, vemos que a largura em $Z'Z'$ é mais de quatro vezes maior do que a largura em $b\bar{b}$. De fato, foi mostrado na ref.[62] que o h decai predominantemente via $h \rightarrow Z'Z'$ na maior parte do espaço de parâmetros, podendo o branching ratio chegar a mais de 90% em algumas regiões e sendo tipicamente maior que 50% na maioria delas. O canal $Z'Z'$ domina o decaimento do h da mesma forma que o decaimento do Higgs padrão seria dominado pelos canais WW e ZZ se a massa do Higgs fosse suficientemente grande [64]. Na figura 3.7 é mostrado esse comportamento. Vê-se que quanto maior o valor de $\tan \beta$, mais é favorecido o decaimento em $Z'Z'$. As curvas em preto indicam o vínculo da largura invisível do h imposto pelo LEP. Note que apenas a região onde $\sin \alpha \approx \pm 1$ ainda permanece válida frente aos dados experimentais.

O Z' produzido desta forma, e posteriormente decaindo em léptons, produz uma assinatura experimental bastante clara, que pode ser detectada nos aceleradores. Devido ao fato do Z' aqui considerado ser tão leve, os léptons resultantes do seu decaimento emergirão praticamente na mesma dire ao, formando um “feixe” altamente colimado, o qual é chamado de jet de leptons. O ATLAS procurou observar esse efeito fazendo uma

³Note que não é necessário especificar o valor de $m_{Z'}$ para avaliar a expressão (3.54). O valor de $m_{Z'}$ dependerá do valor de g_X de acordo com a equa ao (3.40). Para os valores dados de $\tan \beta$ e v_S e para $g_X = 0.01$, por exemplo, temos $m_{Z'} \simeq 2.5$ GeV.

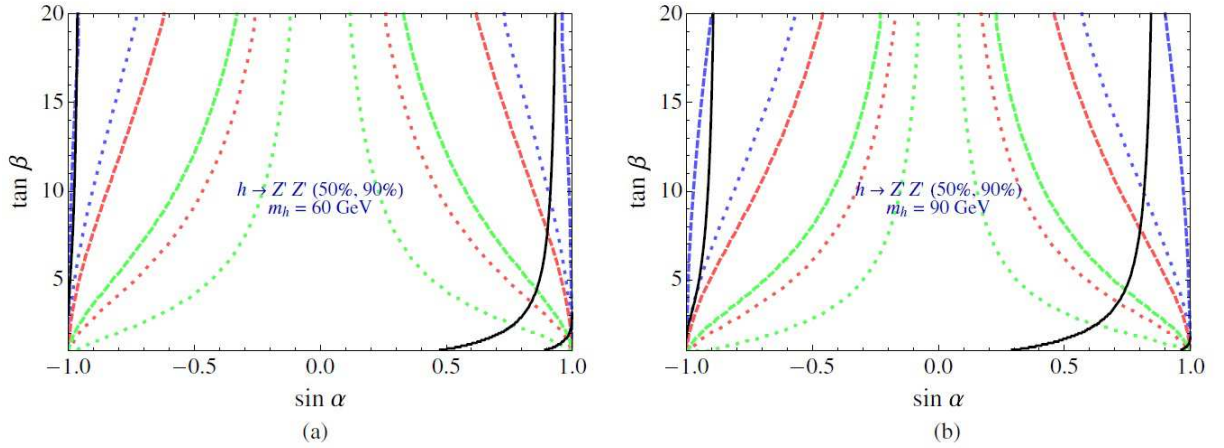


Figura 3.7: Regiões do espaço de parâmetros onde o decaimento do Higgs leve é dominado pelo canal $h \rightarrow Z'Z'$ para $m_h = 60$ GeV (à esquerda) e $m_h = 90$ GeV (à direita). Nas curvas pontilhadas (tracejadas) o branching ratio é 50% (90%). As cores das curvas correspondem a diferentes valores de $\delta \tan \beta$: $\delta \tan \beta = 0.1$ (azul), $\delta \tan \beta = 0.2$ (vermelho) e $\delta \tan \beta = 0.3$ (verde). As curvas em preto representam o vínculo do LEP da largura invisível do h , de forma que as regiões centrais entre as duas curvas estão excluídas. Retirado da ref. [62].

busca específica por jets de elétrons e de múons, selecionando eventos com pelo menos dois léptons por jet que atingem o detector com uma separação angular ΔR pequena ($\Delta R < 0.2$ para elétrons e $\Delta R < 0.1$ para múons), na energia do centro de massa $\sqrt{s} = 7$ TeV [82]. Os dados relevantes são mostrados nas tabelas 3.1 e 3.2. Apesar da análise dos dados ter sido específica, usando um modelo de hidden valley [81] como referência, os resultados podem ser adaptados para o nosso caso.

	2 Jet de elétrons	1 Jet de múons	2 Jets de múons
Dados	15	7	3
Background	15.2 ± 2.7	3.0 ± 1.0	0.5 ± 0.3

Tabela 3.1: Número de eventos observados e background estimado na busca de jets de léptons no ATLAS LHC, com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 7$ TeV e luminosidade integrada de 5 fb^{-1} . A busca foi feita em eventos que apresentam 2 jets eletrônicos, 1 e 2 jets muônicos com pelo menos 2 elétrons ou múons por jet. Adaptado da ref. [82].

Vemos na tabela 3.1 que embora haja um leve excesso no canal de múons, os resultados ainda são consistentes com o MP no nível de 2σ [82]. Para um Z' de massa $m_{Z'} = 500$ MeV, vemos na tabela 3.2 que o limite superior para a seção de choque vezes

branching ratio no canal de elétrons é de 0.20 fb, e de 0.19 fb no canal de múons.

$m_{Z'}$	2 Jets de elétrons	1 Jet de múon	2 Jets de múons
150 MeV	0.082 pb	-	-
300 MeV	0.11 pb	0.060 pb	0.017 pb
500 MeV	0.20 pb	0.15 pb	0.019 pb

Tabela 3.2: Limites superiores observados para a seção de choque vezes branching ratio ($\sigma \times BR$) em eventos de jets de léptons no ATLAS LHC, com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 7$ TeV e luminosidade integrada de 5 fb^{-1} . Adaptado da ref. [82].

Explicitamente, esse vínculo se expressa da seguinte forma (considerando os resultados dos jets de múons, por exemplo),

$$\sigma(pp \rightarrow h) BR(h \rightarrow Z'Z') BR^2(Z' \rightarrow \mu^+\mu^-) \lesssim 19 \text{ fb.} \quad (3.56)$$

Podemos fazer uma estimativa simples utilizando alguns valores típicos para se ter uma idéia do quão estridente é esse vínculo para os parâmetros do D2HDM. Considerando a fusão de glúons como mecanismo dominante na produção do h , podemos utilizar o valor de $\sigma(pp \rightarrow H_{\text{MP}})$ da ref.[83] para obter o valor de $\sigma(pp \rightarrow h)$. Como no D2HDM o acoplamento do h com os quarks t é modulado pelo fator $(\cos \alpha / \sin \beta)$, temos

$$\sigma(pp \rightarrow h) = \sigma(pp \rightarrow H_{\text{MP}}) \left(\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \right)^2. \quad (3.57)$$

Supondo uma massa de $m_h = 80$ GeV, pela ref.[83] temos que $\sigma(pp \rightarrow H_{\text{MP}}) = 37$ pb. Como o decaimento de h é amplamente dominado por $Z'Z'$, vamos considerar um valor conservador de $BR(h \rightarrow Z'Z') = 0.75$. Vamos supor também que $BR(Z' \rightarrow \mu^+\mu^-) = 0.1$ (note que apesar do acoplamento suprimido, é razoável um branching ratio de 10% em $\mu^+\mu^-$, pois os únicos decaimentos cinematicamente permitidos para o Z' são em férmions leves). Além disso, vamos supor $\tan \beta = 10$ e $\sin \alpha = 0.97$. Juntando todas essas informações na equação (3.56), temos

$$\begin{aligned} \sigma(pp \rightarrow H_{\text{MP}}) \left(\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \right)^2 BR(h \rightarrow Z'Z') BR^2(Z' \rightarrow \mu^+\mu^-) &\leq 19 \text{ fb} \\ (37 \text{ pb}) \left(\frac{0.243}{0.995} \right)^2 (0.75) (0.1)^2 &\leq 19 \text{ fb} \end{aligned}$$

$$16.6 \text{ fb} \leq 19 \text{ fb}.$$

Foi possível portanto, assumindo valores razoáveis para os parâmetros do modelo, satisfazer o vínculo do ATLAS sem problemas. Esperamos então que o D2HDM ainda seja um modelo viável frente aos dados experimentais atuais, embora uma análise mais aprofundada seja requerida. Vale ressaltar que se for permitido ao Z' decair em partículas do setor escondido, provavelmente $BR(Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ terá um valor menor, fazendo com que o vínculo (3.56) se torne mais fraco, embora se torne também mais difícil a detecção do efeito. Esperamos que com os dados da rodada 2 do LHC a busca por jets de léptons continue a ser feita, de modo que seja possível vincular ainda mais o modelo ou, possivelmente (e mais interessante), descobrir a existência do dark Z .

Capítulo 4

Conclusão e Perspectivas

Nesta dissertação foram estudados modelos que apresentam setor escalar e de gauge estendidos em relação ao MP. Vimos no capítulo 2 que uma consequência natural de haver mais escalares neutros na teoria é o aparecimento da FCNC, a qual exige a imposição de simetrias extras, de modo a controlar convenientemente os acoplamentos de Yukawa. Discutimos como a simetria discreta Z_2 pode ser empregada para este fim, e posteriormente a substituímos pela simetria local $U(1)'$.

Vimos que a adição desta simetria abeliana é também requerida por motivos completamente diferentes do problema da FCNC. A sua existência pode explicar os resultados de alguns experimentos astrofísicos em desacordo com os modelos de raios cósmicos atuais, desde que o seu bóson de gauge Z' seja suficientemente leve. Como esta simetria deve ser quebrada espontaneamente para que o Z' seja massivo, é então mandatório estendermos o setor escalar do MP com novos escalares carregados por $U(1)'$. O candidato natural é portanto o 2HDM, que neste contexto já emergirá automaticamente livre de seu maior problema em potencial (FCNC) e, com uma atribuição de cargas adequada para os férmions, livre também de anomalias.

No caso dos férmions serem todos neutros por $U(1)'$, o modelo resultante é o D2HDM, cujas características e aspectos fenomenológicos foram revisados no capítulo 3. Vimos que no D2HDM, naturalmente são evitados vários vínculos que impõem que o Z' seja muito pesado, permitindo que ele tenha massa da ordem de poucos GeV ou menor. Verificamos que neste cenário, a característica mais interessante do modelo, do ponto de vista fenomenológico, é o fato do escalar mais leve h decair predominantemente em Z' na maior parte do espaço de parâmetros, produzindo uma assinatura experimental

clara e possibilitando assim a sua detecção no LHC. Embora até o momento não se tenha detectado sinais do Z' nos colisores, o D2HDM permanece ainda um modelo viável, embora com o espaço de parâmetros consideravelmente vinculado. Os dados da rodada 2 do LHC em $\sqrt{s} = 13$ TeV serão importantes para vincular ainda mais o modelo, ou então revelar a existência do dark Z .

Como perspectivas de continuidade deste trabalho, poderíamos relaxar as hipóteses simplificadoras que foram adotadas, permitindo a mistura dos dubletos escalares com os singletos no potencial do D2HDM, e também, permitindo que o Higgs leve h possa ter uma massa acima de 91 GeV, de modo que o canal de decaimento $h \rightarrow ZZ'$ passe a ser ativo. Relaxar essas condições torna a análise mais complicada, mas por outro lado, obtemos um modelo que tende a ser mais realístico, com um mínimo de suposições adicionais.

Outra via de pesquisa seria considerar modelos específicos para o setor escondido e propor candidatos à ME, avaliando os vínculos impostos no modelo pelos dados cosmológicos da abundância relíquia, e dos dados provenientes das buscas por detecção direta e indireta de ME.

Por fim, uma última possibilidade surgida à luz dos dados mais recentes do LHC [84, 85], seria investigar se o modelo pode fornecer alguma explicação para o excesso de 3.6σ reportado pelo ATLAS e 2.6σ reportado pelo CMS em 750 GeV no canal difóton.

Em síntese, podemos dizer que o modelo apresenta uma rica fenomenologia e apresenta ainda novos caminhos a serem explorados em estudos futuros.

Apêndice A

Cancelamento das Anomalias

Anomalias são efeitos sutis que ocorrem em teorias de campos quânticas que surgem após o procedimento de quantização da sua correspondente teoria clássica. Se esta teoria clássica possui originalmente uma simetria (e, conseqüentemente uma corrente conservada, pelo teorema de Noether), esta simetria pode não se manter válida após o processo de quantização. Nesse caso a simetria é dita ser anômala.

Teorias que possuem acoplamentos quirais geralmente apresentam esse tipo de sutileza. Uma corrente axial que é conservada no nível das equações clássicas de movimento pode adquirir uma divergência não nula por meio de correções quânticas a nível de 1-loop que acoplam esta corrente a um par de bósons de gauge. O diagrama de Feynman que contém esta contribuição anômala é um diagrama triangular com a corrente axial e dois bósons de gauge nos vértices, como mostrado na figura A.1. Pode-se mostrar que o termo

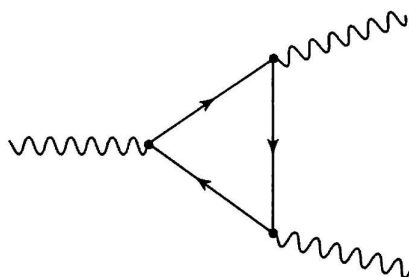


Figura A.1: Diagrama de Feynman do processo responsável pelo aparecimento de anomalias quirais.

anômalo do diagrama triangular é proporcional a

$$\mathcal{A}^{abc} = \text{Tr} [\{T_R^a, T_R^b\} T_R^c] - \text{Tr} [\{T_L^a, T_L^b\} T_L^c], \quad (\text{A.1})$$

onde T_R^a e T_L^a são os geradores do grupo nas representações de mão direita e de mão

esquerda dos campos de matéria e Tr indica o traço ordinário das matrizes envolvidas e também a soma sobre todos os férmions que podem participar do loop.

Simetrias anômalas tem implicações importantes, por exemplo, na compreensão do decaimento do pión neutro [86, 87], onde uma anomalia viola a simetria quirial da interação forte. O efeito dessa anomalia é mensurável, e provoca modificações bem definidas no tempo de vida desses píons. Nesse exemplo da interação forte, a simetria em questão é uma simetria global.

Entretanto, quando a simetria anômala é uma simetria de gauge, o efeito da anomalia é desastroso para a teoria, pois provoca a violação das identidades de Ward, as quais são necessárias para o cancelamento de graus de liberdade não físicos da teoria e para a garantia da unitariedade da matriz S . A única maneira de evitar esses problemas é exigir que $\mathcal{A}^{abc} = 0$ como uma condição de consistência fundamental para teorias de gauge quirais [88]. Se uma teoria de gauge satisfaz essa condição ela é dita ser livre de anomalias.

É sabido que o MP é uma teoria livre de anomalias. Entretanto, se estendermos o seu grupo de simetria, não há garantias que o novo modelo com o grupo estendido continuará a ser livre de anomalias. Especificamente, ao adicionarmos um grupo de gauge $U(1)$ extra ao grupo do MP, podem surgir anomalias que ocorrem quando o novo bóson de gauge de $U(1)$ se acopla às correntes quirais dos campos de matéria. O objetivo deste apêndice é obter as condições para que o 2HDM com simetria $U(1)'$ seja livre de anomalias. Consideraremos a seguir todas as possíveis anomalias que possam aparecer nesse modelo, relacionadas aos grupos $SU(3)_c$, $SU(2)_L$, $U(1)_Y$ e $U(1)'$, e imporemos a condição $\mathcal{A}^{abc} = 0$, com \mathcal{A}^{abc} dado na equação (A.1).

Começemos com a anomalia $[SU(3)_c]^3$ ¹. Como a QCD é uma teoria vetorial (trata os férmions de mão esquerda e de mão direita da mesma forma), a anomalia $[SU(3)_c]^3$ se anula automaticamente, pois os geradores T_R^a e T_L^a são iguais. Já a anomalia $[SU(2)_L]^3$ se anula devido às seguintes propriedades das matrizes de Pauli: $\{\sigma^a, \sigma^b\} = 2\delta^{ab}$ e $\text{Tr}[\sigma^a] = 0$. Como $T_L^a = \sigma^a/2$ e $T_R^a = 0$, temos

$$\mathcal{A}^{abc} = \text{Tr} \left[\left\{ \frac{\sigma^a}{2}, \frac{\sigma^b}{2} \right\} \frac{\sigma^c}{2} \right] = \frac{1}{4} \delta^{ab} \text{Tr}[\sigma^c] = 0. \quad (\text{A.2})$$

¹Essa notação indica quais são os bósons de gauge que participam do diagrama de Feynman da figura A.1. No caso $[SU(3)_c]^3$, por exemplo, os três bósons de gauge são os glúons da interação forte. Já no caso $SU(3)_c[SU(2)_L]^2$, teremos dois bósons da interação fraca e um glúon, e assim por diante.

As matrizes de Gell-Mann λ^a , geradores de $SU(3)_c$, assim como as matrizes de Pauli, também possuem traço nulo $\text{Tr}[\lambda^a] = 0$. Como qualquer anomalia que contiver um fator de $SU(2)_L$ ou $SU(3)_c$ será proporcional a $\text{Tr}[\sigma^a]$ ou $\text{Tr}[\lambda^a]$, concluímos que todas as seguintes anomalias se anulam automaticamente: $[SU(3)_c]^2 SU(2)_L$; $SU(3)_c [SU(2)_L]^2$; $SU(3)_c [U(1)_Y]^2$; $SU(3)_c [U(1)']^2$; $SU(2)_L [U(1)_Y]^2$; $SU(3)_c SU(2)_L U(1)_Y$; $SU(3)_c SU(2)_L U(1)'$; $SU(3)_c U(1)_Y U(1)'$; $SU(2)_L U(1)_Y U(1)'$ e $SU(2)_L [U(1)']^2$.

As únicas anomalias não-triviais que temos que considerar são as tratadas a seguir. Começando com as anomalias correspondentes aos grupos do MP, usando os números quânticos da tabela 1.1, temos

$[SU(2)_L]^2 U(1)_Y$:

$$\mathcal{A} = -\text{Tr} \left[\left\{ \frac{\sigma^a}{2}, \frac{\sigma^b}{2} \right\} Y_L \right] \propto -\sum Y_L = -\left[2(-1) + 3 \cdot 2 \left(\frac{1}{3} \right) \right] = 0,$$

onde usamos a propriedade $\{\sigma^a, \sigma^b\} = 2\delta^{ab}$ e somamos sobre todas as espécies de férmions (inclusive sobre as três cores de quarks) em uma dada família. Da mesma forma,

$[SU(3)_c]^2 U(1)_Y$:

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= \text{Tr} \left[\left\{ \frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2} \right\} Y_R \right] - \text{Tr} \left[\left\{ \frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2} \right\} Y_L \right] \\ \mathcal{A} &\propto \sum_{\text{quarks}} Y_R - \sum_{\text{quarks}} Y_L = \left[3 \left(\frac{4}{3} \right) + 3 \left(-\frac{2}{3} \right) \right] - \left[3 \cdot 2 \left(\frac{1}{3} \right) \right] = 0, \end{aligned}$$

onde usamos agora a propriedade $\text{Tr}[\lambda^a \lambda^b] = 2\delta^{ab}$. Por fim,

$[U(1)_Y]^3$:

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= \text{Tr} [\{Y_R, Y_R\} Y_R] - \text{Tr} [\{Y_L, Y_L\} Y_L] \\ \mathcal{A} &\propto \sum Y_R^3 - \sum Y_L^3 = \left[(-2)^3 + 3 \left(\frac{4}{3} \right)^3 + 3 \left(-\frac{2}{3} \right)^3 \right] - \left[2(-1)^3 + 3 \cdot 2 \left(\frac{1}{3} \right)^3 \right] = 0. \end{aligned}$$

Como essas anomalias já estão presentes mesmo no MP, já sabíamos que elas deveriam se anular. As anomalias que concernem ao novo grupo $U(1)'$ são as que realmente nos interessam. Denotaremos as cargas $U(1)'$ genericamente por Y' , onde $Y' = l, q, e, u, d$ representa as cargas dos férmions de acordo com (2.37). Temos,

$[SU(3)_c]^2 U(1)'$:

$$\mathcal{A} = \text{Tr} \left[\left\{ \frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2} \right\} Y'_R \right] - \text{Tr} \left[\left\{ \frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2} \right\} Y'_L \right]$$

$$\mathcal{A} \propto \sum_{\text{quarks}} Y'_R - \sum_{\text{quarks}} Y'_L = [3u + 3d] - [3.2q] = 0.$$

Logo,

$$u + d - 2q = 0.$$

$[SU(2)_L]^2 U(1)'$:

$$\mathcal{A} = -\text{Tr} \left[\left\{ \frac{\sigma^a}{2}, \frac{\sigma^b}{2} \right\} Y'_L \right] \propto -\sum Y_L = -[2l + 3.2q] = 0.$$

Logo,

$$l = -3q.$$

$[U(1)_Y]^2 U(1)'$:

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= \text{Tr} [\{Y_R, Y_R\} Y'_R] - \text{Tr} [\{Y_L, Y_L\} Y'_L] \propto \sum Y_R^2 Y'_R - \sum Y_L^2 Y'_L \\ \mathcal{A} &\propto \left[(-2)^2 e + 3 \left(\frac{4}{3} \right)^2 u + 3 \left(-\frac{2}{3} \right)^2 d \right] - \left[2(-1)^2 l + 3.2 \left(\frac{1}{3} \right)^2 q \right] = 0. \end{aligned}$$

Logo,

$$6e + 8u + 2d - 3l - q = 0.$$

$U(1)_Y [U(1)']^2$:

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= \text{Tr} [\{Y'_R, Y'_R\} Y_R] - \text{Tr} [\{Y'_L, Y'_L\} Y_L] \propto \sum Y_R Y_R'^2 - \sum Y_L Y_L'^2 \\ \mathcal{A} &\propto \left[(-2) e^2 + 3 \left(\frac{4}{3} \right) u^2 + 3 \left(-\frac{2}{3} \right) d^2 \right] - \left[2(-1) l^2 + 3.2 \left(\frac{1}{3} \right) q^2 \right] = 0. \end{aligned}$$

Logo,

$$-e^2 + 2u^2 - d^2 + l^2 - q^2 = 0.$$

$[U(1)']^3$:

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= \text{Tr} [\{Y'_R, Y'_R\} Y'_R] - \text{Tr} [\{Y'_L, Y'_L\} Y'_L] \propto \sum Y_R'^3 - \sum Y_L'^3 \\ \mathcal{A} &\propto [e^3 + 3u^3 + 3d^3] - [2l^3 + 3.2q^3] = 0. \end{aligned}$$

Logo,

$$e^3 + 3u^3 + 3d^3 - 2l^3 - 6q^3 = 0.$$

Podemos então coletar as equações obtidas acima,

$$u + d - 2q = 0 \tag{A.3}$$

$$l = -3q \tag{A.4}$$

$$6e + 8u + 2d - 3l - q = 0 \tag{A.5}$$

$$-e^2 + 2u^2 - d^2 + l^2 - q^2 = 0. \tag{A.6}$$

$$e^3 + 3u^3 + 3d^3 - 2l^3 - 6q^3 = 0. \tag{A.7}$$

Estas equações expressam as condições de consistência sobre as cargas dos férmions por $U(1)'$, tendo elas que serem todas satisfeitas para que o modelo seja livre de anomalias. Estas condições juntam-se com aquelas impostas pela invariância do acoplamento de Yukawa (tratadas na seção 2.3), as quais irão depender do tipo específico de 2HDM considerado. Em geral, é necessário adicionar novos férmions ao modelo com as cargas ajustadas convenientemente para que todas essas condições possam ser satisfeitas. Entretanto, há casos especiais em que é possível conseguir isso sem estender o conteúdo de matéria, como acontece no 2HDM tipo I, no qual estamos interessados.

Juntando a equação (A.4) com as equações (2.39), podemos escolher u e d como variáveis independentes e escrever todas as outras variáveis em função destas,

$$\begin{aligned} q &= \frac{(u + d)}{2} \\ l &= \frac{-3(u + d)}{2} \\ e &= -(2u + d) \\ h_2 &= \frac{(u - d)}{2}. \end{aligned} \tag{A.8}$$

Vemos que essa escolha das cargas leva ao cancelamento das anomalias substituindo as expressões de e , l e q em cada uma das equações (A.3)-(A.6) (exceto na equação (A.4), pois já assumimos que ela era verdadeira para chegarmos em (A.8) e na equação (A.7), a qual trataremos por último). Para as equações (A.3)-(A.6) das anomalias que envolvem $U(1)'$, temos

$[SU(3)_c]^2 U(1)'$:

$$\begin{aligned} u + d - 2q &= u + d - 2 \frac{(u + d)}{2} \\ &= u + d - u - d \\ &= 0. \end{aligned}$$

$[U(1)_Y]^2 U(1)'$:

$$\begin{aligned}
6e + 8u + 2d - 3l - q &= 6[-(2u + d)] + 8u + 2d - 3\left[\frac{-3(u + d)}{2}\right] - \frac{(u + d)}{2} \\
&= (-12 + 8 + 4)u + (-6 + 2 + 4)d \\
&= 0.
\end{aligned}$$

$U(1)_Y [U(1)']^2$:

$$\begin{aligned}
-e^2 + 2u^2 - d^2 + l^2 - q^2 &= -[-(2u + d)]^2 + 2u^2 - d^2 + \left[\frac{-3(u + d)}{2}\right]^2 - \\
&\quad - \left[\frac{(u + d)}{2}\right]^2 \\
&= -(4u^2 + d^2 + 4ud) + 2u^2 - d^2 + 2(u^2 + d^2 + 2ud) \\
&= (-4 + 2 + 2)u^2 + (-1 - 1 + 2)d^2 + (-4 + 4)ud \\
&= 0.
\end{aligned}$$

Finalmente, para a equação (A.7) da anomalia $[U(1)']^3$, temos

$$\begin{aligned}
e^3 + 3u^3 + 3d^3 - 2l^3 - 6q^3 &= [-(2u + d)]^3 + 3u^3 + 3d^3 - 2\left[\frac{-3(u + d)}{2}\right]^3 - \\
&\quad - 6\left[\frac{(u + d)}{2}\right]^3 \\
&= -(2u + d)^3 + 3u^3 + 3d^3 + 6(u + d)^3 \\
&= u^3 + 8d^3 + 6u^2d + 12ud^2 \\
&= (u + 2d)^3.
\end{aligned}$$

Vemos então que esta anomalia não se anula, a menos que tenhamos $u = -2d$. Se quisermos manter u e d arbitrários, teremos então que adicionar novos férmions com cargas tais que anulem a contribuição da anomalia $[U(1)']^3$. Uma maneira interessante de fazer isso seria adicionar um neutrino de mão direita para cada geração, de carga n dada por

$$n = -(u + 2d). \quad (\text{A.9})$$

Fazendo isso, a anomalia $[U(1)']^3$ é cancelada, pois a equação (A.7) se torna

$$n^3 + e^3 + 3u^3 + 3d^3 - 2l^3 - 6q^3 = -(u + 2d)^3 + (u + 2d)^3 = 0.$$

A introdução desses neutrinos poderia em princípio alterar as anomalias anteriores que já foram devidamente canceladas. Entretanto, como os neutrinos de mão direita são

singletos pelo grupo de simetria do MP, manifestando-se apenas por meio da sua carga por $U(1)'$, obviamente eles não contribuem para $[SU(3)_c]^2 U(1)'$ e $[SU(2)_L]^2 U(1)'$. Já para as anomalias $[U(1)_Y]^2 U(1)'$ e $U(1)_Y [U(1)']^2$, nas quais a carga Y'_R aparece explicitamente, ela sempre vem multiplicada pela hipercarga fraca Y_R (que é zero para os neutrinos), o que anula o seu efeito. Desse modo, o cancelamento de nenhuma destas anomalias sofre qualquer modificação com a presença dos neutrinos de mão direita.

Uma última condição que deve ser atendida é a invariância do acoplamento de Yukawa, que para um neutrino de mão direita, toma a forma

$$\mathcal{L}_{Y_{\nu_R}} = -y^{2e} \bar{L}_L \tilde{\Phi}_2 n_R + h.c. \quad (\text{A.10})$$

o que implica na seguinte restrição,

$$-l - h_2 + n = 0. \quad (\text{A.11})$$

Substituindo os valores de l , h_2 e n dados em (A.8) e (A.9), temos

$$\begin{aligned} -l - h_2 + n &= - \left[\frac{-3(u+d)}{2} \right] - \left[\frac{(u-d)}{2} \right] - (u+2d) \\ &= \left(\frac{3}{2} - \frac{1}{2} - 1 \right) u + \left(\frac{3}{2} + \frac{1}{2} - 2 \right) d \\ &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Vemos então que neutrinos de mão direita podem ser incluídos consistentemente no conteúdo de matéria do 2HDM tipo I, o que pode ser bastante vantajoso, pois isso permite construirmos termos de massa para os neutrinos. Enfatizamos porém que fazer $u = -2d$ já é suficiente para cancelar todas as anomalias, sem a necessidade de adicionar nada mais ao modelo.

Apêndice B

Cálculo das Correntes com Dark Z

Este apêndice é dedicado à explanação de alguns passos intermediários no cálculo das correntes neutra e eletromagnética realizados na seção 3.1.4, os quais envolvem longas manipulações algébricas, as quais apresentamos com maiores detalhes a seguir.

A partir das equações (3.44) e (3.45) podemos escrever a lagrangiana como,

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{fermion}} &= \bar{\Psi}^L i\gamma^\mu D_\mu^L \Psi^L + \bar{\Psi}^R i\gamma^\mu D_\mu^R \Psi^R \\
 \mathcal{L}_{\text{fermion}} &= -eQ_f \bar{\psi}_f^L \gamma^\mu \psi_f^L A_\mu - eQ_f \bar{\psi}_f^R \gamma^\mu \psi_f^R A_\mu - \\
 &\quad - \left[g_Z (T_{3f}^L - Q_f \sin^2 \theta_W) \cos \xi - \frac{1}{2} (\epsilon g_Z Q_{Yf}^L \tan \theta_W) \sin \xi \right] \bar{\psi}_f^L \gamma^\mu \psi_f^L Z_\mu - \\
 &\quad - \left[-g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \cos \xi - \frac{1}{2} (\epsilon g_Z Q_{Yf}^R \tan \theta_W) \sin \xi \right] \bar{\psi}_f^R \gamma^\mu \psi_f^R Z_\mu - \\
 &\quad - \left[g_Z (T_{3f}^L - Q_f \sin^2 \theta_W) \sin \xi + \frac{1}{2} (\epsilon g_Z Q_{Yf}^L \tan \theta_W) \cos \xi \right] \bar{\psi}_f^L \gamma^\mu \psi_f^L Z'_\mu - \\
 &\quad - \left[-g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \sin \xi + \frac{1}{2} (\epsilon g_Z Q_{Yf}^R \tan \theta_W) \cos \xi \right] \bar{\psi}_f^R \gamma^\mu \psi_f^R Z'_\mu.
 \end{aligned}$$

Usando o fato de que $\bar{\psi}_f^L \gamma^\mu \psi_f^L + \bar{\psi}_f^R \gamma^\mu \psi_f^R = \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f$ e fazendo $T_{3f}^L = T_{3f}$,

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{fermion}} &= -eQ_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f A_\mu - \\
 &\quad - \left[g_Z (T_{3f} - Q_f \sin^2 \theta_W) \cos \xi - \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_{Yf}^L \tan \theta_W \sin \xi \right] \bar{\psi}_f^L \gamma^\mu \psi_f^L Z_\mu - \\
 &\quad - \left[-g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \cos \xi - \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_{Yf}^R \tan \theta_W \sin \xi \right] \bar{\psi}_f^R \gamma^\mu \psi_f^R Z_\mu - \\
 &\quad - \left[g_Z (T_{3f} - Q_f \sin^2 \theta_W) \sin \xi + \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_{Yf}^L \tan \theta_W \cos \xi \right] \bar{\psi}_f^L \gamma^\mu \psi_f^L Z'_\mu - \\
 &\quad - \left[-g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \sin \xi + \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_{Yf}^R \tan \theta_W \cos \xi \right] \bar{\psi}_f^R \gamma^\mu \psi_f^R Z'_\mu.
 \end{aligned}$$

Vamos escrever $\mathcal{L}_{\text{fermion}} = \mathcal{L}_A + \mathcal{L}_Z + \mathcal{L}_{Z'}$ e simplificar os termos \mathcal{L}_Z e $\mathcal{L}_{Z'}$ em separado.

Tomando primeiramente \mathcal{L}_Z , escrevendo os campos sem helicidade e simplificando, temos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Z = & - \left[g_Z (T_{3f} - Q_f \sin^2 \theta_W) \cos \xi - \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_{Yf}^L \tan \theta_W \sin \xi \right] \bar{\psi}_f \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi_f Z_\mu - \\ & - \left[-g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \cos \xi - \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_{Yf}^R \tan \theta_W \sin \xi \right] \bar{\psi}_f \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi_f Z_\mu \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Z = & - \left[g_Z (T_{3f} - Q_f \sin^2 \theta_W) \cos \xi - \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_{Yf}^L \tan \theta_W \sin \xi \right] \frac{1}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z_\mu - \\ & - \left[-g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \cos \xi - \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_{Yf}^R \tan \theta_W \sin \xi \right] \frac{1}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z_\mu + \\ & + \left[g_Z (T_{3f} - Q_f \sin^2 \theta_W) \cos \xi - \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_{Yf}^L \tan \theta_W \sin \xi \right] \frac{1}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z_\mu - \\ & - \left[-g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \cos \xi - \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_{Yf}^R \tan \theta_W \sin \xi \right] \frac{1}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z_\mu \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Z = & -\frac{1}{2} g_Z T_{3f} \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z_\mu + \frac{1}{2} g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z_\mu + \\ & + \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_f \tan \theta_W \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z_\mu - \frac{1}{2} \epsilon g_Z T_{3f} \tan \theta_W \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z_\mu + \\ & + \frac{1}{2} g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z_\mu + \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_f \tan \theta_W \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z_\mu + \\ & + \frac{1}{2} g_Z T_{3f} \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z_\mu - \frac{1}{2} g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z_\mu - \\ & - \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_f \tan \theta_W \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z_\mu + \frac{1}{2} \epsilon g_Z T_{3f} \tan \theta_W \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z_\mu + \\ & + \frac{1}{2} g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z_\mu + \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_f \tan \theta_W \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z_\mu \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Z = & -\frac{1}{2} g_Z T_{3f} \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z_\mu + g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z_\mu + \\ & + \epsilon g_Z Q_f \tan \theta_W \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z_\mu - \frac{1}{2} \epsilon g_Z T_{3f} \tan \theta_W \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z_\mu + \\ & + \frac{1}{2} g_Z T_{3f} \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z_\mu + \frac{1}{2} \epsilon g_Z T_{3f} \tan \theta_W \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z_\mu \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Z = & -g_Z \left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z_\mu + \frac{1}{2} g_Z T_{3f} \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z_\mu - \\ & - \epsilon g_Z \tan \theta_W \left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \right) \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z_\mu + \frac{1}{2} \epsilon g_Z T_{3f} \tan \theta_W \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z_\mu \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_Z = & -g_Z \cos \xi \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z_\mu - \\
& - \epsilon g_Z \tan \theta_W \sin \xi \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z_\mu.
\end{aligned} \tag{B.1}$$

Simplificando agora $\mathcal{L}_{Z'}$,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Z'} = & - \left[g_Z (T_{3f} - Q_f \sin^2 \theta_W) \sin \xi + \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_{Yf}^L \tan \theta_W \cos \xi \right] \bar{\psi}_f \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi_f Z'_\mu - \\
& - \left[-g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \sin \xi + \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_{Yf}^R \tan \theta_W \cos \xi \right] \bar{\psi}_f \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi_f Z'_\mu
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Z'} = & - \left[g_Z (T_{3f} - Q_f \sin^2 \theta_W) \sin \xi + \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_{Yf}^L \tan \theta_W \cos \xi \right] \frac{1}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu - \\
& - \left[-g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \sin \xi + \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_{Yf}^R \tan \theta_W \cos \xi \right] \frac{1}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + \\
& + \left[g_Z (T_{3f} - Q_f \sin^2 \theta_W) \sin \xi + \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_{Yf}^L \tan \theta_W \cos \xi \right] \frac{1}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu - \\
& - \left[-g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \sin \xi + \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_{Yf}^R \tan \theta_W \cos \xi \right] \frac{1}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Z'} = & -\frac{1}{2} g_Z T_{3f} \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + \frac{1}{2} g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu - \\
& - \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_f \tan \theta_W \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + \frac{1}{2} \epsilon g_Z T_{3f} \tan \theta_W \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + \\
& + \frac{1}{2} g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu - \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_f \tan \theta_W \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + \\
& + \frac{1}{2} g_Z T_{3f} \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu - \frac{1}{2} g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu + \\
& + \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_f \tan \theta_W \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu - \frac{1}{2} \epsilon g_Z T_{3f} \tan \theta_W \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu + \\
& + \frac{1}{2} g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu - \frac{1}{2} \epsilon g_Z Q_f \tan \theta_W \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Z'} = & -\frac{1}{2} g_Z T_{3f} \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu - \\
& - \epsilon g_Z Q_f \tan \theta_W \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + \frac{1}{2} \epsilon g_Z T_{3f} \tan \theta_W \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu - \\
& + \frac{1}{2} g_Z T_{3f} \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu - \frac{1}{2} \epsilon g_Z T_{3f} \tan \theta_W \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Z'} &= -g_Z \left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + \frac{1}{2} g_Z T_{3f} \sin \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu + \\
&+ \epsilon g_Z \tan \theta_W \cos \xi \left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu - \frac{1}{2} \epsilon g_Z T_{3f} \tan \theta_W \cos \xi \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu \\
\mathcal{L}_{Z'} &= -g_Z \sin \xi \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z'_\mu + \\
&+ \epsilon g_Z \tan \theta_W \cos \xi \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{1}{2} T_{3f} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z'_\mu \quad (\text{B.2})
\end{aligned}$$

Juntando as equações (B.1) e (B.2), podemos escrever

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{férmion}} &= -e Q_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f A_\mu - g_Z \cos \xi \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z_\mu - \\
&- \epsilon g_Z \tan \theta_W \sin \xi \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z_\mu - \\
&- g_Z \sin \xi \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z'_\mu + \\
&+ \epsilon g_Z \tan \theta_W \cos \xi \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{1}{2} T_{3f} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z'_\mu,
\end{aligned}$$

que é a equação (3.46) do texto. Substituindo agora os valores aproximados de $\sin \xi$ e $\cos \xi$, dados nas equações (3.48) e (3.47), temos

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_Z &= -g_Z \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z_\mu - \\
&- \epsilon g_Z \tan \theta_W (\epsilon_Z + \epsilon \tan \theta_W) \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z_\mu
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_Z &= -g_Z \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z_\mu - \\
&- g_Z (\epsilon_Z \epsilon \tan \theta_W + \epsilon^2 \tan^2 \theta_W) \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z_\mu
\end{aligned}$$

Mantendo apenas termos de primeira ordem em ϵ e ϵ_Z ,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_Z &= -g_Z \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z_\mu - \\
&- g_Z (\epsilon_Z \epsilon \tan \theta_W + \epsilon^2 \tan^2 \theta_W) \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z_\mu
\end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_Z = -g_Z J_{NC}^\mu Z_\mu \quad (\text{B.3})$$

Do mesmo modo para $\mathcal{L}_{Z'}$,

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Z'} &= -\frac{1}{2}g_Z T_{3f} (\epsilon_Z + \epsilon \tan \theta_W) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + g_Z Q_f \sin^2 \theta_W (\epsilon_Z + \epsilon \tan \theta_W) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu - \\ &\quad - \epsilon g_Z Q_f \tan \theta_W \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + \frac{1}{2} \epsilon g_Z T_{3f} \tan \theta_W \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu - \\ &\quad + \frac{1}{2} g_Z T_{3f} (\epsilon_Z + \epsilon \tan \theta_W) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu - \frac{1}{2} \epsilon g_Z T_{3f} \tan \theta_W \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Z'} &= -\frac{1}{2} g_Z T_{3f} \epsilon_Z \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu - \frac{1}{2} g_Z T_{3f} \epsilon \tan \theta_W \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \epsilon_Z \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + \\ &\quad + g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \epsilon \tan \theta_W \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu - \epsilon g_Z Q_f \tan \theta_W \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + \frac{1}{2} \epsilon g_Z T_{3f} \tan \theta_W \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + \\ &\quad + \frac{1}{2} g_Z T_{3f} \epsilon_Z \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu + \frac{1}{2} g_Z T_{3f} \epsilon \tan \theta_W \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu - \frac{1}{2} \epsilon g_Z T_{3f} \tan \theta_W \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Z'} &= -\epsilon_Z g_Z \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + \epsilon_Z g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + \epsilon g_Z Q_f \sin^2 \theta_W \tan \theta_W \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu - \\ &\quad - \epsilon g_Z Q_f \tan \theta_W \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu + \epsilon_Z g_Z \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f Z'_\mu\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Z'} &= \epsilon g_Z Q_f \tan \theta_W (\sin^2 \theta_W - 1) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu - \\ &\quad - \epsilon_Z g_Z \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z'_\mu\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Z'} &= -\epsilon \frac{g}{\cos \theta_W} Q_f \frac{\sin \theta_W}{\cos \theta_W} \cos^2 \theta_W \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu - \\ &\quad - \epsilon_Z g_Z \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z'_\mu\end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{Z'} = -\epsilon g \sin \theta_W Q_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu - \epsilon_Z g_Z \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z'_\mu$$

$$\mathcal{L}_{Z'} = -\epsilon e Q_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f Z'_\mu - \epsilon_Z g_Z \left[\left(\frac{T_{3f}}{2} - Q_f \sin^2 \theta_W \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \frac{T_{3f}}{2} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z'_\mu$$

onde usamos $g_Z = g / \cos \theta_W$ e $g \sin \theta_W = e$. Então,

$$\mathcal{L}_{Z'} = -\epsilon e J_{em}^\mu Z'_\mu - \epsilon_Z g_Z J_{NC}^\mu Z'_\mu \quad (\text{B.4})$$

Voltando à lagrangiana $\mathcal{L}_{\text{f\u00e9rmion}}$, substituindo as equa\u00e7\u00f5es (B.3) e (B.4), obtemos finalmente a equa\u00e7\u00e3o (3.49) do texto,

$$\mathcal{L}_{\text{f\u00e9rmion}} = \mathcal{L}_A + \mathcal{L}_Z + \mathcal{L}_{Z'}$$

$$\mathcal{L}_{\text{f\u00e9rmion}} = -eJ_{em}^\mu A_\mu - g_Z J_{NC}^\mu Z_\mu - (\epsilon e J_{em}^\mu + \epsilon_Z g_Z J_{NC}^\mu) Z'_\mu.$$

Apêndice C

Larguras de Decaimento

Neste apêndice demonstramos as equações (3.51) e (3.53) das larguras de decaimento de $h \rightarrow Z'Z'$ e $h \rightarrow \bar{b}b$.

C.1 Largura de Decaimento de $h \rightarrow Z'Z'$

Na ref. [62] é mostrado que o acoplamento $\mathcal{C}_{hZ'Z'}$ de $hZ'Z'$ da figura C.1, para $\xi \ll 1$, é dado por

$$\mathcal{C}_{hZ'Z'} \simeq 2vg_X^2 \cos \beta \sin \beta (\cos^3 \beta \cos \alpha - \sin^3 \beta \sin \alpha)$$

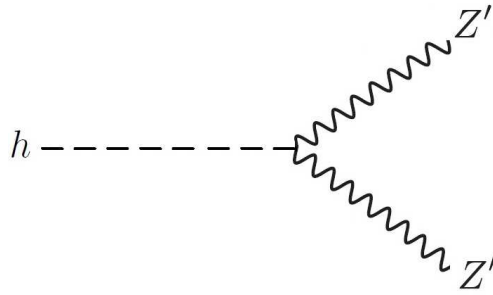


Figura C.1: Diagrama de Feynman do decaimento do Higgs leve em $Z'Z'$.

Ele pode ser escrito em termos m_Z , $m_{Z'}$ e δ como,

$$\mathcal{C}_{hZ'Z'} \simeq \left(\frac{g_Z}{m_Z} \right) m_{Z'}^2 (\delta \tan \beta)^2 \left(\frac{\cos^3 \beta \cos \alpha - \sin^3 \beta \sin \alpha}{\cos \beta \sin \beta} \right), \quad (\text{C.1})$$

onde,

$$\delta = \frac{\cos \beta \cos \beta_d}{\sqrt{1 - \cos^2 \beta \cos^2 \beta_d}}, \quad (\text{C.2})$$

com $\cos \beta_d = v_1 / (v_1^2 + v_S^2)^{\frac{1}{2}}$.

A amplitude invariante \mathcal{M} para este decaimento é dada por,

$$\mathcal{M} = \mathcal{C}_{hZ'Z'} \epsilon_\mu^{(s_2)} \epsilon^{(s_3)\mu},$$

de modo que,

$$|\mathcal{M}|^2 = \mathcal{C}_{hZ'Z'}^2 \epsilon_\mu^{(s_2)} \epsilon^{(s_3)\mu} [\epsilon_\nu^{(s_2)} \epsilon^{(s_3)\nu}]^*$$

$$|\mathcal{M}|^2 = \mathcal{C}_{hZ'Z'}^2 g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} \epsilon_\mu^{(s_2)} \epsilon_\nu^{(s_2)*} \epsilon_\alpha^{(s_3)} \epsilon_\beta^{(s_3)*}.$$

Somando sobre os spins, obtemos $\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle$,

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \mathcal{C}_{hZ'Z'}^2 g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} \left(\sum_{s_2} \epsilon_\mu^{(s_2)} \epsilon_\nu^{(s_2)*} \right) \left(\sum_{s_3} \epsilon_\alpha^{(s_3)} \epsilon_\beta^{(s_3)*} \right).$$

Usando a relação de completeza,

$$\sum_s \epsilon_\mu^{(s)} \epsilon_\nu^{(s)*} = -g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_{Z'}^2},$$

temos,

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \mathcal{C}_{hZ'Z'}^2 g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} \left(-g_{\mu\nu} + \frac{p_{2\mu} p_{2\nu}}{m_{Z'}^2} \right) \left(-g_{\alpha\beta} + \frac{p_{3\alpha} p_{3\beta}}{m_{Z'}^2} \right)$$

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \mathcal{C}_{hZ'Z'}^2 \left[2 + \frac{(p_2 \cdot p_3)^2}{m_{Z'}^4} \right]. \quad (\text{C.3})$$

Substituindo a expressão de $\mathcal{C}_{hZ'Z'}$ dada em (C.1),

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \left(\frac{g_Z}{m_Z} \right)^2 m_{Z'}^4 (\delta \tan \beta)^4 \left(\frac{\cos^3 \beta \cos \alpha - \sin^3 \beta \sin \alpha}{\cos \beta \sin \beta} \right)^2 \left[2 + \frac{(p_2 \cdot p_3)^2}{m_{Z'}^4} \right]$$

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \left(\frac{g_Z}{m_Z} \right)^2 (\delta \tan \beta)^4 \left(\frac{\cos^3 \beta \cos \alpha - \sin^3 \beta \sin \alpha}{\cos \beta \sin \beta} \right)^2 [2m_{Z'}^4 + (p_2 \cdot p_3)^2].$$

Para um Z' suficientemente leve,

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle \simeq \left(\frac{g_Z}{m_Z} \right)^2 (\delta \tan \beta)^4 \left(\frac{\cos^3 \beta \cos \alpha - \sin^3 \beta \sin \alpha}{\cos \beta \sin \beta} \right)^2 (p_2 \cdot p_3)^2,$$

No referencial de repouso do h , temos

$$\Gamma(h \rightarrow Z'Z') = \frac{|\mathbf{p}_{Z'}|}{16\pi m_h^2} \langle |\mathcal{M}|^2 \rangle,$$

com,

$$|\mathbf{p}_{Z'}| \simeq \frac{m_h}{2}$$

$$(p_2 \cdot p_3)^2 \simeq \frac{m_h^4}{4}.$$

Assim,

$$\Gamma(h \rightarrow Z'Z') = \frac{m_h}{32\pi m_h^2} \left(\frac{g_Z}{m_Z} \right)^2 (\delta \tan \beta)^4 \left(\frac{\cos^3 \beta \cos \alpha - \sin^3 \beta \sin \alpha}{\cos \beta \sin \beta} \right)^2 \left(\frac{m_h^4}{4} \right)$$

$$\Gamma(h \rightarrow Z'Z') = \frac{g_Z^2 m_h^3}{128\pi m_Z^2} (\delta \tan \beta)^4 \left(\frac{\cos^3 \beta \cos \alpha - \sin^3 \beta \sin \alpha}{\cos \beta \sin \beta} \right)^2.$$

C.2 Largura de Decaimento de $h \rightarrow \bar{b}b$

Para o acoplamento \mathcal{C}_{hbb} da figura C.2, tem-se [62],

$$\mathcal{C}_{hbb} = \frac{m_b}{v} \left(\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \right). \quad (\text{C.4})$$

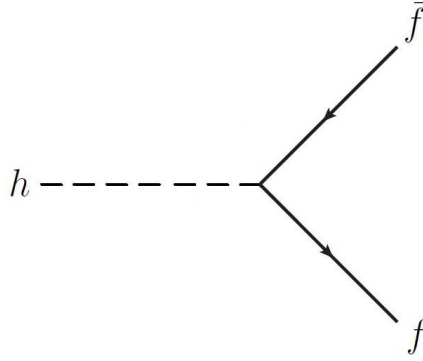


Figura C.2: Diagrama de Feynman do decaimento do Higgs leve em férmions.

A amplitude invariante \mathcal{M} é dada por,

$$\mathcal{M} = \frac{m_b}{v} \left(\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \right) \bar{u}_{s_2}(p_2) v_{s_3}(p_3).$$

Assim,

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{m_b^2}{v^2} \left(\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \right)^2 [\bar{u}_{s_2}(p_2) v_{s_3}(p_3)] [\bar{u}_{s_2}(p_2) v_{s_3}(p_3)]^*.$$

Somando sobre os spins das partículas emergentes obtemos $\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle$,

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{m_b^2}{v^2} \left(\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \right)^2 \sum_{s_2, s_3} [\bar{u}_{s_2}(p_2) v_{s_3}(p_3)] [\bar{u}_{s_2}(p_2) v_{s_3}(p_3)]^*$$

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{m_b^2}{v^2} \left(\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \right)^2 \text{Tr} [(\gamma^\mu p_{3\mu} - m_b) (\gamma^\mu p_{2\mu} - m_b)]$$

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle \simeq \frac{4m_b^2}{v^2} \left(\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \right)^2 (p_2 \cdot p_3),$$

onde foram desprezados termos com m_b . No referencial de repouso do h , temos

$$\Gamma(h \rightarrow b\bar{b}) = \frac{N_c |\mathbf{P}_b|}{8\pi m_h^2} \langle |\mathcal{M}|^2 \rangle,$$

$$\Gamma(h \rightarrow b\bar{b}) \simeq \frac{3}{16\pi m_h} \langle |\mathcal{M}|^2 \rangle,$$

e ainda,

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle \simeq \frac{2m_b^2 m_h^2}{v^2} \left(\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \right)^2.$$

Assim,

$$\Gamma(h \rightarrow b\bar{b}) \simeq \frac{3m_b^2 m_h}{8\pi v^2} \left(\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \right)^2.$$

Referências Bibliográficas

- [1] WILSON, K. G., KOGUT, J., **The Renormalization Group and the ϵ Expansion**. Physics Reports, 1974, vol. 12.
- [2] CALLAWAY, D. J. E., PETRONZIO, R., **Can Elementary Scalar Particles Exist?: (II). Scalar Electrodynamics**. Nuclear Physics B, 1986, vol. 277.
- [3] SHAPOSHNIKOV, M., **Is There a New Physics Between Electroweak and Planck Scales?** arXiv:0708.3550v1 [hep-th].
- [4] GILDENER, E., WEINBERG, S., **Symmetry Breaking and Scalar Bosons**. Physical Review D, 1976, vol. 13.
- [5] BERTONE, G., HOOPER, D., SILK, J., **Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints**. Physics Reports, 2005, vol. 405.
- [6] GLASHOW, S. L., **Partial-Symmetries of Weak Interactions**. Nuclear Physics, 1961, vol. 22.
- [7] WEINBERG, S., **A Model of Leptons**. Physical Review Letters, 1967, vol. 19.
- [8] SALAM, A., **Elementary Particle Theory**. The Nobel Symposium n° 8, Stockholm, 1968, p. 367.
- [9] 't HOOFT, G., **Renormalization of Massless Yang-Mills Fields**. Nuclear Physics B, 1971, vol. 33.
- [10] 't HOOFT, G., **Renormalizable Lagrangians for Massive Yang-Mills Fields**. Nuclear Physics B, 1971, vol. 35.
- [11] HASERT, F. J., et al., **Search for Elastic Muon-neutrino Electron Scattering**. Physics Letters B, 1973, vol. 46.

- [12] HASERT, F. J., et al., **Observation of Neutrino-like Interactions without Muon or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment.** Physics Letters B, 1973, vol. 46.
- [13] ARNISON, G., et al., **Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $s = 540$ GeV.** Physics Letters B, 1983, vol. 122.
- [14] ARNISON, G., et al., **Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around $95\text{GeV}/c^2$ at the CERN SPS Collider.** Physics Letters B, 1983, vol. 126.
- [15] GELL-MANN, M., **A Schematic Model of Baryons and Mesons.** Physics Letters, 1964, vol. 8.
- [16] ZWEIG, G., **An $SU(3)$ Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking II.** CERN preprint: Developments in the Quark Theory of Hadrons, 1964, pp.22-101.
- [17] GROSS, D. J., WILCZEK, F., **Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories.** Physical Review Letters, 1973, vol. 30.
- [18] POLITZER, H. D., **Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?** Physical Review Letters, 1973, vol. 30.
- [19] SALAM, A., WARD, J. C., **On a Gauge Theory of Elementary Interactions.** Nuovo Cimento, 1961, vol. 19.
- [20] GAMOW, G., TELLER, E., **Selection Rules for the β -Disintegration.** Physical Review, 1936, vol. 49.
- [21] FEYNMAN, R. F., GELL-MANN, M., **Theory of the Fermi Interaction.** Physical Review, 1958, vol. 109.
- [22] SUDARSHAN, E. C. G., MARSHAK, R. E., **Chirality Invariance and the Universal Fermi Interaction.** Physical Review, 1958, vol. 109.
- [23] SAKURAI, J. J., **Mass Reversal and Weak Interactions.** Nuovo Cimento, 1958, vol. 7.

- [24] GOLDHABER, M., GRODZINS, L., SUNYAR, A. W., **Helicity of Neutrinos.** Physical Review, 1958, vol. 109.
- [25] HIGGS, P. W., **Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields.** Physics Letters, 1964, vol. 12.
- [26] ENGLERT, F., BROUT, R., **Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons.** Physical Review Letters, 1964, vol. 13.
- [27] NAMBU, Y., **Axial Vector Current Conservation in Weak Interactions.** Physical Review Letters, 1960, vol. 4.
- [28] GOLDSTONE, J., **Field Theories with Superconductor Solutions.** Nuovo Cimento, 1961, vol. 19.
- [29] CABIBBO, N., **Unitary Symmetry and Leptonic Decays.** Physical Review Letters, 1963, vol. 10.
- [30] KOBAYASHI, M., MASKAWA, T., **CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction.** Progress in Theoretical Physical, 1973, vol. 49.
- [31] OLIVE, K. A., et al. (Particle Data Group Collaboration), **Review of Particle Physics.** Chinese Physics C, 2014, vol. 38.
- [32] LANGACKER, P., **Grand Unified Theories and Proton Decay.** Physics Reports, 1981, vol. 72.
- [33] LEE, T. D., **A Theory of Spontaneous T Violation.** Physics Review D, 1973, Vol. 8
- [34] GUNION, J. F., et al., **The Higgs Hunter's Guide.** Cambridge, Massachusetts: Perseus Publishing, 1990.
- [35] DAVIES, A. T., FROGGATT, C. D., JENKINS, G., MOORHOUSE, R. G., **Baryogenesis Constraints on Two Higgs Doublet Models.** Physics Letters B, 1994, vol. 336.
- [36] CLINE, J. M., KAINULAINEN, K., TROTT, M., **Electroweak Baryogenesis in Two Higgs Doublet Models and B Meson Anomalies.** Journal of High Energy Physics, 2011, vol. 89.

- [37] M. ZONG-GANG, SAFFIN, P. M., TRANBERG, A., **Cold Baryogenesis from First Principles in the Two-Higgs Doublet Model with Fermions**. Journal of High Energy Physics, 2015, vol. 163.
- [38] BRANCO, G. C., et al., **Theory and Phenomenology of Two-Higgs-Doublet Models**. Physics Reports, 2012, vol. 516
- [39] ZEL'DOVICH, Y. B., KOBZAREV, I. Y. OKUN', L. B., **Cosmological Consequences of a Spontaneous Breakdown of a Discrete Symmetry**. Journal of Theoretical and Experimental Physics, 1975, vol. 40
- [40] PASCHOS, E. A., **Diagonal Neutral Currents**. Physical Review D, 1977, vol. 15
- [41] GLASHOW, S. L., WEINBERG, S., **Natural Conservation Laws for Neutral Currents**. Physical Review D, 1977, vol. 15
- [42] ABEL, S. A., et al., **Kinetic Mixing of the Photon with Hidden U(1)s in String Phenomenology**. Journal of High Energy Physics, 2008, vol. 2008.
- [43] KING, S. F., MORETTI, S., NEVZOROV, R., **Theory and Phenomenology of an Exceptional Supersymmetric Standard Model**. Physical Review D, 2006, vol. 73.
- [44] KO, P., OMURA, Y., YU, C., **Higgs and Dark Matter Physics in the Type-II Two-Higgs-Doublet Model Inspired by E_6 GUT**. Journal of High Energy Physics, 2015, vol. 34.
- [45] KO, P., OMURA, Y., YU, C., **A Resolution of the Flavor Problem of Two Higgs Doublet Models with an Extra $U(1)_H$ Symmetry for Higgs Flavor**. Physics Letters B, 2012, vol. 717.
- [46] LONDON, D, ROSNER, J. L., **Extra Gauge Bosons in E_6** . Physical Review D, 1986, vol. 34.
- [47] ROSNER, J. L., **Prominent Decay Modes of a Leptophobic Z'** . Physics Letters B, 1996, vol. 387.

- [48] KO, P., OMURA, Y., YU, C., **Top Forward-backward Asymmetry and the CDF W_{jj} Excess in Leptophobic $U(1)'$ Flavor Models.** Physical Review D, 2012, vol. 85.
- [49] KO, P., OMURA, Y., YU, C., **Chiral $U(1)'$ Flavor Models and Flavored Higgs Doublets: the Top FB Asymmetry and the W_{jj} .** Journal of High Energy Physics, 2012, vol. 147.
- [50] ADRIANI, O., et al., **An Anomalous Positron Abundance in Cosmic Rays with Energies 1.5 – 100 GeV.** Nature, 2009, vol. 458.
- [51] ABDO, A. A., et al., (Fermi LAT Collaboration) **Measurement of the Cosmic Ray $e^+ + e^-$ Spectrum from 20 GeV to 1 TeV with the Fermi Large Area Telescope.** Physical Review Letters, 2009, vol. 102.
- [52] AHARONIAN, F., et al., (HESS Collaboration) **Probing the ATIC Peak in the Cosmic-ray Electron Spectrum with H.E.S.S.** Astronomy and Astrophysics, 2010.
- [53] JEAN, P., et al., **Early SPI/INTEGRAL Constraints on the Morphology of the 511 keV Line Emission in the 4th Galactic Quadrant.** Astronomy and Astrophysics, 2003, vol. 407.
- [54] BOEHM, C., HOOPER, D., SILK, J., CASSE, M., PAUL, J., **MeV Dark Matter: Has It Been Detected?** Physical Review Letters, 2004, vol. 92.
- [55] BOEHM, C., FAYET, P., SILK, J., **Light and Heavy Dark Matter Particles.** Physical Review D, 2004, vol. 69.
- [56] FAYET, P., **Light Spin- $\frac{1}{2}$ or Spin-0 Dark Matter Particles.** Physical Review D, 2004, vol. 70.
- [57] ALVES, A., PROFUMO, S., QUEIROZ, F. S., SHEPHERD, W., **Effective Field Theory Approach to the Galactic Center Gamma-ray Excess.** Physical Review D, 2014, vol. 90.
- [58] A. ALVES, A. BERLIN, S. PROFUMO, F. S. QUEIROZ, **Dirac-fermionic Dark Matter in $U(1)_X$ Models.** Journal of High Energy Physics, 2015, vol. 76.

- [59] KUMAR, J., WELLS, J. D., **Hadron and Linear Collider Probes of Hidden-sector Gauge Bosons**. Physical Review D, 2006, vol. 74.
- [60] PATT, B., WILCZEK, F., **Higgs-field Portal into Hidden Sectors**. arXiv:hep-ph/0605188, 2008.
- [61] ACKERMAN, L., BUCKLEY, M. R., CARROLL, S. M., KAMIONKOWSKI, M., **Dark Matter and Dark Radiation**. Physical Review D, 2009, vol. 79.
- [62] LEE, H. S., SHER, M., **Dark Two Higgs Doublet Model**. Physical Review D, 2013, vol. 87.
- [63] GOPALAKRISHNA, S., JUNG, S., WELLS, J. D., **Higgs Boson Decays to Four Fermions Through an Abelian Hidden Sector**. Physical Review D, 2008, vol. 78.
- [64] DAVOUDIASL, H., LEE, H. S., MARCIANO, W. J., **“Dark” Z Implications for Parity Violation, Rare Meson Decays, and Higgs Physics**. Physical Review D, 2012, vol. 85.
- [65] GAITAN, R., GARCES, E. A., OCA, J. H. M., **Singlet Scalar Dark Matter in Dark Two Higgs Doublet Model**. arXiv:1410.5462 [hep-ph], 2014.
- [66] DAVOUDIASL, H., LEE, H. S., MARCIANO, W. J., **Muon Anomaly and Dark Parity Violation**. Physical Review Letters, 2012, vol. 109.
- [67] DAVOUDIASL, H., LEE, H. S., LEWIS, I., MARCIANO, W. J., **Higgs Decays as a Window into the Dark Sector**. Physical Review D, 2013, vol. 88.
- [68] KO, P., OMURA, Y., YU, C., **Higgs Phenomenology in Type-I 2HDM with $U(1)_H$ Higgs Gauge Symmetry**. Journal of High Energy Physics, 2014, vol. 16.
- [69] LANGACKER, P., **The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons**. Review of Modern Physics, 2009, vol. 81.
- [70] LEIKE, A., **The Phenomenology of Extra Neutral Gauge Bosons**. Physics Reports, 1998, vol. 317.

- [71] SALVIONI, E., VILLADORO, G., ZWIRNER, F., **Minimal Z' Models: Present Bounds and Early LHC Reach.** Journal of High Energy Physics, 2009, vol. 68.
- [72] ALCARAZ, J., et al. (LEP Collaborations: ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, LEP Electroweak Working Group), **A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model.** arXiv:hep-ex/0612034v2, 2007.
- [73] CARENA, M., DALEO, A., DOBRESCU, B. A., TAIT, T. M. P., **Z' Gauge Bosons at the Tevatron.** Physical Review D, 2004, vol. 70.
- [74] AALTONEN, T., et al. (CDF Collaboration), **Search for High Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$ $p\bar{p}$ Collisions.** Physical Review Letters, 2011, vol. 106.
- [75] BUCKLEY, M. R., HOOPER, D., KOPP, J., NEIL, E. T., **Light Z' Bosons at the Tevatron.** Physical Review D, 2011, vol. 83.
- [76] AAD, G., et al. (ATLAS Collaboration), **Search for High-mass Dilepton Resonances in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ with the ATLAS Detector.** Physical Review D, 2014, vol. 90.
- [77] KHACHATRYAN, V., et al. (CMS Collaboration), **Search for Physics Beyond the Standard Model in Dilepton Mass Spectra in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$.** Journal of High Energy Physics, 2015, vol. 25.
- [78] LEP Collaborations: ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, LEP Electroweak Working Group **Search for the Standard Model Higgs boson at LEP.** Physics Letters B, 2003, vol. 565.
- [79] FERREIRA, P. M., JONES, D. R. T., **Bounds on Scalar Masses in Two Higgs Doublet Models.** Journal of High Energy Physics, 2009, vol. 2009.
- [80] ATLAS Collaboration, **Search for High-mass Dilepton Resonances in 20 fb^{-1} of pp Collisions at $\sqrt{s} = 8\text{ TeV}$ with the ATLAS Experiment.** ATLAS-conf-2013-017, 2013.

- [81] STRASSLER, M. J., ZUREK, K. M., **Echoes of a Hidden Valley at Hadron Colliders.** Physics Letters B, 2007, vol. 651.
- [82] AAD, G., et al. (ATLAS Collaboration), **A Search for Prompt Lepton-jets in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ with the ATLAS Detector.** Physics Letters B, 2013, vol. 719.
- [83] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections>, LHC Higgs Cross Section Working Group.
- [84] ATLAS Collaboration, **Search for Resonances Decaying to Photon Pairs in 3.2fb^{-1} of pp Collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ with the ATLAS Detector.** ATLAS-CONF-2015-081, 2015.
- [85] CMS Collaboration, **Search for New Physics in High Mass Diphoton Events in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$.** CMS-PAS-EXO-15-004, 2015.
- [86] BELL, J. S., JACKIW, R., **A PCAC Puzzle: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in the σ -model.** Nuovo Cimento, 1969, vol. 60.
- [87] ADLER, S. L., **Axial-Vector Vertex in Spinor Electrodynamics.** Physical Review, 1969, vol. 177.
- [88] GROSS, D. J., JACKIW, R., **Effect of Anomalies on Quasi-Renormalizable Theories.** Physical Review D, 1972, vol. 6.