

Felipe Ferreira de Freitas

**Sondando a violação de *CP* no setor escalar e
de calibre
por meio dos operadores efetivos**

Brasil

2017

Felipe Ferreira de Freitas

**Sondando a violação de CP no setor escalar e de calibre
por meio dos operadores efetivos**

Tese apresentada à Universidade Federal Paraíba para obtenção do Título de Doutor em Física.

Universidade Federal da Paraíba

Departamento de Física

Programa de Pós-Graduação em Física

Orientador: Carlos Antônio de Sousa Pires

Brasil

2017

F315s Freitas, Felipe Ferreira de.
Sondando a violação de CP no setor escalar e de calibre
por meio dos operadores efetivos / Felipe Ferreira de Freitas. -
João Pessoa, 2017.
143 f.: il. -

Orientador: Carlos Antônio de Sousa Pires.
Tese (Doutorado) - UFPB/ PPGF

1. Física. 2. Fenomenologia. 3. Física do Higgs.
4. *Violação de CP*. 5. Teoria Quântica de Campos Efetiva.
I. Título.

UFPB/BC

CDU: 53(043)

Felipe Ferreira de Freitas

**Sondando a violação de *CP* no setor escalar e de calibre
por meio dos operadores efetivos**

Tese apresentada à Universidade Federal Paraíba para obtenção do Título de Doutor em Física.



Dr. Carlos Antônio de Souza Pires
Orientador



Dr. Albert Petrov

Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte

Dr. Dionisio Bazeia Filho

Dr. Roberto Menezes da Silva

Brasil
2017

Agradecimentos

À Coordenação de Pessoal de Nível Superior pela ajuda financeira, aos professores Carlos Antônio de Sousa Pires e Paulo Sérgio Rodrigues da Silva por toda ajuda, paciência e aprendizado que me foram conferidos nesses últimos 4 anos de doutorado. A minha companheira Patrícia Oliveira pela compreensão, por estar sempre ao meu lado. A Dra. Veronica Sanz pela elaboração do trabalho que deu origem a esta tese de doutorado, assim como pela ajuda e encorajamento para que eu pudesse seguir com a carreira de pesquisador. Aos doutores Ken Mimasu, Jose Miguel No, Benjamin Fuks por todas as discussões sobre modelos com características de violação de CP. Aos professores Andrea Banfi, Stephan Huber, Mark Hindmarsh e David Bailin por todas as discussões sobre os mais diversos tópicos que eram abordados durante o almoço. A todos da Universidade de Sussex, Reino Unido, por terem me recepcionado por um ano durante meu doutorado sanduíche e me fornecido todos os recursos necessários para minha pesquisa. Por fim, aos meus amigos Barry Dillon, Christopher Harman, Edouard Marchais, Tugba Buyukbese.

O Céu e Terra já estavam criados. A parte ígnea, mais leve, tinha-se espalhado e formado o firmamento. O ar colocou-se de seguida. A terra, como era mais pesada, ficou por baixo e a água ocupou o ponto inferior, fazendo flutuar a terra. Neste mundo assim criado, habitavam as plantas e os animais. Mas faltava a criatura na qual pudesse habitar o espírito divino. Foi então que chegou à terra o Titã Prometeu, descendente da antiga raça de deuses destronada por Zeus. O gigante sabia que na terra estava adormecida a semente dos céus. Por isso apanhou um bocado de argila e molhou-a com um pouco de água de um rio. Com essa matéria fez o homem, à semelhança dos deuses, para que fosse o senhor da terra. Tirou das almas dos animais características boas e más, animando assim a sua criatura. E Atena, deusa da sabedoria, admirou a criação do filho dos Titãs e insuflou naquela imagem de argila o espírito com o sopro divino. Foi assim que surgiram os primeiros seres humanos, que logo povoaram a terra. Mas faltavam-lhes conhecimentos sobre os assuntos da terra e do céu. Vagueavam sem saber a arte da construção, da agricultura, da filosofia. Não sabiam caçar ou pescar - e nada sabiam sobre a sua origem divina. Prometeu aproximou-se e ensinou às suas criaturas todos esses segredos. Inventou o arado para o homem poder plantar, a cunhagem das moedas para que houvesse o comércio, a escrita e a extracção do minério. Ensinou-lhes a arte da profecia e da astronomia, enfim todas as artes necessárias ao desenvolvimento da humanidade. No entanto faltava-lhes ainda um último dom para se puderem manter vivos - o fogo. Este dom, entretanto, havia sido negado à humanidade pelo grande Zeus. Porém, Prometeu apanhou um caule do nárteu, aproximou-se da carruagem de Febo (o Sol) e incendiou o caule. Com esta tocha, Prometeu entregou o fogo para a humanidade, o que lhe dava a possibilidade de dominar o mundo e os seus habitantes. Zeus, porém, irritou-se ao ver que o homem possuía o fogo e que a sua vontade tinha sido contrariada. Por isso tramou no Olimpo a sua vingança. Mandou que Hefesto fizesse uma estátua de uma linda donzela, a que chamou Pandora - "a que possui todos os dons", (uma vez que cada um dos deuses deu à donzela um dom). Afrodite deu-lhe a beleza, Hermes o dom da fala, Apólo, a música. Vários outros encantos foram consedidos à criatura pelos deuses. Zeus pediu ainda que cada imortal reservasse um malefício para a humanidade. Esses presentes maléficis foram guardados numa caixa, que a donzela levava nas mãos. Pandora, então, desceu à terra, conduzida por Hermes, e aproximou-se de Epimeteu - "o que pensa depois", o irmão de Prometeu - "aquele que pensa antes" e diante dele abriu a tampa do presente de Zeus. Foi então que a humanidade, que até aquele momento havia habitado num mundo sem doenças ou sofrimentos, se viu assaltada por inúmeros malefícios. Pandora tornou a fechar a caixa rapidamente, antes que o único benefício que havia na caixa escapasse - a esperança. Zeus dirigiu então a sua fúria contra o próprio Prometeu, mandando que Hefesto e seus serviçais Crato e Bia (o poder e a violência) acorrentassem o Titã a um penhasco do monte Cáucaso. Mandou ainda uma águia devorar diariamente o fígado de Prometeu que, por ser ele um Titã, se regenerava. O seu sofrimento durou por inúmeras eras, até que Hércules passou por ele e viu o seu

sofrimento. Abateu a gigantesca águia com uma flecha certa e libertou o cativo das suas correntes. Entretanto, para que a vontade de Zeus fosse cumprida, o gigante passou a usar um anel com uma pedra retirada do monte. Assim, Zeus sempre poderia afirmar que Prometeu se mantinha preso ao Cáucaso.

Os Trabalhos e os Dias, Hesíodo

Resumo

Nesta tese é estudado as consequências fenomenológicas de diversas estruturas que violam a simetria CP , surgidas no contexto do modelo padrão efetivo. Focando nos operadores que envolvem os bósons de calibre e o Higgs, estabelecemos vínculos provenientes dos dados do RUN I do LHC. Em seguida, é estudada a capacidade do RUN I e de futuros RUNs do LHC em sondar os fenômenos associados à violação de CP e é demonstrado como as informações provenientes das distribuições diferenciais podem desempenhar um papel chave para determinação destes vínculos. Para sondar efeitos físicos de violação de CP , consideramos tanto as sondagens tradicionais utilizando o canal de decaimento do Higgs em 4 léptons assim como novos observáveis angulares e cinemáticos empregados em diferentes canais de produção e decaimento do Higgs.

Palavras-chave: Fenomenologia, Física do Higgs, LHC, Violação de CP , Teoria Quântica de Campos Efetiva.

Abstract

In this thesis we study the phenomenological consequences of several CP -violating structures that could arise in the Standard Model effective field theory framework. Focusing on operators involving electroweak gauge and/or Higgs bosons, we derive constraints originating from Run I LHC data. We then study the capabilities of the present and future LHC runs at higher energies to further probe associated CP -violating phenomena and we demonstrate how differential information can play a key role. We consider both traditional four-lepton probes of CP -violation in the Higgs sector and novel new physics handles based on varied angular and non-angular observables.

Keywords: Phenomenology, Higgs Physics, LHC, CP -violation, Effective Field Theory.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Acoplamentos tri-lineares	34
Figura 2 – Acoplamentos tri-lineares	37
Figura 3 – Acoplamentos tri-lineares e quadri-lineares do Higgs	44
Figura 4 – Acoplamentos tri-lineares e quadri-lineares entre Higgs e bósons vetoriais	45
Figura 5 – Acoplamentos tri-lineares e quadri-lineares entre Higgs e bósons vetoriais	47
Figura 6 – Acoplamentos tri-lineares entre os léptons e o bóson de calibre W	48
Figura 7 – Acoplamentos tri-lineares entre os léptons e o bóson de calibre Z	49
Figura 8 – Acoplamento tri-linear entre os léptons e o fóton	50
Figura 9 – Acoplamentos tri-lineares entre os quarks e o bóson de calibre W	53
Figura 10 – Acoplamentos tri-lineares entre os quarks e o bóson de calibre Z	54
Figura 11 – Acoplamentos tri-lineares entre os quarks e o fóton	54
Figura 12 – contração do propagador do bóson W	62
Figura 13 – Contração do propagador do bóson Z	64
Figura 14 – Regras de Feynman dos vértices com um higgs e dois campos de calibre associadas aos operadores de dimensão 6 que apresentam violação de simetria CP	85
Figura 15 – Diagramas de Feynman das duas contribuições para o coeficiente \tilde{c}_6	91
Figura 16 – Diagrama de Feynman para a contribuição do acoplamento anômalo entre o Higgs e os bósons de calibre (esquerda). Diagrama de Feynman para a contribuição do acoplamento anômalo entre o Higgs e os férmions em nível de árvore (direita)	97
Figura 17 – Espaço de parâmetros dos limites para os coeficientes \tilde{c}_g , \tilde{c}_γ , \tilde{c}_{HW} e \tilde{c}_{HB} . A região verde mostra o espaço de parâmetros que estão em acordo com os dados do LHC com 1σ e a região amarela com 2σ	101
Figura 18 – Sensibilidade do LHC para os coeficientes \tilde{c}_g , \tilde{c}_γ (esquerda) e \tilde{c}_{HB} , \tilde{c}_{HW} (direita) com 95% de <i>confidence level</i> para uma luminosidade integrada, a ser atingida, de 300fb^{-1} (linha tracejada) e 3000fb^{-1} (linha azul).	104
Figura 19 – Diagramas de Feynman para os processos para produção do Higgs e dos bósons de calibre considerados em nossa análise. À esquerda temos o digrama representativo para a produção associada (VH); ao centro, a fusão de bósons vetoriais (VBF) e a direita a produção dupla de bósons (<i>diboson</i>).	106

Figura 20 – Propriedades cinemáticas do par de léptons provenientes do decaimento do Z produzido junto a um bóson de Higgs em colisões no LHC com energia de centro de massa 13GeV. Consideramos a soma escalar do <i>momentum</i> transverso dos dois léptons (gráfico superior) e o ângulo azimutal entre os léptons (gráfico inferior).	107
Figura 21 – Dependência dos observáveis ϵ (esquerda) e $\mathcal{A}_{\Delta\tilde{\phi}}$ (direita) para diferentes valores de \tilde{c}_{HW}	108
Figura 22 – Propriedades cinemáticas dos produtos do decaimento dos bósons W e h produzidos em colisões no LHC com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$. Nós consideramos a massa transversa do sistema Wh (gráfico superior) e a separação angular entre o lépton e a direção do momentum da energia faltante no plano azimutal(gráfico inferior)	109
Figura 23 – Dependência dos observáveis ϵ (esquerda) e $\mathcal{A}_{\Delta\tilde{\phi}}$ (direita) para diferentes valores de \tilde{c}_{HW}	110
Figura 24 – Propriedades cinemáticas dos produtos de decaimento do Higgs produzido através da fusão de bósons de calibre em colisões no LHC a uma energia de centro de massa $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$. Consideramos a separação angular azimutal entre os dois fótons provenientes do decaimento do Higgs (figura superior), a separação angular azimutal entre o bóson de Higgs reconstruído e o jato de maior energia (centro) e o momentum transverso do jato de maior energia (figura inferior). Tomamos diferentes valores para o coeficiente \tilde{c}_{HW} . O gráfico inferior de cada distribuição mostra a razão entre as predições dos efeitos de uma nova física sobre os efeitos esperados apenas pelo MP.	116
Figura 25 – Dependência dos observáveis ϵ (esquerda) e $\mathcal{A}_{\Delta\tilde{\phi}}$ (direita) para diferentes valores de \tilde{c}_{HW} para o canal de produção do Higgs através da fusão de glúons.	117
Figura 26 – Propriedades cinemáticas dos produtos de decaimento dos bósons de calibre W produzidos em pares em colisões no LHC a uma energia de centro de massa $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$. Foram considerados os observáveis da massa invariante dos léptons associados ao decaimento de cada bóson W (gráfico superior) e o observável angular $\tilde{\mathcal{O}}_1$ definido em (3.83). Tomamos diferentes valores para o coeficiente \tilde{c}_{3W} , o gráfico inferior de cada distribuição mostra a razão entre as predições dos efeitos de uma nova física sobre os efeitos esperados apenas pelo MP.	118
Figura 27 – Dependência dos observáveis ϵ (esquerda) e $\mathcal{A}_{\Delta\tilde{\phi}}$ (direita) para diferentes valores de \tilde{c}_{3W} para o canal de produção de um par de W	119

- Figura 28 – Propriedades cinemáticas dos produtos de decaimento dos bósons de calibre Z produzidos em colisões no LHC a uma energia de centro de massa $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$. Foram considerados o observável angular $T_2(\cos\theta_{1,2})$ definido em (3.84) e a massa invariante do par de léptons provenientes do decaimento do bóson Z_2 virtual. Nesse último caso é mostrada na parte inferior do gráfico a razão entre as predições da física nova sobre o esperado apenas pelo caso do MP. 119
- Figura 29 – Regiões de valores para $\bar{c}_{HW}, \tilde{c}_{HW}$ assumindo uma luminosidade 3000fb^{-1} . A região cinza mostra os valores com 95% e 99% *confidence level*, a região em azul leva em consideração a distribuição 1D para $\Delta\Phi_{\gamma\gamma}$ enquanto a região roxa toma em consideração a distribuição 1D para $p_T^{\gamma_1}$. A região em vermelho toma a distribuição 2D com $\Delta\Phi_{\gamma\gamma}, p_T^{\gamma_1}$ 120
- Figura 30 – Fator de Bayes para descoberta para o operador O_{HW} , tomando o valor para \bar{c}_{HW} . As linhas cinza, roxo, azul e vermelha correspondem respectivamente ao fator de Bayes para o *signal strength*, a distribuição diferencial 1D com $\Delta\Phi_{\gamma\gamma}$, a distribuição diferencial 1D com $p_T^{\gamma_1}$ e a distribuição diferencial 2D $\Delta\Phi_{\gamma\gamma}, p_T^{\gamma_1}$ 120
- Figura 31 – Fator de Bayes comparativo entre os operadores O_{HW} e \tilde{O}_{HW} , tomando o valor para \bar{c}_{HW} . As linhas cinza, roxo, azul e vermelha correspondem respectivamente ao fator de Bayes para o *signal strength*, a distribuição diferencial 1D com $\Delta\Phi_{\gamma\gamma}$, a distribuição diferencial 1D com $p_T^{\gamma_1}$ e a distribuição diferencial 2D $\Delta\Phi_{\gamma\gamma}, p_T^{\gamma_1}$ 121
- Figura 32 – Distribuições diferenciais estudadas. 122
- Figura 33 – Estimativa do impacto dos efeitos provocados no sinal pelos detectores ATLAS e CMS. Em cima, temos a assimetria; logo abaixo, a eficiência para o canal VBF . Comparamos as previsões considerando apenas os efeitos de hadronização (linha azul) e as previsões que incorporam os efeitos dos detectores ATLAS (linha vermelha) e CMS (linha verde). 126

Lista de tabelas

Tabela 1 – Férmions	28
Tabela 2 – Massa e carga dos Quarks	28
Tabela 3 – Massa, carga e Momento magnético dos leptons	28
Tabela 4 – Auto-valores de Isospin I , terceira componente do Isospin I_3 , hipercarga Y e carga elétrica $Q = I_3 + Y/2$ dos férmions	32
Tabela 5 – Valores de g_L, g_R, g_V, g_A para os campos fermiônicos. O subscrito ν, l, U, D indicam, respectivamente, neutrinos, léptons, quarks do tipo U e quarks do tipo D	36
Tabela 6 – Autovalores do isospin I , sua terceira componente I_3 , hipercarga e carga elétrica para o campo escalar de Higgs	41
Tabela 7 – Número leptônico associado	48
Tabela 8 – Operadores Bósonicos da base $SILH$	70
Tabela 9 – Operadores Férmionicos da base $SILH$	71
Tabela 10 – Operadores 4-Férmionicos da base $SILH$	72
Tabela 11 – Processos	86
Tabela 12 – Coeficientes de Wilson do MP efetivo com $D = 6$	89
Tabela 13 – Classificação dos modelos 2HDM com simetria Z_2 de acordo com o setor de Yukawa	93
Tabela 14 – Limites atuais dos coeficientes de Wilson	98
Tabela 15 – Limites - tcHW	101
Tabela 16 – Perspectivas para 300fb^{-1} e 3000fb^{-1}	103

Lista de Publicações

1. **F.F. Freitas**, C. A. de S. Pires, P. S. Rodrigues da Silva: Inverse type II seesaw mechanism and its signature at the LHC and ILC. arXiv:1408.5878
2. **F.F. Freitas**, Benjamin Fuks, Veronica Sanz, Dipan Sengupta: Probing CP-violating Higgs and gauge boson couplings in the Standard Model effective field theory. arXiv:1612.01808
3. LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration (D. de Florian (ITeDA, Buenos Aires) et al.): Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector. arXiv:1610.07922
4. **F.F. Freitas**, V. Sanz, S. Fichet: On new physics searches with multidimensional differential shapes. arXiv:1702.05106

Sumário

	Introdução	23
I	O MODELO PADRÃO	25
1	O MODELO PADRÃO DAS INTERAÇÕES FUNDAMENTAIS	27
1.1	A Lagrangeana eletro-fracas	29
1.2	As interações eletrofracas	33
1.3	As três famílias	38
1.4	O mecanismo de Higgs	40
1.5	Massa dos Férmions	45
1.6	Os bósons de Calibre	54
1.6.1	O campo eletromagnético	55
1.6.2	Os bósons W e Z	57
II	O MODELO PADRÃO EFETIVO E A LAGRANGEANA DO HIGGS FORTEMENTE INTERAGENTE (SILH)	59
2	TEORIAS EFETIVAS	61
2.1	EFT para as correntes neutra e carregada do MP	62
2.2	Os operadores efetivos	65
2.2.1	Coeficientes de Wilson	66
2.3	Bases para a construção do Modelo Padrão Efetivo	67
2.3.1	O MP com operadores de dimensão 6	68
2.3.2	A lagrangeana efetiva no seu auto-estado de massa	70
2.3.2.1	Termos Cinéticos	74
2.3.2.2	Termos de interação entre férmions e bósons de calibre	74
2.3.2.3	Termos de auto-interação entre os bósons	76
2.3.2.4	Acoplamento simples com higgs	76
2.3.2.5	Auto e duplo acoplamentos do higgs	79
2.3.2.6	Os termos restantes da lagrangeana efetiva	80

III	SONDANDO A VIOLAÇÃO DE CP NO SETOR ESCALAR E DE CALIBRE	81
3	SONDANDO A VIOLAÇÃO DE CP NO SETOR ESCALAR E DE CALIBRE	83
3.1	Os termos de violação da simetria CP	84
3.2	Conectando as EFT com modelos no regime ultravioleta	86
3.2.1	Teorias efetivas para um setor do Higgs estendido	88
3.2.2	A extensão do setor de Higgs com um singelto escalar(Higgs portal)	88
3.2.3	O modelo 2HDM	92
3.2.3.1	caso 1: $c_{\beta-\alpha} = 0$	94
3.2.3.2	caso 2: $c_{\beta-\alpha} \ll 1(MSSM)$	95
3.3	Limites experimentais sobre os operadores efetivos de dimensão 6	97
3.4	As Interações entre o bóson de Higgs e os bósons vetoriais	99
3.4.1	Os limites nos operadores efetivos CPV a partir do <i>run 1</i> do LHC	99
3.5	Perspectivas do LHC para as medidas inclusivas	102
3.6	Perspectivas para o estudo de distribuições diferenciais no LHC	105
3.6.1	Produção do Higgs associado a um bóson de calibre(VH)	105
3.6.2	Produção do Higgs através da fusão de glúons (VBF)	110
3.6.3	Os efeitos dos operadores efetivos no canal de produção de dois bósons W (<i>diboson</i>)	111
3.6.4	Revisitando os estudos de violação de CP no setor do Higgs no estado final de quatro léptons	111
3.7	Análise multi-dimensional utilizando informação de observáveis diferenciais	112
3.7.1	Conservação \times Violação da simetria CP	115
IV	CONCLUSÃO	123
4	CONCLUSÃO	125
	Referências	129
	APÊNDICES	137
	APÊNDICE A – DETALHES DA SIMULAÇÃO	139
A.1	Canal de Produção associada - ZH	139
A.2	Canal de Produção associada - WH	139

A.3	Canal de Produção do Higgs VBF - Hjj	140
A.4	Canal de Produção de pares de W	140
A.5	Canal de Produção do Higgs e decaimento em 4 léptons	140
APÊNDICE B – 2HDM - POTENCIAL ESCALAR E ESPECTRO DE MASSAS		141

Introdução

Enquanto a descoberta do bóson de Higgs(1, 2) tem sido um triunfo enfático do primeiro RUN do LHC, questões sobre a verdadeira natureza do bóson de Higgs ainda permanecem em aberto. As medidas das propriedades do bóson de Higgs até então são consistentes com as previsões teóricas do Modelo Padrão dentro das margens das incertezas teóricas e experimentais(3), entretanto, os dados atuais ainda permitem espaço suficiente para desvios provocados por efeitos de uma física além do Modelo Padrão. Como consequência, o principal tópico de investigação dos próximos RUNs do LHC consistirá em medidas mais precisas das propriedades do Higgs, *i.e.* seus acoplamentos com as partículas do Modelo Padrão e sua paridade.

Uma das maneiras mais simples e independente de modelos os desvios entre as previsões teóricas e os dados observados das propriedades do bóson de Higgs consiste no uso de teorias de campos efetivos (*Effective Field Theories* - EFT). Neste tipo de abordagem, todas as novas contribuições para o Modelo Padrão são parametrizadas por operadores de altas dimensões (*higher-dimensional operators* - HDO), os coeficientes de Wilson codificam as dependências da transição do Modelo Padrão para teorias de mais altas energias (*UV completion*). Abordagens que utilizam o formalismo da EFT podem ser testadas através da investigação de correlações entre as assinaturas esperadas tanto pelo LHC quanto por experimentos de baixas energias, os quais restringem de forma equivalente o intervalo de valores permitidos para os coeficientes de Wilson. Os dados até então são consistentes com a hipótese de um bóson de Higgs com paridade par, entretanto ainda existe uma porção significativa no espaço de parâmetros dos coeficientes de Wilson onde o bóson de Higgs exibe um comportamento que viola a simetria Carga-Paridade, condizente com a hipótese de um Higgs de paridade ímpar, ao interagir com os bósons de calibre e férmions do Modelo Padrão. Embora a maioria destas regiões ainda estejam fenomenologicamente e experimentalmente inexploradas, estas continuam a ser importantes para considerações a priori na construção de modelos e novas fontes de violação de CP são necessárias para a bariogênese eletro-frac(4).

O impacto dos operadores de altas dimensões sobre as modificações nas interações entre o Higgs e os bósons de calibre tem sido amplamente estudado. Contudo, a maior parte destes estudos supõem que as contribuições de uma física nova aos acoplamentos do bóson de Higgs apresentam uma característica de conservação da simetria CP , em particular estudos de determinação de limites para estes operadores efetivos(5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12). Em comparação, as investigações dos efeitos dos operadores efetivos com o Higgs de paridade ímpar têm sido relativamente escassas(13). No que se referem as interações de calibre, os efeitos de violação da simetria CP podem ser parametrizados por seis operadores

independentes de dimensão seis. Estes operadores produzem novas interações que podem envolver ao menos três campos de calibre e um bóson de Higgs ou apenas interações entre os bósons de calibre. A magnitude dos respectivos coeficientes de Wilson é em geral restringida pelos dados dos experimentos com momento de dipolo elétrico e testes de precisão eletrofraca(13, 14, 15), assim como pelo *global fit* dos acoplamentos do Higgs medidos pelo LHC(16, 17, 18, 19).

Com a perspectiva do volume de dados a serem obtidos pelo LHC nos próximos anos, é de grande importância considerarmos ambas as hipóteses de conservação e violação de CP para efeitos de física além do MP nas interações do Higgs. A discriminação entre esses dois tipos de efeitos é, apenas realizável, uma vez que observáveis adequados nos permitam sondar a natureza CP dos acoplamentos do Higgs considerados. Trabalhos pioneiros tem seguido esse caminho e investigaram assimetrias entre observáveis específicos(13, 20, 21, 22, 23). A escala efetiva Λ de até 40TeV se mostra alcançável para o LHC operando a uma luminosidade 3000fb^{-1} . Entretanto, estudos estão longe de serem esgotados, tanto no que diz respeito ao conjunto de distribuições investigadas quanto aos canais de produção e decaimento do Higgs examinados. Um número significativo de opções potencialmente interessantes foram, de fato, deixados de lado e podem ser utilizados para a revelar uma potencial natureza CP -ímpar do Higgs.

Nesta tese, os estudos anteriores são generalizados e são consideradas assinaturas potenciais que revelam um padrão de interações de um bóson de Higgs com característica CP -ímpar. Esta tese é dividida em quatro partes, na primeira parte é feita uma revisão detalhada do modelo padrão das interações fundamentais, na segunda parte é apresentada a construção da lagrangeana efetiva do modelo padrão utilizando a base SILH, a terceira parte traz os termos da lagrangeana efetiva com os termos de interação que violam a simetria CP , a conexão entre os operadores efetivos e os modelos de altas energias, a análise detalhada dos observáveis utilizados para sondar os efeitos de violação de CP e uma breve análise multidimensional e o ganho de informação trazida por esses observáveis. Por fim trazemos as conclusões deste trabalho na parte quatro.

Parte I

O modelo padrão

1 O modelo Padrão das interações fundamentais

O modelo padrão (MP) (24, 25) descreve as interações forte, fraca e eletromagnética das partículas fundamentais através da metodologia da teoria quântica de campos. O modelo padrão é uma teoria de calibre que tem como base os grupos de simetria $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, C, L e Y correspondem a cor, *Left-handed* e hipercarga. Cada grupo determina o tipo de interação e o número de bósons de calibre correspondentes aos geradores de cada grupo. Para o grupo $SU_C(3)$ temos oito bósons sem massa denominados glúons, estes são responsáveis pela mediação da interação forte. Para o grupo $SU_L(2)$ temos três bósons de calibre com massa (W^\pm e Z) 80.398GeV(26) e 91.1876GeV(27) respectivamente, responsáveis pela mediação da interação fraca. Por último, o grupo $U_Y(1)$ possui apenas um bóson sem massa, denominado fóton(γ), que medeia a interação eletromagnética.

Assim como todas as teorias de calibre, os grupos de simetria do SM fixam as interações, ou seja, o número e propriedades dos bósons de calibre, com apenas três parâmetros independentes desconhecidos, os três acoplamentos para os grupos $SU_C(3)$, $SU_L(2)$ e $U_Y(1)$ respectivamente, dos quais cada um deve ser determinado experimentalmente. Contudo, o número e propriedades dos bósons escalares e férmions não possuem restrições, com a exceção do fato de que escalares e férmions devem se transformar de forma bem definida sobre cada grupo de simetria, ou seja férmions e escalares devem pertencer as representações dos grupos de simetria, os férmions também devem estar numa representação que leve ao cancelamento de anomalias quirais(28, 29, 30, 31, 32). No MP, o número de bósons escalares, férmions e suas representações são escolhidas de maneira heurística, ou seja, os bósons escalares são escolhidos de maneira a implementar o mecanismo de Higgs para a produção de massas, enquanto o número e propriedades dos férmions são determinados de forma experimental. Uma questão ainda em aberto é a existência de três gerações de férmions com propriedades idênticas, com a exceção de suas massas. O modelo padrão não explica essa propriedade.

Os férmions conhecidos, até o momento, são divididos em duas categorias, quarks e léptons.¹ Os léptons participam das interações fraca e eletromagnética; os quarks, de todas as interações fundamentais (forte, fraca e eletromagnética). Os valores de massa, carga e momento magnético para os férmions do MP estão listados nas tabelas 2,3.

Os quarks são os componentes fundamentais dos hádrons, porém quarks em estado

¹ da palavra grega $\lambda\epsilon\pi\tau\acute{o}\zeta$ = leve, cada geração, ou família, de léptons é mais leve que cada geração de quarks, os quarks por sua vez são os constituintes dos bárions, $\beta\alpha\rho\nu\zeta$ = pesado (prótons, neutrons, etc) e mésons (píons, káons, ...)

Tabela 1 – Férmions

	primeira geração	segunda geração	terceira geração
Quarks	$u(\text{up}), d(\text{down})$	$c(\text{charm}), s(\text{strange})$	$t(\text{top}), b(\text{bottom})$
Léptons	$\nu_e(\text{neutrino do elétron}), e(\text{elétron})$	$\nu_\mu(\text{neutrino do múon}), \mu(\text{múon})$	$\nu_\tau(\text{neutrino do tau}), \tau(\text{tau})$

livre(isolados) não podem existir. Isso significa que os valores de massa para quarks descritos na tabela 2 não possuem o mesmo significado clássico de massa, que no caso dos quarks depende de como é definida, nesse caso, as massas da tabela 2 são denominadas de massa corrente, as quais são parâmetros na lagrangeana da Cromodinâmica Quântica(QCD)². É importante notar que de acordo com a tabela 2 a massa do quark top possui a menor incerteza, isso se deve ao fato de que na escala de massa do quark top os efeitos não perturbativos da interação forte são negligíveis, contudo esses efeitos são dominantes para o caso dos quarks leves.

Tabela 2 – Massa e carga dos Quarks

Sabor	Massa	Carga
$u(\text{up})$	1.5 – 4MeV	$\frac{2}{3}$
$d(\text{up})$	4 – 8MeV	$-\frac{1}{3}$
$s(\text{up})$	80 – 30MeV	$-\frac{1}{3}$
$c(\text{up})$	1.15 – 1.35GeV	$\frac{2}{3}$
$b(\text{up})$	4.1 – 4.4GeV	$-\frac{1}{3}$
$t(\text{up})$	174.3GeV	$\frac{2}{3}$

Fonte: (33)

Tabela 3 – Massa, carga e Momento magnético dos leptons

Sabor	Massa	Carga	Tempo de vida	Magn. Momentum
e	0.511MeV	-1	$> 4.3 * 10^{23}$ anos	$1.001\mu_B$
ν_e	$< 15\text{eV}$	0	$7 * 10^9\text{s}$	$< 1.8 * 10^{-10}\mu_B$
μ	105.65MeV	-1	$2.197 * 10^{-6}\text{s}$	$1.001e/2m_\mu$
ν_μ	$< 190\text{KeV}$	0	15.4s	$< 7.4 * 10^{-10}\mu_B$
τ	4.1 – 4.4GeV	-1	$(2.9 \pm 0.012) * 10^{-13}\text{s}$	$\simeq e/2m_\tau$
ν_τ	174.3GeV	0	?	$< 5.4 * 10^{-10}\mu_B$

Fonte: (33)

O modelo padrão pode ser dividido em setores. Como primeiro setor, temos o fermiônico, o qual depende de 13 parâmetros independentes: seis valores de massa para os quarks, três valores de massa para os léptons carregados (no MP os neutrinos não possuem massa), três ângulos de mistura para os quarks e uma fase. Os valores de todos esses parâmetros são determinados experimentalmente.

O segundo setor, denominado setor de calibre, possui três parâmetros independentes (as constantes de acoplamento). O terceiro setor, denominado setor forte, tem um parâmetro,

² Os valores de massa da tabela 2 são as massas correntes estimadas no esquema de renormalização \overline{MS} na escala de 2GeV para os quarks leves(u, d, s) e para os quarks pesados(c, b, t) a escala é igual a massa dos mesmos

com valor muito pequeno, relacionado ao problema da falta de evidências experimentais da violação da simetria Carga-Paridade nas interações forte(34). Para o setor escalar, temos mais dois parâmetros independentes: o valor de massa do Higgs de 125GeV(1, 2) e o acoplamento quártico do Higgs.

Somando todos os parâmetros independentes temos 19 parâmetros, considerando também que não temos como explicar por que existem apenas três gerações de férmions. Junto ao fato de que o MP não inclui a interação gravitacional, temos boas justificativas em dizer que o MP não é uma teoria final, mas uma teoria efetiva para baixas energias.

Uma vez que o MP é uma teoria renormalizável, até mesmo suas correções quânticas são insensíveis à física além do MP. Devido a isso, o MP é uma teoria fenomenologicamente bem sucedida e descreve com precisão muitos fenômenos conhecidos, com algumas exceções como a oscilação dos neutrinos, o momento magnético anômalo do múon, a matéria escura etc.

1.1 A Lagrangeana eletro-fraca

Nesta seção é apresentada a lagrangeana que descreve as interações eletrofracas do MP, as quais descrevem as interações dos neutrinos do MP. Para este propósito podemos considerar apenas os grupos $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$.

No grupo de simetria $SU_L(2)$ denominado Isospin fraco³, o subscrito L indica que os elementos deste grupo atuam de maneira não trivial nas componentes de quiralidade (*chirality*) esquerda do campo fermiônico (as componentes do campo fermiônico de quiralidade direita são singletos sob o grupo $SU_L(2)$). Esse grupo possui três geradores. Para descrever estes geradores iremos utilizar a seguinte notação:

$$I_a, (a = 1, 2, 3) \tag{1.1}$$

Estes geradores satisfazem a relação de comutação:

$$[I_a, I_b] = i\epsilon_{abc}I_c \tag{1.2}$$

Na equação 1.2 ϵ_{abc} é o tensor anti-simétrico. É importante perceber o caráter não abeliano do grupo $SU(2)_L$ junto com relação de comutação descrita na equação 1.2 implicam que para cada representação deste grupo a escala dos geradores é fixa. Por exemplo, na representação bi-dimensional temos os geradores $I_a = \frac{\tau_a}{2}$, τ_1, τ_2, τ_3 são as matrizes de Pauli. Um reescalonamento do tipo $I_a \rightarrow c_a I_a$ com uma constante c_a arbitrária pode acabar com a relação de comutação da equação 1.2, isso significa que a ação destes geradores em cada representação é única.

³ *weak isospin*

O grupo de simetria $U_Y(1)$ é chamado de grupo de hipercarga. O gerador desse grupo \mathbf{Y} é denominado de operador hipercarga, o qual é relacionado com o isospin I_3 e o operador de carga elétrica \mathbf{Q} :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.3)$$

Essa relação, denominada relação de Gell-Mann-Nishijima, é necessária para fixar a ação do operador \mathbf{Y} nos campos fermiônicos, os quais não são limitados pela teoria. Além disso, a relação de Gell-Mann-Nishijima implica unificação entre as interações eletrográficas e fraca.

Para que tenhamos uma invariância local de calibre é necessário introduzir três bósons vetoriais de calibre $A_a^\mu (a = 1, 2, 3)$ associados a cada gerador $I_a (a = 1, 2, 3)$ do grupo $SU_L(2)$, e um outro bóson vetorial de calibre B^μ associado ao gerador \mathbf{Y} do grupo $U(1)_Y$. A derivada covariante D^μ , que substitui a derivada ordinária ∂^μ em teorias de calibre, é definida como:

$$D^\mu = \partial^\mu + ig \underline{A}^\mu \cdot \underline{I} + ig' B^\mu \frac{Y}{2} \quad (1.4)$$

com

$$\underline{A}^\mu \equiv (A_1^\mu, A_2^\mu, A_3^\mu), \quad \underline{I} \equiv (I_1, I_2, I_3) \quad (1.5)$$

e o produto escalar definido como:

$$\underline{A}^\mu \cdot \underline{I} \equiv \sum_{a=1}^3 A_a^\mu I_a \quad (1.6)$$

A derivada covariante definida na equação 1.4 contém duas constantes de acoplamento: g associada ao grupo $SU_L(2)$ e g' associada ao grupo $U(1)_Y$.

O próximo passo na construção do setor eletro-fraco é escolher a representação adequada para os campos fermiônicos. Historicamente, essa escolha foi guiada por experiências anteriores, em especial a teoria vetor-axial (V-A) das interações fraca e a teoria das duas componentes do neutrino. Escolhemos a representação dos campos fermiônicos que leva a fenomenologia correta. A componente de quiralidade esquerda dos campos fermiônicos são agrupados em dubletos de isospin fraco. Por simplicidade, vamos considerar a primeira família dos férmions:

$$L_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad Q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad (1.7)$$

Com a escolha da representação descrita em 1.7, podemos fixar os geradores do grupo $SU_L(2)$ como $I_a = \frac{\tau_a}{2}$:

$$I L_L = \frac{\tau}{2} L_L, \quad I Q_L = \frac{\tau}{2} Q_L \quad (1.8)$$

com $\tau = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$. Temos também a ação do operador hipercarga \mathbf{Y} fixada pela relação de Gell-Mann-Nishijima descrita na equação 1.3:

$$Y L_L = -L_L, \quad Y Q_L = \frac{1}{3} Q_L \quad (1.9)$$

Consequentemente, a hipercarga dos dubletos de quiralidade esquerda dos léptons e dos quarks são: $Y = -1$ e $Y = 1/3$ respectivamente.

Parametrizando os elementos g da transformação local do grupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ em um conjunto de 3+1 parâmetros $(\underline{\theta}(x), \eta(x))$, com $\underline{\theta}(x) = (\theta_1(x), \theta_2(x), \theta_3(x))$ o qual depende do espaço-tempo:

$$g(\underline{\theta}(x), \eta(x)) \in SU_L(2) \otimes U_Y(1) \quad (1.10)$$

A representação unitária de $g(\underline{\theta}(x), \eta(x))$ no espaço vetorial é dada por:

$$U(\underline{\theta}(x), \eta(x)) = e^{i\underline{\theta}(x) \cdot \underline{I} + i\eta(x) \frac{Y}{2}} = U(\underline{\theta}(x))U(\eta(x)) \quad (1.11)$$

$$U(\underline{\theta}(x)) = e^{i\underline{\theta}(x) \cdot \underline{I}}, \quad U(\eta(x)) = e^{i\eta(x) \frac{Y}{2}} \quad (1.12)$$

A transformação dos dubletos de quiralidade esquerda é dada por:

$$L_L \xrightarrow{g(\underline{\theta}(x), \eta(x))} L'_L = U(\underline{\theta}(x), \eta(x))L_L = U_L^l(\underline{\theta}(x), \eta(x))L_L \quad (1.13)$$

$$Q_L \xrightarrow{g(\underline{\theta}(x), \eta(x))} Q'_L = U(\underline{\theta}(x), \eta(x))Q_L = U_L^q(\underline{\theta}(x), \eta(x))Q_L \quad (1.14)$$

$U_L^q(\underline{\theta}(x), \eta(x))$ e $U_L^l(\underline{\theta}(x), \eta(x))$ são definidos:

$$U_L^l(\underline{\theta}(x), \eta(x)) = e^{\frac{i}{2}\underline{\theta}(x) \cdot \underline{I} - \frac{i}{2}\eta(x)}, \quad U_L^q(\underline{\theta}(x), \eta(x)) = e^{\frac{i}{2}\underline{\theta}(x) \cdot \underline{I} + \frac{i}{6}\eta(x)} \quad (1.15)$$

O modelo padrão pressupõe que os campos dos neutrinos possuem apenas a componente de quiralidade esquerda. Isso vem da teoria de duas componentes de Landau(35), Lee(36) e Salam(37), que implica ausência de massa dos neutrinos. As componentes de quiralidade direita para os férmions são:

$$e_R, \quad u_R, \quad d_R \quad (1.16)$$

que são singletos sobre a transformação do grupo de isospin fraco:

$$\underline{I}f_R = 0 \quad (f = e, u, d) \quad (1.17)$$

Usando a relação de Gell-Mann-Nishijima descrita na equação 1.3 temos:

$$Ye_R = -2e_R, \quad Yu_R = \frac{4}{3}u_R, \quad Yd_R = -\frac{2}{3}d_R \quad (1.18)$$

Assim, temos as hipercargas -2 , $\frac{4}{3}$ e $-\frac{2}{3}$ respectivamente para e_R , u_R , d_R . A transformação dada pela equação 1.10 das componentes do campo fermiônico de quiralidade direita:

$$f_R \xrightarrow{g(\underline{\theta}(x), \eta(x))} f'_R = U(\underline{\theta}(x), \eta(x))f_R = U_R^f(\eta(x))f_R \quad (f = e, u, d) \quad (1.19)$$

com:

$$U_R^e(\eta(x)) = e^{-i\eta(x)}, \quad U_R^u(\eta(x)) = e^{-i\frac{2}{3}\eta(x)}, \quad U_R^d(\eta(x)) = e^{-i\frac{1}{3}\eta(x)} \quad (1.20)$$

Os valores de carga elétrica, isospin e hipercarga dos férmions estão listados na tabela 4.

A lagrangeana do setor eletrofraco do modelo padrão é a mais geral e renormalizável, também é invariante sob o grupo de simetria $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. Escrevendo a lagrangeana em termos dos campos fermiônicos, campos de calibre, e do campo escalar $\Phi(x)$, temos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} = & i\bar{L}_L \not{D} L_L + i\bar{Q}_L \not{D} Q_L + \sum_{f=e,u,d} i\bar{f}_R \not{D} f_R - \frac{1}{4} \underline{A}_{\mu\nu} \underline{A}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.21) \\ & + (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \\ & - y^e (\bar{L}_L \Phi e_R + \bar{e}_R \Phi^\dagger L_L) - y^d (\bar{Q}_L \Phi d_R + \bar{d}_R \Phi^\dagger Q_L) - y^u (\bar{Q}_L \tilde{\Phi} u_R + \bar{u}_R \tilde{\Phi}^\dagger Q_L) \end{aligned}$$

Tabela 4 – Auto-valores de Isospin I , terceira componente do Isospin I_3 , hipercarga Y e carga elétrica $Q = I_3 + Y/2$ dos férmions

		I	I_3	Y	Q
dubleto leptônico	$L_L \equiv \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$\begin{matrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{matrix}$	-1	$\begin{matrix} 0 \\ -1 \end{matrix}$
singleto leptônico	e_R	0	0	-2	-1
dubleto leptônico	$Q_L \equiv \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$\begin{matrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{matrix}$	$\frac{1}{3}$	$\begin{matrix} \frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{matrix}$
dubleto leptônico	$\begin{matrix} u_R \\ d_R \end{matrix}$	0	0	$\begin{matrix} \frac{4}{3} \\ -\frac{2}{3} \end{matrix}$	$\begin{matrix} \frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{matrix}$

Considerando os três primeiros termos da equação 1.21, uma vez que quarks e léptons se transformam de acordo com as equações 1.10,1.13,1.14,1.19, para que a invariância de calibre seja preservada a derivada covariante também deve se transformar da seguinte forma:

$$D_\mu \xrightarrow{g(\underline{\theta}(x), \eta(x))} D'_\mu = U(\underline{\theta}(x), \eta(x)) D_\mu U^{-1}(\underline{\theta}(x), \eta(x)) \quad (1.22)$$

Isso implica na seguinte transformação dos bósons de calibre:

$$\underline{A}_\mu \cdot \underline{I} \xrightarrow{g(\underline{\theta}(x), \eta(x))} \underline{A}'_\mu \cdot \underline{I} = U(\underline{\theta}(x)) \left[\underline{A}_\mu \cdot \underline{I} - \frac{i}{g} \partial_\mu \right] U^{-1}(\underline{\theta}(x)) \quad (1.23)$$

$$B_\mu \frac{Y}{2} \xrightarrow{g(\underline{\theta}(x), \eta(x))} B'_\mu \frac{Y}{2} = U(\eta(x)) \left[B_\mu \frac{Y}{2} - \frac{i}{g'} \partial_\mu \right] U^{-1}(\eta(x)) \quad (1.24)$$

A transformação do campo B_μ pode ser simplificada da seguinte forma:

$$B_\mu \xrightarrow{g(\underline{\theta}(x), \eta(x))} B'_\mu = B_\mu - \frac{1}{g'} \partial_\mu \eta(x), \quad (1.25)$$

a qual é similar à transformação local do $U_Q(1)$.

É importante notar que as componentes de quiralidade esquerda e direita dos campos fermiônicos se transformam de formas diferentes sobre cada grupo de calibre. A presença de termos de massa proporcionais a:

$$\bar{f}f = \bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L \quad (f = e, u, d) \quad (1.26)$$

na lagrangeana do MP são proibidos, pois violam a simetria de calibre. A maneira como férmions adquirem massa no MP através do mecanismo de Higgs, que será explorado com mais detalhes na seção 1.4.

1.2 As interações eletrofracas

Nessa seção, deduzimos as interações entre férmions e bósons de calibre. Expandindo as derivadas covariantes da primeira linha da equação 1.21 e omitindo os termos cinéticos, temos a lagrangeana que descreve as interações entre férmions e os bósons de calibre do MP:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I &= -\frac{1}{2}\bar{L}_L (g\underline{A}\cdot\underline{T} - g'\underline{B}) L_L - \frac{1}{2}\bar{Q}_L (g\underline{A}\cdot\underline{T} + \frac{1}{3}g'\underline{B}) Q_L \\ &\quad + g'\bar{e}_R \underline{B} e_R - \frac{2}{3}g'\bar{u}_R \underline{B} u_R + \frac{1}{3}g'\bar{d}_R \underline{B} d_R \end{aligned} \quad (1.27)$$

com $\underline{A} = A^\mu \gamma_\mu$, $\underline{B} = B^\mu \gamma_\mu$, para que possamos ter as interações de forma explícita, vamos primeiro considerar apenas os léptons:

$$\mathcal{L}_{I,L} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_{eL} & \bar{e}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} gA_3 - g'B & g(A_1 - iA_2) \\ g(A_1 + iA_2) & -gA_3 - g'B \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} + g'\bar{e}_R B e_R \quad (1.28)$$

Por simplicidade, podemos separar a lagrangeana de interação em duas partes; a primeira, denominada Lagrangeana da corrente carregada(CC):

$$\mathcal{L}_{I,L}^{CC} = -\frac{g}{2} \{ \bar{\nu}_{eL} (A_1 - iA_2) e_L + \bar{e}_L (A_1 + iA_2) \nu_{eL} \} \quad (1.29)$$

a qual é deduzida a partir da diagonal secundária da equação 1.28; a segunda, denominada corrente neutra(CN), é deduzida a partir da diagonal principal da equação 1.28:

$$\mathcal{L}_{I,L}^{CN} = -\frac{1}{2} \{ \bar{\nu}_{eL} (gA_3 - g'B) \nu_{eL} - \bar{e}_L (gA_3 + g'B) e_L - 2g'\bar{e}_R B e_R \} \quad (1.30)$$

Tomando a lagrangeana da corrente carregada descrita pela equação 1.29, podemos definir o campo W^μ , o qual aniquila bósons W^+ e cria bósons W^- :

$$W^\mu \equiv \frac{A_1^\mu - iA_2^\mu}{\sqrt{2}} \quad (1.31)$$

Substituindo na lagrangeana da corrente carregada, temos:

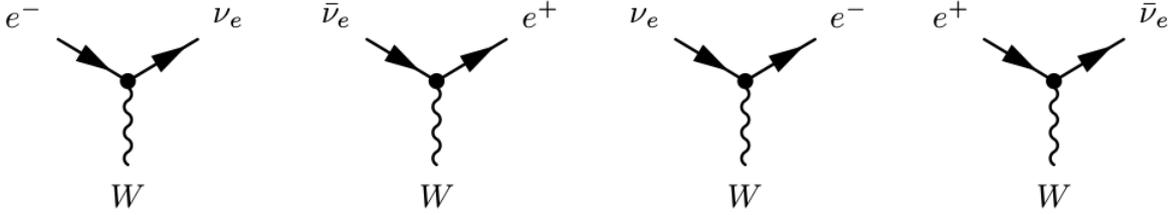
$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{I,L}^{CC} &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \{ \bar{\nu}_{eL} W e_L + \bar{e}_L W^\dagger \nu_{eL} \} \\ &= -\frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) e W_\mu + H.C \\ &= -\frac{g}{2\sqrt{2}} j_{W,L}^\mu W_\mu + H.C \end{aligned} \quad (1.32)$$

$j_{W,L}^\mu$ é a corrente carregada dos léptons, definida como:

$$j_{W,L}^\mu = \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) e = 2\bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu e_L \quad (1.33)$$

A lagrangeana de interação da corrente carregada descrita na equação 1.29 produz os acoplamentos tri-lineares representados pelos diagramas da figura (1). Os dois primeiros

Figura 1 – Acoplamentos tri-lineares



diagramas são gerados pelo termo $j_{W,L}^\mu W_\mu$, os dois últimos diagramas são gerados pelo hermitiano conjugado $j_{W,L}^{\mu\dagger} W_\mu^\dagger = \bar{e} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_e W_\mu^\dagger$

Considerando a lagrangeana da corrente neutra descrita pela equação 1.30, podemos concluir que a lagrangeana da corrente neutra deve incluir a interação eletromagnética descrita pela eletrodinâmica quântica (QED). A lagrangeana da QED é dada por:

$$\mathcal{L}_{I,L}^{(\gamma)} = -e j_{\gamma,L}^\mu A_\mu \quad (1.34)$$

e é a carga elétrica elementar, A_μ é o campo eletromagnético e $j_{\gamma,L}^\mu$ é a corrente eletromagnética dos elétrons (para este caso), dada por:

$$j_{\gamma,L}^\mu = -\bar{e} \gamma^\mu e \quad (1.35)$$

O sinal negativo é devido à carga elétrica do elétron. A lagrangeana da QED pode ser obtida como parte da lagrangeana da corrente neutra descrita pela equação 1.30 ao reescrever o campo eletromagnético A_μ como uma combinação linear de A_3^μ e B^μ . Escrevendo uma combinação linear ortogonal, a qual definimos o campo Z^μ , capaz de fazer uma rotação com ângulo θ_W no plano dos campos A_3^μ e B^μ :

$$A^\mu = \sin \theta_W A_3^\mu + \cos \theta_W B^\mu \quad (1.36)$$

$$Z^\mu = \cos \theta_W A_3^\mu - \sin \theta_W B^\mu \quad (1.37)$$

O ângulo θ_W é chamado de ângulo de mistura fraco (*weak mixing angle*) ou ângulo de Wienberg(25), apesar de ter sido introduzido primeiro por Glashow em 1961(24). O ângulo de Wienberg é escolhido de forma a obter os acoplamentos entre férmions e o

campo eletromagnético dados pela lagrangeana da QED. Inserindo as equações 1.36 e 1.37 na lagrangeana da corrente neutra 1.30:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{I,L}^{CN} = & -\frac{1}{2}\{\bar{\nu}_{eL} [(g \cos \theta_W + g' \sin \theta_W) \not{Z} + (g \sin \theta - g' \cos \theta_W) \not{A}] \nu_{eL} \\ & - \bar{e}_L [(g \cos \theta - g' \sin \theta_W) \not{Z} + (g \sin \theta_W + g' \cos \theta_W) \not{A}] e_L \\ & - 2g' \bar{e}_R [-\sin \theta_W \not{Z} + \cos \theta_W \not{A}] e_R \end{aligned} \quad (1.38)$$

Uma vez que neutrinos não possuem carga elétrica, não acoplam diretamente com o campo eletromagnético. Escolhendo o valor 0 para o acoplamento entre neutrinos e o campo eletromagnético, temos:

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \rightarrow \tan \theta_W = \frac{g'}{g} \quad (1.39)$$

Essa relação conecta as constantes de acoplamentos g e g' com o ângulo de Wienberg θ_W . Substituindo 1.39 na equação 1.38 temos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{I,L}^{CN} = & -\frac{g}{2 \cos \theta_W} \{\bar{\nu}_{eL} \not{Z} \nu_{eL} - (1 - 2 \sin^2 \theta_W) \bar{e}_L \not{Z} e_L + 2 \sin^2 \theta_W \bar{e}_R \not{Z} e_R\} \\ & + g \sin \theta_W \bar{e} \not{A} e \end{aligned} \quad (1.40)$$

Uma vez que o último termo nos dá o acoplamento entre léptons e o campo eletromagnético, ao compararmos com a lagrangeana da QED podemos concluir:

$$g \sin \theta_W = e \quad (1.41)$$

Usando a relação 1.39 temos:

$$g' \cos \theta_W = e \quad (1.42)$$

Essas duas relações são de grande importância, pois elas demonstram a relação entre as constantes de acoplamento g e g' com a carga elementar do elétron e . As duas relações 1.41 e 1.42 podem ser combinadas como:

$$g^2 + g'^2 = e^2 \quad (1.43)$$

A lagrangeana da corrente neutra pode então ser escrita como:

$$\mathcal{L}_{I,L}^{CN} = \mathcal{L}_{I,L}^Z + \mathcal{L}_{I,L}^\gamma \quad (1.44)$$

com $\mathcal{L}_{I,L}^\gamma$ como a lagrangeana da QED e $\mathcal{L}_{I,L}^Z$ como a lagrangeana da corrente neutra, dada por:

$$\mathcal{L}_{I,L}^Z = -\frac{g}{2 \cos \theta_W} j_{Z,L}^\mu Z_\mu \quad (1.45)$$

com a corrente neutra leptônica dada por

$$j_{Z,L}^\mu = 2g_L^\nu \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu \nu_{eL} + 2g_L^l \bar{e}_L \gamma^\mu e_L + 2g_R^l \bar{e}_R \gamma^\mu e_R \quad (1.46)$$

Na equação 1.46 foram introduzidos os coeficientes g_L^ν, g_L^l e g_R^l (o sobrescrito l denota os léptons carregados), os quais, listados na tabela 5, podem ser determinados a partir da equação 1.40. De maneira geral, os valores dos coeficientes para os férmions g_L^f e g_R^f são dados por:

$$g_L^f = I_3^f - q_f \sin^2 \theta_W \quad (1.47)$$

$$g_R^f = -q_f \sin^2 \theta_W \quad (1.48)$$

I_3^f é o valor da terceira componente do isospin, q_f é a carga elétrica do férmion em unidades da carga elétrica fundamental e .

Tabela 5 – Valores de g_L, g_R, g_V, g_A para os campos fermiônicos. Os subscritos ν, l, U, D indicam, respectivamente, neutrinos, léptons, quarks do tipo U e quarks do tipo D

Férmions	g_L	g_R	g_V	g_A
ν_e, ν_μ, ν_τ	$g_L^\nu = \frac{1}{2}$	$g_R^\nu = 0$	$g_V^\nu = \frac{1}{2}$	$g_A^\nu = \frac{1}{2}$
e, μ, τ	$g_L^l = -\frac{1}{2} + s_W^2$	$g_R^l = s_W^2$	$g_V^l = -\frac{1}{2} + s_W^2$	$g_A^l = -\frac{1}{2}$
u, c, t	$g_L^U = \frac{1}{2} - \frac{2}{3}s_W^2$	$g_R^U = -\frac{2}{3}s_W^2$	$g_V^U = \frac{1}{2} - \frac{4}{3}s_W^2$	$g_A^U = \frac{1}{2}$
d, s, b	$g_L^D = -\frac{1}{2} + \frac{1}{3}s_W^2$	$g_R^D = \frac{1}{3}s_W^2$	$g_V^D = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3}s_W^2$	$g_A^D = -\frac{1}{2}$

Devido à mistura dos campos de calibre A_3^μ e B^μ descrita nas equações 1.36 e 1.37 podemos ver que as interações da corrente neutra dos férmions carregados possuem ambas as componentes de quiralidade esquerda e direita, as quais são proporcionais a carga elétrica e $\sin^2 \theta_W$.

A corrente neutra leptônica pode ser reescrita como:

$$j_{Z,L}^\mu = \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu (g_V^\nu - g_A^\nu \gamma^5) \nu_e + \bar{e} \gamma^\mu (g_V^l - g_A^l \gamma^5) e \quad (1.49)$$

Aqui introduzimos os acoplamentos axial $g_A^{l,\nu}$ e vetorial $g_V^{l,\nu}$ para os neutrinos e léptons carregados, (valores estão listados na tabela 5). De maneira geral, os valores para g_A^f e g_V^f , com f como campo fermiônico, são dados pela seguinte relação:

$$g_V^f = g_L^f + g_R^f = I_3^f - 2q^f \sin^2 \theta_W \quad (1.50)$$

$$g_A^f = g_L^f - g_R^f = I_3^f \quad (1.51)$$

Retomando a lagrangeana de interação na equação 1.27 para os quarks:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{I,Q} = & -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} gA_3 + \frac{1}{3}g'B & g(A_1 - iA_2) \\ g(A_1 + iA_2) & -gA_3 + \frac{1}{3}g'B \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \\ & -\frac{2}{3}g'\bar{u}_R \not{B}u_R + \frac{1}{3}g'\bar{d}_R \not{B}d_R \end{aligned} \quad (1.52)$$

Fazendo o mesmo procedimento que fizemos para os léptons, temos a corrente carregada para os quarks:

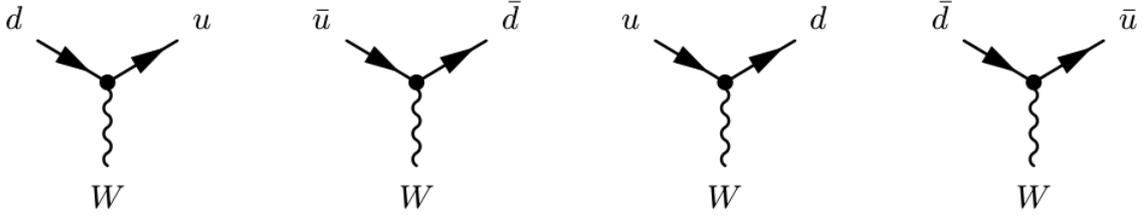
$$\mathcal{L}_{I,Q}^{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}}j_{W,Q}^\mu W_\mu + H.C \quad (1.53)$$

$j_{W,Q}^\mu$ é a corrente carregada para os quarks

$$j_{W,Q}^\mu = \bar{u}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)d = 2\bar{u}_L\gamma^\mu d_L \quad (1.54)$$

Temos os seguintes diagramas da figura (2) que descrevem os acoplamentos tri-lineares: os dois primeiros diagramas são produzidos pelo termo $j_{W,Q}^\mu W_\mu$, os dois últimos

Figura 2 – Acoplamentos tri-lineares



termos são produzidos pelo hermitiano conjugado $j_{W,Q}^{\mu\dagger} W_\mu^\dagger = \bar{d}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)u W_\mu^\dagger$

A lagrangeana de interação da corrente neutra para os quarks também pode ser separada em duas partes: corrente eletromagnética e corrente neutra fraca, assim como foi feito para o caso dos léptons:

$$\mathcal{L}_{I,Q}^{CN} = \mathcal{L}_{I,Q}^Z + \mathcal{L}_{I,Q}^\gamma \quad (1.55)$$

$$\mathcal{L}_{I,Q}^\gamma = -ej_{\gamma,Q}^\mu A_\mu \quad (1.56)$$

$$\mathcal{L}_{I,Q}^Z = -\frac{g}{2\cos\theta_W}j_{Z,Q}^\mu Z_\mu \quad (1.57)$$

A corrente eletromagnética dos quarks é descrita por:

$$j_{\gamma,Q}^\mu = \frac{2}{3}\bar{u}\gamma^\mu u - \frac{1}{3}\bar{d}\gamma^\mu d \quad (1.58)$$

E a corrente neutra fraca por:

$$\begin{aligned} j_{Z,Q}^\mu &= 2g_L^U\bar{u}_L\gamma^\mu u_L + 2g_R^U\bar{u}_R\gamma^\mu u_R + 2g_L^D\bar{d}_L\gamma^\mu d_L + 2g_R^D\bar{d}_R\gamma^\mu d_R \\ &= \bar{u}\gamma^\mu(g_V^U - g_A^U\gamma^5)u + \bar{d}\gamma^\mu(g_V^D - g_A^D\gamma^5)d \end{aligned} \quad (1.59)$$

Os coeficientes $g_L^{U,D}$, $g_R^{U,D}$, $g_V^{U,D}$ e $g_A^{U,D}$ podem ser obtidos por meio das equações 1.47 e 1.50, (valores listados na tabela 5).

1.3 As três famílias

Para introduzirmos as três gerações, ou famílias, de férmions na lagrangeana de interação, primeiro devemos definir os três dubletos de quiralidade esquerda para os férmions:

$$L'_{e,L} \equiv \begin{pmatrix} \nu'_e \\ e' \end{pmatrix}_L, \quad L'_{\mu,L} \equiv \begin{pmatrix} \nu'_\mu \\ \mu' \end{pmatrix}_L, \quad L'_{\tau,L} \equiv \begin{pmatrix} \nu'_\tau \\ \tau' \end{pmatrix}_L, \quad (1.60)$$

$$Q'_{1,L} \equiv \begin{pmatrix} u' \\ d' \end{pmatrix}_L, \quad Q'_{2,L} \equiv \begin{pmatrix} c' \\ s' \end{pmatrix}_L, \quad Q'_{3,L} \equiv \begin{pmatrix} t' \\ b' \end{pmatrix}_L, \quad (1.61)$$

E os singletos de quiralidade direita

$$l'_{e,R} \equiv e'_R, \quad l'_{\mu,R} \equiv \mu'_R, \quad l'_{\tau,R} \equiv \tau'_R \quad (1.62)$$

$$q'^U_{u,R} \equiv u'_R, \quad q'^U_{c,R} \equiv c'_R, \quad q'^U_{t,R} \equiv t'_R \quad (1.63)$$

$$q'^D_{d,R} \equiv d'_R, \quad q'^D_{s,R} \equiv s'_R, \quad q'^D_{b,R} \equiv b'_R \quad (1.64)$$

Ambos os dubletos e singletos, por hora, estão escritos de forma a não estarem em uma base com massa bem definida, porém estes campos são uma combinação linear dos mesmos com massa bem definida.

A lagrangeana do MP para as três famílias pode ser escrita da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & i \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{L}'_{\alpha L} \not{D} L'_{\alpha L} + i \sum_{\alpha=1,2,3} \bar{Q}'_{\alpha L} \not{D} Q'_{\alpha L} \\ & + i \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{l}'_{\alpha R} \not{D} l'_{\alpha R} + i \sum_{\alpha=1,2,3} \bar{q}'^D_{\alpha R} \not{D} q'^D_{\alpha R} + i \sum_{\alpha=1,2,3} \bar{q}'^U_{\alpha R} \not{D} q'^U_{\alpha R} \\ & - \frac{1}{4} \underline{A}_{\mu\nu} \underline{A}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + (D_\rho \Phi)^\dagger (D^\rho \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \\ & - \sum_{\alpha,\beta=e,\mu,\tau} (Y'_{\alpha,\beta} \bar{L}'_{\alpha L} \Phi l'_{\beta R} + Y'^{l*}_{\alpha,\beta} \bar{l}'_{\beta R} \Phi^\dagger L'_{\alpha L}) \\ & - \sum_{\alpha=1,2,3} \sum_{\beta=d,s,b} (Y'^D_{\alpha,\beta} \bar{Q}'_{\alpha L} \Phi q'^D_{\beta R} + Y'^{D*}_{\alpha,\beta} \bar{q}'^D_{\beta R} \Phi^\dagger Q'_{\alpha L}) \\ & - \sum_{\alpha=1,2,3} \sum_{\beta=u,c,t} (Y'^U_{\alpha,\beta} \bar{Q}'_{\alpha L} \tilde{\Phi} q'^U_{\beta R} + Y'^{U*}_{\alpha,\beta} \bar{q}'^U_{\beta R} \tilde{\Phi}^\dagger Q'_{\alpha L}) \end{aligned} \quad (1.65)$$

As últimas três linhas contêm os acoplamentos entre o campo escalar e os fermiônicos, também conhecidos como acoplamentos de Yukawa (serão descritos com detalhe na seção 1.5).

A lagrangeana da interação eletromagnética obtida a partir das duas primeiras linhas da equação 1.65

$$\mathcal{L}_I^\gamma = -e j_\gamma^\rho A_\rho \quad (1.66)$$

e a corrente eletromagnética é dada por:

$$j_\gamma^\rho = j_{\gamma,L}^\rho + j_{\gamma,Q}^\rho \quad (1.67)$$

$j_{\gamma,L}^\rho$ e $j_{\gamma,Q}^\rho$ são as correntes eletromagnéticas para os léptons e para os quarks, respectivamente, e são descritas para as três gerações de férmions da seguinte maneira:

$$j_{\gamma,L}^\rho = - \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{l}'_\alpha \gamma^\rho l'_\alpha \quad (1.68)$$

$$j_{\gamma,Q}^\rho = \frac{2}{3} \sum_{\alpha=u,c,t} \bar{q}'_\alpha \gamma^\rho q'_\alpha - \frac{1}{3} \sum_{\alpha=d,s,b} \bar{q}'_\alpha \gamma^\rho q'_\alpha \quad (1.69)$$

A lagrangeana de interação da corrente carregada obtida a partir da primeira linha da equação(1.65)

$$\mathcal{L}_I^{CC} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} j_W^\rho W_\rho + H.c. \quad (1.70)$$

A corrente carregada j_W^ρ é a soma da corrente carregada para os léptons e para os quarks, e é definida como se segue:

$$j_W^\rho = j_{W,L}^\rho + j_{W,Q}^\rho \quad (1.71)$$

$$j_{W,L}^\rho = 2(\bar{\nu}'_{eL} \gamma^\rho e'_L + \bar{\nu}'_{\mu L} \gamma^\rho \mu'_L + \bar{\nu}'_{\tau L} \gamma^\rho \tau'_L) \quad (1.72)$$

$$j_{W,L}^\rho = 2(\bar{u}'_L \gamma^\rho d'_L + \bar{c}'_L \gamma^\rho s'_L + \bar{t}'_L \gamma^\rho b'_L) \quad (1.73)$$

A corrente carregada leptônica pode ser escrita de forma mais compacta

$$j_{W,L}^\rho = 2 \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{\nu}'_{\alpha L} \gamma^\rho l'_{\alpha L} \quad (1.74)$$

$$l'_{eL} \equiv e'_L, \quad l'_{\mu L} \equiv \mu'_L, \quad l'_{\tau L} \equiv \tau'_L, \quad (1.75)$$

Os operadores escada I_\pm são definidos como:

$$I_\pm = I_1 \pm iI_2 \quad (1.76)$$

Nos quais temos as seguintes relações de comutação:

$$[I_3, I_\pm] = \pm I_\pm \rightarrow I_3 I_\pm = I_\pm (I_3 \pm 1) \quad (1.77)$$

Se $|i, i_3\rangle$ é um autoestado de I e I_3 com autovalores i e i_3 , $I_\pm |i, i_3\rangle$ também é um autoestado de I e I_3 com autovalores i e $i_3 \pm 1$:

$$I_3 |i, i_3\rangle = i_3 |i, i_3\rangle \rightarrow I_3 I_\pm |i, i_3\rangle = (i_3 \pm 1) I_\pm |i, i_3\rangle \quad (1.78)$$

Esta operação é mais clara se o operador I_\pm for escrito na forma matricial da representação de dubletos:

$$I_+ \xrightarrow{\text{dubletos}} \frac{\tau_+}{2} = \frac{\tau_1 + i\tau_2}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad I_- \xrightarrow{\text{dubletos}} \frac{\tau_-}{2} = \frac{\tau_1 - i\tau_2}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.79)$$

Assim podemos ver que I_+ eleva a componente inferior do dubleto, aumentando em uma unidade o autovalor I_3 , enquanto I_- abaixa a componente superior do dubleto, diminuindo em uma unidade o autovalor I_3 .

A corrente carregada dos férmions pode ser reescrita em termos do operador I_{\pm}

$$j_{W,L}^{\rho} = 2 \sum_{e,\mu\tau} \bar{L}'_{\alpha L} \gamma^{\rho} I_+ L'_{\alpha L} \quad (1.80)$$

$$j_{W,Q}^{\rho} = 2 \sum_{1,2,3} \bar{Q}'_{\alpha L} \gamma^{\rho} I_+ Q'_{\alpha L} \quad (1.81)$$

e os termos hermitianos conjugados

$$j_{W,L}^{\mu\dagger} = 2 \sum_{e,\mu\tau} \bar{L}'_{\alpha L} \gamma^{\rho} I_- L'_{\alpha L} \quad (1.82)$$

$$j_{W,Q}^{\mu\dagger} = 2 \sum_{1,2,3} \bar{Q}'_{\alpha L} \gamma^{\rho} I_- Q'_{\alpha L} \quad (1.83)$$

A lagrangeana de interação da corrente neutra obtida a partir das duas primeiras linhas da equação(1.65)

$$\mathcal{L}_I^Z = -\frac{g}{2 \cos \theta_W} j_Z^{\rho} Z_{\rho} \quad (1.84)$$

com a corrente neutra definida como

$$j_Z^{\rho} = j_{Z,L}^{\rho} + j_{Z,Q}^{\rho} \quad (1.85)$$

$j_{Z,L}^{\rho}$ e $j_{Z,Q}^{\rho}$ são as correntes neutras dos léptons e quarks respectivamente, definidas como:

$$j_{Z,L}^{\rho} = 2g_L^{\nu} \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{\nu}'_{\alpha L} \gamma^{\rho} \nu'_{\alpha L} + 2 \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} (g_L^l \bar{l}'_{\alpha L} \gamma^{\rho} l'_{\alpha L} + g_R^l \bar{l}'_{\alpha R} \gamma^{\rho} l'_{\alpha R}) \quad (1.86)$$

$$j_{Z,Q}^{\rho} = 2 \sum_{\alpha=u,c,t} (g_L^U \bar{q}'_{\alpha L} \gamma^{\rho} q'_{\alpha L} + g_R^U \bar{q}'_{\alpha R} \gamma^{\rho} q'_{\alpha R}) \\ + 2 \sum_{\alpha=d,s,b} (g_L^D \bar{q}'_{\alpha L} \gamma^{\rho} q'_{\alpha L} + g_R^D \bar{q}'_{\alpha R} \gamma^{\rho} q'_{\alpha R}) \quad (1.87)$$

Temos

$$q_{uL}^U \equiv u'_L, \quad q_{cL}^U \equiv c'_L, \quad q_{tL}^U \equiv t'_L \quad (1.88)$$

$$q_{dL}^D \equiv d'_L, \quad q_{sL}^D \equiv s'_L, \quad q_{bL}^D \equiv b'_L \quad (1.89)$$

1.4 O mecanismo de Higgs

No modelo padrão, as massas dos bósons de calibre, bem como dos férmions, com exceção dos neutrinos, são geradas através do mecanismo de Higgs(38, 39, 40, 41, 42, 43) produzido pelo dubleto de Higgs:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix} \quad (1.90)$$

Tabela 6 – autovalores do isospin I , sua terceira componente I_3 , hipercarga e carga elétrica para o campo escalar de Higgs

dubleto de Higgs	I	I_3	Y	Q
$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix}$	1/2	$\begin{matrix} 1/2 \\ -1/2 \end{matrix}$	+1	$\begin{matrix} 1 \\ 0 \end{matrix}$

$\phi^+(x)$ é o campo escalar complexo carregado e $\phi^0(x)$ é o campo escalar complexo neutro. Os números quânticos do campo de Higgs estão listados na tabela 6. A transformação do dubleto de Higgs sob o elemento $g(\underline{\theta}(x), \eta(x))$ do grupo de calibre é dada por:

$$\Phi \xrightarrow{g(\underline{\theta}(x), \eta(x))} \Phi' = U(\underline{\theta}(x), \eta(x))\Phi = e^{\frac{i}{2}\underline{\theta}(x) \cdot \underline{\tau} + \frac{i}{2}\eta(x)}\Phi \quad (1.91)$$

Utilizando essa transformação e a transformação da equação (1.22) para derivada covariante e aplicando ao termo na lagrangeana do MP que descreve os campos escalares, podemos verificar que a mesma é invariante sob a transformação de calibre:

$$\begin{aligned} (D_\mu \Phi) \xrightarrow{g(\underline{\theta}(x), \eta(x))} (D'_\mu \Phi') &= U(\underline{\theta}(x), \eta(x))D_\mu U^{-1}(\underline{\theta}(x), \eta(x)) \cdot U(\underline{\theta}(x), \eta(x))\Phi \\ (D'_\mu \Phi') &= U(\underline{\theta}(x), \eta(x))D_\mu \Phi \\ (D'_\mu \Phi')^\dagger &= (D_\mu \Phi)^\dagger U^\dagger(\underline{\theta}(x), \eta(x)) \\ (D'_\mu \Phi')^\dagger (D'_\mu \Phi') &= (D_\mu \Phi)^\dagger U^\dagger(\underline{\theta}(x), \eta(x)) \cdot U(\underline{\theta}(x), \eta(x))D_\mu \Phi \\ (D'_\mu \Phi')^\dagger (D'_\mu \Phi') &= (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) \end{aligned} \quad (1.92)$$

A lagrangeana de Higgs é definida como se segue:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.93)$$

Na equação (1.93) os coeficientes μ e λ são chamados de coeficiente de massa e o acoplamento quártico do Higgs, respectivamente. Podemos reescrever os dois últimos termos da seguinte forma:

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.94)$$

Também chamada de potencial escalar, uma propriedade importante do potencial escalar é que este tenha um valor mínimo, *i.e.* o potencial deve ser limitado por baixo. Para isso, λ deve ser positivo⁴, por outro lado, μ^2 tem que ser negativo para que possa haver a quebra espontânea da simetria eletrofraca

$$SU_L(2) \otimes U_Y(1) \rightarrow U_Q(1) \quad (1.95)$$

$U_Q(1)$ é o grupo de simetria das interações eletromagnéticas, a conservação da carga elétrica associada a este grupo.

⁴ A estabilidade do vácuo depende do valor que λ pode assumir. Para o caso em que λ é negativo o potencial não é limitado por baixo, conseqüentemente, o vácuo é instável. A importância da estabilidade do vácuo é discutida com maior amplitude em (44).

Podemos definir:

$$v \equiv \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (1.96)$$

e reescrever o potencial(1.94) de forma mais compacta:

$$V(\Phi) = \lambda \left(\Phi^\dagger \Phi - \frac{v^2}{2} \right)^2 \quad (1.97)$$

A partir do potencial escrito desta forma, podemos ver claramente que o mínimo é:

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{v^2}{2} \quad (1.98)$$

Em teorias quânticas de campos o valor mínimo do potencial é chamado de vácuo, o qual é o menor estado de energia possível, e cada excitação quantizada acima do estado fundamental corresponde a uma determinada partícula. Isso se aplica a todos os campos. Campos fermiônicos e bosônicos, os quais carregam *spin* diferente de zero, devem ter um valor zero no vácuo para que a invariância sob rotação espacial seja conservada, conforme é observado na natureza. Campos escalares carregados também devem ter o valor zero no vácuo, para que a carga elétrica seja conservada. Por outro lado, campos escalares eletricamente neutros podem desenvolver um valor diferente de zero no vácuo; este valor é chamado valor esperado do vácuo ou *vev*. A partir da equação (1.98) podemos verificar que o campo de Higgs tem um valor diferente de zero. Para que possamos ter um vácuo eletricamente neutro, o *vev* deve ser desenvolvido pela componente neutra ϕ^0

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.99)$$

A simetria dos grupos $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ é espontaneamente quebrada pelo *vev* $\langle \Phi \rangle$

$$I_1 \langle \Phi \rangle = \frac{\tau_1}{2} \langle \Phi \rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0 \quad (1.100)$$

$$I_2 \langle \Phi \rangle = \frac{\tau_2}{2} \langle \Phi \rangle = -\frac{i}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0 \quad (1.101)$$

$$I_3 \langle \Phi \rangle = \frac{\tau_3}{2} \langle \Phi \rangle = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \neq 0 \quad (1.102)$$

$$Y \langle \Phi \rangle = \langle \Phi \rangle \neq 0 \quad (1.103)$$

Contudo,

$$Q \langle \Phi \rangle = \left(I_3 + \frac{Y}{2} \right) \langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = 0 \quad (1.104)$$

Deste modo, o vácuo é invariante sobre a transformação de calibre do grupo $U_Q(1)$

$$e^{i\theta Q} \langle \Phi \rangle = \langle \Phi \rangle \quad (1.105)$$

Essa invariância garante a existência de um bóson de calibre sem massa associado ao grupo $U_Q(1)$, este bóson é conhecido como fóton.

É importante não nos confundirmos com a expressão "quebra espontânea de simetria", A lagrangeana do MP é perfeitamente simétrica. Pois a simetria é apenas quebrada pelo vácuo, conseqüentemente os estados físicos obtidos pelas excitações dos campos acima do vácuo não manifestam a simetria original da lagrangeana. É mais apropriado dizer que a simetria foi "escondida" ao invés de "quebrada"

Para que possamos estudar as propriedades físicas das partículas resultantes da quebra espontânea da simetria $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ para $U_Q(1)$, é preciso reescrever o campo do Higgs como:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left(\frac{i}{2v} \underline{\xi}(x) \cdot \underline{\tau}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.106)$$

$\underline{\xi}(x) = (\xi_1(x), \xi_2(x), \xi_3(x))$ e $H(x)$ são os quatro campos escalares reais (a presença de v é necessária já que os campos escalares tem dimensão de energia). O campo $H(x)$ descreve o bóson de Higgs físico, obtido através da excitação do campo de Higgs neutro. Por outro lado, temos os campos $\underline{\xi}(x)$ que não são físicos por não poderem ser rotacionados por uma transformação de calibre como na equação (1.91)

$$\underline{\theta}(x) = -\frac{1}{v} \underline{\xi}(x), \quad \eta(x) \quad (1.107)$$

Esta transformação define o calibre unitário, no qual os estados físicos da teoria aparecem explicitamente. O dubleto de higgs no calibre unitário é representado por:

$$\Phi(x) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.108)$$

Deste modo, temos

$$\begin{aligned} D_\mu(x)\Phi(x) &= \left[\partial_\mu + \frac{i}{2} g \underline{A}_\mu(x) \cdot \underline{\tau} + \frac{i}{2} g' B_\mu(x) \right] \Phi(x) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu(x) [v + H(x)] \\ \partial_\mu H(x) - \frac{g}{2 \cos \theta_W} Z_\mu [v + H(x)] \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.109)$$

A lagrangeana de Higgs no calibre unitário é dada por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Higgs} &= \frac{1}{2} (\partial H)^2 + \frac{g^2}{4} (v + H)^2 W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} (v + H)^2 Z_\mu Z^\mu \\ &\quad - \frac{\lambda}{4} (H^2 + 2vH)^2 \end{aligned} \quad (1.110)$$

Expandindo os termos da equação acima, podemos obter:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Higgs} &= \frac{1}{2} (\partial H)^2 - \lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 + \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2 v^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \\ &\quad + \frac{g^2 v}{2} W_\mu^\dagger W^\mu H + \frac{g^2 v}{4 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu H \\ &\quad + \frac{g^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu H^2 + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu H^2 \end{aligned} \quad (1.111)$$

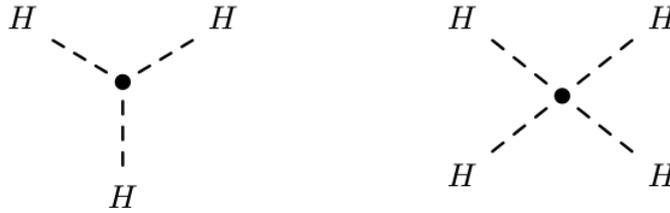
O primeiro termo da equação (1.111) é o termo cinético do bóson de Higgs. O segundo termo é o termo de massa do Higgs, a partir do qual podemos obter a massa do bóson de Higgs:

$$m_H = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2} \quad (1.112)$$

Uma vez que μ^2 é um parâmetro negativo especificamente introduzido no MP, seu valor não é conectado com nenhuma outra quantidade já mensurada. Deste modo, o MP não fornece nenhuma previsão para o valor de massa do Higgs, a qual, por sua vez, deve ser determinada experimentalmente.

O terceiro e quarto termos da equação (1.111) produzem as auto-interações tri-lineares e quadri-lineares do bóson de Higgs representados pelos seguintes diagramas:

Figura 3 – Acoplamentos tri-lineares e quadri-lineares do Higgs



O quinto e sexto termos são de fundamental importância, pois são os termos de massa para os bósons de calibre W e Z . Suas massas são dadas por:

$$m_W = \frac{gv}{2}, \quad m_Z = \frac{gv}{2 \cos \theta_W} \quad (1.113)$$

A partir destes termos, podemos determinar um parâmetro amplamente utilizado para testar modelos além do MP. Esse parâmetro é denominado como ρ e é definido por:

$$\rho = \frac{m_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} \quad (1.114)$$

Seu valor no MP é $\rho = 1$. Testes experimentais do parâmetro ρ são de fundamental importância para determinar o valor do isospin do bóson de Higgs. A razão disso se deve ao fato de que o setor de Higgs pode ser estendido para incluir novos multipletos escalares. Além do dubleto do MP, cada qual pode ter seu valor esperado do vácuo que pode contribuir para as massas dos bósons W e Z através do mecanismo de Higgs. Para um número arbitrário de multipletos do tipo Higgs Φ_K , incluindo o dubleto de Higgs, ρ é definido como(45):

$$\rho = \frac{\sum_k [I^k(I^k + 1) - (I_3^k)] v_k^2}{2 \sum_k (I_3^k) v_k^2} \quad (1.115)$$

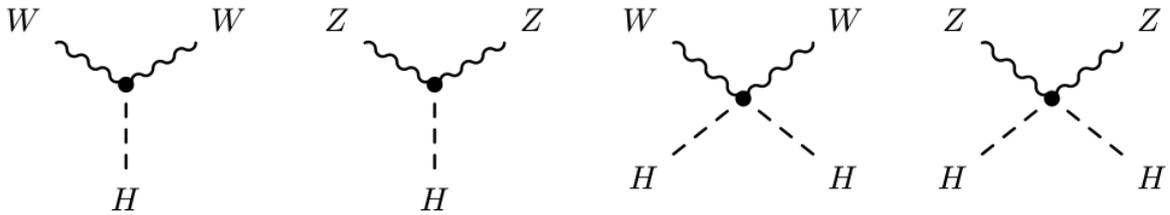
I^k é o isospin do multipleteo Φ_k , I_3^k é sua terceira componente de isospin e v_k é o valor esperado do vácuo para cada respectivo multipleteo. A equação (1.115) implica em $\rho = 1$ para qualquer número de dubletos de Higgs. O valor experimental para ρ é(1):

$$\rho = 1.0008_{-0.0007}^{+0.0017} \quad (1.116)$$

Em perfeito acordo com o valor teórico, os dados experimentais deixam espaço apenas à possibilidade de novos dubletos de Higgs, além do dubleteo do MP.

Os últimos quatro termos da equação (1.111) geram os acoplamentos tri-lineares e quadri-lineares do Higgs com os bósons de calibre W e Z representados pelos diagramas:

Figura 4 – Acoplamentos tri-lineares e quadri-lineares entre Higgs e bósons vetoriais



1.5 Massa dos Férmions

No modelo padrão, a massa dos férmions surge como resultado do mecanismo de Higgs através da presença dos acoplamentos entre o campo de Higgs e os campos fermiônicos, denominados acoplamentos de Yukawa.

O termo de massa para os férmions deve envolver o acoplamento entre campos de quiralidade esquerda e direita. Deste modo, fica claro por que os neutrinos no MP não possuem massa; devido ao fato de que os campos dos neutrinos não possuem a componente de quiralidade direita. Considerando os léptons carregados, o produto $\bar{L}'_{\alpha L} l'_{\beta R}$, com $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$ como dubletos de isospin com hipercarga $Y = -1$. Uma vez que o dubleteo de Higgs tem hipercarga $Y = +1$, a lagrangeana de Yukawa é dada por:

$$\mathcal{L}_{H,L} = - \sum_{\alpha, \beta = e, \mu, \tau} Y_{\alpha\beta}^n \bar{L}'_{\alpha L} \Phi l'_{\beta R} + H.c \quad (1.117)$$

Podemos ver que a lagrangeana de Yukawa é invariante sob a transformação de calibre do grupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. A matriz dos acoplamentos de Yukawa $Y_{\alpha\beta}^n$, de maneira geral, é uma matriz complexa de dimensão 3×3 . No calibre unitário, a lagrangeana de Yukawa é descrita como:

$$\mathcal{L}_{H,L} = - \left(\frac{v + H}{\sqrt{2}} \right) \sum_{\alpha, \beta = e, \mu, \tau} Y_{\alpha\beta}^n \bar{L}'_{\alpha L} l'_{\beta R} + H.c \quad (1.118)$$

Os termos proporcionais ao valor esperado do vácuo v do dubleto de Higgs são denominados termos de massa dos férmions, enquanto os termos proporcionais a H nos dão os acoplamentos tri-lineares entre os léptons carregados e o bóson de Higgs. Contudo, a matriz $Y_{\alpha\beta}^l$ é, em geral, não diagonal, os campos e', μ', τ' não possuem massa definida. Para que possamos encontrar campos dos léptons carregados com massa definida, é necessário diagonalizar a matriz $Y_{\alpha\beta}^l$. Para isso, vamos definir o seguinte arranjo para os campos leptônicos:

$$l'_L \equiv \begin{pmatrix} e'_L \\ \mu'_L \\ \tau'_L \end{pmatrix}, \quad l'_R \equiv \begin{pmatrix} e'_R \\ \mu'_R \\ \tau'_R \end{pmatrix} \quad (1.119)$$

Utilizando essa notação, a lagrangeana de Yukawa pode ser reescrita como:

$$\mathcal{L}_{H,L} = - \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \bar{l}'_L Y^l l'_R + H.c \quad (1.120)$$

A matriz Y^l pode ser diagonalizada através da transformação biunitária

$$V_L^{\dagger l} Y^l V_R^l = Y^l, \quad Y_{\alpha\beta}^l = y_{\alpha}^l \delta_{\alpha\beta} \quad (\alpha, \beta = e, \mu, \tau) \quad (1.121)$$

V_L^l e V_R^l são matrizes unitárias 3×3 , $V_L^{\dagger l} = (V_L^l)^{-1}$ e $V_R^{\dagger l} = (V_R^l)^{-1}$. A diagonalização da equação (1.120) nos leva a:

$$\mathcal{L}_{H,L} = - \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \bar{l}_L Y^l l_R + H.c \quad (1.122)$$

com:

$$l_L = V_L^{\dagger l} l'_L \equiv \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \\ \tau_L \end{pmatrix}, \quad l_R = V_R^{\dagger l} l'_R \equiv \begin{pmatrix} e_R \\ \mu_R \\ \tau_R \end{pmatrix} \quad (1.123)$$

Como os arranjos para os campos leptônicos de quiralidade esquerda e direita com massa definida. Assim, temos a lagrangeana de Yukawa:

$$\mathcal{L}_{H,L} = - \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \frac{y_{\alpha}^l v}{\sqrt{2}} \bar{l}_{\alpha} l_{\alpha} - \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \frac{y_{\alpha}^l}{\sqrt{2}} \bar{l}_{\alpha} l_{\alpha} H \quad (1.124)$$

com:

$$l_{\alpha} \equiv l_{\alpha L} + l_{\alpha R} \quad \alpha = e, \mu, \tau \quad (1.125)$$

Campos dos léptons carregados com massa bem definida:

$$l_e \equiv e, \quad l_{\mu} \equiv \mu, \quad l_{\tau} \equiv \tau \quad (1.126)$$

O primeiro termo da equação (1.124) é o termo de massa dos léptons carregados, cujas são dadas por:

$$m_{\alpha} = \frac{y_{\alpha}^l v}{\sqrt{2}}, \quad \alpha = e, \mu, \tau \quad (1.127)$$

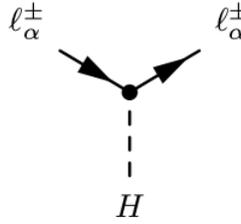
Uma vez que os coeficientes y_e^l, y_μ^l, y_τ^l são parâmetros desconhecidos do MP, as massas dos léptons não podem ser previstas teóricamente e devem ser determinadas experimentalmente.

Uma propriedade interessante do segundo termo da equação (1.124) é que o acoplamento tri-linear entre léptons carregados e o bóson de Higgs são proporcionais a massa dos léptons carregados e pode ser reescrito como:

$$- \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \frac{m_\alpha}{v} \bar{l}_\alpha l_\alpha H \quad (1.128)$$

O acoplamento tri-linear gerado pela equação (1.128) entre os léptons carregados e o bóson Higgs é representado pelo seguinte diagrama:

Figura 5 – Acoplamentos tri-lineares e quadri-lineares entre Higgs e bósons vetoriais



Vamos considerar agora o efeito da transformação (1.123) na corrente leptônica neutra e carregada, definindo o seguinte arranjo:

$$\nu'_L \equiv \begin{pmatrix} \nu'_{eL} \\ \nu'_{\mu L} \\ \nu'_{\tau L} \end{pmatrix} \quad (1.129)$$

A corrente leptônica da equação (1.72) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$j_{W,L}^\rho = 2\bar{\nu}'_L \gamma^\rho l'_L = 2\bar{\nu}'_L \gamma^\rho V_L^l l_L \quad (1.130)$$

Uma vez que os neutrinos não possuem massa podemos fazer a transformação:

$$\nu_L = V_L^{\dagger l} \nu'_L \equiv \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix} \quad (1.131)$$

A corrente leptônica carregada pode ser reescrita em termos dos campos dos neutrinos sem massa e dos léptons carregados com massa definida:

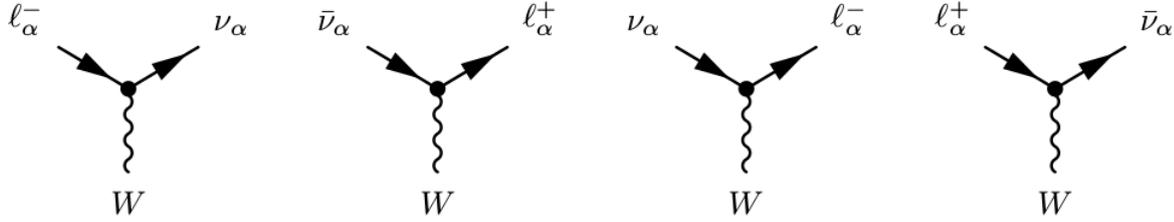
$$j_{W,L}^\rho = 2 \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma^\rho l_{\alpha L} \quad (1.132)$$

Os campos dos neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ são chamados de *neutrinos de sabor* devido ao fato de que cada neutrino se acopla apenas com o lépton carregado de seu respectivo sabor na corrente carregada. No MP os neutrinos de sabor são auto-estados de massa, entretanto, em teorias além do MP que incluem neutrinos massivos, os campos dos neutrinos de sabor em geral não são autoestados de massa. Com isso, podemos ter uma possível explicação para o fenômeno da oscilação de sabor dos neutrinos.

Tabela 7 – Número leptônico associado

	L_e	L_μ	L_τ		L_e	L_μ	L_τ
(ν_e, e^-)	+1	0	0	$(\bar{\nu}_e, e^+)$	-1	0	0
(ν_μ, μ^-)	0	+1	0	$(\bar{\nu}_\mu, \mu^+)$	0	-1	0
(ν_τ, τ^-)	0	0	+1	$(\bar{\nu}_\tau, \tau^+)$	0	0	-1

Com a corrente leptônica carregada da equação (1.132), a parte leptônica da equação (1.32) descreve a interação tri-linear entre os léptons e o bóson de calibre W representados pelos seguintes diagramas da figura (6).

Figura 6 – Acoplamentos tri-lineares entre os léptons e o bóson de calibre W 

Como podemos ver, a corrente carregada $j_{W,L}^\rho$ conecta cada lépton carregado ao neutrino de sabor correspondente. Podemos observar que o elétron com número leptônico L_e , o múon L_μ e o tau L_τ , descritos na tabela 7, é conservado em cada vértice. Uma consequência trivial disto é que o número leptônico total é sempre conservado.

$$L = L_e + L_\mu + L_\tau \quad (1.133)$$

A conservação de cada número leptônico L_α é relacionada, através do teorema de Noether, a invariância da lagrangeana sobre a transformação de calibre do grupo $U_Y(1)$

$$\nu_{\alpha L} \rightarrow e^{i\phi_\alpha} \nu_{\alpha L}, \quad l_{\alpha L} \rightarrow e^{i\phi_\alpha} l_{\alpha L}, \quad l_{\alpha R} \rightarrow e^{i\phi_\alpha} l_{\alpha R} \quad (1.134)$$

A corrente conservada associada $(\partial_\rho j_\alpha^\rho)$ é:

$$j_\alpha^\rho = \nu_{\alpha L}^- \gamma^\rho \nu_{\alpha L} + \bar{l}_{\alpha} \gamma^\rho l_\alpha \quad (1.135)$$

E a carga conservada $(\partial_0 L_\alpha)$

$$L_\alpha = \int d^3x j_\alpha^0(x) \quad (1.136)$$

Usando a expansão de Fourier para os campos massivos dos léptons carregados $l_\alpha(x)$ e para os campos dos neutrinos $\nu_\alpha(x)$ e fazendo a ordenação normal dos campos, temos, então:

$$: L_\alpha := \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2E} [a_{\nu_\alpha}^{(-)\dagger}(p) a_{\nu_\alpha}^{(-)}(p) - b_{\nu_\alpha}^{(+)\dagger}(p) b_{\nu_\alpha}^{(+)}(p)] \quad (1.137)$$

$$+ \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2E} \sum_{h=\pm 1} [a_{l_\alpha}^{(h)\dagger}(p) a_{l_\alpha}^{(h)}(p) - b_{l_\alpha}^{(h)\dagger}(p) b_{l_\alpha}^{(h)}(p)] \quad (1.138)$$

Podemos ver que a contribuição dos neutrinos para o operador $: L_\alpha :$ concorda com o fato de que os campos dos neutrinos são descritos apenas por neutrinos de helicidade positiva e anti-neutrinos de helicidade negativa.

Considerando agora a corrente neutra leptônica, podemos reescrever a equação (1.46) como:

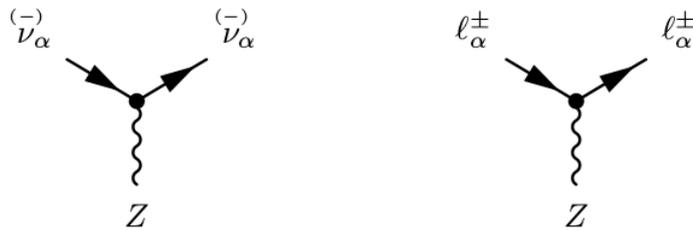
$$\begin{aligned} j_{Z,L}^\rho &= 2g_L^\nu \bar{\nu}'_L \gamma^\rho \nu'_L + 2g_L^l \bar{l}'_L \gamma^\rho l'_L + 2g_R^l \bar{l}'_R \gamma^\rho l'_R \\ &= 2g_L^\nu \bar{\nu}_L V_L^{l\dagger} \gamma^\rho V_L^l \nu_L + 2g_L^l \bar{l}_L V_L^{l\dagger} \gamma^\rho V_L^l l_L + 2g_R^l \bar{l}_R V_R^{l\dagger} \gamma^\rho V_R^l l_R \\ &= 2g_L^\nu \bar{\nu}_L \gamma^\rho \nu_L + 2g_L^l \bar{l}_L \gamma^\rho l_L + 2g_R^l \bar{l}_R \gamma^\rho l_R \end{aligned} \quad (1.139)$$

devido as matrizes V_L^l e V_R^l são unitárias, a expressão para a corrente neutra para os léptons com massa definida é a mesma para o campo dos léptons sem massa definida. Esse fenômeno é chamado de mecanismo GIM(46). O mecanismo de GIM também funciona para o caso da corrente eletromagnética dos léptons, a qual pode ser reescrita:

$$j_{\gamma,L}^\rho = - \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{l}_\alpha \gamma^\rho l_\alpha \quad (1.140)$$

Assim, os acoplamentos tri-lineares entre os léptons com massa definida e o bóson de calibre Z são representados através dos diagramas de Feynman da figura (7).

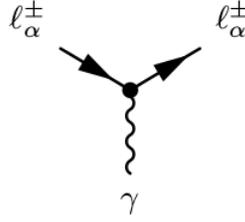
Figura 7 – Acoplamentos tri-lineares entre os léptons e o bóson de calibre Z



Já o acoplamento tri-linear entre léptons com massa definida e o fóton são representados pelo diagrama da figura (8).

Vamos considerar agora os termos de massa para os quarks da lagrangeana. Assim como fizemos para os léptons, tomando o produto entre os campos de quiralidade esquerda

Figura 8 – Acoplamento tri-linear entre os léptons e o fóton



e direita. A partir dos dubletos de quiralidade esquerda (1.60) e os singletos de quiralidade direita (1.62), podemos escrever os dois seguintes produtos:

$$\bar{Q}'_{\alpha L} q'_{\beta R}{}^D, \quad \alpha = 1, 2, 3, \quad \beta = d, s, b \quad (1.141)$$

$$\bar{Q}'_{\alpha L} q'_{\beta R}{}^U, \quad \alpha = 1, 2, 3, \quad \beta = u, c, t \quad (1.142)$$

O produto entre os quarks da equação (1.141) tem hipercarga $Y = -1$ e pode ser acoplado diretamente ao dubleto de Higgs com hipercarga $Y = +1$. Assim, temos o termo de Yukawa invariante sob a transformação do grupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$

$$- \sum_{\alpha=1,2,3} \sum_{\beta=d,s,b} Y'_{\alpha\beta}{}^D \bar{Q}'_{\alpha L} \Phi q'_{\beta R}{}^D \quad (1.143)$$

Y'^D é uma matriz complexa 3×3 com os acoplamentos de Yukawa. Este termo da lagrangeana de Yukawa é análogo aos termos de Yukawa para os léptons (1.124) e nos fornece as massas para os quarks do tipo down: d, s, b . No calibre unitário temos:

$$- \left(\frac{v + H}{\sqrt{2}} \right) \sum_{\alpha,\beta=d,s,b} Y'_{\alpha\beta}{}^D \bar{Q}'_{\alpha L} q'_{\beta R}{}^D \quad (1.144)$$

com $Y'_{d\beta}{}^D \equiv Y'_{1\beta}{}^D, Y'_{s\beta}{}^D \equiv Y'_{2\beta}{}^D, Y'_{b\beta}{}^D \equiv Y'_{3\beta}{}^D$. Os termos proporcionais v são os termos de massa para os quarks d, s, b .

O produto descrito em (1.142) tem hipercarga $Y = +1$. Para que possamos ter um termo de Yukawa invariante sob $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ é necessário que o dubleto de Higgs tenha Hipercarga $Y = -1$. Para isso, podemos fazer a seguinte transformação:

$$\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^* \quad (1.145)$$

Deste modo, a transformação de calibre nos leva à seguinte expressão:

$$\tilde{\Phi} \xrightarrow{g(\underline{\theta}(x), \eta(x))} i\tau_2 e^{-i\underline{\theta}(x) \cdot \frac{\tau^*}{2} - i\frac{\eta(x)}{2}} \Phi^* = \left(\tau_2 e^{-i\underline{\theta}(x) \cdot \frac{\tau^*}{2} - i\frac{\eta(x)}{2}} \tau_2 \right) i\tau_2 \Phi^* e^{-i\underline{\theta}(x) \cdot \underline{\tau}^* - i\eta(x)} \tilde{\Phi} \quad (1.146)$$

Aqui foi usada a propriedade $\tau_2 \tau_2^* \tau_2 = -\tau_2$. Assim $\tilde{\Phi}$ se transforma como um dubleto de isospin com hipercarga $Y = -1$. Isso permite escrever a seguinte expressão para o acoplamento de Yukawa:

$$- \sum_{\alpha=1,2,3} \sum_{\beta=u,c,t} Y_{\alpha\beta}^{\prime U} \bar{Q}'_{\alpha L} \tilde{\Phi} q_{\beta R}^{\prime U} \quad (1.147)$$

Esse termo nos fornece a massa dos quarks do tipo $up:u, c, t$. Reescrevendo o termo (1.147) no calibre unitário, temos então:

$$\tilde{\Phi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H(x) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.148)$$

$$- \left(\frac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \right) \sum_{\alpha,\beta=u,c,t} Y_{\alpha\beta}^{\prime U} \bar{q}_{\beta L}^{\prime U} q_{\beta R}^{\prime U} \quad (1.149)$$

com $Y_{u\beta}^{\prime U} \equiv Y_{1\beta}^{\prime U}$, $Y_{c\beta}^{\prime U} \equiv Y_{2\beta}^{\prime U}$, $Y_{t\beta}^{\prime U} \equiv Y_{3\beta}^{\prime U}$. Os termos proporcionais a v são os termos de massa para os quarks u, c, t .

Colocando ambos os termos de Yukawa das equações (1.143) e (1.147) junto com seus respectivos termos hermitianos conjugados, obtemos a lagrangeana de Yukawa para os quarks:

$$\mathcal{L}_{H,Q} = - \sum_{\alpha=1,2,3} \left[\sum_{\beta=d,s,b} Y_{\alpha\beta}^{\prime D} \bar{Q}'_{\alpha L} \Phi q_{\beta R}^{\prime D} + \sum_{\beta=u,c,t} Y_{\alpha\beta}^{\prime U} \bar{Q}'_{\alpha L} \tilde{\Phi} q_{\beta R}^{\prime U} \right] + H.c. \quad (1.150)$$

No calibre unitário, temos:

$$\mathcal{L}_{H,Q} = - \left(\frac{v + H(x)}{\sqrt{2}} \right) \left[\sum_{\alpha,\beta=d,s,b} Y_{\alpha\beta}^{\prime D} \bar{q}'_{\alpha L} q_{\beta R}^{\prime D} + \sum_{\alpha,\beta=u,c,t} Y_{\alpha\beta}^{\prime U} \bar{q}'_{\alpha L} q_{\beta R}^{\prime U} \right] + H.c. \quad (1.151)$$

Uma vez que as matrizes $Y_{\alpha\beta}^{\prime D}$ e $Y_{\alpha\beta}^{\prime U}$ não são diagonais os quarks $\bar{q}'_{\alpha L}{}^{-U,D}$ e $q_{\beta R}^{\prime U,D}$ não possuem massa bem definida. Para que possamos ter os quarks com massa definida, é necessário diagonalizar as matrizes $Y_{\alpha\beta}^{\prime D}$ e $Y_{\alpha\beta}^{\prime U}$. Seguindo o mesmo procedimento feito para os léptons, definimos as seguintes matrizes:

$$\mathbf{q}'_L{}^U \equiv \begin{pmatrix} u'_L \\ c'_L \\ t'_L \end{pmatrix}, \quad \mathbf{q}'_R{}^U \equiv \begin{pmatrix} u'_R \\ c'_R \\ t'_R \end{pmatrix}, \quad \mathbf{q}'_L{}^D \equiv \begin{pmatrix} d'_L \\ s'_L \\ b'_L \end{pmatrix}, \quad \mathbf{q}'_R{}^D \equiv \begin{pmatrix} d'_R \\ s'_R \\ b'_R \end{pmatrix} \quad (1.152)$$

Desta maneira, podemos reescrever a lagrangeana de Yukawa dos quarks na forma matricial

$$\mathcal{L}_{H,Q} = - \left(\frac{v + H(x)}{\sqrt{2}} \right) [\bar{\mathbf{q}}_L^{\prime D} Y^{\prime D} \mathbf{q}'_R{}^D + \bar{\mathbf{q}}_L^{\prime U} Y^{\prime U} \mathbf{q}'_R{}^U] + H.c. \quad (1.153)$$

As matrizes $Y^{\prime D}$ e $Y^{\prime U}$ podem ser diagonalizadas através de uma transformação bi-unitária

$$V_L^{D\dagger} Y^{\prime D} V_R^D = Y^D, \quad Y_{\alpha\beta}^D = y_{\alpha\beta}^D \delta_{\alpha\beta} \quad (\alpha, \beta = d, s, b) \quad (1.154)$$

$$V_L^{U\dagger} Y^{\prime U} V_R^U = Y^U, \quad Y_{\alpha\beta}^U = y_{\alpha\beta}^U \delta_{\alpha\beta} \quad (\alpha, \beta = u, c, t) \quad (1.155)$$

$V_L^U, V_R^U, V_L^D, V_R^D$ são matrizes 3×3 unitárias definidas de modo que satisfazem:

$$\mathbf{q}_L^U = V_L^{U\dagger} \mathbf{q}'_L^U \equiv \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \end{pmatrix}, \quad \mathbf{q}_R^U = V_R^{U\dagger} \mathbf{q}'_R^U \equiv \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix} \quad (1.156)$$

$$\mathbf{q}_L^D = V_L^{D\dagger} \mathbf{q}'_L^D \equiv \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix}, \quad \mathbf{q}_R^D = V_R^{D\dagger} \mathbf{q}'_R^D \equiv \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix} \quad (1.157)$$

Desta forma, obtemos a seguinte expressão para a lagrangeana de Yukawa no calibre unitário:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{H,Q} &= - \left(\frac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \right) [\bar{\mathbf{q}}_L^D Y^D \mathbf{q}_R^D + \bar{\mathbf{q}}_L^U Y^U \mathbf{q}_R^U] + H.c. \\ &= - \sum_{\alpha=d,s,b} \frac{y^D v}{\sqrt{2}} \bar{q}_\alpha^D q_\alpha^D - \sum_{\alpha=u,c,t} \frac{y^U v}{\sqrt{2}} \bar{q}_\alpha^U q_\alpha^U \\ &\quad - \sum_{\alpha=d,s,b} \frac{y^D}{\sqrt{2}} \bar{q}_\alpha^D q_\alpha^D H - \sum_{\alpha=u,c,t} \frac{y^U}{\sqrt{2}} \bar{q}_\alpha^U q_\alpha^U H \end{aligned} \quad (1.158)$$

com

$$q_\alpha^D \equiv q_{\alpha L}^D + q_{\alpha R}^D, \quad q_\alpha^U \equiv q_{\alpha L}^U + q_{\alpha R}^U \quad (1.159)$$

Como os campos dos quarks com massa definida, os dois primeiros termos da equação (1.158) são os termos de massa para os quarks, que são dadas por:

$$m_\alpha = \frac{y_\alpha^D v}{\sqrt{2}} \quad (\alpha = d, s, b) \quad (1.160)$$

$$m_\alpha = \frac{y_\alpha^U v}{\sqrt{2}} \quad (\alpha = u, c, t) \quad (1.161)$$

$$(1.162)$$

Assim como os léptons, uma vez que $y_d^D, y_s^D, y_b^D, y_u^U, y_c^U, y_t^U$ são parâmetros desconhecidos pelo MP, a massa dos quarks não pode ser prevista e apenas pode ser obtida experimentalmente.

Agora podemos discutir os efeitos da mistura dos quarks, a qual é devida a uma diferença de fase entre os campos com massa definida e não definida. Usando (1.152) podemos escrever a expressão para corrente carregada de forma matricial:

$$j_{W,Q}^\rho = 2 \bar{\mathbf{q}}_L^U \gamma^\rho \mathbf{q}'_L^D \quad (1.163)$$

Escrevendo a corrente carregada para os quarks em termos dos campos de massa definida utilizando (1.156)

$$j_{W,Q}^\rho = 2 \bar{\mathbf{q}}_L^U V_L^{U\dagger} \gamma^\rho V_L^D \mathbf{q}_L^D = 2 \bar{\mathbf{q}}_L^U \gamma^\rho V_L^{U\dagger} V_L^D \mathbf{q}_L^D \quad (1.164)$$

Uma vez que a corrente carregada não depende separadamente das matrizes $V_L^{U\dagger}, V_L^D$, mas apenas do produto entre elas

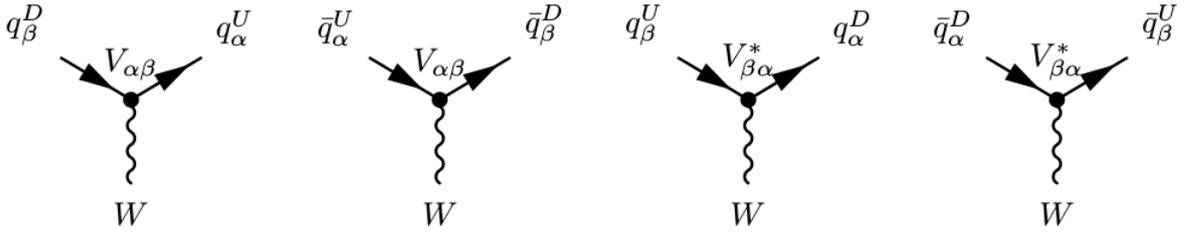
$$V = V_L^{U\dagger} V_L^D \quad (1.165)$$

A matriz V é a matriz de mistura dos quarks, também chamada de matriz Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)(47, 48). A matriz de mistura dos quarks determina a interação entre os quarks na corrente carregada

$$j_{W,Q}^\rho = 2\bar{q}_L^U \gamma^\rho V q_L^D \quad (1.166)$$

Assim temos os seguintes acoplamentos tri-lineares descritos na figura (9). O vértice

Figura 9 – Acoplamentos tri-lineares entre os quarks e o bóson de calibre W



de cada interação mostra a contribuição da matriz CKM de mistura dos quarks, o que enfatiza a troca de sabor dos quarks na corrente carregada. Não há conservação de sabor para os quarks. Contudo, o número bariônico associado é conservado na corrente carregada. Esse número é $\frac{1}{3}$ para cada quark e $-\frac{1}{3}$ para cada anti-quark.

Vamos considerar agora os efeitos da mistura dos quarks na corrente neutra. Usando as definições (1.156) temos:

$$\begin{aligned} j_{Z,Q}^\rho &= 2g_L^U \bar{q}'_L{}^U \gamma^\rho q'_L{}^U + 2g_R^U \bar{q}'_R{}^U \gamma^\rho q'_R{}^U \\ &= 2g_L^D \bar{q}'_L{}^D \gamma^\rho q'_L{}^D + 2g_R^D \bar{q}'_R{}^D \gamma^\rho q'_R{}^D \\ &= 2g_L^U \bar{q}_L^U V_L^{U\dagger} \gamma^\rho V_L^U q_L^U + 2g_R^U \bar{q}_R^U V_R^{U\dagger} \gamma^\rho V_R^U q_R^U \\ &\quad + 2g_L^D \bar{q}_L^D V_L^{D\dagger} \gamma^\rho V_L^D q_L^D + 2g_R^D \bar{q}_R^D V_R^{D\dagger} \gamma^\rho V_R^D q_R^D \\ &= 2g_L^U \bar{q}_L^U \gamma^\rho q_L^U + 2g_R^U \bar{q}_R^U \gamma^\rho q_R^U \\ &\quad + 2g_L^D \bar{q}_L^D \gamma^\rho q_L^D + 2g_R^D \bar{q}_R^D \gamma^\rho q_R^D \end{aligned} \quad (1.167)$$

Porque as matrizes $V_L^U, V_R^U, V_L^D, V_R^D$ são unitárias, podemos ver que a corrente neutra tem a mesma forma tanto para os campos dos quarks com massa não definida, bem como os campos com massa definida. Esse efeito se deve ao mecanismo de GIM (a corrente neutra é invariante sob a mistura dos quarks). O mecanismo de GIM também

atua na corrente eletromagnética:

$$j_{\gamma,Q}^{\rho} = \frac{2}{3} \sum_{\alpha=u,c,t} \bar{q}_{\alpha}^U \gamma^{\rho} q_{\alpha}^U - \frac{1}{3} \sum_{\alpha=d,s,b} \bar{q}_{\alpha}^D \gamma^{\rho} q_{\alpha}^D \quad (1.168)$$

Os acoplamentos tri-lineares entre os quarks com massa definida e os bósons de calibre são representados pelos diagramas de Feynman das figuras (10) (11)

Figura 10 – Acoplamentos tri-lineares entre os quarks e o bóson de calibre Z

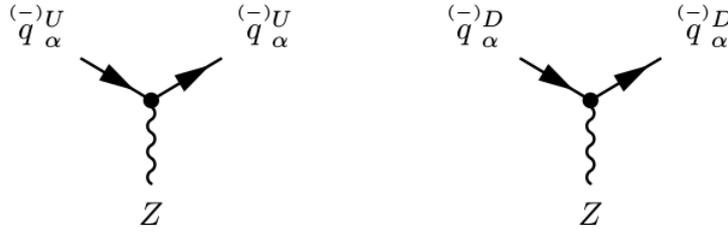
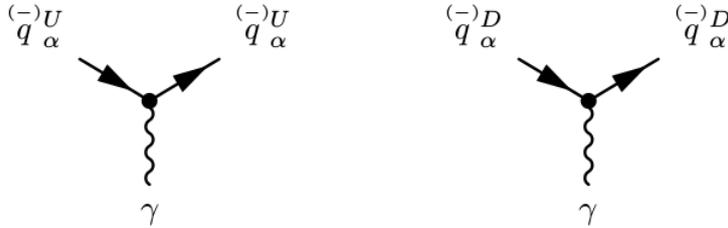


Figura 11 – Acoplamentos tri-lineares entre os quarks e o fóton



1.6 Os bósons de Calibre

Vamos agora considerar a terceira linha da lagrangeana do MP(1.21)

$$\mathcal{L}_{calibre} = -\frac{1}{4} \underline{A}_{\mu\nu} \underline{A}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.169)$$

Esta parte da lagrangeana descreve os termos cinéticos e de auto-interação dos bósons de calibre.

A expressão para $\underline{A}^{\mu\nu} \equiv (A_1^{\mu\nu}, A_2^{\mu\nu}, A_3^{\mu\nu})$ e $B^{\mu\nu}$ é dada por:

$$\underline{A}_a^{\mu\nu} = \partial^{\mu} A_a^{\nu} - \partial^{\nu} A_a^{\mu} - g \sum_{b,c=1}^3 \epsilon_{a,b,c} A_b^{\mu} A_c^{\nu} \quad (1.170)$$

$$B^{\mu\nu} = \partial^{\mu} B^{\nu} - \partial^{\nu} B^{\mu} \quad (1.171)$$

A expressão para $B^{\mu\nu}$ é uma generalização direta do tensor eletromagnético

$$F^{\mu\nu} = \partial^{\mu} A^{\nu} - \partial^{\nu} A^{\mu} \quad (1.172)$$

A^ν é o campo eletromagnético. Já se é bem estabelecido pela QED que o termo cinético do campo eletromagnético dado por:

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.173)$$

é invariante sob a transformação de calibre $U_Q(1)$. De forma similar, o segundo termo da equação (1.170) é invariante sob a transformação $U_Y(1)$. Por outro lado, o tensor associado aos bósons de calibre do grupo $SU_L(2)$ possui um termo adicional necessário para garantir a invariância de calibre sob a transformação local do grupo não-abeliano $SU_L(2)$.

Para obtermos os termos de interação físicos dos bósons de calibre devemos substituir na lagrangeana de calibre os campos físicos dos bósons W^μ , A^μ e Z^μ

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{calibre} = & -\frac{1}{2}F_{W\mu\nu}^\dagger F_W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{Z\mu\nu}F_Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ & + ig \cos \theta_W \left[F_W^{\mu\nu} Z_\mu W_\nu^\dagger - F_{W\mu\nu}^\dagger Z^\mu W^\nu + F_Z^{\mu\nu} W_\mu^\dagger W_\nu \right] \\ & + ie \left[F_W^{\mu\nu} A_\mu W_\nu^\dagger - F_{W\mu\nu}^\dagger A^\mu W^\nu + F^{\mu\nu} W_\mu^\dagger W_\nu \right] \\ & + g^2 \cos^2 \theta_W \left[(W_\mu Z^\mu)(W_\nu^\dagger Z^\nu) - (W^\mu W_\mu^\dagger)(Z^\nu Z_\nu) \right] \\ & + e^2 \left[(W_\mu A^\mu)(W_\nu^\dagger A^\nu) - (W^\mu W_\mu^\dagger)(A^\nu A_\nu) \right] \\ & eg \cos \theta_W \left[(W_\mu Z^\mu)(W_\mu^\dagger A^\mu) + (W_\mu^\dagger Z^\mu)(W_\mu A^\mu) - 2(W^\mu W_\mu^\dagger)(Z_\nu A^\nu) \right] \\ & + \frac{1}{2}g^2 \left[(W_\mu W^\mu)(W_\nu^\dagger W^{\dagger\nu}) - (W_\mu^\dagger W^\mu)^2 \right] \end{aligned} \quad (1.174)$$

Os dois primeiros termos da primeira linha são os termos cinéticos dos campos W e Z respectivamente, os quais são escritos em termos dos tensores:

$$F_W^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu \quad (1.175)$$

$$F_Z^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu \quad (1.176)$$

Os outros termos produzem os acoplamentos tri-lineares e quadri-lineares dos bósons de calibre.

1.6.1 O campo eletromagnético

Tomando a primeira linha da equação (1.174), podemos ver que é a mesma expressão para lagrangeana clássica do campo eletromagnético:

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.177)$$

A equação de Euler-Lagrange nos fornece a seguinte equação para o campo clássico:

$$\square A^\nu - \partial^\nu(\partial_\mu A^\mu) = 0 \quad (1.178)$$

A lagrangeana de interação eletromagnética é invariante sob a transformação local de calibre $U_Q(1)$

$$A^\mu \rightarrow A'_\mu = A^\mu - \frac{1}{e} \partial_\mu \phi(x) \quad (1.179)$$

A lagrangeana completa do MP também é invariante sob $U_Q(1)$ junto com a transformação associada aos campos dos férmions

$$f \rightarrow f' = e^{iQ\phi(x)} f \quad (1.180)$$

Desta forma, podemos escolher o calibre apropriado de forma mais conveniente, considerando os problemas físicos a serem estudados. Uma escolha de calibre conveniente é o calibre de Lorentz, cujo o campo eletromagnético satisfaz a seguinte condição:

$$\partial_\mu A^\mu = 0 \quad (1.181)$$

Dado o campo A^μ , é sempre possível fazer uma transformação do tipo descrito na equação (1.179) de forma que o campo transformado A'^μ satisfaça a condição do calibre de Lorentz $\partial_\mu A'^\mu = 0$. Também podemos escolher a função $\phi(x)$ de maneira que $\square\phi(x) = -\partial_\mu A^\mu(x)$.

Para obtermos o propagador do campo eletromagnético, primeiro devemos fazer uma expansão de Fourier para o campo eletromagnético:

$$A_\mu(x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2\omega} \sum_{\alpha=0}^3 \left[a_\gamma^{(\alpha)}(p) \epsilon_\gamma^{(\alpha)}(p) e^{-ip \cdot x} + a_\gamma^{\dagger(\alpha)}(p) \epsilon_\gamma^{*(\alpha)}(p) e^{ip \cdot x} \right] \quad (1.182)$$

com

$$\omega = p^0 = |\vec{p}| \quad (1.183)$$

é a energia do fóton. O quadri-vetor de polarização $\epsilon_\gamma^{(\alpha)}(p)$, com $\alpha = 0, 1, 2, 3$ assim temos um conjunto de quatro quadri-vetores linearmente independentes que satisfazem as seguintes relações:

$$\epsilon^{(\alpha)}(p) \cdot \epsilon^{*(\beta)}(p) = g^{\alpha\beta} \quad (1.184)$$

$$\sum_{\alpha=0}^3 \epsilon_\mu^{(\alpha)}(p) \cdot \epsilon_\nu^{*(\alpha)}(p) g^{\alpha\alpha} = g_{\mu\nu} \quad (1.185)$$

É conveniente escolher $\epsilon_\mu^{(0)}(p) \cdot p = \omega$, $\epsilon_\mu^{(1)}(p)$ e $\epsilon_\mu^{(2)}(p)$ como vetores de polarização transversos $\epsilon_\mu^{(1)}(p) \cdot p = \epsilon_\mu^{(2)}(p) \cdot p = 0$ e $\epsilon_\mu^{(3)}(p)$ como o vetor de polarização longitudinal $\epsilon_\mu^{(3)}(p) \cdot p = -\omega$.

Os operadores $a_\gamma^{(\alpha)}(p)$ obedecem às relações de comutação

$$\left[a_\gamma^{(\alpha)}(p), a_\gamma^{(\alpha')\dagger}(p) \right] = -g^{\alpha\alpha'} (2\pi)^3 2\omega \delta^3(\vec{p} - \vec{p}') \quad (1.186)$$

$$\left[a_\gamma^{(\alpha)}(p), a_\gamma^{(\alpha')}(p) \right] = \left[a_\gamma^{(\alpha)\dagger}(p), a_\gamma^{(\alpha')\dagger}(p) \right] = 0 \quad (1.187)$$

que nos levam a seguinte expressão para o propagador do fóton

$$G_{\mu\nu}(x - x') \equiv \langle 0 | T [A_\mu(x) A_\nu(x')] | 0 \rangle = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} i \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \frac{-g^{\mu\nu}}{p^2 + i\epsilon} e^{-i \cdot p(x-x')} \quad (1.188)$$

1.6.2 Os bósons W e Z

No MP os bósons vetorias W^\pm e Z adquirem massa através do mecanismo de Higgs que gera a quebra espontânea de simetria $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. Isto significa que a lagrangeana do MP é simétrica sob a transformação $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, porém seus estados físicos não são. A simetria $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ é essencial para que possamos ter uma teoria renormalizável. Assim, termos explicitos de massa para os bósons de calibre (assim como para os férmions) são proibidos. Por exemplo, um termo de massa explícito para o campo B^μ seria dado por:

$$\frac{1}{2}m_B^2 B_\mu B^\mu \quad (1.189)$$

Podemos ver claramente que este termo não é invariante sob a transformação de calibre do campo B^μ . A lagrangeana para os bósons físicos W^\pm e Z no calibre unitário é:

$$\mathcal{L}_W = -\frac{1}{2}F_{W\mu\nu}^\dagger F_W^{\mu\nu} + m_W W_\mu^\dagger W^\mu \quad (1.190)$$

$$\mathcal{L}_Z = -\frac{1}{4}F_{Z\mu\nu} F_Z^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_Z Z_\mu Z^\mu \quad (1.191)$$

Estas lagrangeanas nos levam às seguintes equações para os campos W e Z

$$(\square + m_W^2)W^\mu - \partial^\mu(\partial_\nu W^\nu) = 0 \quad (1.192)$$

$$(\square + m_Z^2)Z^\mu - \partial^\mu(\partial_\nu Z^\nu) = 0 \quad (1.193)$$

Tomando o divergente das duas equações acima e considerando que $m_W \neq 0$ e $m_Z \neq 0$ temos:

$$\partial_\mu W^\mu = 0 \quad (1.194)$$

$$\partial_\mu Z^\mu = 0 \quad (1.195)$$

Esses vínculos reduzem o número de componentes independentes dos bósons W e Z de quatro para três componentes e as equações de Proca descritas em (1.192) são reduzidas para as equações de Klein-Gordon

$$(\square + m_W^2)W^\mu = 0 \quad (1.196)$$

$$(\square + m_Z^2)Z^\mu = 0 \quad (1.197)$$

A expansão de Fourier dos campos W e Z é

$$W_\mu(x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2E_W} \sum_{r=1}^3 \left[a_W^r(p) \epsilon_{W\mu}^r(p) e^{-ip \cdot x} - b_W^{\dagger r}(p) \epsilon_{W\mu}^{*r}(p) e^{ip \cdot x} \right] \quad (1.198)$$

com

$$E_W = p^0 = \sqrt{|\vec{p}|^2 + m_W^2} \quad (1.199)$$

$$Z_\mu(x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2E_Z} \sum_{r=1}^3 \left[a_Z^r(p) \epsilon_{Z\mu}^r(p) e^{-ip \cdot x} - a_Z^{\dagger r}(p) \epsilon_{Z\mu}^{*r}(p) e^{ip \cdot x} \right] \quad (1.200)$$

$$E_Z = p^0 = \sqrt{|\vec{p}|^2 + m_Z^2} \quad (1.201)$$

Os quadri-vetores de polarização $\epsilon_W^r(p)$ e $\epsilon_Z^r(p)$ formam dois conjuntos de quadri-vetores ortonormais e independentes:

$$\epsilon_W^r(p) \cdot \epsilon_W^{*s}(p) = \epsilon_Z^r(p) \cdot \epsilon_Z^{*s}(p) = -\delta_{rs} \quad (1.202)$$

A partir das condições em (1.194), podemos ver que os quadri-vetores $\epsilon_W^r(p)$ e $\epsilon_Z^r(p)$ são transversos

$$\epsilon_W^r(p) \cdot p = \epsilon_Z^r(p) \cdot p = 0 \quad (1.203)$$

Deste modo, podemos utilizar as equações (1.202) e (1.203) para deduzir as seguintes relações:

$$\sum_{r=1}^3 \epsilon_{W\mu}^r(p) \epsilon_{W\nu}^{*r}(p) = -g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_W^2}, \quad \sum_{r=1}^3 \epsilon_{Z\mu}^r(p) \epsilon_{Z\nu}^{*r}(p) = -g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_Z^2} \quad (1.204)$$

Os operadores $a_W^r(p)$, $b_W^r(p)$ e $a_Z^r(p)$ obedecem às seguintes relações de comutação:

$$[a_W^\alpha(p), a_W^{\dagger\alpha'}(p')] = [b_W^\alpha(p), b_W^{\dagger\alpha'}(p')] = -g^{\alpha\alpha'} (2\pi)^3 2E_W \delta^3(\vec{p} - \vec{p}') \quad (1.205)$$

$$[a_E^\alpha(p), a_E^{\dagger\alpha'}(p')] = -g^{\alpha\alpha'} (2\pi)^3 2E_Z \delta^3(\vec{p} - \vec{p}') \quad (1.206)$$

Usando as relações de comutação e a relação completeza descrita em (1.204) temos os propagadores para os bósons W e Z

$$G_{\mu\nu}^W(x - x') = \langle 0 | T [W_\mu(x) W_\nu^\dagger(x')] | 0 \rangle = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} i \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \frac{-g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_W^2}}{p^2 - m_W^2 + i\epsilon} e^{-ip \cdot (x-x')} \quad (1.207)$$

$$G_{\mu\nu}^Z(x - x') = \langle 0 | T [Z_\mu(x) Z_\nu^\dagger(x')] | 0 \rangle = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} i \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \frac{-g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m_Z^2}}{p^2 - m_Z^2 + i\epsilon} e^{-ip \cdot (x-x')} \quad (1.208)$$

Assim concluímos a revisão do MP. Fazendo uso dos campos e do mecanismo descrito neste primeiro capítulo, podemos construir a lagrangeana efetiva para o MP, que será abordada com mais profundidade no próximo capítulo.

Parte II

O modelo padrão efetivo e a lagrangeana do
Higgs fortemente interagente (SILH)

2 Teorias efetivas

Nosso universo se comporta de maneiras bem diferentes dependendo da escala de energia ou comprimento com que estamos observando. Quando observamos nosso universo a pequenas escalas de comprimento (ou altas energias), a natureza é descrita através da mecânica quântica e teorias quânticas de campos, a algumas centenas de giga elétron-volts (GeV) O modelo padrão das interações fundamentais fornece uma descrição exata do universo a essa escala. Indo para energias mais baixas, não é mais necessária uma descrição tão detalhada das interações entre férmions e bósons de calibre fornecida pelo MP. As interações descritas pela eletrodinâmica quântica (QED), teoria eletrofraca e a cromodinâmica quântica fornecem uma descrição completa do universo nessa escala. indo para escala de energia abaixo de algumas dezenas de GeV, os quarks e glúons, graus de liberdade relevantes até então, são substituídos por píons e núcleons. Abaixo disso, nosso universo pode ser descrito de forma mais satisfatória por teorias clássicas como eletromagnetismo, termodinâmica, entre outras. Por outro lado, a grandes escalas de comprimento (baixas energias), a melhor descrição da natureza é feita através da mecânica newtoniana e da relatividade geral.

O mais importante aqui é perceber que os observáveis encontrados em uma escala de energia não são sensíveis a física de escalas de energias significativamente diferentes. Por exemplo, as energias de ligações moleculares não são sensíveis aos acoplamentos do bóson de Higgs com os férmions. De maneira geral, ao analisarmos os efeitos físicos em uma escala, não precisamos levar em consideração todos os outros efeitos provenientes de escalas diferentes.

Uma teoria de campo efetiva (*effective field theory*-EFT) é um modelo físico que inclui todos os efeitos relevantes a uma escala de energia determinada. Em particular, uma EFT ignora efeitos de energias muito maiores que a escala de energia de interesse, ou sub-estruturas muito menores que o comprimento de interesse.

Por simplicidade, admitimos que existe uma teoria completa que descreve todos os efeitos nas diferentes escalas. Entretanto, uma EFT é um modelo mais simples que a teoria completa e negligencia alguns fenômenos a uma escala Λ . Ainda que uma EFT não leve em consideração todos esses efeitos, esta consegue descrever corretamente os efeitos físicos enquanto os seus observáveis sondem energias em uma escala muito abaixo da escala de energia da teoria completa.

$$E \ll \Lambda \tag{2.1}$$

Esta hierarquia entre a escala de energia de interesse e a escala de energia da teoria completa, ou fundamental, cujos efeitos não são incluídos na EFT, é a base para uma

teoria de campo efetiva e a validade de seu alcance descrita por (2.1) é uma propriedade única para cada EFT.

2.1 EFT para as correntes neutra e carregada do MP

Como exemplo clássico, podemos elaborar uma EFT para as correntes neutras e carregadas do MP. A energia envolvida na maioria dos experimentos de física de altas energias é muito menor que a massa dos bósons de calibre W e Z , os quais são da ordem de centenas de GeV. Por exemplo: a energia de um decaimento de uma dada partícula é determinada pela massa da mesma, e todas as partículas, exceto o quark top, têm massas muito menor que 100GeV. Para esses processos de baixas energias o propagador dos bósons de calibre pode ser reescrito como a seguinte aproximação:

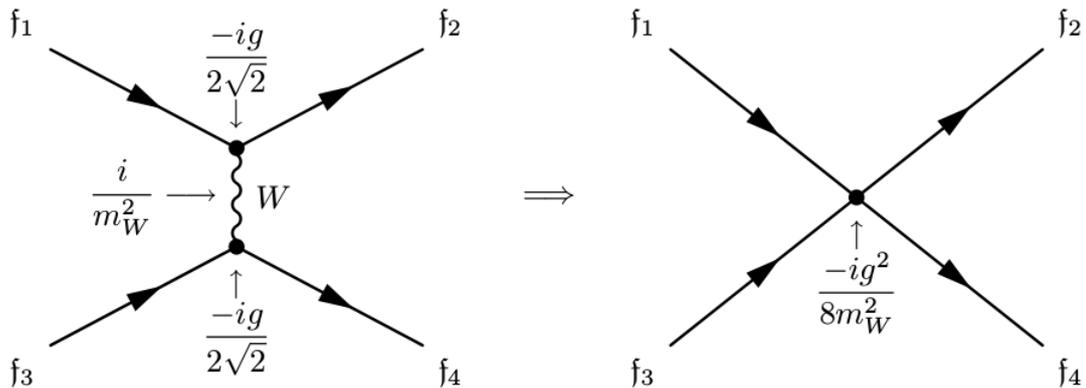
$$G_{\mu\nu}^W(p) \xrightarrow{|k|^2 \ll m_W^2} i \frac{g_{\mu\nu}}{m_W^2}, \quad G_{\mu\nu}^Z(p) \xrightarrow{|k|^2 \ll m_Z^2} i \frac{g_{\mu\nu}}{m_Z^2} \quad (2.2)$$

Deste modo, as linhas internas do diagrama de Feynman para os bósons de calibre podem ser contraídas para um único ponto. No caso dos processos para a corrente carregada (CC), esta contração leva à interação efetiva entre quatro férmions, também chamada de interação de contato, descrita pela seguinte lagrangeana:

$$\mathcal{L}_{EFT}^{CC} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} j_W^\dagger j_W^\mu \quad (2.3)$$

G_F é a constante de Fermi cujo valor é $\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = \frac{\sqrt{2}}{8} \frac{g^2}{m_W^2} = 1.1663787(6) * 10^{-5} GeV^{-2}$.

Figura 12 – contração do propagador do bóson W



Conforme podemos ver na figura 12, a contração do propagador do bóson W nos leva ao seguinte vértice

$$-i \frac{g^2}{8m_W^2} V_{f_2 f_1} V_{f_4 f_3} \dots \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \dots \dots \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \dots \quad (2.4)$$

Os fatores $V_{f_2 f_1}$ e $V_{f_4 f_3}$ são os elementos da matriz de mistura para os quarks. Para uma lagrangeana de interação, a quantidade associada com o vértice nas regras de Feynman é dada pela, além das matrizes gamma de Dirac, constante de acoplamento com o sinal da lagrangeana de interação vezes o fator i .

$$-i \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{f_2 f_1} V_{f_4 f_3} \dots \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \dots \dots \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \dots \quad (2.5)$$

Comparando as equações (2.5) e (2.4), temos:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2} \quad (2.6)$$

E a partir da expressão para m_W em termos de g , v podemos obter

$$v = (\sqrt{2}G_F)^{-\frac{1}{2}} = 246 \text{ GeV} \quad (2.7)$$

Vamos considerar como exemplo o decaimento do múon, descrito pelo seguinte processo:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.8)$$

$$\mathcal{M}_{\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu} = -\frac{g^2}{8} \bar{u}_e(p_e) \gamma_\rho (1 - \gamma^5) v_{\nu_e}(p_{\nu_e}) G_{\rho\sigma}^W(q) \bar{u}_{\nu_\mu}(p_{\nu_\mu}) \gamma^\sigma (1 - \gamma^5) v_\mu(p_\mu) \quad (2.9)$$

$q = p_\mu - p_{\nu_\mu}$. No referencial de repouso do múon, temos: $p_\mu = (m_\mu, \vec{0})$ e $p_{\nu_\mu} = (E_{\nu_\mu}, \vec{p}_{\nu_\mu})$ com $E_{\nu_\mu} = |\vec{p}_{\nu_\mu}| \leq m_\mu - m_e$. Uma vez que as componentes do quadri-momentum transferido q é menor que a massa do múon m_μ as aproximações descritas em (2.2) são satisfatoriamente precisas para este caso. Desta forma, podemos construir a seguinte amplitude efetiva para este processo:

$$\mathcal{M}_{\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu} = -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{u}_e(p_e) \gamma_\rho (1 - \gamma^5) v_{\nu_e}(p_{\nu_e}) \bar{u}_{\nu_\mu}(p_{\nu_\mu}) \gamma^\sigma (1 - \gamma^5) v_\mu(p_\mu) \quad (2.10)$$

Com a amplitude podemos calcular a largura de decaimento para este processo através da seguinte relação:

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M} |\mathcal{M}|^2 d\Phi(P; p_1, \dots, p_n) \quad (2.11)$$

$d\Phi(P; p_1, \dots, p_n)$ é o elemento do espaço de fase dado por:

$$d\Phi(P; p_1, \dots, p_n) = \delta^4 \left(P - \sum_{i=1}^n p_i \right) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \quad (2.12)$$

A meia-vida para o múon é dada por:

$$\Gamma_{\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu} = \frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} \left[1 - 8 \frac{m_e^2}{m_\mu^2} - 12 \left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2} \right)^2 \ln \left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2} \right) + 8 \left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2} \right)^3 - \left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2} \right)^4 \right] \quad (2.13)$$

A meia-vida do múon é de fundamental importância na determinação do valor de G_F . O valor experimental de τ_μ é $2.1969811(22) * 10^{-6}$ segundos(49).

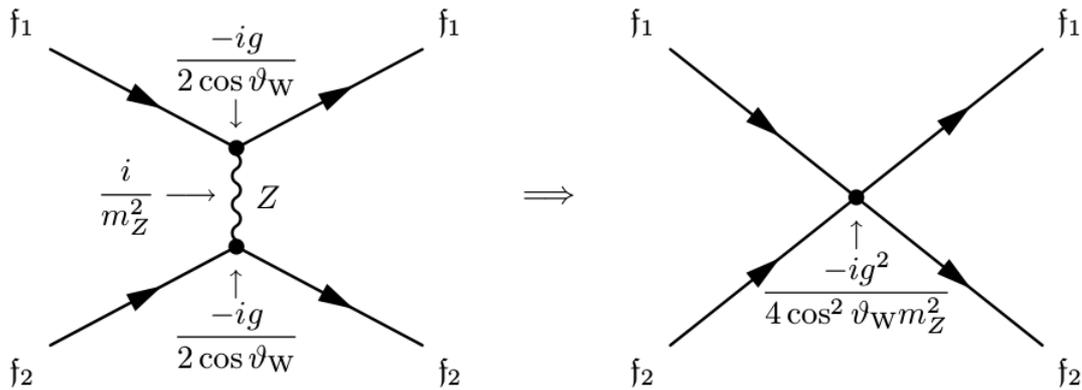
Vamos considerar agora um processo para a corrente neutra. Tomando a contração do propagador do bóson Z , temos:

$$\frac{g^2}{4 \cos^2 \theta_W m_Z^2} = 2 \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} \quad (2.14)$$

O segundo parâmetro em (2.14) é o parâmetro ρ descrito no capítulo 1. seu valor para o MP é $\rho = 1$. O acoplamento efetivo entre quatro férmions para a corrente neutra é dado por:

$$\frac{g^2}{4 \cos^2 \theta_W m_Z^2} = 2 \frac{G_F}{\sqrt{2}} \quad (2.15)$$

Figura 13 – Contração do propagador do bóson Z



Deste modo, temos a lagrangeana para a corrente neutra efetiva

$$-\frac{G_F}{\sqrt{2}} j_Z^\mu j_{Z\mu} \quad (2.16)$$

As regras de Feynman para um dado processo envolvendo a corrente neutra

$$-2i \frac{G_F}{\sqrt{2}} \dots \gamma^\mu (g_V^{f_1} - g_A^{f_1} \gamma^5) \dots \dots \gamma_\mu (g_V^{f_2} - g_A^{f_2} \gamma^5) \dots \quad (2.17)$$

Utilizando a relação $g \sin \theta_W = e$ e (2.6) podemos reescrever G_F em termos da constante de estrutura fina $\alpha \equiv e^2/4\pi$ e o ângulo de mistura θ_W

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{\pi\alpha}{2 \sin^2 \theta_W m_W^2} = \frac{\pi\alpha}{2 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W m_Z^2} \quad (2.18)$$

Esses foram exemplos de uma teoria efetiva para as correntes neutra e carregada do MP. Conforme podemos observar, o uso de EFTs simplificam significativamente o cálculo para observáveis úteis na caracterização de modelos, assim como determinação de parâmetros livres de uma dada teoria. Na próxima seção, veremos como construir os operadores efetivos necessários na construção de uma EFT.

2.2 Os operadores efetivos

Tomando a ação para uma dada lagrangeana, com $d = 4$ no espaço-tempo plano, temos:

$$S = \int d^4x \mathcal{L}(x) \quad (2.19)$$

A lagrangeana $\mathcal{L}(x)$ é a soma dos produtos entre acoplamentos e operadores, os quais são combinações entre campos e derivadas calculados a um determinado ponto x . Estes, por sua vez, podem ser termos do tipo cinético, de massa ou representações de interações entre três ou mais campos, por exemplo:

$$\mathcal{L}(x) = i\bar{\psi}_\alpha \gamma^\mu \partial_\mu \psi_\alpha - \frac{1}{4} V_{\mu\nu} V^{\mu\nu} - m_\alpha \bar{\psi}_\alpha \psi_\alpha + m_V^2 V_\mu V^\mu - g \bar{\psi}_\alpha \gamma_\mu \psi_\alpha V^\mu \quad (2.20)$$

Temos na equação (2.20) uma soma sobre os férmions ψ_α , um bóson vetorial massivo V e a interação entre os férmions e o novo bóson V^μ com o respectivo acoplamento g . A propriedade principal para cada operador ou acoplamento é a sua **dimensão de massa**. De maneira, geral podemos formular a dimensão de massa da seguinte maneira: Uma vez que $c = \hbar = 1$, tomando a análise dimensional $[m/s] = [m^2 kg/s] = 1$ temos que a dimensão de comprimento é o inverso da dimensão de massa.

Em teorias quânticas de campos, a ação é adimensional $[S] = 0$, assim a integral da equação (2.19) implica em $[\mathcal{L}] = d = 4$. Desse modo, cada termo da lagrangeana deve ter dimensão 4. Aplicando esse princípio, podemos determinar a dimensão de massa para cada operador da lagrangeana de qualquer teoria.

Tomando como exemplo a lagrangeana descrita em (2.20), o termo cinético para os férmions possui uma derivada $[\partial] = 1$. Para termos $[\bar{\psi}\partial\psi] = 4$, então a dimensão de massa para o campo dos férmions é $[\psi] = 3/2$. De maneira semelhante, o tensor $V_{\mu\nu}$ possui as seguintes derivadas: $\partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$. Desse modo, temos que $[V_\mu] = 1$, assim, temos $[m_\alpha] = 1$ e $[\bar{\psi}_\alpha \gamma_\mu \psi_\alpha V^\mu] = 4$ e assim $[g] = 0$.

A dimensão de massa dos operadores tem duas consequências de fundamental importância, A primeira é que o *running* das constantes de acoplamento em diferentes escalas depende amplamente da dimensão de massa para cada operador. Operadores com dimensão de massa $D < d^1$, também conhecidos como operadores relevantes, ao saírem de escalas de energias mais altas para energias menores recebem contribuições significativas por parte das correções quânticas. Para os operadores com $D > d$, conhecidos como operadores irrelevantes, são suprimidos quando vão para escalas de energias menores, assim como os operadores com $D = d$, conhecidos como operadores marginais.

A segunda consequência é que a dimensão de massa dos operadores afeta a renormalizabilidade da teoria. Teorias com operadores com dimensão $D > d$, operadores irrelevantes, não são renormalizáveis. Contudo, o oposto não é verdadeiro; algumas teorias compostas apenas de operadores marginais ou relevantes $D \leq d$ não são renormalizáveis.

2.2.1 Coeficientes de Wilson

Conforme visto na lagrangeana (2.20), podemos definir uma teoria efetiva como uma soma de operadores \mathcal{O}_i , cada um dos quais possui dimensão D_i . Assim, podemos dividir os acoplamentos de cada operador em uma constante adimensional c_i , também conhecida como coeficiente de Wilson, e uma escala de massa elevada a uma potência de modo a termos cada operador com a dimensão de massa desejada para que a ação se mantenha adimensional.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{kin} + \sum_i \frac{c_i}{\Lambda^{D_i-d}} \mathcal{O}_i \quad (2.21)$$

De maneira geral, Λ é definida como uma escala de alta energia, ou grandes massas, assim, efeitos indiretos mediados por termos desta física em altas energias são proporcionais a c_i .

Em situações que não conhecemos bem a física em uma dada escala, porém nos eliminamos determinados graus de liberdade acima de uma escala de energia Λ com o intuito de obter uma teoria efetiva para energias abaixo da escala Λ , essa aproximação é chamada *top-down*, podemos determinar com segurança a forma dos operadores \mathcal{O}_i . Contudo, para os casos em que não sabemos sobre a teoria em escalas de energias mais altas, esta aproximação é conhecida como *bottom-up*, é necessário uma forma para que possamos construir os operadores \mathcal{O}_i . Surpreendentemente, a maneira com que podemos determinar um novo conjunto de operadores \mathcal{O}_i é bem simples e direta, temos que levar em conta três fatores:

- **O conteúdo de partículas:** Em teorias efetivas os campos utilizados são graus de liberdade dinâmicos, ou seja, estes podem formar tanto as pernas externas quanto

¹ D se refere à dimensão do operador.

os propagadores dos diagramas de Feynman. Todas as partículas com massa $m \ll \Lambda$ devem ser incluídas. Os operadores são combinações entre os campos e suas derivadas.

- **Simetrias:** Algumas propriedades das simetrias que governam nossa realidade vêm sendo medidas com extrema precisão, por isso é de se esperar que alguma violação destas simetrias seja suprimida ou ocorra apenas em escalas de energias muito altas. Estas simetrias podem ser a simetria de calibre $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, ou simetrias do tipo espaço-tempo (simetrias de Lorentz) ou ainda simetrias globais (simetrias de sabor).
- **Contagem de Potências²:** com um conjunto de partículas e simetrias, podemos construir um número incontável de operadores diferentes. Desse modo, é necessário algumas regras para decidirmos quais operadores nós podemos negligenciar. Aqui entra em ação a importância da dimensão de massa dos operadores, conforme discutido anteriormente, é esperado que operadores com dimensão de massa $D > d$ sejam suprimidos por um fator $\frac{1}{\Lambda^{D-d}}$. Assim, operadores com dimensão de massa alta sejam mais suprimidos. Determinar um valor máximo para a dimensão dos operadores é a maneira mais eficiente para limitar o número de operadores a serem incluídos em nossa lagrangeana efetiva.

Com isso, temos as ferramentas necessárias para a construção da lagrangeana efetiva do MP.

2.3 Bases para a construção do Modelo Padrão Efetivo

Para uma grande classe de modelos além do MP, a física que ocorre abaixo de uma determinada escala de massa Λ pode ser parametrizada através de uma teoria efetiva (EFT), com a lagrangeana do MP sendo acrescida com novos operadores com dimensão D maior que 4. A teoria possui os mesmos conteúdos de campos descritos no MP, assim como as mesmas simetrias de calibre $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. Os operadores com dimensões altas (*Higher Dimensional Operators*) D são organizados como uma expansão em D , com cada termo consecutivo é suprimido por uma potência cada vez maior em Λ .

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{MP} + \sum_i \frac{c_i^{(5)}}{\Lambda} \mathcal{O}_i^{(5)} + \sum_i \frac{c_i^{(6)}}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i^{(6)} + \sum_i \frac{c_i^{(7)}}{\Lambda^3} \mathcal{O}_i^{(7)} + \dots \quad (2.22)$$

Cada operador \mathcal{O}_i^D é invariante sobre as transformações dos grupos $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ e os parâmetros $c_i^{(D)}$ são os coeficientes de Wilson. Este tipo de teoria efetiva é elaborada de modo a parametrizar efeitos observáveis para uma ampla classe de modelos além do MP com novas partículas com massa da ordem de Λ muito maior que as

² Tradução livre da expressão *power-counting*

massas das partículas do MP, ou até mesmo maior que a resolução de energia dos atuais experimentos.

A principal motivação para se trabalhar com teorias efetivas é a determinação dos limites para os parâmetros de uma EFT que depois podem ser re-interpretados como vínculos nas massas e acoplamentos das novas partículas em diferentes teorias além do MP. Ou seja, a tradução dos dados experimentais em limites para os parâmetros da teoria só precisa ser feito uma vez para teorias efetivas ao contrário de ser feita separadamente para cada modelo além do MP.

A contribuição de cada operador \mathcal{O}_i^D para as amplitudes de um dado processo físico em uma escala de energia v cresce com $(v/\Lambda)^{D-4}$. Uma vez que $v/\Lambda < 1$, então uma dada EFT que se encontra dentro de seu limite de energia em que a mesma é válida geralmete descreve pequenos desvios das previsões feitas pelo MP. Contudo, sob certas condições, uma EFT pode descrever grandes desvios de previsões do MP(50, 51).

Um conjunto completo de operadores não redundantes podem ser construídos a partir dos campos do MP, são conhecidos os operadores com dimensão $D = 5$ (52), $D = 6$ (53), $D = 7$ (54) e $D = 8$ (55). Todos os operadores com $D = 5$ violam a simetria de número leptônico. Devido a essa característica, esses operadores são utilizados em modelos de geração de massa para os neutrinos, enquanto os operadores com $D = 7$ violam a simetria de número bariônico-leptônico ou $B - L$ (assim como para todos os operadores conhecidos com D ímpar(56)). Dessa forma, os limites experimentais determinam que os respectivos coeficientes de Wilson para esses operadores devem ser suprimidos a um nível em que os fazem invisíveis ao LHC(57), e por esse motivo esses operadores não serão abordados aqui. Consequentemente é esperado que efeitos de uma nova física possam ser observados em operadores com $D = 6$ (58), suprimidos por um fator $(v/\Lambda)^2$. As contribuições dos termos com $D \geq 8$ são suprimidas por um fator $(v/\Lambda)^4$ ou maior e podem ser desconsideradas para o caso apresentado aqui.

2.3.1 O MP com operadores de dimensão 6

Vamos considerar a lagrangeana do MP junto com os operadores de dimensão 6

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathbf{L}_{MP} + \sum_i \bar{c}_i^{(6)} \mathcal{O}_i^{(6)} \quad (2.23)$$

Aqui absorvemos a escala Λ dentro do coeficiente de Wilson $\bar{c}_i^{(6)} = c_i^{(6)}/\Lambda^2$. Escre-

vendo a lagrangeana do MP, temos:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{MP} = & -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \\
& + D_\mu H^\dagger D_\mu H + \mu_H^2 H^\dagger H - \lambda(H^\dagger H)^2 \\
& + \sum_{f=q,l} i\bar{f}_L \not{D} f_L + \sum_{f=u,d,e,\mu,\tau} i\bar{f}_R \not{D} f_R \\
& - [q_L \tilde{H} y_u u_R \bar{q}_L H y_d d_R + \bar{l}_L H y_l l_R + h.c.]
\end{aligned} \tag{2.24}$$

$G_{\mu\nu}^a$, $W_{\mu\nu}^i$ e $B_{\mu\nu}$ são os respectivos campos de calibre para os grupos $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. Os acoplamentos de calibre correspondentes são denotados por: g_s, g, g' . Também podemos definir o acoplamento eletromagnético como $e = gg'/\sqrt{g^2 + g'^2}$ e o seno do ângulo de Wienberg $\sin \theta_W = g'/\sqrt{g^2 + g'^2}$. Os tensores Energia-Momentum dos campos são definidos como $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c$, $W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k$, $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$. O dubleto de Higgs H adquire o seguinte vev $\langle H^\dagger H \rangle = v^2/2$. No calibre unitário, o campo de Higgs é escrito da seguinte maneira: $H = (0, (v+h)/\sqrt{2})$, com h sendo o bóson de Higgs. Após a quebra da simetria eletro-frac, os auto-estados de massa dos bósons de calibre são definidos como $W^\pm = (W^1 \mp iW^2)/\sqrt{2}$, $Z = \cos \theta_W W^3 - \sin \theta_W B$, $A = \sin \theta_W W^3 + \cos \theta_W B$. A nível de árvore, a massa dos bóson W e Z são dadas por $m_W = gv/2$ e $m_Z = \sqrt{g^2 + g'^2}v/2$. Os férmions de quiralidade esquerda $q_L = (u_L, d_L)$ e $l_L = (\nu_L, l_L)$ se transformam como dubletos sob o grupo $SU_L(2)$ enquanto os férmions de quiralidade direita u_R, d_R, l_R se transformam como singletos sobre $SU_L(2)$. Os três parâmetros g, g' e v podem ser deduzidos a partir da constante de fermi G_F , que tem seu valor obtido a partir do decaimento do múon, da massa do bóson Z e do acoplamento eletromagnético $\alpha(0)$. O acoplamento quártico λ do Higgs pode ser deduzido a partir da massa do Higgs. As relações entre os observáveis físicos e os parâmetros da teoria eletro-frac são dadas por:

$$G_F = \frac{1}{\sqrt{2}v^2}, \quad \alpha = \frac{g^2 g'^2}{4\pi(g^2 + g'^2)}, \quad m_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}v}{2}, \quad m_h^2 = 2\lambda v^2 \tag{2.25}$$

Para os operadores de dimensão 6 $\mathcal{O}_i^{(6)}$ é exigido que estes formem um conjunto completo e não redundante, este conjunto também é chamado de base. Um conjunto completo no sentido em que qualquer operador $\mathcal{O}_i^{(6)}$ ou já faz parte de nossa base de operadores ou pode ser obtido a partir das equações de movimento, integração por partes, redefinições dos campos, transformação de Fierz e combinação dos operadores já presentes na base. Um conjunto de operadores é dito não-redundante quando é um conjunto mínimo em que qualquer base completa leva as mesmas previsões físicas relacionadas com possíveis efeitos de nova física. Diversas bases de operadores já foram propostas e estão presentes na literatura. Cada base possui sua conveniência para cada aplicação específica. Historicamente, uma base de operadores com $D = 6$ completa e não-redundante foi primeiro descrita em (53), e é usualmente chamada de *Warsaw basis*. Para esta tese será utilizada a base *Strong*

Interacting Light Higgs-SILH(59). Além dessa escolha de base ser a mais utilizada na literatura, para os propósitos deste trabalho é a que fornece maior conveniência para se obter os vículos dos coeficientes de Wilson a partir dos observáveis físicos.

Tabela 8 – Operadores Bósonicos da base *SILH*

	CP-par		CP-ímpar
\mathcal{O}_H	$\frac{1}{2v^2} [\partial_\mu (H^\dagger H)]^2$		
\mathcal{O}_T	$\frac{1}{2v^2} (H^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu H)^2$		
\mathcal{O}_6	$-\frac{\lambda}{v^2} (H^\dagger H)^3$		
\mathcal{O}_g	$\frac{g_s^2}{m_W^2} (H^\dagger H) G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$	$\tilde{\mathcal{O}}_g$	$\frac{g_s^2}{m_W^2} (H^\dagger H) \tilde{G}_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$
\mathcal{O}_γ	$\frac{g'^2}{m_W^2} (H^\dagger H) B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$	$\tilde{\mathcal{O}}_\gamma$	$\frac{g'^2}{m_W^2} (H^\dagger H) \tilde{B}_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$
\mathcal{O}_W	$\frac{ig}{2m_W^2} (H^\dagger \sigma^i \overleftrightarrow{D}_\mu H) D_\nu W_i^{\mu\nu}$		
\mathcal{O}_B	$\frac{ig'}{2m_W^2} (H^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu H) \partial_\nu B^{\mu\nu}$		
\mathcal{O}_{HW}	$\frac{ig}{m_W^2} (D_\mu H^\dagger \sigma^i D_\nu H) W_i^{\mu\nu}$	$\tilde{\mathcal{O}}_{HW}$	$\frac{ig}{m_W^2} (D_\mu H^\dagger \sigma^i D_\nu H) \tilde{W}_i^{\mu\nu}$
\mathcal{O}_{HB}	$\frac{ig'}{m_W^2} (D_\mu H^\dagger \sigma^i D_\nu H) B^{\mu\nu}$	$\tilde{\mathcal{O}}_{HB}$	$\frac{ig'}{m_W^2} (D_\mu H^\dagger \sigma^i D_\nu H) \tilde{B}^{\mu\nu}$
\mathcal{O}_{2W}	$\frac{i}{m_W^2} (D_\mu W_i^{\mu\nu} D^\rho W_{\rho\nu}^i)$		
\mathcal{O}_{2B}	$\frac{1}{m_W^2} (\partial_\mu B^{\mu\nu} \partial^\rho B_{\rho\nu})$		
\mathcal{O}_{2G}	$\frac{1}{m_W^2} (\partial_\mu G_a^{\mu\nu} \partial^\rho G_{\rho\nu}^a)$		
\mathcal{O}_{3W}	$\frac{g^3}{m_W^3} (\epsilon^{ijk} W_{\mu\nu}^i W_j^{\nu\rho} W_{k\rho}^\mu)$	$\tilde{\mathcal{O}}_{3W}$	$\frac{g^3}{m_W^3} (\epsilon^{ijk} \tilde{W}_{\mu\nu}^i W_j^{\nu\rho} W_{k\rho}^\mu)$
\mathcal{O}_{3G}	$\frac{g_s^3}{m_W^3} (f^{abc} G_{\mu\nu}^a G_b^{\nu\rho} G_{c\rho}^\mu)$	$\tilde{\mathcal{O}}_{3G}$	$\frac{g_s^3}{m_W^3} (f^{abc} \tilde{G}_{\mu\nu}^a G_b^{\nu\rho} G_{c\rho}^\mu)$

2.3.2 A lagrangeana efetiva no seu auto-estado de massa

Na seção anterior, introduzimos a lagrangeana efetiva do MP junto com novos termos efetivos de dimensão 6, também utilizamos uma notação de modo que os termos são invariantes sob $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. Até o presente momento, a conexão entre os novos operadores e suas implicações fenomenológicas ainda não está clara. Para que possamos relacionar os observáveis investigados em colisores de partículas, é mais conveniente expressarmos a lagrangeana efetiva em termos de seu auto-estado de massa após a quebra espontânea de simetria. Uma vez feito isso, apenas os grupos de simetria $SU_C(3) \otimes U_{em}(1)$ são presentes na lagrangeana efetiva.

Uma vez que a redefinição dos campos não interfere nas predições físicas, a invariância de calibre da EFT que utilizamos garante que os observáveis obtidos utilizando a

Tabela 9 – Operadores de dimensão 6 com dois férmions da base *SILH*, definindo $\sigma_{\mu\nu} = i[\gamma_\mu, \gamma_\nu]/2$ e os campos e, u, d como os singletos de quiralidade direita, enquanto l, q como os dubletos de quiralidade direita.

	Férmions-Escalar		Yukawa, Férmions-Calibre
$[\mathcal{O}_{Hl}]_{ij}$	$\frac{i}{v^2} \bar{l}_i \gamma_\mu l_j H^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu H$	$[\tilde{\mathcal{O}}_e]_{ij}$	$\frac{\sqrt{2m_{ei}m_{ej}}}{v^3} H^\dagger H \bar{l}_i H e_j$
$[\mathcal{O}'_{Hl}]_{ij}$	$\frac{i}{v^2} \bar{l}_i \sigma^k \gamma_\mu l_j H^\dagger \sigma^k \overleftrightarrow{D}^\mu H$	$[\tilde{\mathcal{O}}_u]_{ij}$	$\frac{\sqrt{2m_{ui}m_{uj}}}{v^3} H^\dagger H \bar{q}_i \tilde{H} u_j$
$[\mathcal{O}_{He}]_{ij}$	$\frac{i}{v^2} \bar{e}_i \gamma_\mu e_j H^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu H$	$[\tilde{\mathcal{O}}_d]_{ij}$	$\frac{\sqrt{2m_{di}m_{dj}}}{v^3} H^\dagger H \bar{q}_i H d_j$
$[\mathcal{O}_{Hq}]_{ij}$	$\frac{i}{v^2} \bar{q}_i \gamma_\mu q_j H^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu H$	$[\tilde{\mathcal{O}}_{eW}]_{ij}$	$\frac{g}{m_W^2} \frac{\sqrt{2m_{ei}m_{ej}}}{v} \bar{l}_i \sigma^k H \sigma_{\mu\nu} e_j W_k^{\mu\nu}$
$[\mathcal{O}'_{Hq}]_{ij}$	$\frac{i}{v^2} \bar{q}_i \sigma^k \gamma_\mu q_j H^\dagger \sigma^k \overleftrightarrow{D}^\mu H$	$[\tilde{\mathcal{O}}_{eB}]_{ij}$	$\frac{g'}{m_W^2} \frac{\sqrt{2m_{ei}m_{ej}}}{v} \bar{l}_i H \sigma_{\mu\nu} e_j B^{\mu\nu}$
$[\mathcal{O}_{Hu}]_{ij}$	$\frac{i}{v^2} \bar{u}_i \gamma_\mu u_j H^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu H$	$[\tilde{\mathcal{O}}_{uG}]_{ij}$	$\frac{g_s}{m_W^2} \frac{\sqrt{2m_{ui}m_{uj}}}{v} \bar{q}_i \tilde{H} \sigma_{\mu\nu} T^a u_j G_a^{\mu\nu}$
$[\mathcal{O}_{Hd}]_{ij}$	$\frac{i}{v^2} \bar{d}_i \gamma_\mu d_j H^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu H$	$[\tilde{\mathcal{O}}_{uW}]_{ij}$	$\frac{g}{m_W^2} \frac{\sqrt{2m_{ui}m_{uj}}}{v} \bar{q}_i \sigma^k \tilde{H} \sigma_{\mu\nu} u_j W_k^{\mu\nu}$
$[\mathcal{O}_{Hud}]_{ij}$	$\frac{i}{v^2} \bar{u}_i \gamma_\mu d_j \tilde{H}^\dagger D^\mu H$	$[\tilde{\mathcal{O}}_{uB}]_{ij}$	$\frac{g'}{m_W^2} \frac{\sqrt{2m_{ui}m_{uj}}}{v} \bar{q}_i \tilde{H} \sigma_{\mu\nu} u_j B^{\mu\nu}$
		$[\tilde{\mathcal{O}}_{dG}]_{ij}$	$\frac{g_s}{m_W^2} \frac{\sqrt{2m_{di}m_{dj}}}{v} \bar{q}_i H \sigma_{\mu\nu} T^a d_j G_a^{\mu\nu}$
		$[\tilde{\mathcal{O}}_{dW}]_{ij}$	$\frac{g}{m_W^2} \frac{\sqrt{2m_{di}m_{dj}}}{v} \bar{q}_i \sigma^k H \sigma_{\mu\nu} d_j W_k^{\mu\nu}$
		$[\tilde{\mathcal{O}}_{dB}]_{ij}$	$\frac{g'}{m_W^2} \frac{\sqrt{2m_{di}m_{dj}}}{v} \bar{q}_i H \sigma_{\mu\nu} d_j B^{\mu\nu}$

lagrangeana efetiva em seu auto-estado de massa também sejam invariantes de calibre. Isto é possível graças ao fato de que apesar de a simetria $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ não estar mais manifestada após a quebra de simetria, embora ainda presente de forma "escondida" como uma relação não trivial entre os diferentes acoplamentos dos auto-estados de massa. Finalmente, para que possamos calcular observáveis além dos obtidos a nível de árvore (*LO-leading order*), é preciso especificar o termo de fixação de calibre. Mais uma vez, a invariância de calibre da EFT garante que os observáveis físicos são independentes da escolha dos termos de fixação de calibre.

Nesta seção vamos relacionar os coeficientes de Wilson dos operadores de dimensão 6 da lagrangeana efetiva na bases *SILH* com os parâmetros que descrevem as interações em seus auto-estados de massa. A forma da lagrangeana em seu auto-estado de massa obtida através da substituição direta do vev do Higgs e seus auto-estados não é conveniente para aplicações práticas. Contudo, podemos fazer a seguinte redefinição dos campos e acoplamentos da lagrangeana:

$$\begin{aligned}
G_\mu^a &\rightarrow (1 + \delta_G) G_\mu^a, \quad W_\mu^\pm \rightarrow (1 + \delta_W) W_\mu^\pm, \quad Z_\mu \rightarrow (1 + \delta_Z) Z_\mu, \quad A_\mu \rightarrow (1 + \delta_A) A_\mu + \delta_{AZ} Z_\mu \\
v &\rightarrow v(1 + \delta v), \quad g_s \rightarrow g_s(1 + \delta g_s), \quad g \rightarrow g(1 + \delta g), \quad g' \rightarrow g'(1 + \delta g') \\
\lambda &\rightarrow \lambda(1 + \delta \lambda), \quad h \rightarrow (1 + \delta_1) h + \delta_2 h^2/v + \delta_3 h^3/v^2
\end{aligned} \tag{2.26}$$

Aqui os parâmetros δ_i são as respectivas contribuições $\mathcal{O}(\Lambda^{-2})$ para cada expansão da teoria efetiva. Podemos perceber que a transformação não linear do campo de Higgs, última linha da equação (2.26), não produz nenhum novo termo de interação para a expansão $\mathcal{O}(\Lambda^{-2})$ na lagrangeana efetiva que não possa ser produzido pelos operadores

Tabela 10 – Operadores de dimensão 6 com quatro férmions da base $SILH$, definindo $\sigma_{\mu\nu} = i[\gamma_\mu, \gamma_\nu]/2$ e os campos e, u, d como os singletos de quiralidade direita, enquanto l, q como os dubletos de quiralidade direita, o índice sabor é implícito para cada férmion, assim como seu conjugado complexo.

	$(\bar{L}L)(\bar{L}L)$ e $(\bar{L}R)(\bar{L}R)$		$(\bar{R}R)(\bar{R}R)$		$(\bar{L}L)(\bar{R}R)$
\mathcal{O}_{ll}	$\frac{1}{v^2}(\bar{l}\gamma_\mu l)(\bar{l}\gamma^\mu l)$	\mathcal{O}_{ee}	$\frac{1}{v^2}(\bar{e}\gamma_\mu e)(\bar{e}\gamma^\mu e)$	\mathcal{O}_{le}	$\frac{1}{v^2}(\bar{l}\gamma_\mu l)(\bar{e}\gamma^\mu e)$
\mathcal{O}_{qq}	$\frac{1}{v^2}(\bar{q}\gamma_\mu q)(\bar{q}\gamma^\mu q)$	\mathcal{O}_{uu}	$\frac{1}{v^2}(\bar{u}\gamma_\mu u)(\bar{u}\gamma^\mu u)$	\mathcal{O}_{lu}	$\frac{1}{v^2}(\bar{l}\gamma_\mu l)(\bar{u}\gamma^\mu u)$
\mathcal{O}'_{qq}	$\frac{1}{v^2}(\bar{q}\gamma_\mu \sigma^i q)(\bar{q}\gamma^\mu \sigma_i q)$	\mathcal{O}_{dd}	$\frac{1}{v^2}(\bar{d}\gamma_\mu d)(\bar{d}\gamma^\mu d)$	\mathcal{O}_{ld}	$\frac{1}{v^2}(\bar{l}\gamma_\mu l)(\bar{d}\gamma^\mu d)$
\mathcal{O}_{lq}	$\frac{1}{v^2}(\bar{l}\gamma_\mu l)(\bar{q}\gamma^\mu q)$	\mathcal{O}_{eu}	$\frac{1}{v^2}(\bar{e}\gamma_\mu e)(\bar{u}\gamma^\mu u)$	\mathcal{O}_{eq}	$\frac{1}{v^2}(\bar{q}\gamma_\mu q)(\bar{e}\gamma^\mu e)$
\mathcal{O}'_{lq}	$\frac{1}{v^2}(\bar{l}\gamma_\mu \sigma^i l)(\bar{q}\gamma^\mu \sigma_i q)$	\mathcal{O}_{ed}	$\frac{1}{v^2}(\bar{e}\gamma_\mu e)(\bar{d}\gamma^\mu d)$	\mathcal{O}_{qu}	$\frac{1}{v^2}(\bar{q}\gamma_\mu q)(\bar{u}\gamma^\mu u)$
\mathcal{O}_{quqd}	$\frac{1}{v^2}(\bar{q}^j u)\epsilon_{jk}(\bar{q}^k d)$	\mathcal{O}_{ud}	$\frac{1}{v^2}(\bar{u}\gamma_\mu u)(\bar{d}\gamma^\mu d)$	\mathcal{O}'_{qu}	$\frac{1}{v^2}(\bar{q}\gamma_\mu T^a q)(\bar{u}\gamma^\mu T^a u)$
\mathcal{O}'_{quqd}	$\frac{1}{v^2}(\bar{q}^j T^a u)\epsilon_{jk}(\bar{q}^k T^a d)$	\mathcal{O}'_{ud}	$\frac{1}{v^2}(\bar{u}\gamma_\mu T^a u)(\bar{d}\gamma^\mu T^a d)$	\mathcal{O}_{qd}	$\frac{1}{v^2}(\bar{q}\gamma_\mu q)(\bar{d}\gamma^\mu d)$
\mathcal{O}_{lequ}	$\frac{1}{v^2}(\bar{l}^j e)\epsilon_{jk}(\bar{q}^k u)$			\mathcal{O}'_{qd}	$\frac{1}{v^2}(\bar{q}\gamma_\mu T^a q)(\bar{d}\gamma^\mu T^a d)$
\mathcal{O}'_{lequ}	$\frac{1}{v^2}(\bar{l}^j \sigma_{\mu\nu} e)\epsilon_{jk}(\bar{q}^k \sigma^{\mu\nu} u)$				
\mathcal{O}_{ledq}	$\frac{1}{v^2}(\bar{l}^j e)(\bar{d}q^j)$				

de dimensão 6³. Essas redefinições não alteram as previsões físicas ou as simetrias de nossa teoria. Entretanto, essas redefinições permitem trazer a nossa teoria para uma forma mais conveniente para realizar cálculos de observáveis. Vamos fazer uso dessa redefinição de campos para exigir que a lagrangeana efetiva no seu auto-estado de massa tenha as seguintes características:

- Todos os termos cinéticos e de massa são diagonais e canonicamente normalizados. São ausentes da lagrangeana termos cinéticos com derivadas de altas ordens.
- As interações não derivativas dos fótons e dos glúons com os férmions são as mesmas do MP.
- A relação entre os parâmetros da teoria eletro-frac e os observáveis são os mesmos do MP, a nível de árvore, descritos em (2.25).
- Os termos de auto-interação com duas derivadas do higgs (*e.g.*: $h\partial_\mu h\partial^\mu h$) também são ausentes.
- Nos termos de interação entre o Higgs e os bósons de calibre a derivada não atua no higgs (*e.x.*: não existe o termo $\partial_\mu h V_\nu V^{\nu\mu}$).

³ Como exemplo, podemos aplicar a redefinição ao termo h^4 , que é o termo de auto-interação do higgs do MP. Isso produz os termos h^5 e h^6 , que são termos de auto-interação em $\mathcal{O}(\Lambda^{-2})$. Estes termos também são gerados pelos operadores de $D = 6$ da base $SILH$.

- Para cada par de férmions, o coeficiente do termo de interação entre férmions-Vetor-Higgs $\left(2\frac{h}{v} + \frac{h^2}{v^2}\right) V_\mu \bar{f} \gamma^\mu f$ é igual a correção do vértice da interação $V_\mu \bar{f} \gamma^\mu f$

Essas condições são apenas uma escolha de convenção, uma entre muitas outras, de como representar as interações descritas pela lagrangeana efetiva em seu auto-estado de massa. É sempre possível impor essas escolhas em qualquer base de operadores com $D = 6$: SILH, Warsaw, entre outras. A condição descrita na linha 1 simplifica o processo de obtenção de previsões física da EFT, e é fundamental para implementar a EFT computacionalmente para simulações. As condições das linhas 2 e 3 simplificam os parâmetros do MP g, g' e v . Os seus valores numéricos obtidos a partir de G_F, α, m_Z devem ser os mesmos obtidos apenas com MP, e não são afetados pelos operadores de dimensão 6. As condições descritas nas linhas 4 a 6 são conveções comumente utilizadas na literatura, permitem fixar as redefinições dos campos e acoplamentos restantes.

De maneira geral, os operadores de dimensão 6 induzem termos que não obedecem às condições 1 e 6. Entretanto, essas condições podem sempre ser obtidas, sem nenhuma perda de generalidade, utilizando as equações de movimento, integrando-as por partes e redefinindo os campos e constantes de acoplamentos. Assim, temos:

$$\begin{aligned}
\delta_G &= \frac{4g_s^2}{g^2} \bar{c}_g \\
\delta_W &= \bar{c}_W \\
\delta_Z &= \bar{c}_W + \frac{g'^2}{g^2} \bar{c}_B + \frac{4g'^4}{g^2(g^2+g'^2)} \bar{c}_\gamma \\
\delta_{AZ} &= \frac{g'}{g} (\bar{c}_W - \bar{c}_B) - \frac{8g'^3}{g(g^2+g'^2)} \bar{c}_\gamma \\
\delta_A &= \frac{4g'^2}{(g^2+g'^2)} \bar{c}_\gamma \\
\delta v &= \frac{[\bar{c}'_{Hl}]_{22}}{2} \\
\delta g_S &= -\frac{4g_s^2}{g^2} \bar{c}_g \\
\delta g &= -\frac{g^2}{(g^2-g'^2)} \left(\bar{c}_W + \bar{c}_{2W} + \frac{g'^2}{g^2} \bar{c}_B + \frac{g'^2}{g^2} \bar{c}_{2B} - \frac{1}{2} \bar{c}_T + \frac{1}{2} [\bar{c}'_{Hl}]_{22} \right) \\
\delta g' &= \frac{g^2}{(g^2-g'^2)} \left(\bar{c}_W + \bar{c}_{2W} + \frac{g'^2}{g^2} \bar{c}_B + \frac{g'^2}{g^2} \bar{c}_{2B} - \frac{1}{2} \bar{c}_T + \frac{1}{2} [\bar{c}'_{Hl}]_{22} - 4 \frac{g^2-g'^2}{g^2} \bar{c}_\gamma \right) \\
\delta \lambda &= \bar{c}_H - \frac{3}{2} \bar{c}_6 - [\bar{c}'_{Hl}]_{22} \\
\delta_1 = \delta_2 &= -\frac{\bar{c}_H}{2}, \quad \delta_3 = -\frac{\bar{c}_H}{6}
\end{aligned} \tag{2.27}$$

Por fim, temos o termo de massa do higgs que é relacionado com a vev e outros parâmetros por meio da seguinte equação $\mu_H^2 = \lambda v^2 (1 + \delta \lambda + 2\delta v + 3/4\bar{c}_6)$.

Uma vez que as condições impostas anteriormente são satisfeitas, podemos analisar as interações provenientes da lagrangeana efetiva em seu auto-estado de massa. Por simplicidade, vamos focar apenas nas interações que possuem maior relevância para a fenomenologia no LHC. Como uma organização didática, vamos dividir a lagrangeana

efetiva da seguinte maneira:

$$\mathcal{L}_{EFT} = \mathcal{L}_{cinética} + \mathcal{L}_{Aff} + \mathcal{L}_{calibre} + \mathcal{L}_{dipolo} + \mathcal{L}_{tgc} + \mathcal{L}_{hff} + \mathcal{L}_{hVV} + \mathcal{L}_{hvvf} + \mathcal{L}_{hdvff} + \mathcal{L}_{h,auto} + \mathcal{L}_{h^2} + \mathcal{L}_{outras} \quad (2.28)$$

2.3.2.1 Termos Cinéticos

Os termos cinéticos da lagrangeana efetiva são diagonais e canonicamente normalizados, conforme exigido anteriormente:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{cinética} = & -\frac{1}{2}W_{\mu\nu}^+W^{-\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4}A_{\mu\nu}A^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^aG_a^{\mu\nu} \\ & + \frac{g^2v^2}{4}(1 + \delta m)^2W_\mu^+W^{-\mu} + \frac{(g^2+g'^2)v^2}{8}Z_\mu Z^\mu \\ & + \frac{1}{2}\partial_\mu h\partial^\mu h - \lambda v^2 h^2 + i \sum_{f \in q,l,u,d,e} \bar{f}(\not{\partial} - m_f)f \end{aligned} \quad (2.29)$$

O valor numérico do parâmetro λ é obtido a partir de $m_h^2 = 2\lambda v^2$. A partir da condição 3 descrita anteriormente, não temos os termos de correção da massa do Z . Segundo essa convenção, a correção da massa do bóson W não pode ser, de maneira geral, redefinida e parametrizada por δm . A relação entre δm e os coeficientes de Wilson é dada por:

$$\delta m = \frac{g'^2}{g^2 - g'^2} \left(\bar{c}_W + \bar{c}_B + \bar{c}_{2W} + \bar{c}_{2B} - \frac{g^2}{2g'^2}\bar{c}_T + \frac{1}{2}[\bar{c}'_{HI}]_{22} \right) \quad (2.30)$$

2.3.2.2 Termos de interação entre férmions e bósons de calibre

De acordo com a condição 2, por construção temos os seguintes termos de interação entre os bósons de calibre e os férmions:

$$\mathcal{L}_{Aff} = eA_\mu \sum_{f \in u,d,e} \bar{f}\gamma_\mu Q_f f + g_s G_\mu^a \sum_{f \in u,d} \bar{f}\gamma^\mu T^a f \quad (2.31)$$

Com $Q_f = 1$ para léptons, $Q_f = 2/3$ para quarks do tipo u e $Q_f = -1/3$ para quarks do tipo d . Analogamente, as interações dos bósons W e Z podem, em geral, ser afetadas pelos operadores de dimensão 6 da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{calibre} = & \frac{g}{\sqrt{2}} \left(W_\mu^+ \bar{\nu}_L \gamma^\mu (I_3 + \delta g_L^{Wl}) e_L + W_\mu^+ \bar{u}_L \gamma^\mu (I_3 + \delta g_L^{Wq}) d_L + W_\mu^+ \bar{u}_R \gamma^\mu \delta g_R^{Wq} d_R + h.c \right) \\ & + \sqrt{g^2 g'^2} Z_\mu \left[\sum_{f \in u,d,e,\nu} \bar{f}_L (T_f^3 - s_{\theta W}^2 Q_f + \gamma^\mu \delta g_L^{Zf}) f_L + \sum_{f \in u,d,e} \bar{f}_R (-s_{\theta W}^2 Q_f + \gamma^\mu \delta g_R^{Zf}) f_R \right] \end{aligned} \quad (2.32)$$

I_3 é a matriz identidade 3×3 , as correções δg_L^{Wl} , δg_L^{Wq} , δg_L^{Zf} , δg_R^{Zf} são matrizes hermitianas 3×3 no espaço dos sabores, ou famílias, δg_R^{Wq} é uma matriz complexa 3×3 . As correções dos vértices para as interações entre os bósons W e Z e os férmions expressas

em termos dos coeficientes de Wilson:

$$\begin{aligned}
\delta g_L^{Z\nu} &= \frac{1}{2}\bar{c}'_{Hl} - \frac{1}{2}\bar{c}_{Hl} + \hat{f}(1/2, 0) \\
\delta g_L^{Ze} &= -\frac{1}{2}\bar{c}'_{Hl} - \frac{1}{2}\bar{c}_{Hl} + \hat{f}(-1/2, -1) \\
\delta g_R^{Ze} &= -\frac{1}{2}\bar{c}_{He} - \hat{f}(0, -1) \\
\delta g_L^{Zu} &= \frac{1}{2}\bar{c}'_{Hq} - \frac{1}{2}\bar{c}_{Hq} + \hat{f}(1/2, 2/3) \\
\delta g_L^{Zd} &= -\frac{1}{2}V_{CKM}^\dagger \bar{c}'_{Hq} V_{CKM} - \frac{1}{2}V_{CKM}^\dagger \bar{c}_{Hq} V_{CKM} + \hat{f}(-1/2, -1/3) \\
\delta g_R^{Zu} &= -\frac{1}{2}\bar{c}_{Hu} + \hat{f}(0, 2/3) \\
\delta g_R^{Zd} &= -\frac{1}{2}\bar{c}_{Hd} + \hat{f}(0, -1/3) \\
\delta g_L^{Wl} &= \bar{c}'_{Hl} + \hat{f}(1/2, 0) - \hat{f}(-1/2, -1) \\
\delta g_L^{Wq} &= \left(\bar{c}'_{Hq} + \hat{f}(1/2, 2/3) - \hat{f}(-1/2, -1/3) \right) V_{CKM} \\
\delta g_R^{Wq} &= -\frac{1}{2}\bar{c}_{Hud}
\end{aligned} \tag{2.33}$$

Com:

$$\begin{aligned}
\hat{f}(T_f^3, Q_f) &\equiv \left[\bar{c}_{2W} + \frac{g'^2}{g^2}\bar{c}_{2B} + \frac{1}{2}\bar{c}_T - \frac{1}{2}[\bar{c}'_{Hl}]_{22} \right] T_f^3 \\
&- \frac{g'^2}{(g^2-g'^2)} \left[\frac{(2g^2-g'^2)}{g^2}\bar{c}_{2B} + \bar{c}_{2W} + \bar{c}_W + \bar{c}_B - \frac{1}{2}\bar{c}_T + \frac{1}{2}[\bar{c}'_{Hl}]_{22} \right] Q_f
\end{aligned} \tag{2.34}$$

Outro tipo de interação entre os bósons de calibre e os férmions é denominada de interação de dipolo. Estas interações não podem ser descritas apenas com a lagrangeana do MP a nível de árvore, porém, estas interações aparecem de forma geral em uma EFT através dos operadores de dimensão 6. Podemos parametrizá-las da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{dipolo} &= -\frac{1}{4v} \left[g_s \sum_{f \in u,d} \frac{\sqrt{m_{f_i} m_{f_j}}}{v} \bar{f}_{L,i} \sigma_{\mu\nu} T^a [d_{Gf}]_{ij} f_{R,j} G_a^{\mu\nu} + e \sum_{f \in u,d,e} \frac{\sqrt{m_{f_i} m_{f_j}}}{v} \bar{f}_{L,i} \sigma_{\mu\nu} [d_{Af}]_{ij} f_{R,j} A^{\mu\nu} \right] \\
&- \frac{1}{4v} \left[\sqrt{g^2 + g'^2} \sum_{f \in u,d,e} \frac{\sqrt{m_{f_i} m_{f_j}}}{v} \bar{f}_{L,i} \sigma_{\mu\nu} [d_{Zf}]_{ij} f_{R,j} Z^{\mu\nu} \right] \\
&- \frac{1}{4v} \left[\sqrt{2g} \frac{\sqrt{m_{u_i} m_{u_j}}}{v} \bar{d}_{L,i} \sigma_{\mu\nu} [d_{Wu}]_{ij} u_{R,j} W^{-\mu\nu} + \sqrt{2g} \frac{\sqrt{m_{d_i} m_{d_j}}}{v} \bar{u}_{L,i} \sigma_{\mu\nu} [d_{Wd}]_{ij} d_{R,j} W^{+\mu\nu} \right] \\
&- \frac{1}{4v} \left[\sqrt{2g} \frac{\sqrt{m_{e_i} m_{e_j}}}{v} \bar{\nu}_{L,i} \sigma_{\mu\nu} [d_{We}]_{ij} e_{R,j} W^{+\mu\nu} \right] + h.c
\end{aligned} \tag{2.35}$$

Com $\sigma_{\mu\nu} = i[\gamma_\mu, \gamma_\nu]/2$ e d_{Af}, d_{Zf} e d_{Wf} são matrizes complexas 3×3 . Os tensores dos campos vetoriais são definidos como $X_{\mu\nu} = \partial_\mu X_\nu - \partial_\nu X_\mu$ e $\tilde{X}_{\mu\nu} = \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \partial^\rho X^\sigma$. A relação entre os coeficientes de Wilson e os coeficientes d_{Vf} é dada por:

$$\begin{aligned}
d_{Gf} &= -\frac{16}{g^2} \bar{c}_{fG} \\
d_{Af} &= -\frac{16}{g^2} (\eta_f \bar{c}_{fW} + \bar{c}_{fB}) \\
d_{Zf} &= -\frac{16}{g^2} (\eta_f \bar{c}_{\theta W}^2 \bar{c}_{fW} - s_f^2 \bar{c}_{fB}) \\
d_{Wf} &= -\frac{16}{g^2} \bar{c}_{fW}
\end{aligned} \tag{2.36}$$

com $\eta_u = +1$, $\eta_{d,e} = -1$.

2.3.2.3 Termos de auto-interação entre os bósons

As auto-interações dos bósons de calibre não são diretamente relevantes para buscas do bóson de higgs no LHC, entretanto, devido à importante sinergia que existe entre o acoplamento triplo dos bósons de calibre e as medidas do acoplamento do higgs(60, 61, 62) podemos incluir uma breve demonstração destes termos e como são parametrizados através da lagrangeana efetiva na base SILH. As interações triplas dos bósons de calibre são obtidas a partir dos seguintes termos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{tgc} = & ie \left(W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu} - W_{\mu\nu}^- W^{+\mu} \right) A^\nu + ie \left[(1 + \delta\kappa_\gamma) A^{\mu\nu} W_\mu^+ W_\nu^- + \tilde{\kappa}_\gamma \tilde{A}^{\mu\nu} W_\mu^+ W_\nu^- \right] \\ & + igc_{\theta W} \left[(1 + \delta g_{1,Z}) (W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu} - W_{\mu\nu}^- W^{+\mu}) Z^\nu + (1 + \delta\kappa_Z) Z^{\mu\nu} W_\mu^+ W_\nu^- + \tilde{\kappa}_Z \tilde{Z}^{\mu\nu} W_\mu^+ W_\nu^- \right] \\ & + \frac{ie}{m_W^2} \left[\lambda_\gamma W_{\mu\nu}^+ W_\rho^{-\nu} A^{\rho\mu} + \tilde{\lambda}_\gamma W_{\mu\nu}^+ W_\rho^{-\nu} \tilde{A}^{\rho\mu} \right] + \frac{gc_{\theta W}}{m_W^2} \left[\lambda_Z W_{\mu\nu}^+ W_\rho^{-\nu} Z^{\rho\mu} + \tilde{\lambda}_Z W_{\mu\nu}^+ W_\rho^{-\nu} \tilde{Z}^{\rho\mu} \right] \\ & - g_s f^{abc} \partial_\mu G_\nu^a G^{b\mu} G^{c\nu} + \frac{c_{3g}}{v^2} g_s^3 f^{abc} G_{\mu\nu}^a G^{b\nu} G^{c\rho\mu} + \frac{\tilde{c}_{3g}}{v^2} g_s^3 f^{abc} \tilde{G}_{\mu\nu}^a G^{b\nu} G^{c\rho\mu} \end{aligned} \quad (2.37)$$

Os acoplamentos anômalos triplas dos bósons de calibre são relacionados com os coeficientes de Wilson na base SILH da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} \delta g_{Z,1} = & -\frac{g^2+g'^2}{g^2-g'^2} \left[\frac{g^2-g'^2}{g^2} \bar{c}_{HW} + \bar{c}_W + \bar{c}_{2W} + \frac{g'^2}{g^2} \bar{c}_B + \frac{g'^2}{g^2} \bar{c}_{2B} - \frac{1}{2} \bar{c}_T + \frac{1}{2} [\bar{c}'_{HI}]_{22} \right] \\ \delta\kappa_\gamma = & -\bar{c}_{HW} - \bar{c}_{HB} \\ \delta\kappa_Z = & -\bar{c}_{HW} + \frac{g'^2}{g^2} \bar{c}_{HB} - \frac{g^2+g'^2}{g^2-g'^2} \left[\bar{c}_W + \bar{c}_{2W} + \frac{g'^2}{g^2} \bar{c}_B + \frac{g'^2}{g^2} \bar{c}_{2B} + \frac{1}{2} [\bar{c}'_{HI}]_{22} \right] \\ \lambda_Z = \lambda_\gamma = & -6g^2 \bar{c}_{3W} \\ \delta\tilde{\kappa}_\gamma = & -\tilde{c}_{HW} - \tilde{c}_{HB} \\ \delta\tilde{\kappa}_Z = & \frac{g'^2}{g^2} [\tilde{c}_{HW} + \tilde{c}_{HB}] \\ \delta\tilde{\lambda}_Z = \delta\tilde{\lambda}_\gamma = & -6g^2 \tilde{c}_{3W} \\ c_{3g} = \frac{4}{g^2} c_{3G}, \quad \tilde{c}_{3g} = \frac{4}{g^2} \tilde{c}_{3G} \end{aligned} \quad (2.38)$$

Os coeficientes de Wilson \tilde{c}_X serão discutidos e analisados com maior amplitude no capítulo 3, pois estes apresentam uma característica importante na determinação de propriedades do bóson de higgs que serão discutidas nesta tese.

2.3.2.4 Acoplamento simples com higgs

Os acoplamentos presentes nestes termos da lagrangeana são os de maior importância para a fenomenologia do bóson de higgs no LHC. Pelo fato de termos os acoplamentos entre bóson de higgs e férmions ou bósons vetoriais, estes acoplamentos representam os principais canais de produção e decaimento do bóson de higgs.

Primeiro, vamos apresentar o acoplamento entre o higgs e os férmion, estes, por sua vez, são obtidos através da seguinte lagrangeana

$$\mathcal{L}_{hff} = -\frac{h}{v} \sum_{f \in u,d,e} \sum_{ij} \sqrt{m_{f_i} m_{f_j}} \left(\delta_{ij} + [\delta y_f]_{ij} e^{i[\phi_f]_{ij}} \right) \bar{f}_{R,i} f_{L,j} + h.c. \quad (2.39)$$

$[\delta y_f]_{ij}$ e $[\phi_f]_{ij}$ são matrizes reais. As correções dos acoplamentos de Yukawa do MP são relacionadas através dos seguintes coeficientes de Wilson:

$$[\delta y_f]_{ij} e^{i[\phi_f]_{ij}} = -[\bar{c}_f]_{ij} - \delta_{ij} \frac{1}{2} [\bar{c}_H + [\bar{c}'_{Hl}]_{22}] \quad (2.40)$$

Por sua vez, os acoplamentos entre o higgs e os bósons de calibre são dados por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{hVV} = & \frac{\hbar}{v} \left[(1 + \delta c_W) \frac{g^2 v^2}{2} W_\mu^+ W^{-\mu} + (1 + \delta c_Z) \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{4} Z_\mu Z^\mu \right] \\ & + \frac{\hbar}{v} \left[c_{WW} \frac{g^2}{2} W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} + \tilde{c}_{WW} \frac{g^2}{2} W_{\mu\nu}^+ \tilde{W}^{-\mu\nu} + \bar{c}_{W\Box} g^2 (W_\mu^- \partial_\nu W^{+\mu\nu} + h.c.) \right] \\ & + \frac{\hbar}{v} \left[c_{gg} \frac{g_s^2}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + c_{\gamma\gamma} \frac{e^2}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + c_{Z\gamma} \frac{e\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} Z_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + c_{ZZ} \frac{g^2 + g'^2}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} \right] \\ & + \frac{\hbar}{v} \left[c_{Z\Box} g^2 Z_\mu \partial_\nu Z^{\mu\nu} + c_{\gamma\Box} g g' Z_\mu \partial_\nu A^{\mu\nu} \right] \\ & + \frac{\hbar}{v} \left[\tilde{c}_{gg} \frac{g_s^2}{4} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu} + \tilde{c}_{\gamma\gamma} \frac{e^2}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + \tilde{c}_{Z\gamma} \frac{e\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} Z_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu} + \tilde{c}_{ZZ} \frac{g^2 + g'^2}{4} Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu} \right] \quad (2.41) \end{aligned}$$

Os termos das duas primeiras linhas da equação (2.41) descrevem as correções dos acoplamentos entre o higgs e os bósons vetoriais, enquanto os termos restantes introduzem novos acoplamentos com estrutura tensorial entre o higgs e os bósons vetoriais. Podemos perceber que ao utilizarmos as equações de movimento podemos eliminar dois termos derivativos de interação do higgs com os bósons de calibre: $h Z_\mu \partial_\nu Z^{\mu\nu}$, $h Z_\mu \partial_\nu A^{\mu\nu}$ e $h W_\mu^\pm \partial_\nu W^{\mp\mu\nu}$

Essas interações são descritas pela lagrangeana (2.32) que trata da interação de contato entre o higgs, os bósons de calibre e os férmions. Ao trabalharmos no limite do MP em que o neutrino não tem massa e, portanto, não interage com o bóson de higgs. Entretanto, no contexto da EFT, os acoplamentos dos neutrinos induzidos por operadores de dimensão 5 são proporcionais a massa dos neutrinos. Porque a massa dos neutrinos é muito pequena, da ordem de frações de elétron-Volts, o LHC não possui sensibilidade suficiente para sondar estes acoplamentos.

As correções dos acoplamentos entre o higgs e os bósons vetoriais se relacionam

com os coeficientes de wilson através das seguintes expressões:

$$\begin{aligned}
\delta c_W &= -\frac{1}{2}\bar{c}_H - \frac{1}{g^2-g'^2} \left[4g'^2(\bar{c}_W + \bar{c}_B + \bar{c}_{2B} + c_{2W}) - 2g^2\bar{c}_T + \frac{3g^2+g'^2}{2}[\bar{c}'_{HL}]_{22} \right] \\
\delta c_Z &= -\frac{1}{2}\bar{c}_H - \frac{3}{2}[\bar{c}'_{HL}]_{22} \\
c_{gg} &= \frac{16}{g^2}\bar{c}_g \\
c_{\gamma\gamma} &= \frac{16}{g^2}\bar{c}_\gamma \\
c_{ZZ} &= -\frac{4}{g^2+g'^2} \left[\bar{c}_{HW} + \frac{g'^2}{g^2}\bar{c}_{HB} - 4\frac{g'^2}{g^2}s_{\theta W}^2\bar{c}_\gamma \right] \\
c_{Z\Box} &= \frac{2}{g^2} \left[\bar{c}_W + \bar{c}_{HW} + \bar{c}_{2W} + \frac{g'^2}{g^2}(\bar{c}_B + \bar{c}_{HB} + \bar{c}_{2B}) - \frac{1}{2}\bar{c}_T + \frac{1}{2}[\bar{c}'_{HL}]_{22} \right] \\
c_{Z\gamma} &= \frac{2}{g^2}(\bar{c}_{HB} - \bar{c}_{HW} - 8s_{\theta W}^2\bar{c}_\gamma) \\
c_{\gamma\Box} &= \frac{2}{g^2}(\bar{c}_{HW} - \bar{c}_{HB}) + \frac{4}{g^2-g'^2} \left[\bar{c}_W + \bar{c}_{2W} + \frac{g'^2}{g^2}(\bar{c}_B + \bar{c}_{2B}) - \frac{1}{2}\bar{c}_T + \frac{1}{2}[\bar{c}'_{HL}]_{22} \right] \\
c_{WW} &= -\frac{4}{g^2}\bar{c}_{HW} \\
c_{W\Box} &= \frac{2\bar{c}_{HW}}{g^2} + \frac{2}{g^2-g'^2} \left[\bar{c}_W + \bar{c}_{2W} + \frac{g'^2}{g^2}(\bar{c}_B + \bar{c}_{2B}) - \frac{1}{2}\bar{c}_T + \frac{1}{2}[\bar{c}'_{HL}]_{22} \right] \\
\tilde{c}_{gg} &= \frac{16}{g^2}\tilde{c}_g \\
\tilde{c}_{\gamma\gamma} &= \frac{16}{g^2}\tilde{c}_\gamma \\
\tilde{c}_{ZZ} &= -\frac{4}{g^2+g'^2} \left[\tilde{c}_{HW} + \frac{g'^2}{g^2}\tilde{c}_{HB} - 4\frac{g'^2}{g^2}s_{\theta W}^2\tilde{c}_\gamma \right] \\
\tilde{c}_{Z\gamma} &= \frac{2}{g^2}(\tilde{c}_{HB} - \tilde{c}_{HW} - 8s_{\theta W}^2\tilde{c}_\gamma) \\
\tilde{c}_{WW} &= -\frac{4}{g^2}\tilde{c}_{HW}
\end{aligned} \tag{2.42}$$

Os acoplamentos entre o bóson de higgs, os bósons de calibre e os campos fermiônicos, os quais não estão presentes na lagrangeana do MP, são gerados através dos operadores de dimensão 6 que são parametrizados através da seguinte lagrangeana:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{hvf} &= \sqrt{2}g\frac{h}{v}W_\mu^+(\bar{u}_L\gamma^\mu\delta g_L^{hWq}d_L + \bar{u}_R\gamma^\mu\delta g_R^{hWq}d_R + \bar{\nu}_L\gamma^\mu\delta g_L^{hWl}e_L) + h.c. \\
&+ 2\frac{h}{v}\sqrt{g^2+g'^2}Z_\mu \left[\sum_{f\in u,e,d,\nu} \bar{f}_L\gamma^\mu\delta g_L^{hZf}f_L + \sum_{f\in u,e,d} \bar{f}_R\gamma^\mu\delta g_R^{hZf}f_R \right]
\end{aligned} \tag{2.43}$$

segundo a condição 6(2.3.2), os coeficientes destas interações são iguais às correções de vértices descritas em (2.32)

$$\delta g^{hZf} = \delta g^{Zf}, \quad \delta g^{hWf} = \delta g^{Wf} \tag{2.44}$$

As interações de dipolo são dadas por

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{dipolo} &= -\frac{h}{4v^2} \left[g_s \sum_{f\in u,d} \frac{\sqrt{m_{f_i}m_{f_j}}}{v} \bar{f}_{L,i}\sigma_{\mu\nu}T^a[d_{hGf}]_{ij}f_{R,j}G_a^{\mu\nu} \right] \\
&- \frac{h}{4v^2} \left[e \sum_{f\in u,d,e} \frac{\sqrt{m_{f_i}m_{f_j}}}{v} \bar{f}_{L,i}\sigma_{\mu\nu}[d_{hAf}]_{ij}f_{R,j}A^{\mu\nu} \right] \\
&- \frac{h}{4v^2} \left[\sqrt{g^2+g'^2} \sum_{f\in u,d,e} \frac{\sqrt{m_{f_i}m_{f_j}}}{v} \bar{f}_{L,i}\sigma_{\mu\nu}[d_{hZf}]_{ij}f_{R,j}Z^{\mu\nu} \right] \\
&- \frac{h}{4v^2} \left[\sqrt{2}g\frac{\sqrt{m_{u_i}m_{u_j}}}{v} \bar{d}_{L,i}\sigma^{\mu\nu}[d_{hWu}]_{ij}u_{R,j}W_{\mu\nu}^- + \sqrt{2}g\frac{\sqrt{m_{d_i}m_{d_j}}}{v} \bar{u}_{L,i}\sigma^{\mu\nu}[d_{hWu}]_{ij}d_{R,j}W_{\mu\nu}^+ \right] \\
&- \frac{h}{4v^2} \left[\sqrt{2}g\frac{\sqrt{m_{e_i}m_{e_j}}}{v} \bar{\nu}_{L,i}\sigma^{\mu\nu}[d_{hWe}]_{ij}e_{R,j}W_{\mu\nu}^+ \right] + h.c.
\end{aligned} \tag{2.45}$$

d_{hAf} , d_{hZf} e d_{hWf} são matrizes complexas 3×3 e seus coeficientes são relacionados diretamente com os coeficientes descritos em (2.35):

$$d_{hVf} = d_{Vf} \quad (2.46)$$

2.3.2.5 Auto e duplo acoplamentos do higgs

O auto-acoplamento cúbico do higgs e o acoplamento entre dois bósons de higgs desempenham papel de fundamental importância na descrição de EFT para a produção de dois bósons de higgs em colisores(63). O auto-acoplamento cúbico do higgs é dado pelos seguintes termos:

$$\mathcal{L}_{h,auto} = -(\lambda + \delta\lambda_3)vh^3 \quad (2.47)$$

A relação entre o acoplamento cúbico e os coeficientes de Wilson é dada por:

$$\delta\lambda_3 = \lambda \left(\bar{c}_6 - \frac{3}{2}\bar{c}_H - \frac{1}{2}[\bar{c}'_{HI}]_{22} \right) \quad (2.48)$$

De acordo com a condição 4 de (2.3.2), as duas derivadas do campo do Higgs foram trocadas por outras interações equivalentes e não aparecem na lagrangeana efetiva em seu auto-estado de massa. Termos de auto-interação com 4, 5 ou até 6 campos de Higgs podem surgir a partir dos operadores de dimensão 6, contudo, a demonstração desses termos foge do escopo desta tese.

A interação entre dois bósons de Higgs e dois outros campos do MP é dada através da seguinte lagrangeana:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{hh} = & h^2(1 + \delta c_Z^{(2)})\frac{g^2+g'^2}{4}Z_\mu Z^\mu + h^2(1 + \delta c_W^{(2)})\frac{g^2}{2}W_\mu^+ W^{-\mu} \\ & - \frac{h^2}{2v^2} \sum_{f;ij} \sqrt{m_{f_i} m_{f_j}} [\bar{f}_{R,i}[y_f^{(2)}]_{ij} f_{L,j} + h.c.] \\ & + \frac{h^2}{8v^2} (c_{gg}^{(2)} g_s^2 G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + 2c_{WW}^{(2)} g^2 W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} + c_{ZZ}^{(2)} (g^2 + g'^2) Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} \\ & \quad + 2c_{Z\gamma}^{(2)} (gg') Z_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + c_{\gamma\gamma}^{(2)} e^2 A_{\mu\nu} A^{\mu\nu}) \\ & + \frac{h^2}{8v^2} (\tilde{c}_{gg}^{(2)} g_s^2 G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu} + 2\tilde{c}_{WW}^{(2)} g^2 W_{\mu\nu}^+ \tilde{W}^{-\mu\nu} + \tilde{c}_{ZZ}^{(2)} (g^2 + g'^2) Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu} \\ & \quad + 2\tilde{c}_{Z\gamma}^{(2)} (gg') Z_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu} + \tilde{c}_{\gamma\gamma}^{(2)} e^2 A_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu}) \\ & - \frac{h^2}{2v^2} (g^2 c_{W\Box}^{(2)} (W_\mu^+ \partial_\nu W^{-\mu\nu} + W_\mu^- \partial_\nu W^{+\mu\nu}) \\ & \quad + g^2 c_{Z\Box}^{(2)} Z_\mu \partial_\nu Z^{\mu\nu} + gg' c_{\gamma\Box}^{(2)} Z_\mu \partial_\nu A^{\mu\nu}) \end{aligned} \quad (2.49)$$

Todos os acoplamentos duplos do bóson de higgs podem ser representados pelos acoplamentos simples:

$$\begin{aligned} \delta c_Z^{(2)} &= \delta c_Z, \quad \delta c_W^{(2)} = \delta c_Z + 3\delta m \\ [y_f^{(2)}]_{ij} &= 3[\delta y_f]_{ij} e^{i\phi_{ij}} - \delta c_Z \delta_{ij} \\ c_{VV}^{(2)} &= c_{VV}, \quad \tilde{c}_{VV}^{(2)} = \tilde{c}_{VV} \quad V \in G, W, \gamma, Z \\ c_{V\Box}^{(2)} &= c_{V\Box}, \quad V \in W, \gamma, Z \end{aligned} \quad (2.50)$$

2.3.2.6 Os termos restantes da lagrangeana efetiva

Os termos restantes, relevantes para a fenomenologia do Higgs no LHC, da lagrangeana efetiva em seu auto-estado de massa que não estão explícitos diretamente, porém, estes estão contidos no termo \mathcal{L}_{outras} na equação (2.28) e não serão abordados nesta tese. Estes termos descrevem tanto a produção de um ou dois bósons de Higgs, assim como apresentam termos com acoplamentos sensíveis aos testes de precisão da teoria eletro-frac (precision electro-weak observables).

Estes termos incluem: o acoplamento entre 4 campos fermiônicos, o acoplamento de um campo de Higgs com 3 ou mais bósons de calibre, o acoplamento quártico do higgs e os termos de auto-interação dos bósons de calibre, interações do tipo dipolo entre dois bósons de calibre e dois férmions e interações entre 5 ou mais campos.

A demonstração completa de todos os termos restantes da lagrangeana efetiva em seu auto-estado de massa foge do escopo desta tese, contudo, apenas para referência vamos verificar dois termos dos operadores que descrevem as interações de contato entre 4 léptons que envolvem as componentes de quiralidade esquerda dos elétrons, múons e seus respectivos neutrinos:

$$\mathcal{L}_{4l} \supset \frac{1}{v^2} \left[[c_{ll}]_{1122} (\bar{l}_1 \gamma_\mu l_1) (\bar{l}_1 \gamma^\mu l_1) + [c_{ll}]_{1221} (\bar{l}_1 \gamma_\mu l_2) (\bar{l}_2 \gamma^\mu l_1) \right] \quad (2.51)$$

Os coeficientes $[c_{ll}]_{1122}$ e $[c_{ll}]_{1221}$ se relacionam com os coeficientes de Wilson da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} [c_{ll}]_{1122} &= \frac{2g'^2}{g^2} \bar{c}_{2B} - 2\bar{c}_{2W} \\ [c_{ll}]_{1221} &= 4\bar{c}_{2W} \end{aligned} \quad (2.52)$$

Podemos notar que os operadores para 4 férmions não aparecem na lagrangeana efetiva na base SILH em seu auto-estado de simetria. Contudo, quando reescrevemos a lagrangeana efetiva em seu auto-estado de massa, os termos com 4 férmions aparecem, uma vez que os operadores da base SILH \mathcal{O}_{2W} e \mathcal{O}_{2B} tratados para outras interações por meio de suas equações de movimento.

Parte III

Sondando a violação de CP no setor escalar e
de calibre

3 Sondando a violação de CP no setor escalar e de calibre

No capítulo 2 estudamos a lagrangeana efetiva do MP na base SILH, vimos também a lagrangeana efetiva em seu auto-estado de massa, as correções dos vértices de interação e como se relacionam com os coeficientes de Wilson dos seus respectivos operadores efetivos. Neste capítulo vamos investigar os operadores que descrevem termos de interação entre o Higgs e bósons de calibre que podem fornecer informações importantes sobre a natureza do Higgs.

Cada medida experimental produz, de maneira geral, vínculos em operadores específicos para cada base utilizada na EFT. Combinando os vínculos provenientes de várias análises anteriores de processos físicos (*e.x. global fit*), conforme dito no capítulo 2, algumas escolhas de bases são mais apropriadas que outras¹. Comparando com as bases utilizadas em (62), a base de operadores \mathcal{O}_i SILH (59) se mostra a mais adequada para a análise das propriedades do Higgs. Nesta base a lagrangeana do MP efetivo pode ser expressa da seguinte forma:

$$\mathcal{L}_{EFT} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_i \bar{c}_i \mathcal{O}_i = \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}_{SILH} + \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_{CP} + \mathcal{L}_{F_1} + \mathcal{L}_{F_2} + \mathcal{L}_{F_3} \quad (3.1)$$

O termo \mathcal{L}_{SILH} em (3.1) corresponde ao conjunto de operadores que conservam a simetria CP , *i.e* o bóson de Higgs exibe características de paridade par

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SILH} = & \frac{\bar{c}_H}{2v^2} \partial^\mu [\Phi^\dagger \Phi] \partial_\mu [\Phi^\dagger \Phi] + \frac{\bar{c}_T}{2v^2} [\Phi^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu \Phi] [\Phi^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu \Phi] - \frac{\bar{c}_6 \lambda}{v^2} [\Phi^\dagger \Phi]^3 \\ & + \frac{ig\bar{c}_W}{m_W^2} [\Phi^\dagger T_{2k} \overleftrightarrow{D}^\mu \Phi] D^\nu W_{\mu\nu}^k + \frac{ig'\bar{c}_B}{2m_W^2} [\Phi^\dagger \overleftrightarrow{D}^\mu \Phi] \partial^\nu B_{\mu\nu} \\ & + \frac{2ig\bar{c}_{HW}}{m_W^2} [D^\mu \Phi^\dagger T_{2k} D^\nu \Phi] W_{\mu\nu}^k + \frac{ig'\bar{c}_{HB}}{m_W^2} [D^\mu \Phi^\dagger D^\nu \Phi] B_{\mu\nu} \\ & + \frac{g'^2 \bar{c}_\gamma}{m_W^2} \Phi^\dagger \Phi B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \frac{g_s^2 \bar{c}_g}{m_W^2} \Phi^\dagger \Phi G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \\ & - \left[\frac{\bar{c}_u y_u}{v^2} \Phi^\dagger \Phi \bar{Q}_L \Phi^\dagger u_R + \frac{\bar{c}_d y_d}{v^2} \Phi^\dagger \Phi \bar{Q}_L \Phi d_R + \frac{\bar{c}_l y_l}{v^2} \Phi^\dagger \Phi \bar{L} \Phi l_R \right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

λ é o acoplamento quártico do Higgs, g' , g e g_s são as constantes de acoplamentos para $U_Y(1)$, $SU_L(2)$ e $SU_C(3)$ respectivamente, $T_{2k} \equiv \sigma_k/2$ são os geradores do grupo $SU_L(2)$ na representação fundamental, com σ_k como as matrizes de Pauli. As derivadas hermitianas \overleftrightarrow{D} são definidas da seguinte maneira

$$\Phi^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu \Phi = \Phi^\dagger D_\mu \Phi - (D_\mu \Phi)^\dagger \Phi \quad (3.3)$$

¹ Dependendo do propósito, outras escolhas de base são mais adequadas do que a base SILH adotada nesta tese.

O termo \mathcal{L}_G consiste no conjunto de operadores com as auto-interações dos bósons de calibre:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_G = & \frac{g^3 \tilde{c}_{3W}}{m_W^2} \epsilon_{ijk} W_{\mu\nu}^i W_{\rho}^{j\nu} W^{k\rho\mu} + \frac{g_s^3 \tilde{c}_{3G}}{m_W^2} f_{abc} G_{\mu\nu}^a G_{\rho}^{b\nu} G^{c\rho\mu} + \frac{g^2 \tilde{c}_{2W}}{m_W^2} D^\mu W_{\mu\nu}^k D_\rho W_k^{\rho\nu} \\ & + \frac{g^2 \tilde{c}_{2B}}{m_W^2} \partial^\mu B_{\mu\nu} \partial_\rho B^{\rho\nu} + \frac{g_s^2 \tilde{c}_{2G}}{m_W^2} D^\mu G_{\mu\nu}^a D_\rho G_a^{\rho\nu} \end{aligned} \quad (3.4)$$

O termo \mathcal{L}_{CP} traz os operadores que violam a simetria CP e será abordado com mais detalhes na próxima seção. Os termos \mathcal{L}_{F_1} traz os operadores que envolvem dois campos de Higgs e dois campos de quarks/léptons, \mathcal{L}_{F_2} traz os operadores com um Higgs, um campo de calibre e dois campos fermiônicos (quarks/léptons) e o termo \mathcal{L}_{F_3} traz os operadores com quatro campos fermiônicos. Estes operadores já foram apresentados e discutidos no capítulo 2.

3.1 Os termos de violação da simetria CP

Conforme vimos no capítulo 2, os operadores de dimensões superiores parametrizam as interações de física além do MP, dentre estes operadores destacam-se os operadores de dimensão 6 que descrevem as seguintes interações do Higgs com os bósons de calibre:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{CP} = & ig \frac{\tilde{c}_{HW}}{m_W^2} D^\mu \Phi^\dagger T_a D^\nu \Phi \tilde{W}_{\mu\nu}^a + ig' \frac{\tilde{c}_{HB}}{m_W^2} D^\mu \Phi^\dagger D^\nu \Phi \tilde{B}_{\mu\nu} + g'^2 \frac{\tilde{c}_\gamma}{m_W^2} \Phi^\dagger \Phi B^{\mu\nu} \tilde{B}_{\mu\nu} \\ & + g_s^2 \frac{\tilde{c}_g}{m_W^2} \Phi^\dagger \Phi G_a^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^a + g^3 \frac{\tilde{c}_{3W}}{m_W^2} \epsilon_{ijk} W_{\mu\nu}^i W_{\rho}^{\nu j} \tilde{W}^{\rho\mu k} + g_s^3 \frac{\tilde{c}_{3G}}{m_W^2} f_{abc} G_{\mu\nu}^a G_{\rho}^{\nu b} \tilde{G}^{\rho\mu c} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Os tensores duais dos campos $\tilde{G}^{\mu\nu}$, $\tilde{W}^{\mu\nu}$, $\tilde{B}^{\mu\nu}$ são definidos da seguinte forma:

$$\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} F^{\rho\sigma}, \quad F \in W, B, G \quad (3.6)$$

com ϵ como o tensor antisimétrico normalizado $\epsilon_{0123} = 1$. Φ representa o dubleto de Higgs, g_s , g' e g são as constantes de acoplamento dos grupos de simetria $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, ϵ_{ijk} e f_{abc} são as constantes de estrutura dos grupos $SU_c(3)$, $SU_L(2)$. Por sua vez a lagrangeana \mathcal{L}_{CP} em seu auto-estado de massa é escrita da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{CP} \subset & ie(-(\tilde{c}_{HW} + \tilde{c}_{HB}) \tilde{A}^{\mu\nu} W_\mu^+ W_\nu^-) + igc_{\theta W} \left(\left(\frac{g'^2}{g^2} (\tilde{c}_{HW} + \tilde{c}_{HB}) \right) \tilde{Z}^{\mu\nu} W_\mu^+ W_\nu^- \right) \\ & \frac{ie}{m_W^2} \left(-6g^2 \tilde{c}_{3W} W_{\mu\nu}^+ W_{\rho}^{-\nu} \tilde{A}^{\rho\mu} \right) + \frac{gc_{\theta W}}{m_W^2} \left(-6g^2 \tilde{c}_{3W} \tilde{Z}^{\rho\mu} W_{\mu\nu}^+ W_{\rho}^{-\nu} \right) + \frac{4\tilde{c}_{3G}}{g^2 v^2} g^3 \left(f_{abc} \tilde{G}_a^{\mu\nu} G_{b\nu}^\rho G_{\mu\rho c} \right) \\ & + \frac{h}{v} \left(-\frac{4\tilde{c}_{HW}}{2} W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} + \frac{16\tilde{c}_g}{g^2} \frac{g_s^2}{4} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu} + \frac{16\tilde{c}_\gamma}{g^2} \frac{e}{4} A_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu} \right) \\ & + \frac{h}{v} \left(\frac{2}{g^2} (\tilde{c}_{HB} - \tilde{c}_{HW} - 8s_{\theta W}^2 \tilde{c}_\gamma) \frac{e\sqrt{g^2+g'^2}}{2} Z_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu} \right) \\ & + \frac{h}{v} \left(-\frac{4}{g^2+g'^2} (\tilde{c}_{HW} + \frac{g'^2}{g^2} \tilde{c}_{HB} - 4\frac{g'^2}{g^2} s_{\theta W}^2 \tilde{c}_\gamma) \frac{g'^2+g^2}{4} Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu} \right) + \dots \end{aligned} \quad (3.7)$$

Por sua vez também temos os termos de interação entre dois campos de calibre e dois campos de Higgs ou três campos de calibre e um campo de Higgs:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{CP} \subset & -\frac{1}{8} \left(-\frac{4\tilde{c}_g g_s^2}{m_W^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu} h^2 \right) - \frac{1}{8} \left(\left(-\frac{4g^2 \tilde{c}_\gamma s_{\theta W}^2}{m_W^2} \right) A_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu} h^2 \right) \\
& - \frac{1}{8} \left(\frac{2g^2}{c_{\theta W}^2 2m_W^2} [\tilde{c}_{HB} s_{\theta W}^2 - 4\tilde{c}_\gamma s_{\theta W}^4 + c_{\theta W}^2 \tilde{c}_{HW}] Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu} h^2 \right) \\
& - \frac{1}{4} \left(\frac{g^2 s_{\theta W}}{c_{\theta W} 2m_W^2} [\tilde{c}_{HW} - \tilde{c}_{HB} + 8\tilde{c}_\gamma s_{\theta W}^2] Z_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu} h^2 \right) - \frac{1}{4} \left(\frac{g^2}{m_W^2} \tilde{c}_{HW} W_{\mu\nu}^+ \tilde{W}^{-\mu\nu} h^2 \right) \\
& + i \frac{g^2 s_{\theta W}}{m_W} [\tilde{c}_{HW} - \tilde{c}_{HB}] \tilde{A}^{\mu\nu} W_\mu^+ W_\nu^- h + i \frac{g^2 s_{\theta W}}{m_W} \tilde{c}_{HW} [\tilde{W}_{\mu\nu}^+ A^\mu W^{-\nu} h + h.c] \\
& + i \frac{g^2}{c_{\theta W} m_W} [\tilde{c}_{HW} (2 - s_{\theta W}^2) + \tilde{c}_{HB} s_{\theta W}^2] \tilde{Z}^{\mu\nu} W_\mu^+ W_\nu^- h - i \frac{2g^2}{m_W} c_W \tilde{c}_{HW} [\tilde{W}_{\mu\nu}^+ Z^\mu W^{-\nu} h + h.c]
\end{aligned} \tag{3.8}$$

A Lagrangeana \mathcal{L}_{CP} traz novas estruturas de Lorentz, conforme podemos ver na figura 14, que manifestam interações do Higgs com propriedades de paridade ímpar. Esse tipo de interação é de fundamental interesse como uma fonte de violação da simetria CP no setor escalar e de calibre.

Figura 14 – Regras de Feynman dos vértices com um higgs e dois campos de calibre associadas aos operadores de dimensão 6 que apresentam violação de simetria CP.

$$\begin{aligned}
& i g m_W \left(\eta_{\mu\nu} - \frac{2\tilde{c}_{HW}}{m_W^2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p_2^\alpha p_3^\beta \right) & i \frac{g m_Z}{c_W} \left(\eta_{\mu\nu} - \frac{2}{m_Z^2} (\tilde{c}_{HW} + t_W^2 \tilde{c}_{HB}) \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p_2^\alpha p_3^\beta \right)
\end{aligned}$$

Por simplicidade e devido ao fato de as próximas análises que serão realizadas no LHC serem mais concentradas no acoplamento entre o Higgs e os bósons de calibre, vamos considerar esses acoplamentos para nossa análise. Assim, os operadores envolvendo férmions e os glúons não serão considerados em nossa análise. Os coeficientes de Wilson de nosso interesse são $\{\tilde{c}_g, \tilde{c}_\gamma, \tilde{c}_{HW}, \tilde{c}_{HB}, \tilde{c}_{3W}\}$. O acoplamento entre o Higgs e o bóson Z é o mais sensível para os efeitos provenientes dos operadores com \tilde{c}_{HB} . Contudo, podemos reabsorver este coeficiente através da seguinte relação:

$$\tilde{c}_{HW} \rightarrow \tilde{c}_{HW} + t_W^2 \tilde{c}_{HB} \tag{3.9}$$

com $t_W^2 = \tan^2 \theta_W$.

Para que possamos sondar os coeficientes de Wilson desejados vamos analisar um conjunto de processos particularmente sensíveis aos nossos coeficientes. Todos os processos analisados estão descritos na tabela 11. Vamos considerar as simulações de colisões do mesmo modo como ocorrem no LHC onde os processos iniciais, denominados *hard-scattering*, são calculados em nível de árvore (*Leading order - LO*) e os resultados obtidos são então hadronizados com o intuito de obtermos uma descrição dos efeitos de QCD.

Tabela 11 – Lista de processos analisados e suas respectivas dependências com os coeficientes de Wilson

Processos	\tilde{c}_g	\tilde{c}_γ	\tilde{c}_{HW}	\tilde{c}_{HB}	\tilde{c}_{3W}
$pp \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma$	*	*			
$pp \rightarrow h \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-l^+l^-$	*			*	
$pp \rightarrow h \rightarrow Z\gamma$	*		*	*	
$pp \rightarrow Zh \rightarrow b\bar{b}l^+l^-$			*	*	
$pp \rightarrow Zh \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$			*	*	
$pp \rightarrow Wh \rightarrow b\bar{b}l\nu$			*		
$pp \rightarrow jjh(VBF)$			*	*	
$pp \rightarrow WW \rightarrow l\nu l'\nu$			*		*

Podemos interpretar os termos da lagrangeana (3.7) como uma manifestação em baixas energias de uma física que surge a partir de uma escala Λ e a completeza para o ultra-violeta são codificadas nos coeficientes \tilde{c} . Admitindo g_{NP} como o acoplamento das interações da física além do MP, temos então:

$$\frac{\tilde{c}}{m_W^2} \approx \frac{g_{NP}^2}{\Lambda^2} \quad (3.10)$$

Essa é uma expressão aproximada de uma relação mais precisa para uma teoria mais completa no limite de ultra-violeta.

3.2 Conectando as EFT com modelos no regime ultravioleta

Embora a abordagem de modelos através de EFT nos permita sondar efeitos de nova física além da escala de energia do MP, é sempre importante reinterpretar os resultados obtidos com EFTs para estruturas de modelos específicos no regime ultravioleta. Com o objetivo de maximizar as chances de descoberta de efeitos físicos além do MP, ambas as abordagens *bottom-up* e *top-down* têm sido amplamente utilizadas.

O exemplo mais simples que incorpora os efeitos de violação de CP dos operadores da lagrangeana \mathcal{L}_{CP} a uma teoria no regime ultravioleta (altas energias) tem como base os férmions do MP que são suplementados por férmions pesados, os quais interagem com o bóson de Higgs exibindo explicitamente os efeitos de violação de CP . Vamos considerar

os quarks pesados:

$$\{Q = \begin{pmatrix} T \\ B \end{pmatrix}, T', B'\} \quad (3.11)$$

Q é o dubleto com hipercarga $1/6$, T' e B' são singletos com hipercarga $2/3$ e $-1/3$ respectivamente. As interações de Yukawa para esses novos férmions com o campo de Higgs Φ é dada por:

$$\mathcal{L}_{UV} = -y_B \bar{Q} \Phi B' - i\tilde{y}_B \bar{Q} \Phi \gamma_5 B' - y_T \bar{Q} \cdot \Phi^\dagger T' - i\tilde{y}_T \bar{Q} \cdot \Phi^\dagger \gamma_5 T' + h.c. \quad (3.12)$$

O produto $\bar{Q} \cdot \Phi^\dagger$ denota o produto escalar invariante sob $SU(2)$; por simplicidade, qualquer mistura entre os quarks do MP e os novos quarks pesados é negligenciada. Novos férmions desse tipo são comumente empregados em modelos onde o Higgs não é uma partícula fundamental, mas sim uma partícula composta (*composite Higgs models*). Nesses modelos são adicionados novos parceiros aos quarks da terceira família para que possa haver a quebra de simetria eletrofraca(4).

A remoção dos estados pesados (*Integrate out*) nos leva à produção de vários operadores efetivos que apresentam o Higgs com características de paridade par (conserva CP) assim como características de paridade ímpar (violam CP). Como, por exemplo, o seguinte operador de dimensão 6 que mostra o acoplamento entre o Higgs e o tensor energia-momento dos glúons:

$$\mathcal{L}_{EFT} = \frac{g_s^2}{16\pi^2} \left[\frac{\tilde{y}_B}{m_B^2} + \frac{\tilde{y}_T}{m_T^2} \right] \Phi^\dagger \Phi G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu} \quad (3.13)$$

Comparando com os operadores da lagrangeana \mathcal{L}_{CP} temos a seguinte condição:

$$\tilde{c}_g = \frac{1}{16\pi^2} \left[\frac{m_W^2}{m_B^2} \tilde{y}_B + \frac{m_W^2}{m_T^2} \tilde{y}_T \right] \quad (3.14)$$

Podemos observar que o acoplamento para física nova g_{NP} é identificado como o acoplamento de yukawa das interações que violam CP , e a escala de energia para física nova é associada a massa dos novos férmions pesados.

Muitas extensões do MP contém o setor de Higgs estendido para incluir novos escalares, singletos ou dubletos. Contudo, termos explícitos com violação de CP não induzem operadores efetivos como os da lagrangeana descrita em (3.5), ao invés disso, esses novos termos induzem modificações na magnitude dos acoplamentos do Higgs do MP(64). A maioria das extensões do MP exibem um espectro de partículas com muitos graus de liberdade, esses, por sua vez, são removidos (*integrate out*) e deixam novas estruturas de Lorentz nas interações dos campos do MP(65, 66).

3.2.1 Teorias efetivas para um setor do Higgs estendido

Extensões do setor escalar do MP também fornecem um cenário atrativo para o uso de teorias efetivas. Essas, por sua vez, são um cenário para modelos além do MP, são bem motivadas do ponto de vista da cosmologia e bariogênese eletro-fracas, e também podem ser consideradas como parte de uma teoria completa na escala de TeV, tais como Higgs composto (*Composite Higgs*) ou Supersimetria em baixas energias (*Low energy Supersymmetry*). Admitindo que os novos estados dos escalares são significativamente mais pesados que a massa do Higgs m_h , teorias efetivas do setor de Higgs fornecem um caminho para o estudo dos efeitos físicos destes novos estados, conforme já foi demonstrando em (67). Em particular, é plausível que novos escalares do setor de Higgs estendido sejam pesados demais ou talvez não possuam largura de decaimento em bósons de calibre do MP, o que dificulta sua produção e posterior análise pelo LHC, contudo, seus efeitos podem ser detectados através de testes de precisão da teoria eletrofraca ou por meio de informações das distribuições diferenciais de observáveis angulares ou cinemáticos no LHC.

Abaixo, construímos diferentes lagrangeanas efetivas com $D \leq 6$ para as diferentes extensões do setor escalar: extensão do MP por meio de um singlete escalar (também chamada de *Higgs portal*), modelo de dois dubletos de Higgs. Para cada caso obtemos os coeficientes de Wilson para os operadores efetivos com $D = 6$ por meio do *matching* com uma teoria no regime ultravioleta.

Para o procedimento de *matching* exigimos que a ação efetiva para a teoria no regime UV (ultravioleta) e a teoria efetiva com $D \leq 6$ concordem após a expansão dos graus de liberdade mais leves sobre a escala de massa da física nova. Isto resulta na correspondência da função de Green de uma partícula leve irreduzível (1LPI) na teoria efetiva completa. Em seguida, realizamos uma correspondência (*matching*) *off-shell*, expandindo os momentos externos e a escala de massa EW sobre a escala de massa da física nova. Assim, todos os propagadores dos campos do MP não possuirão massa após a expansão, isto permite realizarmos cálculos com o auto estado de simetria em $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, de forma análoga ao procedimento de *matching* feito em (68). Os graus de liberdade leves na fase simétrica em $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ correspondem aos respectivos campos singlete B , tripleto W^a e octeto G^a , assim como o dubleto de escalar Φ e os dubletos e singletos fermiônicos. Na prática, são calculadas as funções de Green do tipo 1PI com até 6 Higgs e 3 campos de calibre. As expressões resultantes são facilmente relacionadas com a invariância de calibre $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ da lagrangeana efetiva do MP na base SILH, especialmente com a lagrangeana (3.5).

3.2.2 A extensão do setor de Higgs com um singlete escalar(Higgs portal)

A adição de um campo singlete escalar (real ou complexo) é, sem dúvidas, a extensão mais simples para o MP. Apesar de sua simplicidade, essa extensão do MP pode

Tabela 12 – Coeficientes de Wilson para $D = 6$ para o MP efetivo gerados em cada cenário de setor escalar estendido. Em cada caso o operador pode ser gerado em nível de árvore (T-tree) ou 1 loop(L-leading order). Se um operador é gerado em nível de árvore, isso pode levar à produção de outros operadores através da mistura de operadores da evolução dos grupos de renormalização em 1 loop. Operadores gerados em ordens maiores do RG são denotados por X.

	\bar{c}_H	\bar{c}_6	\bar{c}_T	\bar{c}_W	\bar{c}_B	\bar{c}_{HW}	\bar{c}_{HB}	\bar{c}_{3W}	\bar{c}_γ	\bar{c}_g
Higgs Portal(G)	L	L	X	X	X	X	X	X	X	X
Higgs Portal(quebra espontânea G)	T	L	RG	RG	RG	X	X	X	X	X
Higgs Portal(quebra explicita G)	T	T	RG	RG	RG	X	X	X	X	X
2HDM($c_{\beta-\alpha} = 0$)	L	L	L	L	L	L	L	L	L	X
2HDM($c_{\beta-\alpha} \neq 0$)	T	T	L	L	L	L	L	L	L	X

implicar em consequências importantes para a estabilidade do vácuo da teoria eletrofraca em altas energias(69, 70) e, ao mesmo tempo, fornecer um "portal" para um setor que não interage com os campos do MP, também chamado de *dark/hidden sector*(71, 72). Essa extensão também possui o potencial de trazer importantes consequências para modelos cosmológicos, ele pode ser potencialmente responsável pela densidade de matéria escura relíquia(73, 74) bem como ser capaz de induzir uma transição de fase de primeira ordem no universo primordial(75, 76). Desse modo, teríamos uma hipótese capaz de explicar a assimetria matéria-antimatéria do universo através da bariogênese. Além disso, esta extensão pode trazer fenômenos interessantes do ponto de vista da fenomenologia em colisores de partículas(77). A extensão do MP com a adição de um singlete escalar constitui um cenário muito bem motivado. Os dados experimentais atuais junto com as futuras perspectivas de sondagens desta extensão em futuros aceleradores vêm sendo amplamente estudados. Vamos considerar a seguinte extensão do potencial escalar do MP:

$$V(\Phi, s) = -\mu_H^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4 - \frac{\mu_s^2}{2} s^2 + \frac{\lambda_s}{4} s^4 + \frac{\lambda_m}{2} |\Phi|^2 s^2 \quad (3.15)$$

Admitindo *a priori* que os termos lineares e cúbicos não estão presentes em $V(\Phi, s)$, os quais podem ser obtidos por meio de uma simetria G discreta/contínua no setor escuro com o singlete s desenvolvendo um *vev*² $s \rightarrow s + v_s$, os termos lineares e cúbicos em s são gerados, após a quebra de simetria eletrofraca (EW) o potencial assume a seguinte forma:

$$V(h, s) = \frac{m_h^2}{2} h^2 + \frac{m_s^2}{2} s^2 + m_{hs}^2 h s + v \lambda h^3 + v_s \lambda_s s^3 + \frac{\lambda_m v}{2} h s^2 + \frac{\lambda_m v_s}{2} h^2 s + \frac{\lambda_m}{4} h^2 s^2 + \frac{\lambda}{4} h^4 + \frac{\lambda_s}{4} s^4 \quad (3.16)$$

com $m_h^2 = 2\lambda v^2$, $m_s^2 = 2\lambda_s v_s^2$ e $m_{hs}^2 = \lambda_m v v_s$ e usando as condições de mínimo $\mu_h^2 = \lambda v^2 + \frac{\lambda_m}{2} v_s^2$ e $\mu_s^2 = \lambda_s v_s^2 + \frac{\lambda_m}{2} v^2$ em $V(h, s)$ para substituir os parâmetros μ_h^2, μ_s^2 pelos *vevs*.

² A quebra espontânea de uma simetria G discreta ou contínua global leva, respectivamente, à formação de regiões de domínio no universo primordial ou a existência de bósons de Goldstones sem massa. Ambas características são indesejáveis em um modelo realista. Uma solução plausível é considerar que G seja uma simetria de calibre espontaneamente quebrada, ou permitir uma pequena quebra explícita de simetria.

O termo $m_{hs}^2 hs$ induz uma mistura entre o singlete e o dubleto escalar do MP, que leva a dois auto-estados de massa $h_{1,2}$. O estado mais leve é identificado como o Higgs de 125GeV descoberto no LHC. O ângulo de mistura e suas respectivas massas são dados por:

$$s_\theta^2 = \frac{4m_{hs}^4}{4m_{hs}^4 + (m_s^2 - m_h^2 + \sqrt{(m_s^2 - m_h^2)^2 + 4m_{hs}^4})^2} = \frac{4y^2}{4y^2 + (1 - x^2 + \sqrt{(1 - x^2)^2 + 4y^2})^2} \quad (3.17)$$

$$m_{1,2}^2 = \frac{1}{2} (m_h^2 + m_s^2 \mp \sqrt{(m_s^2 - m_h^2)^2 + 4m_{hs}^4}) = \frac{m_s^2}{2} (1 + x^2 \mp \sqrt{(1 - x^2)^2 + 4y^2}) \quad (3.18)$$

$s_\theta \equiv \sin \theta$, $x \equiv m_h/m_s \sim v/v_s$ e $y \equiv m_{hs}^2/m_s^2 \sim v/v_s$. O limite $m_s \gg v$ corresponde a $v_s \gg v$, com $x, y \ll 1$, deste modo temos:

$$s_\theta^2 \simeq y^2, \quad m_1^2 \simeq m_s^2(x^2 - y^2) = m_h^2 - s_\theta^2 m_s^2, \quad m_2^2 \simeq m_s^2(1 + y^2) = m_s^2(1 + s_\theta^2) \quad (3.19)$$

Por simplicidade, foram negligenciados os termos de ordem $\mathcal{O}(x^4, x^2 y^2, y^4)$. A partir do potencial descrito em (3.16), podemos extrair as auto-interações mais relevantes $h_1^2 h_2$ e h_1^3 descritos da seguinte maneira:

$$V(h_1, h_2) \supset \left[\frac{m_1^2}{2v} + \mathcal{O}(x^2, y^2) \right] h^3 + \left[\frac{m_s^2 y}{2v} + \mathcal{O}(x, y) \right] h_1^2 h_2 \quad (3.20)$$

Por razões de simplicidade, escolhemos omitir as correções da ordem $\mathcal{O}(y^2)$. Assim podemos obter os acoplamentos entre os escalares e os bósons de calibre

$$\begin{aligned} & \left[gm_W(1 - y^2/2)h_1 + \frac{g^2}{4}(1 - y^2)h_1^2 - (gm_W y)h_2 + \dots \right] W_\mu^+ W^{\mu-} \\ & + \left[\frac{gm_Z}{2 \cos \theta_W}(1 - y^2/2)h_1 + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W}(1 - y^2)h_1 - \left(\frac{gm_Z}{2 \cos \theta_W} y \right) h_2 + \dots \right] Z_\mu Z^\mu \end{aligned} \quad (3.21)$$

Percebemos que $y \equiv m_{hs}^2/m_s^2 = m_{hs}^2/m_2^2 + \mathcal{O}(y^3)$. Assim, podemos descartar (*integrate out*) os estados pesados do singlete h_2 . Em nível de árvore, isso leva a contribuições com $\mathcal{O}(y^2)$ para o vértice $h_1^2 V^\mu V_\mu$ que cancelam as correções geradas por $\mathcal{O}(y^2)$ em (3.21). Assim, os termos de interações entre os escalares e os bósons de calibre são dados por:

$$\left[gm_W(1 - y^2/2)h_1 + \frac{g^2}{4}h_1^2 \right] W_\mu^+ W^{\mu-} + \left[\frac{gm_Z}{2 \cos \theta_W}(1 - y^2/2)h_1 + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W}h_1^2 \right] Z_\mu Z^\mu \quad (3.22)$$

O que nos leva a uma diferença $\frac{g_V^2 y^2}{2}$ (com $g_V = \frac{g}{\sqrt{2}}, \frac{g}{\sqrt{2} \cos \theta_W}$ para $V = W, Z$ respectivamente) entre $g_{hhVV}^{(3)}$ e $\frac{gg_{hVV}^{(3)}}{2m_W}$. Olhando para o setor fermiônico, especificamente o acoplamento entre o Higgs e o quark Top, temos:

$$\frac{Y_t}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{y^2}{2} \right) h_1 \bar{t}_L t_R - \frac{Y_t y}{\sqrt{2}} h_2 \bar{t}_L t_R \quad (3.23)$$

Y_t é o acoplamento de yukawa para o quark top. Por sua vez, o acoplamento efetivo do Higgs com os glúons é modificado:

$$-\frac{g_{hgg}}{4}(1 - y^2/2)G_a^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^a h_1 \quad (3.24)$$

O acoplamento $G_a^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^a h_1^2$ (relevante para a produção de dois bósons de Higgs) também é modificado tanto pelas correções geradas por $\mathcal{O}(y^2)$ como pela presença direta de h_2 que pode mediar o processo $gg \rightarrow h_1 h_1$ (para $\hat{s}/m_s^2 \ll 1$ com \hat{s} sendo a energia do centro de massa dos pártons, contudo essa contribuição é muito pequena).

Toda discussão para a extensão *Higgs portal* apresentada até então pode ser mapeada através de uma teoria efetiva do MP invariante sobre os grupos de simetria $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. Considerando o potencial (3.15) após s desenvolver vev:

$$V(\Phi, s) = -\tilde{\mu}_H^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4 + \frac{m_s^2}{2} s^2 + v_s \lambda_s s^3 + \frac{\lambda_s}{4} s^4 + \lambda_m v_s |\Phi|^2 s + \frac{\lambda_m}{2} |\Phi|^2 s^2 \quad (3.25)$$

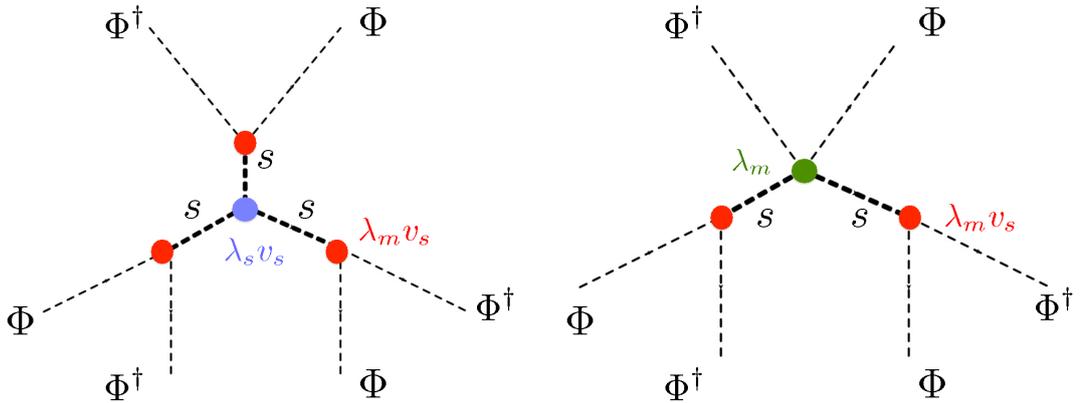
com $\tilde{\mu}_H^2 = \mu_H^2 - (\lambda_m v_s^2)/2$. Removendo (*integrate out*) o campo s temos a seguinte lagrangeana efetiva:

$$\mathcal{L} \supset \frac{\lambda_m^2 v_s^2}{2m_s^4} \partial^\mu |\Phi|^2 \partial_\mu |\Phi|^2 - \left(6 \frac{\lambda_m^3 \lambda_s v_s^4}{m_s^6} - 3 \frac{\lambda_m^3 v_s^2}{m_s^4} \right) |\Phi|^6 = \frac{y^2}{2v^2} \partial^\mu |\Phi|^2 \partial_\mu |\Phi|^2 \quad (3.26)$$

Comparando com a lagrangeana efetiva do MP na base *SILH*, temos o termo correspondente $\bar{c}_H = y^2$. Os diagramas de Feynman para as duas contribuições para o coeficiente \bar{c}_6 mostrados na figura (15) são canceladas por $m_s^2 = 2\lambda_s v_s^2$ resultando em $\bar{c}_6 = 0$. Após a quebra de simetria, \bar{c}_H modifica o acoplamento do Higgs

$$\mathcal{L}_{eff} \supset (1 + \bar{c}_H) \frac{1}{2} (\partial^\mu h)^2 \quad (3.27)$$

Figura 15 – Diagramas de Feynman das duas contribuições para o coeficiente \bar{c}_6 .



O que reduz todos os acoplamentos de h : a exemplo, o acoplamento do Higgs com os bósons de calibre é dado por

$$g_{hVV}^{(3)} = \frac{g_V^2 v}{\sqrt{1+y^2}} \simeq g_V^2 v \left(1 - \frac{y^2}{2} \right) \quad (3.28)$$

Comparando os resultados obtidos pela EFT com (3.22) podemos notar que a abordagem por meio da EFT reproduz o efeito da mistura de escalares em interações envolvendo um Higgs h , contudo falha em reproduzir esse efeito com interações envolvendo dois escalares hh . Isso sugere que a produção dupla de bósons de Higgs pode ser utilizada como ferramenta para discriminar entre um dubleto de Higgs puramente linear no MP e a possível presença de mistura com outros escalares(78, 79).

Os resultados obtidos para \bar{c}_H não são modificados pela inclusão de termos lineares e cúbicos em s no potencial (3.15). Entretanto, esses termos produzem um valor diferente de zero \bar{c}_6 , fazendo com que o cancelamento descrito pela figura (15) não seja exato. Vamos ilustrar isso por meio da adição do termo $\mu_m|\Phi|^2s$ em (3.25). Esse novo termo não altera as condições de mínimo, porém contribui para a mistura entre os escalares dubleto e singleto. Assim, a mistura dos escalares é dada por $y \equiv m_{hs}^2/m_s^2 = (\lambda_m v_s + \mu_m)v/m_s^2$. Após removermos (*integrate-out*) o campo s , temos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff} &\supset \frac{(\lambda_m v_s + \mu_m)^2}{2m_s^4} \partial^\mu |\Phi|^2 \partial_\mu |\Phi|^2 - \left(6 \frac{(\lambda_m v_s + \mu_m)^3 \lambda_s v_s}{m_s^6} - 3 \frac{\lambda_m (\lambda_m v_s + \mu_m)^2}{m_s^4} \right) |\Phi|^6 \\ &= \frac{y^2}{2v^2} \partial^\mu |\Phi|^2 \partial_\mu |\Phi|^2 - \frac{3\mu_m y^2}{v_s v^2} |\Phi|^6 \end{aligned} \quad (3.29)$$

que nos leva mais uma vez $\bar{c}_H = y^2$. Contudo, agora temos $\lambda \bar{c}_6 = 3y^2 \mu_m/v_s$. O parametro $\mu_m/v_s \equiv \delta$ mede a importância relativa entre a quebra espontânea *versus* a quebra explícita do potencial (3.15).

Podemos fazer um breve comentário sobre o caso em que o campo s não desenvolve um *vev* e os termos lineares e cúbicos ainda não são presentes em (3.15). Nesse caso não existe mistura entre o Higgs e o novo singleto, entretanto, o operador $\partial^\mu |\Phi|^2 \partial_\mu |\Phi|^2$ é gerado a 1-loop com o seguinte coeficiente de Wilson $\bar{c}_H = \frac{n_s \lambda_m^2 v^2}{96\pi^2 m_s^2}$ com n_s como o número de graus de liberdade do campo escalar singleto s .

3.2.3 O modelo 2HDM

Teorias com dois dubletos de escalares aparecem em diferentes tipos de cenários, variando desde modelos com supersimetria MSSM(80, 81) passando por modelos de matéria escura(82, 83) até modelos de geração de massa para neutrinos(84). A fenomenologia do modelo 2HDM em diversos cenários tem sido amplamente estudada e descrita pela literatura(85), incluindo o impacto das medidas das propriedades do bóson de Higgs sobre o espaço de parâmetros dos modelos 2HDM(86, 87, 88), a possível conexão com a transição de fase eletrofraca e bariogêneses(89, 90, 91) e suas potências assinaturas no LHC(92).

Vamos considerar os cenários para o modelo 2HDM com simetria \mathbb{Z}_2 , a qual é quebrada suavemente (*softly broken*), evitando a troca de sabor na corrente neutra (*Flavor Change Neutral Current - FCNC*) a nível de árvore no setor de Yukawa(93). Essa simetria \mathbb{Z}_2 leva a quatro tipos do modelo 2HDM(85) de acordo com a forma com que os campos $\Phi_{1,2}$ se acoplam com os férmions do MP, conforme mostrado na tabela (13).

Tabela 13 – Classificação dos modelos 2HDM com simetria Z_2 de acordo com o setor de Yukawa. Para cada tipo de 2HDM é especificado qual campo se acopla com os quarks do tipo Up , $Down$ e os léptons carregados.

	Quarks do tipo Up	Quarks do tipo $Down$	Léptons carregados
Tipo-I	Φ_2	Φ_2	Φ_2
Tipo-II	Φ_2	Φ_1	Φ_1
l -specific	Φ_2	Φ_2	Φ_1
Flipped	Φ_2	Φ_1	Φ_2

O potencial escalar para dois dubletos é dado por:

$$V_{tree}(\Phi_1, \Phi_2) = \mu_1^2 |\Phi_1|^2 + \mu_2^2 |\Phi_2|^2 - [\mu^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c.] + \frac{\lambda_1}{2} |\Phi_1|^4 + \frac{\lambda_2}{2} |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \frac{1}{2} [\lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + h.c.] \quad (3.30)$$

Considerando o cenário em que a simetria CP é conservada e fazendo μ^2 e λ_5 reais. Os dubletos e seus respectivos $vevs$ são escritos da seguinte forma:

$$\Phi_k \begin{pmatrix} \phi_k^+ \\ \frac{h_k + i\eta_k}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

com $v_1^2 + v_2^2 = v = 246\text{GeV}$ e $v_1/v_2 = \tan \beta$. O ângulo β também parametriza a rotação para o auto-estado de massa dos estados carregados G^\pm, H^\pm e neutros G^0, A^0 , com G^\pm, G^0 sendo os bósons de goldstone e H^\pm, A^0 são os estados físicos. Definimos também α como o ângulo de mistura que parametriza a rotação para a base de auto-estados de massa para os estados neutros h, H^0 CP-par. O parâmetro μ é responsável pela quebra *soft* da simetria Z_2 em (3.30). Após a quebra simetria eletrofraca os parâmetros μ_i, λ_i em (3.30) podem ser reescritos em termos das massas dos estados físicos $m_h, m_{H^0}, m_{A^0}, m_{H^\pm}$, os ângulos de mistura α, β e os parâmetros μ_i são mostrados no Apêndice B.

Para obtermos uma EFT para o Higgs do MP devemos realizar uma rotação $SU(2)$ dos campos na base Φ_1, Φ_2 para a base H_1, H_2 onde $\langle H_1 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}$ e $\langle H_2 \rangle = 0$ (também chamada de base do Higgs). Essa rotação é precisamente parametrizada pelo ângulo β . Após a rotação de campos, o potencial para o 2HDM é escrito em termos H_1, H_2 como:

$$V_{tree}(H_1, H_2) = \tilde{\mu}_1^2 |H_1|^2 + \tilde{\mu}_2^2 |H_2|^2 - \tilde{\mu}^2 [H_1^\dagger H_2 + h.c.] + \frac{\tilde{\lambda}_1}{2} |H_1|^2 + \frac{\tilde{\lambda}_2}{2} |H_2|^2 + \tilde{\lambda}_3 |H_1|^2 |H_2|^2 + \tilde{\lambda}_4 |H_1^\dagger H_2|^2 + \frac{\tilde{\lambda}_5}{2} [(H_1^\dagger H_2)^2 + h.c.] + \tilde{\lambda}_6 [|H_1|^2 H_1^\dagger H_2 + h.c.] + \tilde{\lambda}_7 [|H_2|^2 H_1^\dagger H_2 + h.c.] \quad (3.32)$$

com $\tilde{\mu}_i, \tilde{\mu}, \lambda_i$ como uma função dos parâmetros originalmente descritos em (3.30). Devido à rotação dos campos, temos a presença dos termos $\tilde{\lambda}_{6,7}$, mesmo que eles não estejam presentes inicialmente em (3.30).

Podemos, então, construir uma lagrangeana efetiva para H_1 através da correspondência (*matching*) com o segundo dubleto H_2 em uma escala $\tilde{\mu}^2$, admitindo $\tilde{\mu}_2^2 \gg v^2$. No

entanto, salientamos que o dubleto H_1 pode ser identificado com o dubleto de Higgs do MP apenas no limite $\cos(\beta - \alpha) \equiv c_{\beta-\alpha} \rightarrow 0$, onde a não existe mistura no setor CP-par. Para $\alpha \neq \beta - \frac{\pi}{2}$ os efeitos de mistura levam a modificações dos acoplamentos do Higgs do MP em nível de árvore(94). Para um modelo 2HDM genérico é possível que o parâmetro $c_{\beta-\alpha}$ assuma o valor igual a zero em nível de árvore³(95, 96). De fato os dados mais recentes de análises dos experimentos ATLAS e LHC corroboram para $c_{\beta-\alpha}^2 \ll 1$ (86, 97, 98)

3.2.3.1 caso 1: $c_{\beta-\alpha} = 0$

Conforme discutido acima, nesse cenário não temos efeitos de mistura e H_1 é o dubleto de Higgs do MP. O potencial escalar (3.32) é simplificado neste limite, uma vez que $\tilde{\lambda}_m$ e $\tilde{\mu}$ são proporcionais a $c_{\beta-\alpha}$. Isso faz com que estes termos se anulem. Correlacionando o modelo 2HDM com a teoria efetiva invariante sobre $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ contendo os campos do MP, sendo H_2 o campo massivo a desacoplar ao realizarmos o processo de *matching*. Os operadores da lagrangeana efetiva são gerados em 1-loop com os seguintes coeficientes de Wilson

$$\begin{aligned}
\bar{c}_H &= -[-4\tilde{\lambda}_3\tilde{\lambda}_4 + \tilde{\lambda}_4^2 + \tilde{\lambda}_5^2 - 4 + \tilde{\lambda}_3^2] \frac{v^2}{192\pi^2\tilde{\mu}_2^2} \\
\bar{c}_6 &= -(\tilde{\lambda}_4^2 + \tilde{\lambda}_5^2) \frac{v^2}{192\pi^2\tilde{\mu}_2^2} \\
\bar{c}_T &= (\tilde{\lambda}_4^2 - \tilde{\lambda}_5^2) \frac{v^2}{192\pi^2\tilde{\mu}_2^2} \\
\bar{c}_\gamma &= \frac{m_W^2\tilde{\lambda}_3}{256\pi^2\tilde{\mu}_2^2} \\
\bar{c}_W &= -\bar{c}_{HW} = \frac{m_W^2(2\tilde{\lambda}_3 + \tilde{\lambda}_4)}{192\pi^2\tilde{\mu}_2^2} = \frac{8}{3}\bar{c}_\gamma + \frac{m_W^2\tilde{\lambda}_4}{192\pi^2\tilde{\mu}_2^2} \\
\bar{c}_B &= -\bar{c}_{HB} = \frac{m_W^2(-2\tilde{\lambda}_3 + \tilde{\lambda}_4)}{192\pi^2\tilde{\mu}_2^2} = -\frac{8}{3}\bar{c}_\gamma + \frac{m_W^2\tilde{\lambda}_4}{192\pi^2\tilde{\mu}_2^2} \\
\bar{c}_{3W} &= \frac{\bar{c}_{2W}}{3} = \frac{m_W^2}{1440\pi^2\tilde{\mu}_2^2}
\end{aligned} \tag{3.33}$$

A partir desses coeficientes, podemos obter:

$$\bar{c}_W + \bar{c}_B = \frac{m_W^2\tilde{\lambda}_4}{96\pi^2\tilde{\mu}_2^2}, \quad \bar{c}_W - \bar{c}_B = \frac{16}{3}\bar{c}_\gamma = \frac{m_W^2\tilde{\lambda}_3}{48\pi^2\tilde{\mu}_2^2} \tag{3.34}$$

Os coeficientes $\bar{c}_\gamma, \bar{c}_W, \bar{c}_b$ podem assumir valores positivos ou negativos uma vez que as condições de mínimo não restringem ambas as possibilidades. As diversas relações entre os coeficientes $\bar{c}_{HW}, \bar{c}_W, \bar{c}_{HB}, \bar{c}_B$ e \bar{c}_γ mostradas em (3.33) implicam que podemos reformular os operadores efetivos $\mathcal{O}_{HW}, \mathcal{O}_W, \mathcal{O}_{HB}, \mathcal{O}_b$ e \mathcal{O}_γ , que podem ser reescritos em termos dos três seguintes operadores:

$$\frac{g^2\bar{c}_{WW}}{m_W^2} |H_1|^2 W_{\mu\nu}^k W^{\mu\nu k} + \frac{2gg'\bar{c}_{WB}}{m_W^2} [H_1^\dagger T_{2k} H_1] W_{\mu\nu}^k B^{\mu\nu} + \bar{c}_\gamma \mathcal{O}_\gamma \tag{3.35}$$

³ Em contraste, para MSSM $c_{\beta-\alpha} \rightarrow 0$ é obtido apenas no limite de desacoplamento $\tilde{\mu}_2^2 \rightarrow \infty$, contudo $c_{\beta-\alpha} = 0$ em 1 loop é apenas obtido em uma porção muito pequena do espaço de parâmetros(95, 96)

com

$$\frac{g^2}{m_W^2} |H_1|^2 W_{\mu\nu}^k W_{\mu\nu k} \equiv \mathcal{O}_{WW} = 4(\mathcal{O}_W - \mathcal{O}_B + \mathcal{O}_{HB} - \mathcal{O}_{HW}) + \mathcal{O}_\gamma \quad (3.36)$$

$$\frac{2gg'}{m_W^2} [H_1^\dagger T_{2k} H_1] W_{\mu\nu}^k B^{\mu\nu} \equiv \mathcal{O}_{WB} = 4(\mathcal{O}_B - \mathcal{O}_{HB}) - \mathcal{O}_\gamma \quad (3.37)$$

Os três operadores presentes em (3.35) compartilham características em comum de não possuir termos derivativos do campo de Higgs H_1 .

3.2.3.2 caso 2: $c_{\beta-\alpha} \ll 1$ (MSSM)

Ao sairmos do caso em que $c_{\beta-\alpha} = 0$, temos presentes a mistura dos escalares no setor CP -par que nos leva a diversos efeitos ausentes no caso 1: Primeiro, há modificações a nível de árvore (LO) dos acoplamentos entre o bóson de Higgs e os bósons de calibre, assim como o acoplamento entre o Higgs e os férmions, parametrizando as modificações em termos de κ -factors para os bósons vetoriais $\kappa_V \equiv g_{hV_\mu V_\nu} / g_{hV_\mu V_\nu}^{SM}$ e para os férmions $\kappa_f \equiv g_{h\bar{f}f} / g_{h\bar{f}f}^{SM}$ (com $\kappa_u, \kappa_d, \kappa_l$ para os quarks do tipo *up*, *down* e léptons carregados, respectivamente). Temos os seguintes κ -factors para os respectivos tipos de modelos 2HDM descritos na tabela (13), escritos em termos de $c_{\beta-\alpha}$ e $t_\beta \equiv \tan \beta$

$$\text{Tipo - I : } \kappa_V = s_{\beta-\alpha} ; \kappa_u = \kappa_d = \kappa_l = \frac{c_{\beta-\alpha}}{t_\beta} + s_\beta \quad (3.38)$$

$$\text{Tipo - II : } \kappa_V = s_{\beta-\alpha} ; \kappa_u = \frac{c_{\beta-\alpha}}{t_\beta} + s_\beta ; \kappa_d = \kappa_l = s_\beta - t_\beta c_{\beta-\alpha} \quad (3.39)$$

$$l - \text{Specific : } \kappa_V = s_{\beta-\alpha} ; \kappa_u = \kappa_d = \frac{c_{\beta-\alpha}}{t_\beta} + s_\beta ; \kappa_l = s_\beta - t_\beta c_{\beta-\alpha} \quad (3.40)$$

$$\text{Flipped : } \kappa_V = s_{\beta-\alpha} ; \kappa_u = \kappa_l = \frac{c_{\beta-\alpha}}{t_\beta} + s_\beta ; \kappa_d = s_\beta - t_\beta c_{\beta-\alpha} \quad (3.41)$$

Além disso, os acoplamentos $g_{H^0 hh}$ (acoplamento entre o escalar H^0 e dois bósons de Higgs h), $g_{H^0 V_\mu V_\nu}$ (acoplamento entre o escalar H^0 e dois bósons de calibre V_μ) e $g_{\phi V_\mu h}$ (acoplamento entre um bóson de calibre V_μ , um bóson de Higgs h e $\phi = A^0, H^\pm$) são diferentes de zero. Eles geram contribuições em 1-loop para os vértices $V_\mu V_\nu h$ e $V_\mu V_\nu V_\rho$ com ambos os estados leve (h, V_μ) e pesados (H^0, A^0, H^\pm) sendo produzidos dentro do loop.

Podemos agora discutir todos estes efeitos em uma teoria efetiva invariante sobre $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. Podemos perceber que $\langle H_1 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} \langle H_2 \rangle = 0$ implica nas seguintes relações:

$$\tilde{\mu}_1^2 = -\frac{\tilde{\lambda}_1 v^2}{2}, \quad \tilde{\mu}^2 = \tilde{\lambda}_6 v^2 \quad (3.42)$$

que são as condições de mínimo. A matriz de massa para os estados neutros CP -par não é diagonal, trazendo-a para uma forma diagonal fazendo uso da matriz de rotação U

$$U = \begin{pmatrix} 1 & \epsilon \\ -\epsilon & 1 \end{pmatrix} \quad \epsilon = -\frac{\tilde{\mu}^2}{2\tilde{\mu}_2^2} + \frac{3}{2} \frac{\tilde{\lambda}_6 v^2}{2\tilde{\mu}_2^2} = \frac{\tilde{\lambda}_6 v^2}{2\tilde{\mu}_2^2} \quad (3.43)$$

Desse modo, os efeitos para o caso fora do limite $c_{\beta-\alpha} = 0$ podem ser parametrizados por $(\tilde{\lambda}_6 v^2)/\tilde{\mu}_2^2$, que corresponde com a expressão para $c_{\beta-\alpha}$ após a quebra de simetria

$$c_{\beta-\alpha}^2 \sim \frac{(\tilde{\lambda}_6 v^2)^2}{2\tilde{\mu}_2^4} \sim \frac{v^4}{\tilde{\mu}_2^4} \ll 1 \quad (3.44)$$

Em nível de árvore, o *matching* da EFT produz operadores que são suprimidos por $1/\tilde{\mu}_2^4$ (com exceção de \bar{c}_6 que recebe uma nova contribuição suprimida apenas por $1/\tilde{\mu}_2^2$); para operadores com D diferente a supressão é da ordem $v^4/\tilde{\mu}_2^4$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EFT}^{tree} = & \frac{\bar{c}_{2h}\tilde{\mu}_2^4}{\tilde{\mu}_2^4} (D_\mu H_1^\dagger)(D^\mu H_1) + \frac{\bar{c}_{4h}\tilde{\mu}_2^2}{\tilde{\mu}_2^4} \partial^\mu |H_1|^2 \partial_\mu |H_1|^2 \\ & + \frac{\bar{c}_{6h}}{\tilde{\mu}_2^4} D_\mu (H_1^\dagger |H_1|^2) D^\mu (H_1 |H_1|^2) - \left(\frac{\tilde{\mu}_2^2 \tilde{\lambda}_6}{\tilde{\mu}_2^4} - \frac{\tilde{\lambda}_6^2}{\lambda \tilde{\mu}_2^2} \right) |H_1|^6 \end{aligned} \quad (3.45)$$

Através do procedimento de *matching*, temos $\bar{c}_{6h} = \tilde{\lambda}_6^2$, $\bar{c}_{4h} = \bar{c}_H = 0$ e $\bar{c}_{2h} = 1$. A relação $\tilde{\mu}^2 = \tilde{\lambda}_6 v^2$ resulta em uma contribuição da ordem $(\tilde{\lambda}_6 v^2)^2/\tilde{\mu}_2^4$ para o primeiro e terceiro termos da lagrangeana (3.45). O primeiro termo modifica pela mesma quantidade ambos os termos cinéticos e o acoplamento com os bósons de calibre do Higgs do MP, por isso não tem um efeito significativo. O terceiro termo, contudo, inclui uma modificação da ordem $c_{\beta-\alpha}^2$ para o termo cinético do Higgs. Essa contribuição não é compensada pelas outras contribuições similares geradas pelas interações com os bósons de calibre, levando aos desvios em nível de árvore dos acoplamentos entre o Higgs e os bósons de calibre do MP.

Em relação ao coeficiente \bar{c}_6 , a presença de $\tilde{\lambda}_6$ diferente de zero nos leva a uma contribuição extra para *1-loop*:

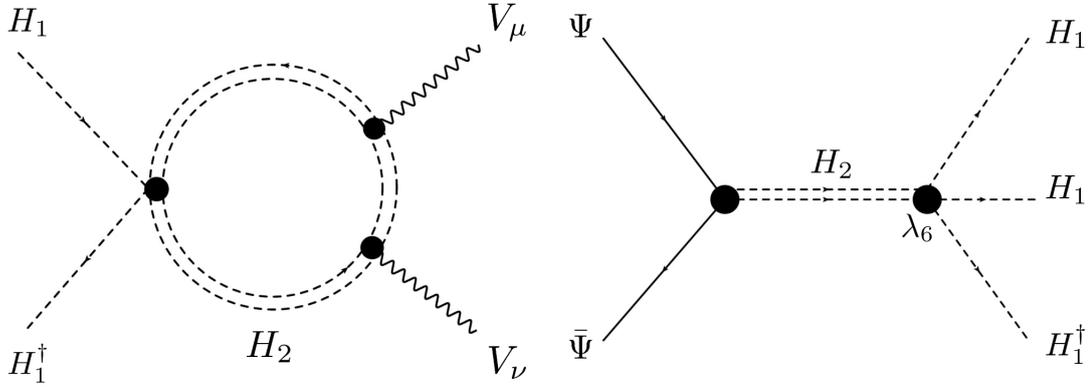
$$\bar{c}_6 = -\frac{(\tilde{\lambda}_4^2 + \tilde{\lambda}_5^2 + 12\tilde{\lambda}_6^2)v^2}{192\pi^2\tilde{\mu}_2^2} - \left(\frac{\tilde{\lambda}_6^2 v^2}{\lambda \tilde{\mu}_2^2} - \frac{\tilde{\lambda}_6^2 \tilde{\mu}^2 v^2}{\tilde{\mu}_2^4} \right) \quad (3.46)$$

Vale salientar que, de modo semelhante aos efeitos para nível de árvore que acabamos de discutir, as contribuições extras em *1-loop* envolvendo ambos os estados leve e pesado são proporcionais a $c_{\beta-\alpha}^2$. Assim a contribuição desses diagramas para os vários coeficientes de Wilson presentes na lagrangeana efetiva é de pelo menos da ordem $(v^4/\tilde{\mu}_2^4) \times 1\text{-loop}$ e pode ser negligenciada. Como resultado, os coeficientes $\bar{c}_T, \bar{c}_{HW}, \bar{c}_W, \bar{c}_{HB}, \bar{c}_B, \bar{c}_\gamma$ permanecem inalterados para o caso $c_{\beta-\alpha}^2 \ll 1$.

A interação entre o Higgs do MP e os férmions recebem correções em nível de árvore. Conforme mostrado na figura (16), essas correções podem ser mapeadas através dos operadores da lagrangeana efetiva com $D = 6$ na base *SILH*:

$$\mathcal{L}_{SILH}^{(6)} = \left[\frac{\bar{c}_u y_u}{v^2} H_1^\dagger H_1 \bar{Q}_L H_1^\dagger u_R + \frac{\bar{c}_d y_d}{v^2} H_1^\dagger H_1 \bar{Q}_L H_1 d_R + \frac{\bar{c}_l y_l}{v^2} H_1^\dagger H_1 \bar{L}_L H_1 l_R \right] \quad (3.47)$$

Figura 16 – Diagrama de Feynman para a contribuição do acoplamento anômalo entre o Higgs e os bósons de calibre (esquerda). Diagrama de Feynman para a contribuição do acoplamento anômalo entre o Higgs e os férmions em nível de árvore (direita)



com

$$\bar{c}_u y_u = \frac{m_u f_u \tilde{\lambda}_6 v^2}{v \tilde{\mu}_2^2}, \quad \bar{c}_d y_d = \frac{m_d f_d \tilde{\lambda}_6 v^2}{v \tilde{\mu}_2^2}, \quad \bar{c}_l y_l = \frac{m_l f_l \tilde{\lambda}_6 v^2}{v \tilde{\mu}_2^2} \quad (3.48)$$

sendo o parâmetro $f_{u,d,l}$ dependente do tipo de modelo 2HDM, conforme dado abaixo:

$$\text{Tipo - 1 : } f_u = f_d = f_l = t_\beta^{-1} \quad (3.49)$$

$$\text{Tipo - 2 : } f_u = t_\beta^{-1}; f_d = f_l = -t_\beta \quad (3.50)$$

$$l\text{-Specific : } f_u = f_d = t_\beta^{-1}; f_l = -t_\beta \quad (3.51)$$

$$\text{Flipped : } f_u = f_l = t_\beta^{-1}; f_d = -t_\beta \quad (3.52)$$

3.3 Limites experimentais sobre os operadores efetivos de dimensão 6

A magnitude dos coeficientes de Wilson, assim como seu impacto sobre os observáveis físicos, associados aos operadores introduzidos pela lagrangeana efetiva que descrevemos no capítulo 2, pode ser calculado através da *power counting*(59, 62). Desse modo, cada potência de Φ nos fornece um fator de supressão g_{NP}/Λ , com Λ como a escala de energia para a física além do MP, g_{NP} o acoplamento para as novas interações com o Higgs, enquanto que cada derivada implica em uma supressão $1/\Lambda$. Além disso, no âmbito de uma dada teoria, operadores específicos podem ser produzidos através de interações em 1-loop(*next leading order-NLO*) de modo que supressões adicionais possam ser previstas. Concentrando nossos esforços apenas no nível de árvore(*LO*), temos como exemplo que os

coeficientes $\bar{c}_H, \bar{c}_T, \bar{c}_6$ sejam da ordem:

$$\bar{c}_H, \bar{c}_T, \bar{c}_6 \sim \mathcal{O}\left(\frac{g_{NP}^2 v^2}{\Lambda}\right) \quad (3.53)$$

e pode, portanto, ser relativamente grande para uma nova física fortemente acoplada. Em contraste, os coeficientes $\bar{c}_W, \bar{c}_B, \tilde{c}_{HW}, \tilde{c}_{HB}$ são da ordem

$$\bar{c}_W, \bar{c}_B \sim \mathcal{O}\left(\frac{m_W^2}{\Lambda}\right), \tilde{c}_{HW}, \tilde{c}_{HB} \sim \mathcal{O}\left(\frac{m_W^2 g_{NP}}{\Lambda}\right) \quad (3.54)$$

Além disso, os valores dos coeficientes de Wilson introduzidos neste e no capítulo 2 são experimentalmente limitados a partir de diferentes fontes. Esses limites são comumente obtidos por meio dos dados experimentais de colisores (LEP, Tevatron, LHC), medidas precisas do *momentum* de dipolo elétrico de núcleos, limites de decaimentos raros e resultados de vários experimentos dedicados a medir o *momentum* magnético anômalo do múon. Uma lista completa com os limites atuais para os coeficientes de Wilson \bar{c}_i pode ser encontrada em (99). Na tabela (14) podemos encontrar o valor atual de alguns desses coeficientes.

Tabela 14 – Limites atuais dos coeficientes de Wilson

min	\bar{c}_i	max
$-1.5 * 10^{-3}$	$\bar{c}_T(m_Z)$	$2.2 * 10^{-3}$
$-1.4 * 10^{-3}$	$\bar{c}_W(m_Z) + \bar{c}_B(m_Z)$	$1.9 * 10^{-3}$
-0.02	\bar{c}_{Hq1}	0.03
-0.02	\bar{c}'_{Hq1}	0.03
-0.003	\bar{c}_{Hq2}	0.006
-0.003	\bar{c}'_{Hq2}	0.006
-0.008	\bar{c}_{Hu}	0.02
-0.03	\bar{c}_{Hd}	0.02
-0.03	\bar{c}_{Hd}	0.02
-0.0003	$\bar{c}_{HL} + \bar{c}'_{HL}$	0.002
-0.002	$\bar{c}_{HL} - \bar{c}'_{HL}$	0.004
-0.0009	\bar{c}_{Hl}	0.001
-0.003	$\bar{c}_{Hq2} - \bar{c}'_{Hq2}$	0.01
-0.01	\bar{c}_{Hc}	0.02
-0.008	$\bar{c}_{Hq3} + \bar{c}'_{Hq3}$	0.002
-0.06	\bar{c}_{Hb}	-0.009

Alguns vínculos envolvem a combinação entre diferentes coeficientes de Wilson ao invés de um único coeficiente, a exemplo disso temos:

$$\bar{c}_T(m_Z) \in [-1.5, 2.2] \times 10^{-3} \quad (\bar{c}_W(m_Z) + \bar{c}_B(m_Z)) \in [-1.4, 1.9] \times 10^{-3} \quad (3.55)$$

Isso ainda deixa em aberto a possibilidade de um cancelamento entre dois valores grandes de \bar{c}_W e \bar{c}_B no polo da massa do Z. A possibilidade de tal cancelamento também existe em outros coeficientes como \bar{c}_{HW} e \bar{c}_{HB} . Esses coeficientes possuem vínculos fortes estabelecidos pelo LEP; em contrapartida, os vínculos para os coeficientes \tilde{c}_{HW} e \tilde{c}_{HB}

estabelecidos pelo experimento EDM são dependentes de diversos fatores, como a função de distribuição dos nucleons. Isso traz um forte apelo para se estabelecer vínculos para esse coeficientes utilizando dados de colisores como o LHC. Um outro exemplo de profundo interesse é o coeficiente \bar{c}_{WW} , definido como uma combinação de diversos outros coeficientes \bar{c}_i :

$$\bar{c}_{WW} = \bar{c}_W - \bar{c}_B + \bar{c}_{HB} - \bar{c}_{HW} + \frac{1}{4}\bar{c}_\gamma \quad (3.56)$$

Contudo, os dados atuais ainda são escassos para permitir um desmembramento dos efeitos individuais de cada operador. Isso implica que nenhum vínculo pode ser realmente inferido para este coeficiente. Considerando esses fatores, devemos escolher cenários que são teoricamente motivados e não excluídos experimentalmente. Com base nessa filosofia, podemos analisar os diversos cenários trazidos pelo acoplamento do Higgs com os bósons vetoriais e utilizando os termos efetivos do mesmo para testar efeitos de física além do MP.

3.4 As Interações entre o bóson de Higgs e os bósons vetoriais

Com o intuito de investigar os operadores efetivos da lagrangeana \mathcal{L}_{CP} , vamos analisar as modificações provocadas por esses operadores no acoplamento entre o Higgs e os bósons vetoriais, conforme mostrado na tabela (11). Devido à grande possibilidade de efeitos de uma física além do MP surgirem em interações entre o higgs e os bósons de calibre, um amplo espectro de estudos para essas interações têm sido amplamente desenvolvidos(100, 101, 23, 102, 103, 104).

3.4.1 Os limites nos operadores efetivos CPV a partir do run 1 do LHC

Vínculos nos coeficientes de Wilson da lagrangeana (3.5) podem ser obtidos por meio da análise da produção e decaimento do bóson de Higgs e também dos bósons vetoriais. Podemos estabelecer tais vínculos comparando os resultados experimentais com as previsões feitas a partir da lagrangeana efetiva. O vínculo mais rigoroso sobre os coeficientes \tilde{c}_g e \tilde{c}_γ vem dos resultados combinados do ATLAS e do CMS, ambos do RUN 1, tendo como base a análise do canal $gg \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma$ (3)

$$\mu_{LHC}^{gg \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{\sigma(gg \rightarrow h)_{obs} \times \Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)_{obs}}{\sigma(gg \rightarrow h)_{SM} \times \Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)_{SM}} = 1.09_{-0.10}^{+0.11} \quad (3.57)$$

O parâmetro μ utilizado aqui é denominado *signal strength*, definido como a razão entre as taxas de produção e decaimento observados sobre as mesmas taxas previstas pelo MP. Enquanto outros limites sobre contribuições de uma física nova atuando no acoplamento efetivo entre o Higgs-glúons e Higgs-fótons estão disponíveis, estes são extraídos com o pressuposto de que tanto a largura de decaimento quanto a taxa de produção do Higgs é dada exclusivamente pelo MP. Deste modo, nos restringimos apenas

à equação (3.57). As predições teóricas correspondentes para estes operadores podem ser parametrizadas a partir da seguinte função quadrática de \tilde{c}_g e \tilde{c}_γ :

$$\mu_{EFT}^{gg \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma} = 1.0 + 2.0 \times 10^5 \tilde{c}_\gamma^2 - 1.3 \times 10^3 \tilde{c}_\gamma \tilde{c}_g + 2.0 \times 10^5 \tilde{c}_g^2 \quad (3.58)$$

Devido à interferência entre as contribuições geradas pelo MP e nova física resulta em um cancelamento dos termos lineares na equação (3.58).

Por outro lado, a produção do bóson de Higgs junto com um bóson de calibre fornece informações sobre os vínculos para os coeficientes \tilde{c}_{HW} e \tilde{c}_{HB} . Utilizando *signal strengths* para o canal $pp \rightarrow Vh$ (*Higgstrahlung*), podemos parametrizar as predições para o LHC e para o Tevatron através das seguintes equações:

$$\mu_{EFT}^{Zh,LHC} = 1.0 + 145.6(\tilde{c}_{HW} + t_W^2 \tilde{c}_{HB})^2, \quad \mu_{EFT}^{Wh,LHC} = 1.0 + 52.3 \tilde{c}_{HW}^2 \quad (3.59)$$

$$\mu_{EFT}^{Zh,Tev} = 1.0 + 104.7(\tilde{c}_{HW} + t_W^2 \tilde{c}_{HB})^2, \quad \mu_{EFT}^{Wh,Tev} = 1.0 + 35.12 \tilde{c}_{HW}^2 \quad (3.60)$$

Comparando com o *signal strengths* obtido pelo RUN 1 do LHC e pelo Tevatron(3):

$$\mu_{LHC}^{Wh} = 0.88_{-0.38}^{+0.4}, \quad \mu_{LHC}^{Zh} = 0.80_{-0.36}^{+0.39}, \quad \mu_{Tev}^{Vh} = 1.59_{-0.72}^{+0.69} \quad (3.61)$$

O valor obtido pelo Tevatron é ditado principalmente pela produção Zh com 0 ou dois léptons no estado final(105, 106). Vínculos adicionais podem ser extraídos a partir do canal de produção de Higgs por meio da fusão de bósons de calibre (*vector boson fusion* VBF), em particular a fusão de bósons W^\pm (WBF) que contribui com 80% para o *signal strength* deste canal. Temos a seguinte parametrização para EFT:

$$\mu_{EFT}^{WBF,LHC} = 1.0 + 25.3 \tilde{c}_{HW}^2 \quad (3.62)$$

Comparando com os resultados do LHC:

$$\mu_{LHC}^{WBF} = 1.18_{-0.23}^{+0.25} \quad (3.63)$$

Apesar de os dados para o canal VBF serem mais precisos e apresentam erros menores se comparados com o canal VH (*Higgstrahlung*), é esperado que o canal VH seja mais sensível aos operadores efetivos **CPV** do que o canal VBF , conforme podemos ver através dos fatores que multiplicam \tilde{c} nas equações (3.62) e (3.59).

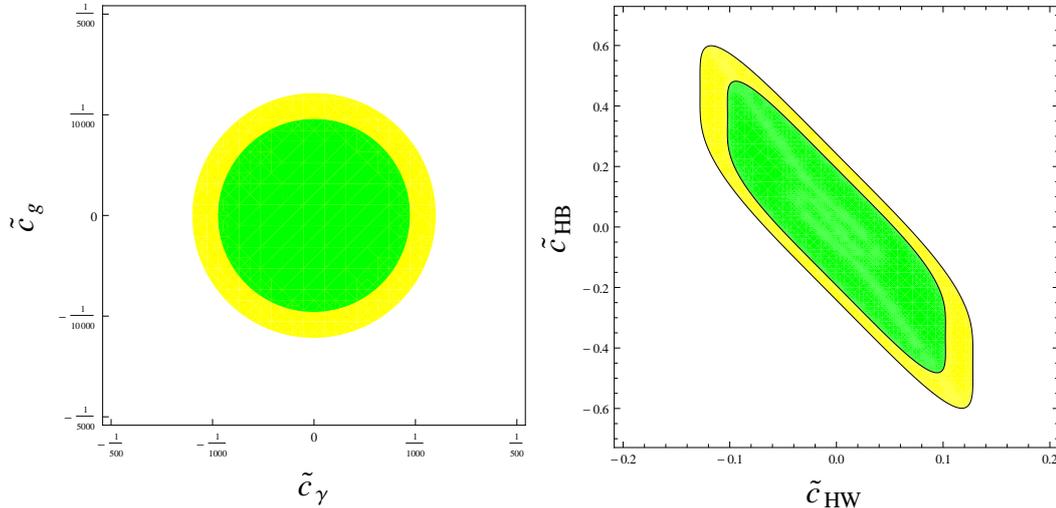
A partir dessas relações, foi feito um fit do tipo χ^2 utilizando os dados do LHC. Os resultados deste fit estão presentes na tabela (15) assim como na figura (17). Observamos que os operadores que afetam processos que são suprimidos por *loops* no MP são fortemente vinculados, os valores máximos permitidos para \tilde{c}_g e \tilde{c}_γ são da ordem de 0.001 para uma escala de energia perto da massa do W. Equivalentemente, isto corresponde a sondar uma escala de energia na região multi-TeV para uma teoria efetiva para uma física além do MP

Tabela 15 – Vínculos para os coeficientes de Wilson associados aos operadores que violam a simetria CP . As duas últimas colunas mostram os vínculos reescritos na forma de limites para escalas de energia para teorias efetivas, fortemente acopladas Λ_s e fracamente acopladas Λ_W . Além do MP, os colchetes indicam que os limites foram extraídos em condições não compatíveis com o intervalo esperado para a validade da EFT.

Coefficiente	Limite	Λ_s	Λ_W
$ \tilde{c}_g $	1.2×10^{-4}	92 TeV	4.4 TeV
$ \tilde{c}_\gamma $	1.2×10^{-3}	29 TeV	1.4 TeV
$ \tilde{c}_{HW} $	0.06	4.1 TeV	[0.2 TeV]
$ \tilde{c}_{HB} $	0.23	2.1 TeV	[0.1 TeV]
$ \tilde{c}_{3W} $	0.18	2.4 TeV	[0.1 TeV]

forte ou fracamente acoplada. Em contraste, os limites atuais para os coeficientes \tilde{c}_{HW} , \tilde{c}_{HB} e \tilde{c}_{3W} devem ser cuidadosamente interpretados no caso de uma nova física fracamente acoplada. O limite correspondente para a escala de energia da teoria efetiva implica em uma escala de energia muito pequena, o que compromete a validade da EFT assim como todo procedimento de obtenção dos vínculos.

Figura 17 – Espaço de parâmetros dos limites para os coeficientes \tilde{c}_g , \tilde{c}_γ , \tilde{c}_{HW} e \tilde{c}_{HB} . A região verde mostra o espaço de parâmetros que estão em acordo com os dados do LHC com 1σ e a região amarela com 2σ .



Os vínculos para os coeficientes \tilde{c}_{HW} e \tilde{c}_{HB} também podem ser obtidos através de outros processos que envolvem a produção e decaimento do bóson de Higgs, dentre eles destaca-se a produção e o decaimento do higgs em 4 léptons. Executando o mesmo procedimento demonstrado anteriormente podemos obter o seguinte valor para μ :

$$\mu_{EFT}^{pp \rightarrow h \rightarrow 4l, LHC} = 1.0 + 123.3(\tilde{c}_{HW} + t_W^2 \tilde{c}_{HB})^2 \quad (3.64)$$

Comparando com os resultados combinados do ATLAS e CMS(3):

$$\mu_{LHC}^{pp \rightarrow h \rightarrow 4l} = 1.13_{-0.31}^{+0.34} \quad (3.65)$$

Contudo, esse processo é bastante sensível ao coeficiente \tilde{c}_g . Assim os vínculos significativos devem ser obtidos através de um fit multidimensional, que vai além do escopo desta tese.

A tabela (15) também inclui os limites para o coeficiente \tilde{c}_g obtidos através dos dados do *run 1* do LHC para produção de um par de bósons W(107):

$$\sigma_{WW} = 71.1 \pm 1.1(\text{stat.})_{-5.0}^{+5.7}(\text{sist.}) \pm 1.4(\text{lumi})\text{pb} \quad (3.66)$$

Fazendo uso das previsões do MP em segunda ordem (*next-next-leading-order*, NNLO),(108, 109, 110) temos:

$$\sigma_{WW}^{(NNLO)} = 63.2_{-1.4}^{+1.6}(\text{escala}) \pm (\text{PDF})\text{pb} \quad (3.67)$$

As principais fontes de incerteza para essa previsão são a escolha das escalas de regularização e renormalização(escala), assim como a escolha da função de distribuição de pártons(PDF). Deste modo, podemos deduzir o valor para o *signal strength* deste canal. Para isso, tomamos o valor obtido experimentalmente e dividimos pelo maior valor permitido pelo desvio calculado em (3.67)(111):

$$\mu_{LHC}^{WW} = 1.13 \pm 0.07 \quad (3.68)$$

Comparando com o valor obtido a partir dos operadores CPV da lagrangeana efetiva

$$\mu_{EFT}^{WW,LHC} = 1.0 + 8.0\tilde{c}_{HW}^2 \quad (3.69)$$

3.5 Perspectivas do LHC para as medidas inclusivas

Nesta seção vamos estimar a sensibilidade do LHC aos efeitos da nova física associada aos operadores da lagrangeana (3.5) admitindo uma luminosidade integrada de 300 fb^{-1} (luminosidade a ser alcançada até 2020) ou 3000 fb^{-1} (principal objetivo do programa *High-Luminosity-LHC*). As perspectivas de determinação dos acoplamentos do Higgs pelo LHC têm sido amplamente estudadas por todas as colaborações experimentais do LHC. A colaboração ATLAS, em particular, apresentou projeções para os canais analisados na seção anterior. As informações relevantes para o estudo desenvolvido para esta tese estão descritos na tabela (16) sob a forma de precisão esperada para o *signal strength* correspondente aos vários canais de produção e decaimento do Higgs. Por simplicidade os erros teóricos foram omitidos.

A informação contida na tabela (16) nos permite realizar um *fit* global em todos os coeficientes de Wilson da lagrangeana (3.5). Entretanto, os três conjuntos de processos (separados por linhas horizontais na tabela) podem ser usados para estabelecer limites em pares independentes de operadores, o que motiva o procedimento mais simples descrito a seguir. Por exemplo, uma medida precisa das propriedades do Higgs no canal $pp \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma$, o qual é dominado pela produção de higgs através da fusão de glúons, fornecerá informações sobre os coeficientes \tilde{c}_g e \tilde{c}_γ , enquanto os canais de produção de Higgs através de VBF ou VH onde o bóson de Higgs decai em um par de bósons vetoriais ou um par de quarks $b\bar{b}$, fornecem informações sobre os coeficientes \tilde{c}_{HB} e \tilde{c}_{HW} .

Tabela 16 – Precisão esperada para o *signal strength* para diferentes luminosidades e canais diferentes.

Canal	$\Delta\mu/\mu$ para 300fb^{-1}	$\Delta\mu/\mu$ para 3000fb^{-1}
$h \rightarrow \gamma\gamma(\text{jet veto})$	0.13 (0.09)	0.09 (0.04)
$h \rightarrow ZZ(\text{gluon fusion})$	0.12 (0.07)	0.11 (0.04)
$h \rightarrow WW(\text{jet veto})$	0.18 (0.09)	0.16 (0.05)
$h \rightarrow \gamma\gamma(\text{VBF})$	0.47 (0.43)	0.22 (0.15)
$h \rightarrow \gamma\gamma(\text{WH})$	0.48 (0.48)	0.19(0.17)
$h \rightarrow ZZ(\text{VH})$	0.35 (0.34)	0.13 (0.12)
$h \rightarrow ZZ(\text{VBF})$	0.36 (0.33)	0.21 (0.16)
$h \rightarrow WW(\text{VBF})$	0.21 (0.2)	0.15 (0.09)
$h \rightarrow b\bar{b}(\text{ZH})$	0.29 (0.29)	0.14 (0.13)
$h \rightarrow b\bar{b}(\text{WH})$	0.57 (0.56)	0.37 (0.36)

Predições teóricas para o *signal strength* associado ao canal $gg \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma$ fornecem a seguinte função quadrática:

$$\mu_{EFT}^{gg \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma} = 1.0 + 2.0 \times 10^5 \tilde{c}_\gamma^2 - 1.5 \times 10^4 \tilde{c}_\gamma \tilde{c}_g + 2.0 \times 10^7 \tilde{c}_g^2 \quad (3.70)$$

Comparando essa expressão com os valores de precisão esperado para o LHC com 300fb^{-1} e 3000fb^{-1} descritos na tabela (16) podemos determinar a sensibilidade do LHC aos coeficientes \tilde{c}_g e \tilde{c}_γ . Os resultados para a sensibilidade esperada para o LHC são mostradas na figura (18).

De forma similar, podemos obter os vínculos dos coeficientes restantes focando em processos onde os coeficientes \tilde{c}_γ e \tilde{c}_g não desempenham nenhuma contribuição. As previsões para os três *signal strength* mais relevantes são dadas por:

$$\mu_{EFT}^{pp \rightarrow Zh} = 1.0 + 168(\tilde{c}_{HW} + t_W^2 \tilde{c}_{HB})^2 \quad (3.71)$$

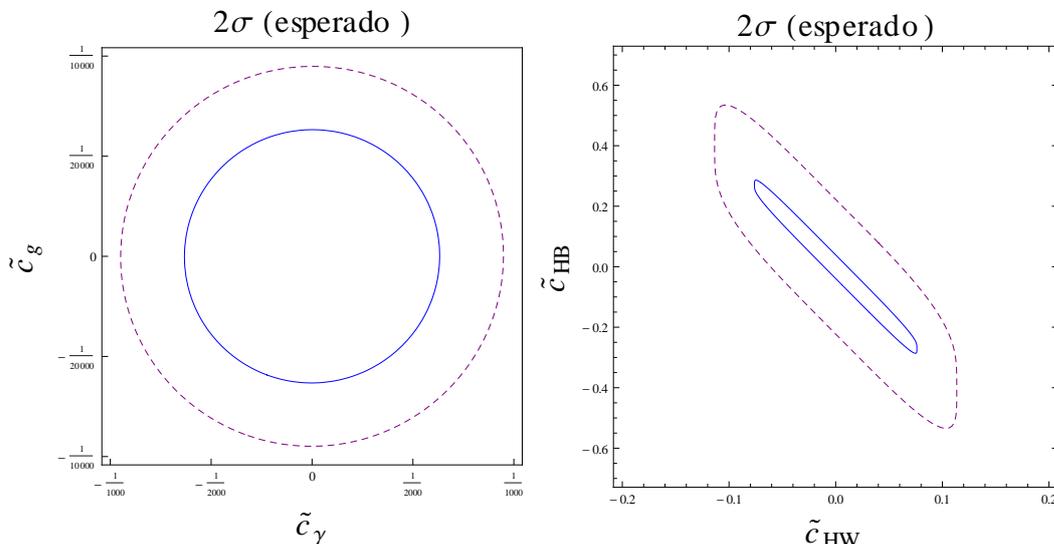
$$\mu_{EFT}^{pp \rightarrow Wh} = 1.0 + 53\tilde{c}_{HW}^2 \quad (3.72)$$

$$\mu_{EFT}^{pp \rightarrow WBF} = 1.0 + 38\tilde{c}_{HW}^2 \quad (3.73)$$

Além dos canais descritos acima, medidas relacionadas do decaimento raro $h \rightarrow Z\gamma$ também fornecem informações sobre \tilde{c}_{HB} e \tilde{c}_{HW} , uma vez que *signal strength* para esse canal também é sensível a esses dois coeficientes:

$$\mu_{EFT}^{h \rightarrow Z\gamma} = 1.0 + 6100(\tilde{c}_{HW} + t_W^2 \tilde{c}_{HB})^2 \quad (3.74)$$

Figura 18 – Sensibilidade do LHC para os coeficientes $\tilde{c}_g, \tilde{c}_\gamma$ (esquerda) e $\tilde{c}_{HB}, \tilde{c}_{HW}$ (direita) com 95% de *confidence level* para uma luminosidade integrada, a ser atingida, de 300fb^{-1} (linha tracejada) e 3000fb^{-1} (linha azul).



As perspectivas para o *signal strength* deste decaimento, para uma luminosidade de 3000fb^{-1} no LHC:

$$\mu_{LHC}^{h \rightarrow Z\gamma} = 1.00_{-0.26}^{+0.25}(\text{estat.})_{-0.15}^{+0.17}(\text{sist.}) \quad (3.75)$$

Assim, as predições dadas pela EFT podem ser comparadas às medidas experimentais esperadas.

Para o coeficiente \tilde{c}_{3W} , conforme mostrado anteriormente, podemos estimar seu vínculo através da produção de dois bósons W :

$$\mu_{EFT}^{WW} = 1.0 + 9.3\tilde{c}_{3W}^2 \quad (3.76)$$

Contudo, a precisão das medidas esperadas é fortemente limitada tanto por efeitos experimentais como pela precisão de previsões teóricas de efeitos provocados por *loops*, em particular efeitos provocados em *next-to-next-to-leading order* pela QCD(112). Podemos, de forma otimista, estimar que todos os erros implicam em um desvio de 5% das medidas obtidas, assim isso nos leva a um incremento de um fator 2 nos vínculos esperados para \tilde{c}_{3W} .

Ao compararmos os vínculos obtidos a partir do *run 1* do LHC (figura (17)) com os vínculos esperados para o LHC com 300fb^{-1} e 3000fb^{-1} (figura (18)), podemos observar um incremento em um fator 2 para os limites esperados. Embora este leve incremento nos vínculos implique em que a EFT ainda está em seu regime de validade, isto também mostra que os principais vínculos obtidos não mudaram drasticamente para os próximos 20 anos, quando utilizamos apenas o *signal strength* para sondar os efeitos de nova física.

Na próxima seção, vamos mostrar que uma dramática melhoria no estabelecimento dos limites desses coeficientes pode ser atingida utilizando distribuições diferenciais ao invés de apenas o *signal strength*. Especificamente para canais como VH ou di-bóson, a informação extraída a partir das distribuições diferenciais ($p_T, \Delta\Phi, \Delta R$, etc) são de fato esperadas que sejam mais poderosas do que as informações obtidas a partir do *signal strength(total rates)*(10, 113).

3.6 Perspectivas para o estudo de distribuições diferenciais no LHC

Os novos termos adicionados pela lagrangeana efetiva trazem novas derivadas, que possuem uma dependência com o momentum. Conforme podemos ver em (14), essa dependência pode ser explorada ao focarmos em regiões do espaço de fase onde a transferência de *momentum* é grande. Os vínculos para coeficientes de Wilson \tilde{c}_g e \tilde{c}_γ já são muito bem estabelecidos pelas medidas do *signal strength* do principal canal de produção do Higgs, fusão de glúons, e seu decaimento em dois fótons. A utilização de distribuições diferenciais não traz efeitos drásticos na determinação de vínculos para esses coeficientes. Contudo, podemos sempre utilizar distribuições diferenciais para desenvolver uma análise com o intuito de aprimorar os vínculos dos coeficientes \tilde{c}_{HW} , \tilde{c}_{HB} e \tilde{c}_{3W} . Isso se deve ao fato de que esses coeficientes são menos restringidos pelas medidas do *signal strength*.

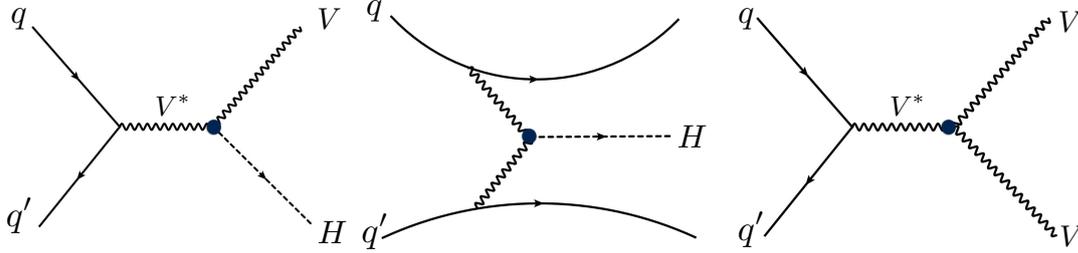
Para estudar a dependência do *momentum* desses operadores vamos considerar colisões realizadas no LHC com 13TeV de energia de centro de massa ($\sqrt{s} = 13\text{TeV}$), levando em conta os processos descritos na figura (19), com o Higgs e os bósons de calibre são produzidos em conjunto com jatos. Mais especificamente, foram analisados o canal de produção de Higgs associado a um bóson de calibre (VH), o canal de produção de Higgs através da fusão de bósons de calibre (VBF) e a produção de dois bósons de calibre (*diboson*). No que tange o decaimento dos bósons de calibre, consideramos tanto o canal de 4 léptons no estado final tradicionalmente utilizados em estudos de violação de *CP*(20, 21) assim como novos canais de decaimentos introduzidos em estudos anteriores (114, 115, 116). Os detalhes para produção e análise dos eventos estão descritos no apêndice A.

3.6.1 Produção do Higgs associado a um bóson de calibre(VH)

Para o canal de produção de um bóson de Higgs em conjunto com um bóson de calibre temos como estado final um ou dois léptons em conjunto com um par de jatos do tipo *b-jets* provenientes do decaimento do bóson de Higgs.

Quando o Higgs é produzido em conjunto com um bóson Z, que por sua vez decai em um par de léptons, nós podemos fazer uso das propriedades cinemáticas destes léptons

Figura 19 – Diagramas de Feynman para os processos para produção do Higgs e dos bósons de calibre considerados em nossa análise. À esquerda temos o digrama representativo para a produção associada (VH); ao centro, a fusão de bósons vetoriais (VBF) e a direita a produção dupla de bósons (*diboson*).



do estado final para obter qualquer desvio provocado pelos novos termos da lagrangeana efetiva. Este fenômeno é bem ilustrado pela figura(20).

Aqui foram utilizados os seguintes observáveis: a soma escalar do *momentum* transverso dos léptons, definida como:

$$p_T(l^+, l^-) = p_T(l^+) + p_T(l^-) \quad (3.77)$$

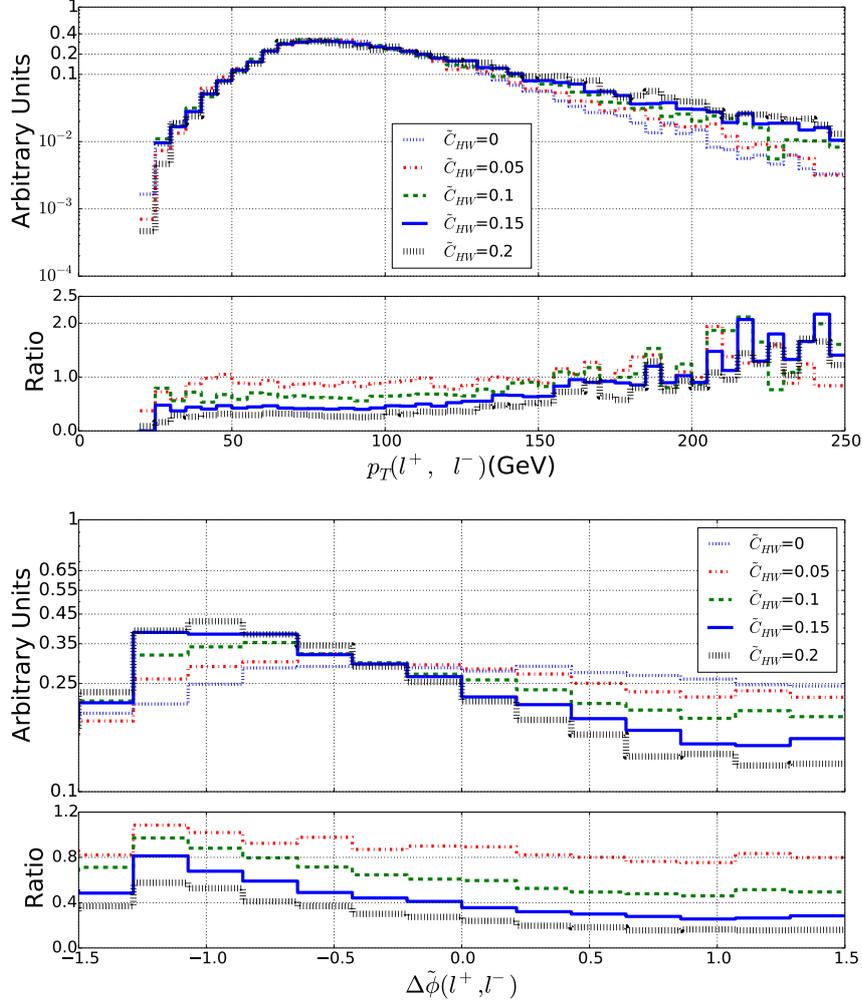
E o ângulo de separação azimutal entre os léptons do estado final, definido da seguinte forma:

$$\Delta\tilde{\phi}(l^+, l^-) = |\phi(l^+, l^-)| - \frac{\pi}{2} \quad (3.78)$$

Quando se é considerado apenas o MP a distribuição $p_T(l^+, l^-)$ exibe um pico por volta de 60GeV antes de cair de maneira suave a medida que os valores para $p_T(l^+, l^-)$ aumentam. Com o intuito de sondar os efeitos da EFT, permitimos que o coeficiente \tilde{c}_{HW} varie entre $[0, 0.2]$. Embora esse intervalo esteja além dos valores atuais permitidos para esse coeficiente quando consideramos os operadores efetivos um a um (ver tabela (15)), isso representa, de maneira conservadora, vínculos potencialmente mais fracos que os obtidos em *global fits* da EFT. Observamos que os efeitos da EFT controlam a diminuição do número de eventos para valores grandes de $p_T(l^+, l^-)$, como resultado do aumento do impacto da EFT quando a transferência de momentum é grande.

Conforme podemos ver no gráfico inferior da distribuição $p_T(l^+, l^-)$, onde temos um gráfico com a razão entre efeitos de uma física nova sobre o MP(NP/SM), temos desvios de um fator de até 2 equanto ainda estamos dentro da escala de energia que garante a validade da EFT. Outros operadores efetivos como \mathcal{O}_{HW} e \mathcal{O}_{HB} , descritos na lagrangeana (3.5), podem iterferir em nossas predições, e o comportamento obtido para esses operadores é similar. Desse modo, podemos definir, como uma ferramenta para caracterizar efeitos de uma nova física, a eficiência $\epsilon(\tilde{c}, p_T^{cut})$ que depende do coeficiente de Wilson \tilde{c} e de um

Figura 20 – Propriedades cinemáticas do par de léptons provenientes do decaimento do Z produzido junto a um bóson de Higgs em colisões no LHC com energia de centro de massa 13GeV. Consideramos a soma escalar do *momentum* transverso dos dois léptons (gráfico superior) e o ângulo azimutal entre os léptons (gráfico inferior).



valor mínimo para a soma escalar dos *momentas* $p_T(l^+, l^-)$

$$\epsilon(\tilde{c}, p_T^{cut}) = \frac{1}{\sigma(\tilde{c})} \int_{p_T^{cut}}^{\infty} \frac{d\sigma(\tilde{c})}{dp_T(l^+, l^-)} dp_T(l^+, l^-) \quad (3.79)$$

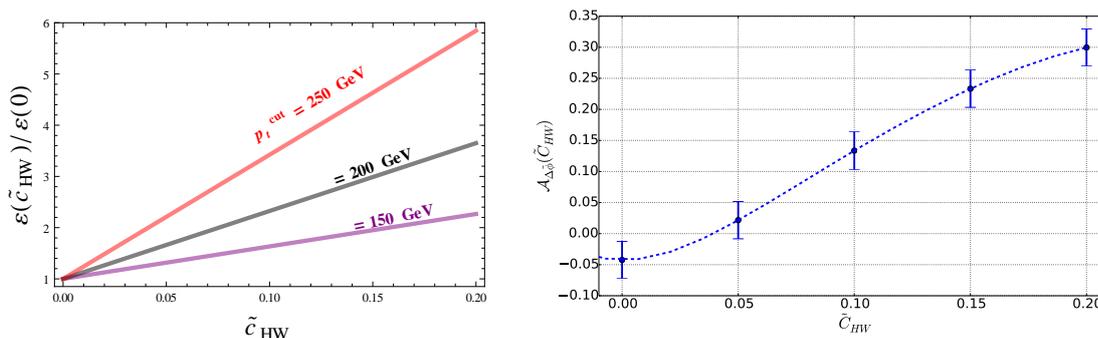
No gráfico inferior da figura(20), investigamos a separação angular dos dois léptons do estado final e constatamos que o espectro dessa distribuição é mais uniforme para o MP, contudo, podemos observar que os efeitos dos operadores efetivos modificam de forma significativa esta distribuição. Dessa maneira, podemos definir um novo observável tendo como base a assimetria entre o ângulo azimutal

$$\mathcal{A}_{\Delta\tilde{\phi}} = \frac{d\sigma(\Delta\tilde{\phi}(l^+, l^-) < 0) - d\sigma(\Delta\tilde{\phi}(l^+, l^-) > 0)}{d\sigma(\Delta\tilde{\phi}(l^+, l^-) < 0) + d\sigma(\Delta\tilde{\phi}(l^+, l^-) > 0)} \quad (3.80)$$

A dependência dos observáveis ϵ e $\mathcal{A}_{\Delta\tilde{\phi}}$ com o coeficiente \tilde{c}_{HW} é mostrada na figura(21). Conforme esperado, uma seleção de eventos com um *cut* grande em $p_T(l^+, l^-)$ implica em uma sensibilidade maior do observável ϵ para com os efeitos dos operadores da EFT. Assim, podemos ter uma maneira de sondar valores pequenos para \tilde{c}_{HW} .

Contudo, afirmações conclusivas devem levar em consideração a redução da seção de choque fiduciária⁴, com a qual o detector opera em sensibilidade máxima, a dependência com a luminosidade e a estratégia seleção de eventos. Além disso, a assimetria $\mathcal{A}_{\Delta\tilde{\phi}}$ mostra que temos um desvio significativo do comportamento esperado apenas pelo MP. Também foi constada uma modificação de sinal para alguns valores de \tilde{c}_{HW} . Medidas deste observável com uma relativa precisão podem usadas como uma nova ferramenta para estabelecer vínculos sobre os coeficientes de Wilson.

Figura 21 – Dependência dos observáveis ϵ (esquerda) e $\mathcal{A}_{\Delta\tilde{\phi}}$ (direita) para diferentes valores de \tilde{c}_{HW}



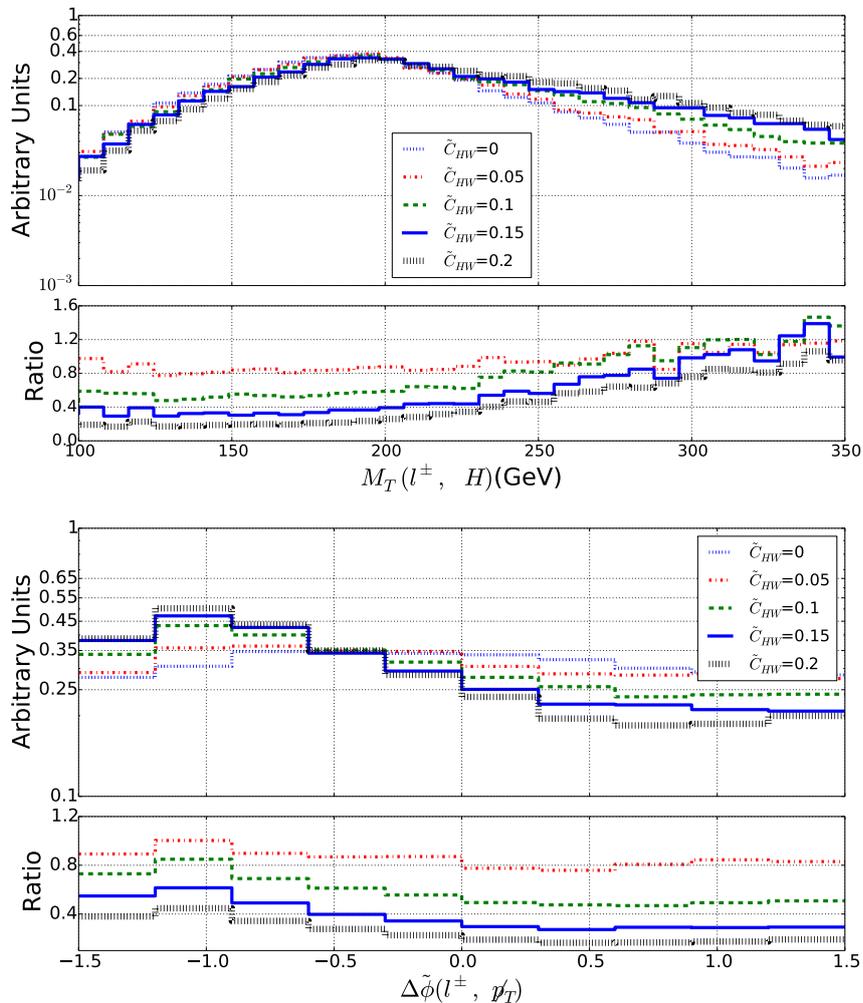
O bóson de Higgs também pode ser produzido junto com um bóson W , que nos leva ao estado final de um único lépton proveniente do decaimento do W . Mais uma vez, Construímos os observáveis mais adequados para sondar os efeitos da EFT nesse caso. Na figura (22) é apresentado a distribuição para a massa transversa⁵ para o lépton e o bóson de Higgs reconstruído, $M_T(l^\pm, H)$, e a separação angular entre o lépton e a direção do momentum da energia faltante no plano azimutal. Esse último observável é definido de maneira similar ao observável descrito na equação(3.78).

Podemos notar que os efeitos provocados pelos operadores da EFT neste canal são similares aos do canal ZH , os operadores em consideração afetam a "cauda" da distribuição da massa transversa, a qual cai para grandes valores de $M_T(l^\pm, H)$. Para o caso do observável $\Delta\tilde{\phi}(l^\pm, \not{p}_T)$, observamos que a forma do espectro da distribuição também determinado pelos valores do coeficiente de Wilson \tilde{c}_{HW} . Definindo o novo observável ϵ para este caso,

⁴ tradução livre para *fiducial cross section*

⁵ A massa transversa de um sistema de duas partículas é definido como: $M_T^2 = (E_{T,1} + E_{T,2})^2 - (\vec{p}_{T,1} + \vec{p}_{T,2})^2$, que no limite ultra-relativístico pode ser escrita como $M_T^2 = E_{T,1} \cdot E_{T,2} (1 - \cos\theta)$ com θ como o ângulo de separação entre o lépton e a *missing energy* no plano transversal.

Figura 22 – Propriedades cinemáticas dos produtos do decaimento dos bósons W e h produzidos em colisões no LHC com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$. Nós consideramos a massa transversa do sistema Wh (gráfico superior) e a separação angular entre o lépton e a direção do momentum da energia faltante no plano azimutal(gráfico inferior)



temos:

$$\epsilon(\tilde{c}) = \frac{1}{\sigma(\tilde{c})} \int_{M_T^{cut}}^{\infty} \frac{d\sigma(\tilde{c})}{dM_T^{cut}(l^\pm, H)} dM_T^{cut}(l^\pm, H) \quad (3.81)$$

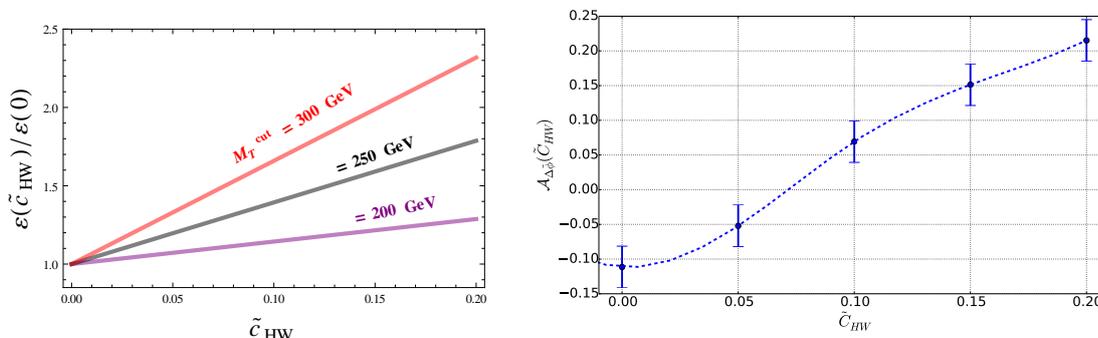
a qual depende do coeficiente de Wilson e um valor mínimo para a massa transversa do sistema WH , também definimos o seguinte operador para a assimetria:

$$\mathcal{A}_{\Delta\tilde{\phi}} = \frac{d\sigma(\Delta\tilde{\phi}(l^\pm, \not{p}_T) < 0) - d\sigma(\Delta\tilde{\phi}(l^\pm, \not{p}_T) > 0)}{d\sigma(\Delta\tilde{\phi}(l^\pm, \not{p}_T) < 0) + d\sigma(\Delta\tilde{\phi}(l^\pm, \not{p}_T) > 0)} \quad (3.82)$$

Assim, obtemos os resultados mostrados na figura (23). Podemos observar que todos os modos de produção do Higgs através do canal VH fornecem meios para sondar os acoplamentos efetivos que violam a simetria CP e estabelecer vínculos sobre os seus

coeficientes de Wilson, contudo o canal WH oferece melhores perspectivas dado a sua seção de choque ser maior no LHC.

Figura 23 – Dependência dos observáveis ϵ (esquerda) e $\mathcal{A}_{\Delta\tilde{\phi}}$ (direita) para diferentes valores de \tilde{c}_{HW}



3.6.2 Produção do Higgs através da fusão de glúons (VBF)

Os canais de produção dos bósons de Higgs através da fusão de bósons vetoriais são excelentes para sondar efeitos provocados por uma física além do MP, em particular quando os efeitos de uma nova física são parametrizados através de uma teoria efetiva. Concentramos nossos esforços em três variáveis que se mostraram mais sensíveis aos efeitos dos coeficientes de Wilson estudados: a separação angular no plano transversal dos dois fótons provenientes do decaimento do Higgs $\Delta\tilde{\phi}(\gamma, \gamma)$, o *momentum* transversal do jato mais energético (*leading forward jet*) $p_T(j_1)$ e a separação angular no plano transversal entre o bóson de Higgs reconstruído e o jato de maior energia.

As distribuições para estes observáveis estão presentes na figura (24), onde observamos o comportamento esperado para os efeitos de uma EFT. O espectro do *momentum* transversal do jato de maior energia exibe clara dependência com o coeficiente \tilde{c}_{HW} , especialmente para o caso em que o *momentum* transversal é maior que 200 GeV. As formas das distribuições angulares também são modificadas pelos efeitos da EFT. Essa modificação é mais evidente para o caso $\Delta\tilde{\phi}(\gamma, \gamma)$. Também foram verificadas diferentes observáveis como o *momentum* transversal do bóson de Higgs $p_T(H)$, fortemente correlacionado com o *momentum* transversal do jato mais energético. Também podemos notar que o aumento do espectro na região de maior energia é correlacionada com a supressão de eventos com grande separação angular.

Definimos observáveis como assimetria (para os observáveis angulares) e eficiência (para o observável $p_T(j_1)$). Assim como na seção anterior, esses novos observáveis podem ser usados para estabelecer vínculos sobre o coeficiente \tilde{c}_{HW} . Isso é confirmado pelos resultados apresentados na figura (27). Encontramos, em particular, uma forte dependência da assimetria ligada aos produtos de decaimento do bóson de Higgs.

3.6.3 Os efeitos dos operadores efetivos no canal de produção de dois bósons W (*diboson*)

Os canais considerados até então permitem obter informações dos operadores $\mathcal{O}_g, \mathcal{O}_\gamma, \mathcal{O}_{HW}$ e \mathcal{O}_{HB} , contudo, o operador \mathcal{O}_{3W} só pode ser estudado através do canal de produção de um par de bósons W . Concentramos a análise em um estado final cuja assinatura é composta por dois léptons e energia faltante (*missing energy*), onde cada bóson W decai leptonicamente. Após um estudo detalhado de várias distribuições, encontramos os observáveis mais sensíveis aos efeitos dos operadores efetivos: a massa invariante dos dois léptons $M(l^+l^-)$ e o observável \mathcal{O}_1 introduzido no contexto da análise do decaimento do Higgs em 4 léptons ($H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$)(117, 118)

$$\tilde{\mathcal{O}}_1 = \frac{p_+ \times p_-}{|p_+ \times p_-|} \text{sign}[(p_+ - p_-) \cdot \hat{z}] \quad (3.83)$$

com p_\pm como o tri-momentum do lépton l^\pm e \hat{z} o vetor unitário ao longo do eixo de colisão. na figura

Na figura(26) podemos observar o mesmo comportamento para a cauda da distribuição $M(l^+l^-)$ que por sua vez mostra uma boa sensibilidade aos efeitos provocados pelo operador efetivo. Definindo a eficiência e uma assimetria, conforme foi feito no caso para VH e VBF , temos, dessa forma, novas ferramentas sensíveis aos efeitos desse operador que podem ser utilizadas para sondar seus limites.

3.6.4 Revisitando os estudos de violação de CP no setor do Higgs no estado final de quatro léptons

Tradicionalmente, estudos de violação da simetria CP no setor do Higgs são, em grande maioria, focados no canal de quatro léptons no estado final, estes léptons são provenientes do decaimento do Higgs em dois bósons Z (20, 23). Nesta seção revisitamos os estudos de violação de CP neste canal e mostramos como incluir novos observáveis e seleção de eventos apropriados que podem aumentar a sensibilidade deste canal para estudos de operadores efetivos.

Para nossa análise deste canal, primeiro exigimos a presença de dois pares de léptons com carga elétrica oposta. Tendo em vista essa primeira condição, é então exigido que a massa invariante de um par de léptons esteja no intervalo $[75, 105]$ GeV. Essa exigência permite reconstruir o bóson Z_1 enquanto a massa invariante do par de léptons restante esteja no intervalo de energia $[10, 200]$ GeV, permitindo reconstruir o bóson Z_2 . Desse modo, temos os dois bósons Z reconstruídos provenientes do decaimento do Higgs. Assim, o primeiro par de léptons determina a reconstrução do bóson Z_1 que é produzido *on-shell*, enquanto o segundo par de léptons determinam a reconstrução do bóson Z_2 que é *off-shell*.

Os observáveis chave no estudo dos operadores efetivos que violam a simetria CP inculem os ângulos polares θ_1, θ_2 dos respectivos pares de léptons. Esses ângulos são estimados no referencial de repouso dos bósons Z_1 e Z_2 respectivamente, assim como o ângulo ϕ entre os planos formados pelos léptons considerando o referencial de repouso do Higgs. Explorando as variáveis tradicionais, foi observado que a seguinte função dos ângulos θ_1, θ_2 ,

$$T_2(x) = \frac{4}{3} [d\sigma(-1 < x < -1/2) - d\sigma(-1/2 < x < 1/2) + d\sigma(1/2 < x < 1)] \quad (3.84)$$

(com $x = \cos \theta_1$ ou $\cos \theta_2$) é sensível aos efeitos dos operadores efetivos. A dependência de $T_2(\cos \theta_{1,2})$ com o coeficiente é mostrada na figura (28). Conforme podemos observar, ambos os observáveis são capazes de fornecer informações importantes para a determinação dos valores para os coeficientes \tilde{c}_{HW} .

3.7 Análise multi-dimensional utilizando informação de observáveis diferenciais

Nesta seção, apresentamos os argumentos sobre o poder da análise multi-dimensional para descoberta e comparação entre modelos.

A informação contida na função *likelihood* dependente do parâmetro θ é medida pelo parâmetro de informação de Fisher $I_\theta[f] \equiv -\partial_\theta^2 \log L$. A função *likelihood* surge da contagem de eventos e pode ser fatorada da seguinte forma:

$$L(\theta) = L_{total}(\theta)L_{forma}(\theta) \quad (3.85)$$

com L_{total} contendo a informação do *signal strength* (ou *total rates*) e $L_{forma}(\theta)$ com as informações das formas⁶ das distribuições diferenciais.

A informação contida no número total de eventos e nas formas ($I_{total} \equiv I[L_{total}], I_{forma} \equiv I[L_{forma}]$) são independentes uma em relação à outra. Isso implica que podemos ter $I[L_{forma}]$ arbitrariamente grande em relação a $I[L_{total}]$, *i.e.*, a quantidade de informação $I[L_{forma}]$ pode dominar sobre a quantidade de informação no *signal strength*.

A situação é diferente quando comparamos os *likelihoods* que têm como base a forma multi-dimensional de diferentes distribuições cinemáticas. Vamos considerar o caso onde temos uma variável cinética ("1D") *versus* duas variáveis cinéticas ("2D"), respectivamente denominadas por a e b . Se as variáveis em a e b são correlacionadas, temos $I_{forma}^{2D} = I_{forma}^{1D,a} = I_{forma}^{1D,b}$, e com isto não temos nenhum ganho quando comparamos as distribuições 1D com 2D. Por outro lado, se as duas variáveis a e b são independentes,

⁶ tradução livre para o termo *shape distributions* utilizado em distribuições 2D.

a função *likelihood* se fatoriza e a informação total é dada por $I_{forma}^{1D,a} + I_{forma}^{1D,b}$. Esse é o máximo de informação que podemos obter, uma vez que

$$I_{forma}^{2D} \leq I_{forma}^{1D,a} + I_{forma}^{1D,b} \quad (3.86)$$

e o ganho de informação quando saímos de 1D para 2D não pode ser arbitrariamente grande. O ganho das distribuições 1D para 2D é máximo quando a informação das distribuições $I_{forma}^{1D,a}$ e $I_{forma}^{1D,b}$ são da mesma ordem de magnitude.

Para prosseguirmos em nossa análise, é necessário considerarmos alguns testes estatísticos. Vamos adotar o método estatístico bayesiano, o qual é livre de armadilhas conceituais e trata descobertas e comparações entre modelos dentro de um formalismo unificado.

Assumimos que o *likelihood* para cada hipótese pode ser aproximado por funções gaussianas dependentes do parâmetro de interesse θ . Isto tipicamente ocorre uma vez que os eventos coletados são da ordem $\mathcal{O}(10)$. A função *likelihood* toma a seguinte forma:

$$L(\theta) \approx L_{max} \exp\left(-I \frac{(\theta - \bar{\theta})^2}{2}\right) \quad (3.87)$$

$\bar{\theta}$ é o valor de θ preferido pelos dados, I é a informação de Fisher para θ , e a constante L_{max} codifica a informação sobre o *fit* entre a hipótese e os dados. Neste limite Gaussiano, o fator de Bayes terá uma expressão simples parametrizada através da informação de Fisher. Entretanto, a informação de Fisher depende linearmente do total de eventos observados. Temos $I_{forma}^{1D} = \alpha^{1D} n_{obs}$, $I_{forma}^{2D} = \alpha^{2D} n_{obs}$ com $\alpha^{2D} \leq \alpha^{1D,a} + \alpha^{1D,b}$ e o coeficiente de informação α^{2D} tem seu valor máximo quando $\alpha^{1D,a} \sim \alpha^{1D,b}$. Esta conexão direta entre a informação de Fisher e o número de eventos é crucial para quantificar concretamente o impacto dos vários *likelihood*.

Para caracterização de uma descoberta, podemos introduzir o fator de Bayes, que compara hipóteses de modelos com o parâmetro livre θ com a hipótese restrita ao parâmetro $\theta = \theta_0$. O fator de descoberta de Bayes é dado por:

$$\log B_0 = \alpha n_{obs} \frac{(\theta_0 - \bar{\theta})^2}{2} - \log\left(\frac{V \alpha n_{obs}}{2\pi}\right) \quad (3.88)$$

$\alpha = \alpha_{total} + \alpha_{forma}$. O primeiro termo da equação (3.88) codifica a comparação entre os valores centrais, enquanto o segundo traz a informação assumida *a priori*. O segundo termo se torna rapidamente desprezível, uma vez que n_{obs} cresce. Comparando os fatores de descoberta de Bayes para as distribuições 1D e 2D, admitindo $\bar{\theta}_{1D} \sim \bar{\theta}_{2D}$, temos:

$$\log B_0^{2D} \leq \log B_0^{1D,a} + B_0^{1D,b} \quad (3.89)$$

O limite é saturado quando $\alpha_{total} \ll \alpha_{forma}$ e a informação da distribuição 2D é máxima, $\alpha_{forma}^{2D} = \alpha_{forma}^{1D,a} + \alpha_{forma}^{1D,b}$. O ganho de informação quando saímos de 1D para

2D é máximo quando $\alpha_{forma}^{1D,a} \sim \alpha_{forma}^{1D,b} \equiv \alpha_{forma}^{1D}$, podemos ter o caso em que $\log B_0^{2D}$ é o dobro de $\log B_0^{1D}$.

Esse limite pode ser facilmente traduzido em termos de número de eventos e força de evidência (*evidence strength*). Em termos de número de eventos, este aspecto vem do fato de que o ganho de 1D para 2D equivale, no máximo, ao dobro de n_{obs} para o caso 1D. Em termos de força de evidência, observamos que indo de 1D para 2D nos leva a uma modificação de ao menos um passo para a força de evidência: por exemplo, se o fator de Bayes para o caso 1D fornece uma evidência moderada ($\log B_0 = 2.5$), o fator de Bayes para a distribuição 2D pode chegar a um valor $\log B_0 = 5$, que é uma evidência forte.

O ganho de informação de $1D \rightarrow 2D$ é limitado no âmbito de uma descoberta. Com relação à discriminação entre modelos, temos a aproximação do *likelihood* como uma função Gaussiana. Em ambas hipóteses H_1, H_2 , o fator de Bayes comparando H_1 e H_2 é dado por

$$\log B_{12} = \log \left(\frac{L_{max,1}}{L_{max,2}} \right) - \log \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right) \quad (3.90)$$

Podemos observar que a estrutura deste fator de Bayes é diferente do fator de Bayes para descoberta. O primeiro termo codifica o *fit* entre o modelo e os dados observados, o segundo termo é a razão entre as informações de Fisher das diferentes hipóteses, e deve ser interpretado como uma medida relativa do *fining-tuning* entre os dois modelos. Esse segundo termo é independente de n_{obs} , em contraste com a razão entre os *likelihoods* máximos que, de maneira geral, dependem de n_{obs} . De fato, no limite em que temos um número de eventos grandes, espera-se:

$$L_{max,1}/L_{max,2} \sim \exp(\beta n_{obs}) \quad (3.91)$$

β pode ser positivo ou negativo, $\beta > 0$ significa que o modelo H_1 tem um *fit* melhor que o modelo H_2 . Espera-se que o valor absoluto de $\log(L_{max,1}/L_{max,2})$ cresça com n_{obs} fazendo com que o segundo termo da equação (3.90) se torne desprezível.

Podemos comparar o fator de Bayes para distribuições 1D, $\log B_{12}^{1D}$, com o fator de Bayes para distribuições 2D, $\log B_{12}^{2D}$. Negligenciando o segundo termo de (3.90) (os quais são diferentes para distribuições 1D e 2D), temos apenas os termos que comparam os *fits* entre os modelos, que são dados aproximadamente por $\beta_{1D} n_{obs}$ e $\beta_{2D} n_{obs}$.

Com isso não encontramos limites para a razão β_{2D}/β_{1D} , o que sugere que o ganho de informação quando vamos do caso $1D \rightarrow 2D$ seja arbitrariamente grande para o caso em que comparamos modelos diferentes. Isso se dá, de certa forma, devido à comparação entre modelos. O *fit* tem maior relevância na comparação entre H_1 e H_2 , enquanto no caso do fator de Bayes para descoberta, B_0 apenas envolve um *likelihood* e o *fit* não tem importância.

3.7.1 Conservação \times Violação da simetria CP

Para essa análise selecionamos o canal de fusão de bósons de calibre (VBF), para a seleção de eventos temos os seguintes *cuts*: o *momentum* transverso dos jatos $P_T^j > 20\text{GeV}$, *pseudo-rapidity* $|\eta_j| < 4.5$. Uma condição necessária para a simulação deste canal é que a massa invariante dos jatos seja maior que 400 GeV e a separação entre estes jatos em termos da *pseudo-rapidity* seja maior que 2.8.

Focando no ganho de informação entre as distribuições 1D e 2D para a análise do canal de fusão de bósons vetoriais, foram testados os vínculos dados pelo conjunto de distribuições cinemáticas básicas, tais como *momentum* transverso, ângulos azimutais e diferença da pseudo-rapidez longitudinal entre os estados finais. Foram selecionadas as variáveis $p_T^\gamma, \Delta\Phi_{\gamma\gamma}$ como o par de variáveis com o melhor ganho de informação comparado com os outros observáveis.

Primeiro foram calculados $L_{total}, L_{1D}, L_{2D}$ admitindo que $\bar{c}_{HW} = \tilde{c}_{HW} = 0$ para os dados projetados. As regiões de maior preferências para os valores de \bar{c}_{HW} e \tilde{c}_{HW} são mostrados na figura (29). Podemos observar que as distribuições 1D têm um papel importante para quebra de degenerescência no plano $\bar{c}_{HW} \times \tilde{c}_{HW}$. Em contraste, o ganho quando saímos de 1D para 2D é moderado.

Tomando $\bar{c}_{HW} = -0.01$, podemos calcular o fator de Bayes para o operador \mathcal{O}_{HW} como função do número de eventos, conforme mostrado na figura (30). Um ganho leve é notado entre B_0^{tot} e B_0^{1D} e entre B_0^{1D} e B_0^{2D} . O ganho de informação de 1D/2D para este par de distribuições diferenciais é o melhor encontrado dentre todas as outras distribuições testadas. O fator de Bayes para o operador $\tilde{\mathcal{O}}_{HW}$ também fornece um valor de ganho positivo.

Ainda considerando o caso com $\bar{c}_{HW} = -0.01$, quando usamos o fator de Bayes comparando as hipóteses com $\bar{c}_{HW} \neq 0$ e $\tilde{c}_{HW} \neq 0$, conforme mostrado na figura (31). Podemos observar um ganho significativo para 1D/2D no fator de Bayes quando comparamos apenas para o caso do fator de Bayes para descoberta. Por exemplo, podemos observar que o ganho de 1D/2D corresponde a 90%, enquanto o fator de Bayes para descoberta é de 20%.

Devemos salientar que certos observáveis como m_{jj} são melhores discriminantes do que os observáveis $p_T^{\gamma 1}$ ou $\Delta\Phi_{\gamma\gamma}$, contudo estes não fornecem ganho de informação para o fator de Bayes para descobertas. O ganho significativo de informação de Bayes comparativo entre 1D/2D persiste para outros observáveis, por exemplo para o par de observáveis $m_{jj} - p_T^{\gamma 1}$ o ganho é de aproximadamente 100%

Figura 24 – Propriedades cinemáticas dos produtos de decaimento do Higgs produzido através da fusão de bósons de calibre em colisões no LHC a uma energia de centro de massa $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$. Consideramos a separação angular azimutal entre os dois fótons provenientes do decaimento do Higgs (figura superior), a separação angular azimutal entre o bóson de Higgs reconstruído e o jato de maior energia (centro) e o momentum transverso do jato de maior energia (figura inferior). Tomamos diferentes valores para o coeficiente \tilde{c}_{HW} . O gráfico inferior de cada distribuição mostra a razão entre as previsões dos efeitos de uma nova física sobre os efeitos esperados apenas pelo MP.

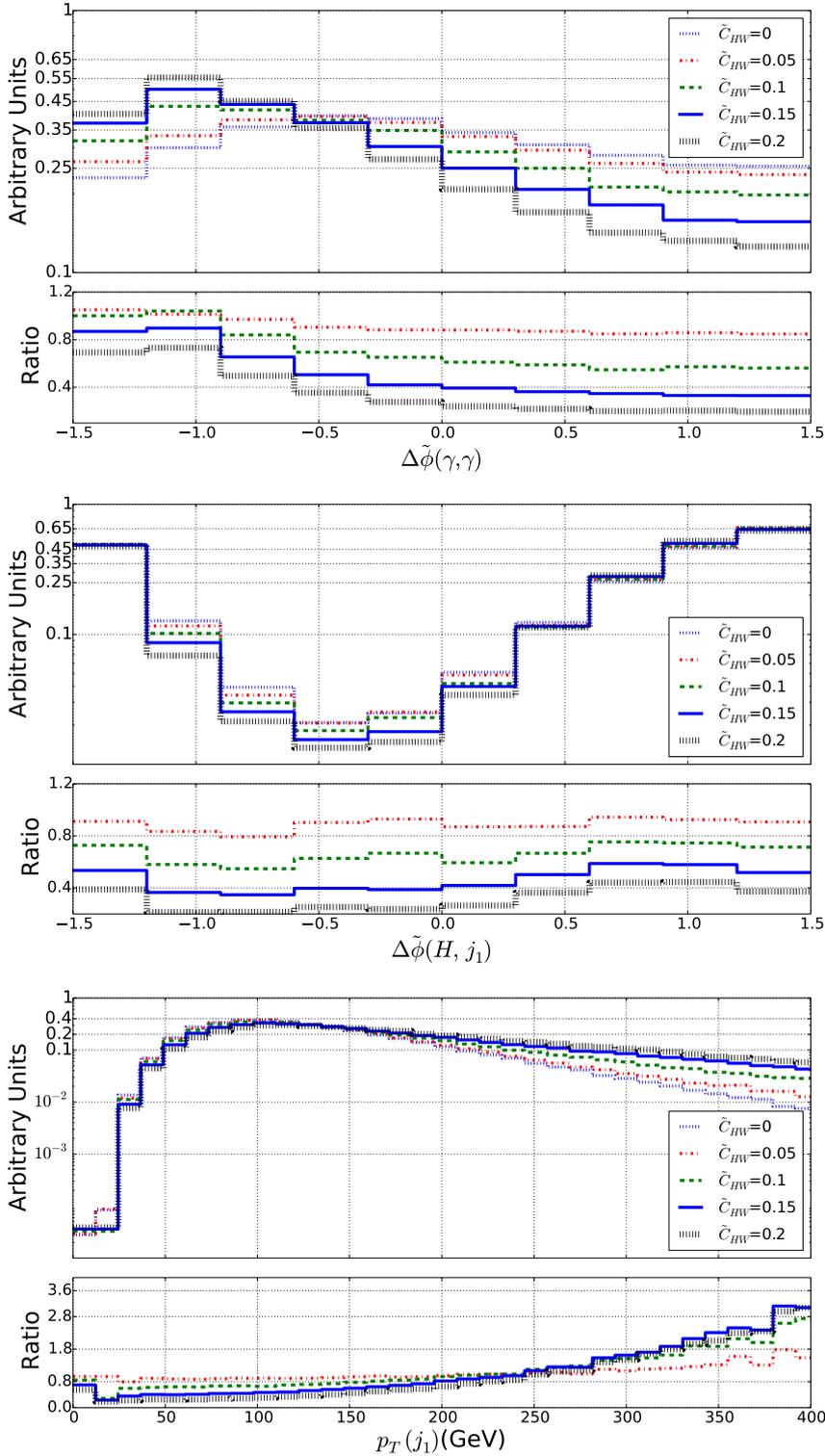


Figura 25 – Dependência dos observáveis ϵ (esquerda) e $\mathcal{A}_{\Delta\phi}$ (direita) para diferentes valores de \tilde{c}_{HW} para o canal de produção do Higgs através da fusão de glúons.

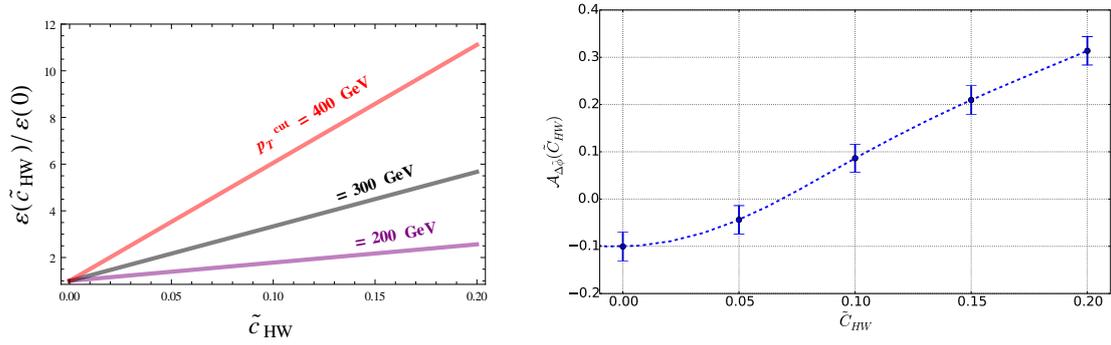


Figura 26 – Propriedades cinemáticas dos produtos de decaimento dos bósons de calibre W produzidos em pares em colisões no LHC a uma energia de centro de massa $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$. Foram considerados os observáveis da massa invariante dos léptons associados ao decaimento de cada bóson W (gráfico superior) e o observável angular $\tilde{\mathcal{O}}_1$ definido em (3.83). Tomamos diferentes valores para o coeficiente \tilde{c}_{3W} , o gráfico inferior de cada distribuição mostra a razão entre as previsões dos efeitos de uma nova física sobre os efeitos esperados apenas pelo MP.

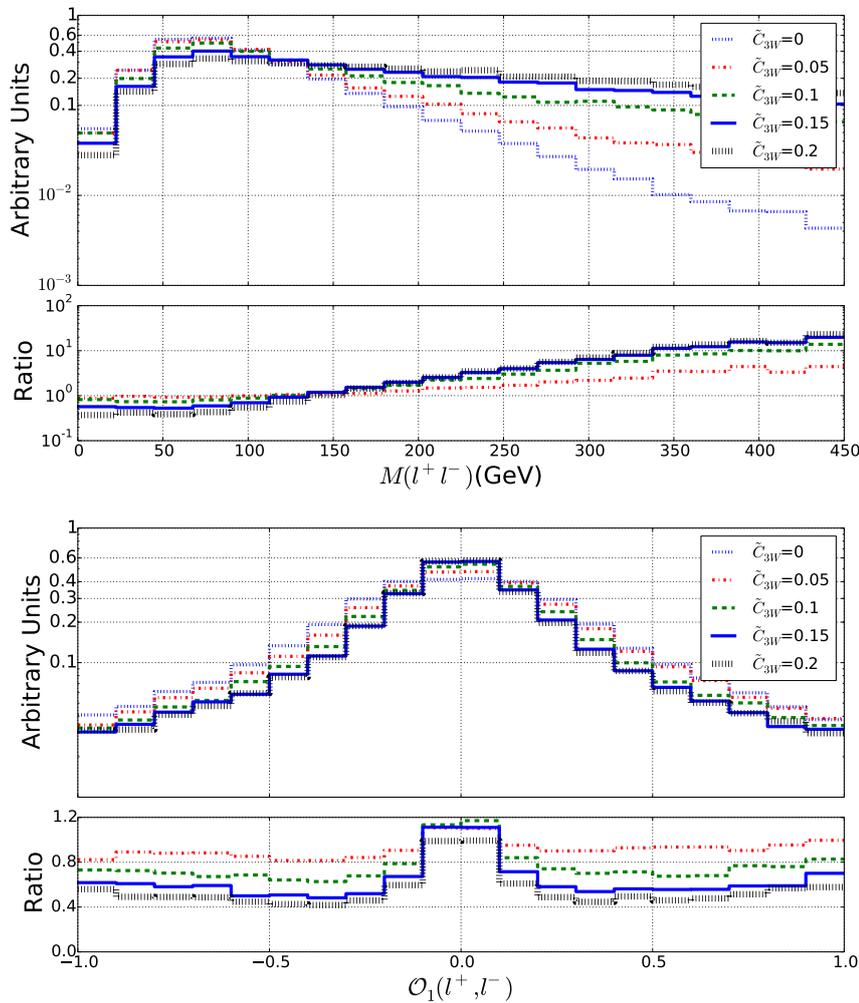


Figura 27 – Dependência dos observáveis ϵ (esquerda) e $\mathcal{A}_{\Delta\phi}$ (direita) para diferentes valores de \tilde{c}_{3W} para o canal de produção de um par de W .

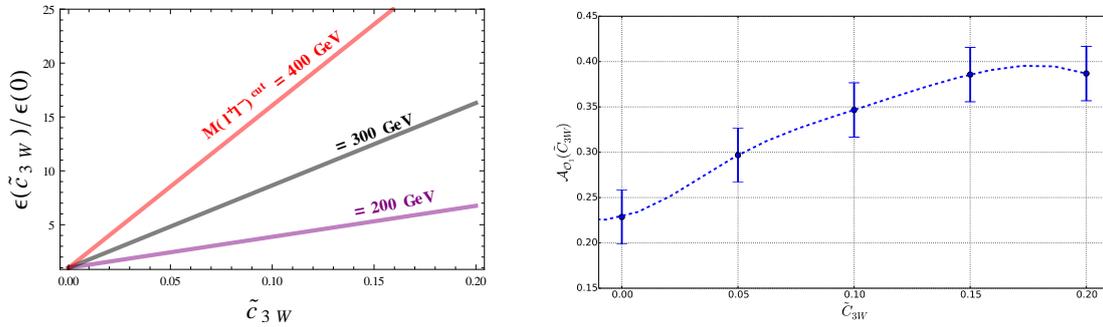


Figura 28 – Propriedades cinemáticas dos produtos de decaimento dos bósons de calibre Z produzidos em colisões no LHC a uma energia de centro de massa $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$. Foram considerados o observável angular $T_2(\cos\theta_{1,2})$ definido em (3.84) e a massa invariante do par de léptons provenientes do decaimento do bóson Z_2 virtual. Nesse último caso é mostrada na parte inferior do gráfico a razão entre as previsões da física nova sobre o esperado apenas pelo caso do MP.

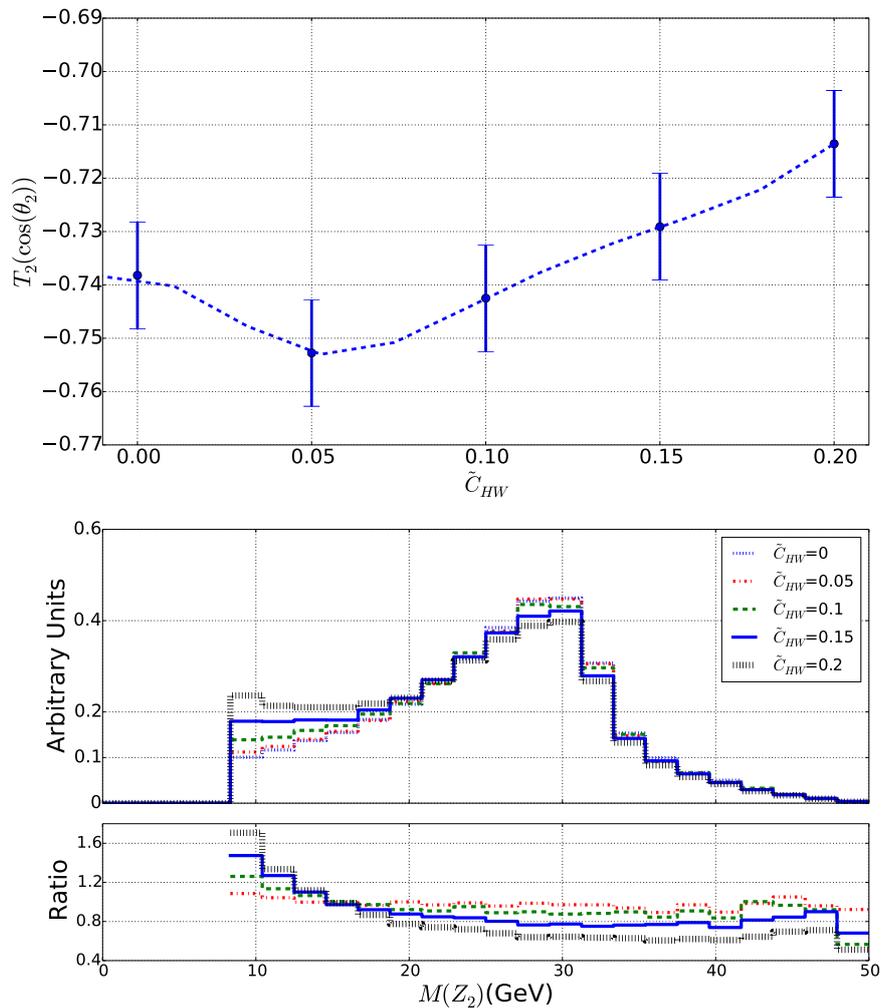


Figura 29 – Regiões de valores para $\bar{c}_{HW}, \tilde{c}_{HW}$ assumindo uma luminosidade 3000fb^{-1} . A região cinza mostra os valores com 95% e 99% *confidence level*, a região em azul leva em consideração a distribuição 1D para $\Delta\Phi_{\gamma\gamma}$ enquanto a região roxa toma em consideração a distribuição 1D para $p_T^{\gamma_1}$. A região em vermelho toma a distribuição 2D com $\Delta\Phi_{\gamma\gamma}, p_T^{\gamma_1}$.

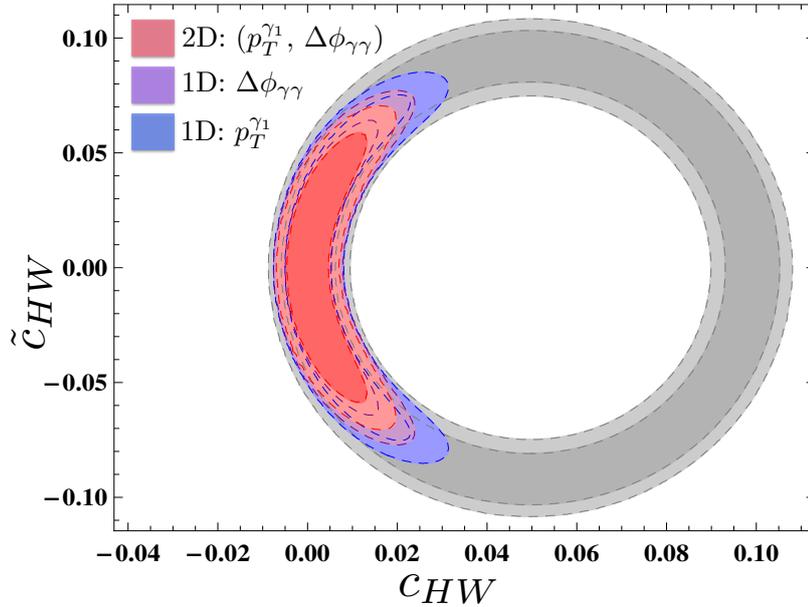


Figura 30 – Fator de Bayes para descoberta para o operador O_{HW} , tomando o valor para \bar{c}_{HW} . As linhas cinza, roxo, azul e vermelha correspondem respectivamente ao fator de Bayes para o *signal strength*, a distribuição diferencial 1D com $\Delta\Phi_{\gamma\gamma}$, a distribuição diferencial 1D com $p_T^{\gamma_1}$ e a distribuição diferencial 2D $\Delta\Phi_{\gamma\gamma}, p_T^{\gamma_1}$.

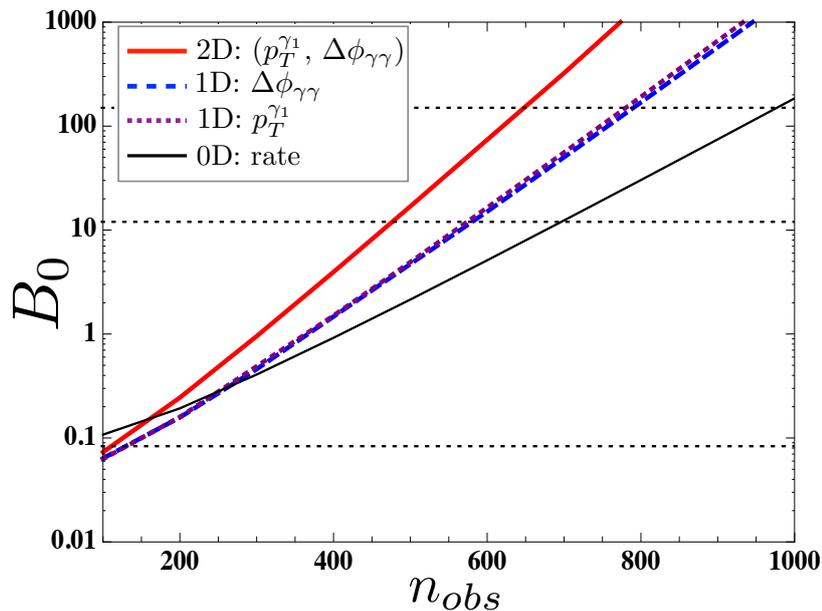


Figura 31 – Fator de Bayes comparativo entre os operadores O_{HW} e \tilde{O}_{HW} , tomando o valor para \bar{c}_{HW} . As linhas cinza, roxo, azul e vermelha correspondem respectivamente ao fator de Bayes para o *signal strength*, a distribuição diferencial 1D com $\Delta\Phi_{\gamma\gamma}$, a distribuição diferencial 1D com $p_T^{\gamma_1}$ e a distribuição diferencial 2D $\Delta\Phi_{\gamma\gamma}, p_T^{\gamma_1}$

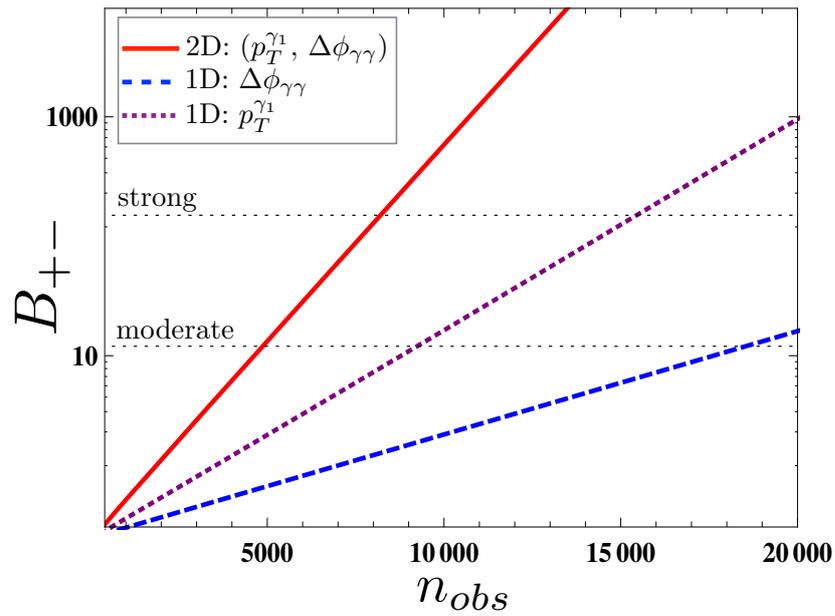
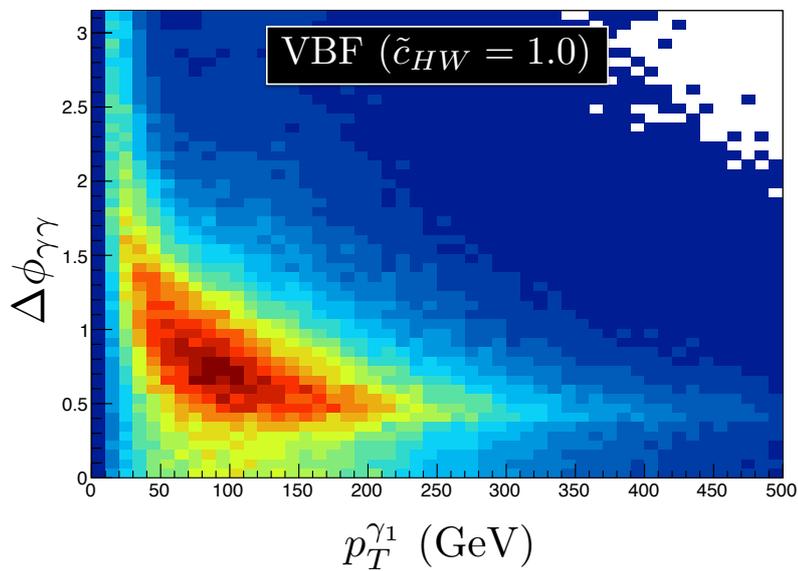
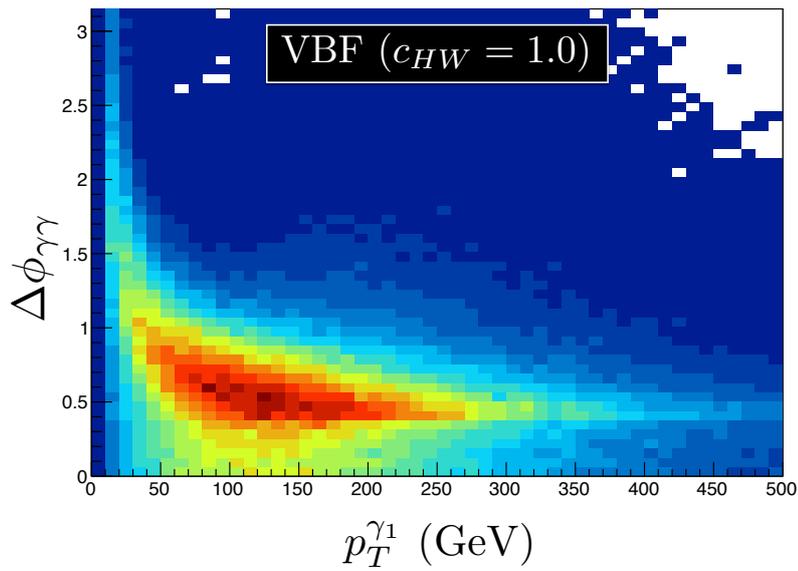
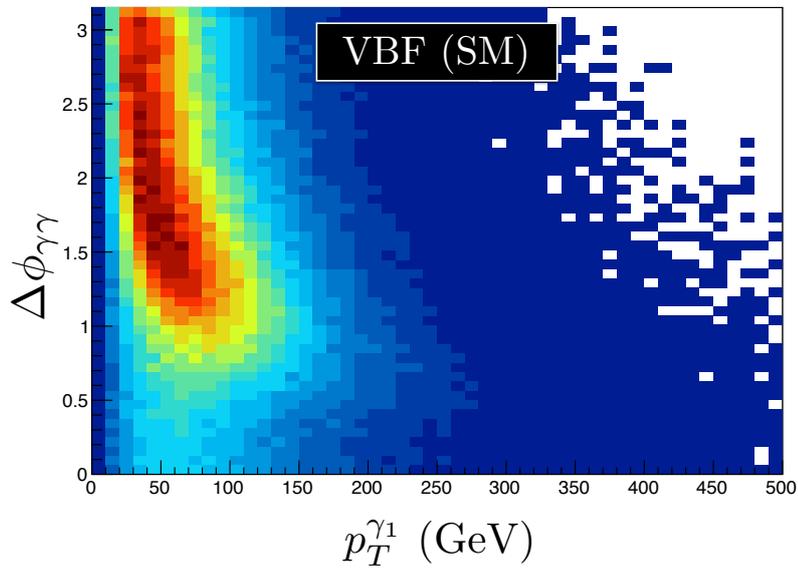


Figura 32 – Distribuições diferenciais estudadas.



Parte IV

Conclusão

4 Conclusão

Nesta tese investigamos novas ideias para sondar efeitos de violação da simetria CP através do acoplamento entre o bóson de Higgs e os bósons de calibre e também através da auto-interação dos bósons de calibre. Para acessar esses efeitos foram desenvolvidas análises no contexto das teorias efetivas. Por simplicidade, nos restringimos à lagrangeana do MP efetivo que comporta os operadores efetivos que violam a simetria CP . Foram estudados os efeitos destes operadores tanto sobre o *signal strength* assim como nas distribuições diferenciais, uma vez que esses efeitos são conhecidos por terem uma maior influência em processos que envolvem uma grande transferência de *momentum*.

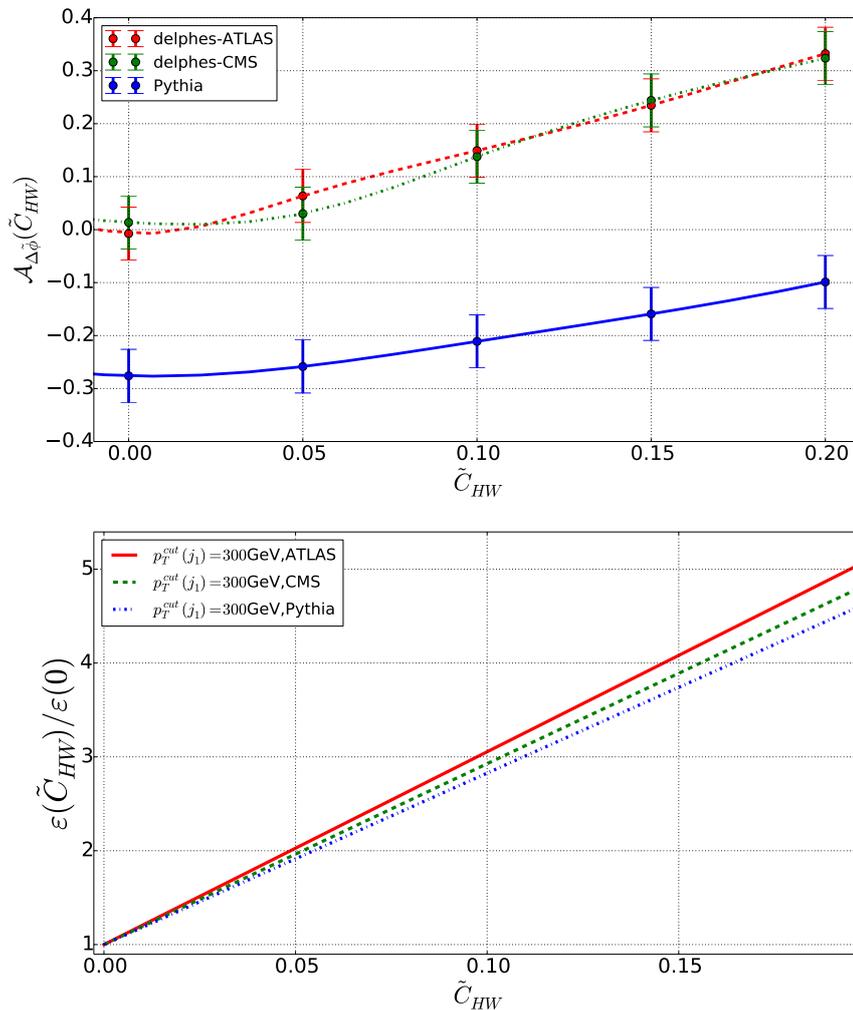
Primeiro foram utilizados os dados do RUN I do LHC para definirmos um espaço de parâmetros permitidos para os coeficientes de Wilson com base nas informações obtidas através do *signal strength*. Foram então exploradas as perspectivas para os próximos RUNs do LHC utilizando *signal strength*. Entretanto, o ganho de informação esperado para esta técnica se mostrou moderado. Foi investigado, então, como a informação proveniente de distribuições diferenciais podem desempenhar um papel importante na maximização dos futuros dados do LHC.

Mais precisamente, foram examinados uma variedade de canais de produção do Higgs e dos bósons de calibre para estimar a sensibilidade do LHC aos efeitos de uma física nova oriunda dos operadores efetivos que violam CP . Para esta análise foram selecionados os canais de produção do Higgs associado a um bóson de calibre (VH), a produção do Higgs por meio da fusão de bósons de calibre (VBF), a produção de pares de bósons (W^+W^-) e o canal de 4 léptons. Para cada caso foram estudadas várias distribuições diferenciais cinemáticas e foram selecionados os observáveis mais sensíveis aos efeitos dos operadores efetivos. Propomos diversos observáveis adimensionais (angulares) e de dimensão de energia, que podem ser usados como novas ferramentas para sondar efeitos de nova física.

Nesta tese é apresentado um estudo pioneiro do uso destes novos observáveis como uma forma viável de análise de sinais uma física além do modelo padrão com uma precisão na escala de energia da QCD após o *matching* da hadronização dos resultados. Todavia, uma avaliação mais precisa da sensibilidade do LHC aos operadores efetivos através dos observáveis propostos nesta tese é necessária, por um lado, uma análise completa do sinal e do background para diferentes luminosidades do LHC em conjunto com os efeitos dos detectores, i.e. uma reconstrução completa dos eventos. Por outro lado, também é obrigatório estimar o impacto das correções radiativas sobre o sinal. Como uma breve previsão sobre esses efeitos, foram estimados os possíveis impactos que podem surgir a

partir dos efeitos dos detectores ATLAS e CMS, mostrados na figura (33), modelados por meio do pacote DELPHES(119) os objetos são reconstruídos por meio do algoritmo *anti-k_T*(120) implementado no pacote FastJet(120). São apresentados os resultados para os observáveis introduzidos na análise do canal *VBF*, mostrando ambas as previsões para o sinal considerando apenas os efeitos de hadronização modelados pelo Pythia(121) e os efeitos provocados pelos detectores. Embora a eficiência ϵ não seja pouco sensível aos efeitos dos detectores, modificações drásticas são induzidas no observável $\mathcal{A}_{\Delta\bar{\phi}}$ por estes efeitos. Contudo, mesmo após os efeitos provocados pelos detectores, a dependência dos observáveis com os coeficientes de Wilson revela-se mais pronunciada, o que traz uma motivação extra para o uso destes observáveis na caracterização de efeitos de física nova no contexto de teorias efetivas.

Figura 33 – Estimativa do impacto dos efeitos provocados no sinal pelos detectores ATLAS e CMS. Em cima, temos a assimetria; logo abaixo, a eficiência para o canal *VBF*. Comparamos as previsões considerando apenas os efeitos de hadronização (linha azul) e as previsões que incorporam os efeitos dos detectores ATLAS (linha vermelha) e CMS (linha verde).



Também foi investigado o impacto da análise multidimensional utilizando distribuições diferenciais. Através de observações gerais tendo como base os fatores de Bayes e as informações de Fisher, foi possível verificar que na ocorrência de uma descoberta, o ganho de informação ao se utilizar distribuições 2D ao invés de 1D é fundamentalmente limitada. Em contraste, para diferenciação entre modelos este tipo de limitação não foi encontrado. Desta forma, o ganho de informação quando saímos de distribuições 1D para 2D pode ser muito maior. Para ilustrar este efeito e mostrar os ganhos reais entre as distribuições 1D/2D, foram estudadas distribuições no contexto do MP efetivo.

Foram realizados testes para o fator de Bayes para descobertas e diferenciação entre modelos. Foi analisado para este contexto o canal de produção do Higgs através da fusão de bósons de calibre (VBF) com os operadores que violam ($\tilde{\mathcal{O}}_{HW}$) e conservam (\mathcal{O}_{HW}) a simetria CP . O melhor ganho de informação para o fator de Bayes para descoberta foi encontrado na combinação entre os observáveis ($p_T^{\gamma_1}, \Delta\Phi_{\gamma\gamma}$). Conforme esperado, o ganho de informação do fator de Bayes para diferenciação de modelos mostrou-se significativamente maior que o fator de Bayes para descoberta. Esse mesmo comportamento também foi confirmado para diferentes combinações de observáveis.

A análise de possíveis efeitos do *background* e do sinal já está em desenvolvimento com o intuito de investigar os efeitos dos detectores assim como os possíveis desvios ocasionados pelos efeitos de *1-loop* sobre os operadores efetivos, considerando que o sinal estudado nesta tese é suficientemente distinguível do MP (como tem se mostrado até então). Outros aspectos também já estão sendo investigados, como a determinação (e desemaranhamento) de possíveis correlações entre os operadores \mathcal{O}_{HW} e $\tilde{\mathcal{O}}_{HW}$ utilizando os observáveis propostos nesta tese em combinação com os dados do LHC operando a 13TeV e dados de experimentos de baixas energias. Com uma análise mais completa é esperada uma maior precisão na determinação dos valores dos coeficientes de Wilson destes operadores e o impacto desta nova informação sobre os modelos cosmológicos atuais, mais precisamente os modelos de bariogêneses eletrofraca.

Referências

- 1 AAD, G. et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett.*, B716, p. 1–29, 2012. Citado 3 vezes nas páginas 23, 29 e 45.
- 2 CHATRCHYAN, S. et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett.*, B716, p. 30–61, 2012. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 29.
- 3 AAD, G. et al. Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. *JHEP*, v. 08, p. 045, 2016. Citado 4 vezes nas páginas 23, 99, 100 e 102.
- 4 ESPINOSA, J. R. et al. Electroweak Baryogenesis in Non-minimal Composite Higgs Models. *JCAP*, v. 1201, p. 012, 2012. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 87.
- 5 CORBETT, T. et al. Robust Determination of the Higgs Couplings: Power to the Data. *Phys. Rev.*, D87, p. 015022, 2013. Citado na página 23.
- 6 DUMONT, B.; FICHET, S.; GERSDORFF, G. von. A Bayesian view of the Higgs sector with higher dimensional operators. *JHEP*, v. 07, p. 065, 2013. Citado na página 23.
- 7 BLAS, J. de et al. Global Bayesian Analysis of the Higgs-boson Couplings. *Nucl. Part. Phys. Proc.*, v. 273-275, p. 834–840, 2016. Citado na página 23.
- 8 FALKOWSKI, A.; RIVA, F. Model-independent precision constraints on dimension-6 operators. *JHEP*, v. 02, p. 039, 2015. Citado na página 23.
- 9 DUMONT, B. *Higgs, supersymmetry and dark matter after Run I of the LHC*. Tese (Doutorado) — LPSC, Grenoble, 2014. Disponível em: <<http://inspirehep.net/record/1327727/files/arXiv:1411.3465.pdf>>. Citado na página 23.
- 10 ELLIS, J.; SANZ, V.; YOU, T. The Effective Standard Model after LHC Run I. *JHEP*, v. 03, p. 157, 2015. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 105.
- 11 ELLIS, J.; SANZ, V.; YOU, T. Complete Higgs Sector Constraints on Dimension-6 Operators. *JHEP*, v. 07, p. 036, 2014. Citado na página 23.
- 12 BUTTER, A. et al. The Gauge-Higgs Legacy of the LHC Run I. *JHEP*, v. 07, p. 152, 2016. Citado na página 23.
- 13 DWIVEDI, S. et al. Constraints on CP-violating gauge-Higgs operators. *Phys. Rev.*, D92, n. 9, p. 095015, 2015. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 24.
- 14 WEINBERG, S. Larger Higgs Exchange Terms in the Neutron Electric Dipole Moment. *Phys. Rev. Lett.*, v. 63, p. 2333, 1989. Citado na página 24.
- 15 EIDELMAN, S. Gauge & Higgs boson summary table. *Phys. Lett.*, B592, p. 31–88, 2004. Citado na página 24.

- 16 CHATRCHYAN, S. et al. Study of the Mass and Spin-Parity of the Higgs Boson Candidate Via Its Decays to Z Boson Pairs. *Phys. Rev. Lett.*, v. 110, n. 8, p. 081803, 2013. Citado na página 24.
- 17 MANOHAR, A. V.; WISE, M. B. Modifications to the properties of the Higgs boson. *Phys. Lett.*, B636, p. 107–113, 2006. Citado na página 24.
- 18 CHANG, W.-F.; PAN, W.-P.; XU, F. Effective gauge-Higgs operators analysis of new physics associated with the Higgs boson. *Phys. Rev.*, D88, n. 3, p. 033004, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 24 e 139.
- 19 BELUSCA-MAITO, H. Effective Higgs Lagrangian and Constraints on Higgs Couplings. 2014. Citado na página 24.
- 20 CHOI, S. Y. et al. Identifying the Higgs spin and parity in decays to Z pairs. *Phys. Lett.*, B553, p. 61–71, 2003. Citado 3 vezes nas páginas 24, 105 e 111.
- 21 GODBOLE, R. M.; MILLER, D. J.; MUHLLEITNER, M. M. Aspects of CP violation in the H ZZ coupling at the LHC. *JHEP*, v. 12, p. 031, 2007. Citado 2 vezes nas páginas 24 e 105.
- 22 HAGIWARA, K.; LI, Q.; MAWATARI, K. Jet angular correlation in vector-boson fusion processes at hadron colliders. *JHEP*, v. 07, p. 101, 2009. Citado na página 24.
- 23 ENGLERT, C.; HACKSTEIN, C.; SPANNOWSKY, M. Measuring spin and CP from semi-hadronic ZZ decays using jet substructure. *Phys. Rev.*, D82, p. 114024, 2010. Citado 3 vezes nas páginas 24, 99 e 111.
- 24 GLASHOW, S. L. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, v. 22, p. 579–588, 1961. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 34.
- 25 WEINBERG, S. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, v. 19, p. 1264–1266, 1967. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 34.
- 26 KUNSZT, Z. et al. Determination of the mass of the W boson. In: *2nd CERN Workshop on LEP2 Physics Geneva, Switzerland, June 15-16, 1995*. [s.n.], 1996. p. 141–205. [141(1996)]. Disponível em: <<http://alice.cern.ch/format/showfull?sysnb=0218570>>. Citado na página 27.
- 27 KHACHATRYAN, V. et al. Measurement of the WZ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV and search for anomalous triple gauge couplings at $\sqrt{s} = 8$ TeV. 2016. Citado na página 27.
- 28 ADLER, S. L. Axial-vector vertex in spinor electrodynamics. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 177, p. 2426–2438, Jan 1969. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.177.2426>>. Citado na página 27.
- 29 BELL, J. S.; JACKIW, R. A PCAC puzzle: $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ in the sigma model. *Nuovo Cim.*, A60, p. 47–61, 1969. Citado na página 27.
- 30 BOUCHIAT, C.; ILIOPOULOS, J.; MEYER, P. An Anomaly Free Version of Weinberg's Model. *Phys. Lett.*, B38, p. 519–523, 1972. Citado na página 27.

- 31 GROSS, D. J.; JACKIW, R. Effect of anomalies on quasirenormalizable theories. *Phys. Rev.*, D6, p. 477–493, 1972. Citado na página 27.
- 32 GEORGI, H.; GLASHOW, S. L. Gauge theories without anomalies. *Phys. Rev.*, D6, p. 429, 1972. Citado na página 27.
- 33 OLIVE, K. A. et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C38, p. 090001, 2014. Citado na página 28.
- 34 LEADER, E.; PREDAZZI, E. An Introduction to gauge theories and modern particle physics. Vol. 2: CP violation, QCD and hard processes. *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.*, v. 4, p. 1–464, 1996. Citado na página 29.
- 35 LANDAU, L. D. On the conservation laws for weak interactions. *Nucl. Phys.*, v. 3, p. 127–131, 1957. Citado na página 31.
- 36 LEE, T. D.; YANG, C.-N. Parity Nonconservation and a Two Component Theory of the Neutrino. *Phys. Rev.*, v. 105, p. 1671–1675, 1957. [,245(1957)]. Citado na página 31.
- 37 SALAM, A. On parity conservation and neutrino mass. *Nuovo Cim.*, v. 5, p. 299–301, 1957. Citado na página 31.
- 38 HIGGS, P. W. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, v. 13, p. 508–509, 1964. Citado na página 40.
- 39 HIGGS, P. W. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys. Lett.*, v. 12, p. 132–133, 1964. Citado na página 40.
- 40 HIGGS, P. W. Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons. *Phys. Rev.*, v. 145, p. 1156–1163, 1966. Citado na página 40.
- 41 ENGLERT, F.; BROUT, R. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, v. 13, p. 321–323, 1964. Citado na página 40.
- 42 GURALNIK, G. S.; HAGEN, C. R.; KIBBLE, T. W. B. Global Conservation Laws and Massless Particles. *Phys. Rev. Lett.*, v. 13, p. 585–587, 1964. Citado na página 40.
- 43 KIBBLE, T. W. B. Symmetry breaking in nonAbelian gauge theories. *Phys. Rev.*, v. 155, p. 1554–1561, 1967. Citado na página 40.
- 44 DEGRASSI, G. et al. Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO. *JHEP*, v. 08, p. 098, 2012. Citado na página 41.
- 45 NOVAES, S. F. Standard model: An Introduction. In: *Particles and fields. Proceedings, 10th Jorge Andre Swieca Summer School, Sao Paulo, Brazil, February 6-12, 1999*. [s.n.], 1999. p. 5–102. Disponível em: <<http://alice.cern.ch/format/showfull?sysnb=2173689>>. Citado na página 44.
- 46 GLASHOW, S. L.; ILIOPOULOS, J.; MAIANI, L. Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry. *Phys. Rev.*, D2, p. 1285–1292, 1970. Citado na página 49.
- 47 CABIBBO, N. Unitary Symmetry and Leptonic Decays. *Phys. Rev. Lett.*, v. 10, p. 531–533, 1963. [,648(1963)]. Citado na página 53.

- 48 KOBAYASHI, M.; MASKAWA, T. CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Prog. Theor. Phys.*, v. 49, p. 652–657, 1973. Citado na página 53.
- 49 EIDELMAN, S. et al. Review of particle physics. Particle Data Group. *Phys. Lett.*, B592, n. 1-4, p. 1–5, 2004. Citado na página 64.
- 50 KAPLAN, D. B. Five lectures on effective field theory. In: . [S.l.: s.n.], 2005. Citado na página 68.
- 51 BURGESS, C. P. Introduction to Effective Field Theory. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, v. 57, p. 329–362, 2007. Citado na página 68.
- 52 WEINBERG, S. Effective Field Theory, Past and Future. *PoS*, CD09, p. 001, 2009. Citado na página 68.
- 53 WILLENBROCK, S.; ZHANG, C. Effective Field Theory Beyond the Standard Model. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, v. 64, p. 83–100, 2014. Citado 2 vezes nas páginas 68 e 69.
- 54 MASSO, E. An Effective Guide to Beyond the Standard Model Physics. *JHEP*, v. 10, p. 128, 2014. Citado na página 68.
- 55 POMAROL, A. Higgs Physics. In: *Proceedings, 2014 European School of High-Energy Physics (ESHEP 2014): Garderen, The Netherlands, June 18 - July 01 2014*. [s.n.], 2016. p. 59–77. Disponível em: <<http://inspirehep.net/record/1334375/files/arXiv:1412.4410.pdf>>. Citado na página 68.
- 56 HENNING, B.; LU, X.; MURAYAMA, H. How to use the Standard Model effective field theory. *JHEP*, v. 01, p. 023, 2016. Citado na página 68.
- 57 DAVID, A.; PASSARINO, G. Through precision straits to next standard model heights. *Rev. Phys.*, v. 1, p. 13–28, 2016. Citado na página 68.
- 58 CONTINO, R. et al. On the Validity of the Effective Field Theory Approach to SM Precision Tests. *JHEP*, v. 07, p. 144, 2016. Citado na página 68.
- 59 GIUDICE, G. F. et al. The Strongly-Interacting Light Higgs. *JHEP*, v. 06, p. 045, 2007. Citado 3 vezes nas páginas 70, 83 e 97.
- 60 GIESEKE, S. et al. Herwig++ 2.5 Release Note. 2011. Citado na página 76.
- 61 BERN, Z.; DIXON, L. J.; SCHMIDT, C. Isolating a light Higgs boson from the diphoton background at the CERN LHC. *Phys. Rev.*, D66, p. 074018, 2002. Citado na página 76.
- 62 GRZADKOWSKI, B. et al. Dimension-Six Terms in the Standard Model Lagrangian. *JHEP*, v. 10, p. 085, 2010. Citado 3 vezes nas páginas 76, 83 e 97.
- 63 BUCHMULLER, W.; WYLER, D. Effective Lagrangian Analysis of New Interactions and Flavor Conservation. *Nucl. Phys.*, B268, p. 621–653, 1986. Citado na página 79.
- 64 GORBAHN, M.; NO, J. M.; SANZ, V. Benchmarks for Higgs Effective Theory: Extended Higgs Sectors. *JHEP*, v. 10, p. 036, 2015. Citado na página 87.
- 65 CARENA, M. et al. CP violating MSSM Higgs bosons in the light of LEP-2. *Phys. Lett.*, B495, p. 155–163, 2000. Citado na página 87.

- 66 CARENA, M. et al. Higgs boson pole masses in the MSSM with explicit CP violation. *Nucl. Phys.*, B625, p. 345–371, 2002. Citado na página 87.
- 67 BLAS, J. de et al. Observable Effects of General New Scalar Particles. *JHEP*, v. 04, p. 078, 2015. Citado na página 88.
- 68 GORBAHN, M. et al. The supersymmetric Higgs sector and $B - \bar{B}$ mixing for large $\tan \beta$. *Phys. Rev.*, D84, p. 034030, 2011. Citado na página 88.
- 69 LEBEDEV, O. On Stability of the Electroweak Vacuum and the Higgs Portal. *Eur. Phys. J.*, C72, p. 2058, 2012. Citado na página 89.
- 70 ELIAS-MIRO, J. et al. Stabilization of the Electroweak Vacuum by a Scalar Threshold Effect. *JHEP*, v. 06, p. 031, 2012. Citado na página 89.
- 71 SCHABINGER, R. M.; WELLS, J. D. A Minimal spontaneously broken hidden sector and its impact on Higgs boson physics at the large hadron collider. *Phys. Rev.*, D72, p. 093007, 2005. Citado na página 89.
- 72 PATT, B.; WILCZEK, F. Higgs-field portal into hidden sectors. 2006. Citado na página 89.
- 73 SILVEIRA, V.; ZEE, A. SCALAR PHANTOMS. *Phys. Lett.*, B161, p. 136–140, 1985. Citado na página 89.
- 74 O’CONNELL, D.; RAMSEY-MUSOLF, M. J.; WISE, M. B. Minimal Extension of the Standard Model Scalar Sector. *Phys. Rev.*, D75, p. 037701, 2007. Citado na página 89.
- 75 ANDERSON, G. W.; HALL, L. J. The Electroweak phase transition and baryogenesis. *Phys. Rev.*, D45, p. 2685–2698, 1992. Citado na página 89.
- 76 CURTIN, D.; MEADE, P.; YU, C.-T. Testing Electroweak Baryogenesis with Future Colliders. *JHEP*, v. 11, p. 127, 2014. Citado na página 89.
- 77 BARGER, V. et al. LHC Phenomenology of an Extended Standard Model with a Real Scalar Singlet. *Phys. Rev.*, D77, p. 035005, 2008. Citado na página 89.
- 78 DOLAN, M. J.; ENGLERT, C.; SPANNOVSKY, M. New Physics in LHC Higgs boson pair production. *Phys. Rev.*, D87, n. 5, p. 055002, 2013. Citado na página 92.
- 79 CHEN, C.-Y.; DAWSON, S.; LEWIS, I. M. Exploring resonant di-Higgs boson production in the Higgs singlet model. *Phys. Rev.*, D91, n. 3, p. 035015, 2015. Citado na página 92.
- 80 DJOUADI, A. The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. II. The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model. *Phys. Rept.*, v. 459, p. 1–241, 2008. Citado na página 92.
- 81 ELLWANGER, U.; HUGONIE, C.; TEIXEIRA, A. M. The Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model. *Phys. Rept.*, v. 496, p. 1–77, 2010. Citado na página 92.
- 82 BARBIERI, R.; HALL, L. J.; RYCHKOV, V. S. Improved naturalness with a heavy Higgs: An Alternative road to LHC physics. *Phys. Rev.*, D74, p. 015007, 2006. Citado na página 92.

- 83 DOLLE, E. M.; SU, S. The Inert Dark Matter. *Phys. Rev.*, D80, p. 055012, 2009. Citado na página 92.
- 84 MA, E. Verifiable radiative seesaw mechanism of neutrino mass and dark matter. *Phys. Rev.*, D73, p. 077301, 2006. Citado na página 92.
- 85 BRANCO, G. C. et al. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. *Phys. Rept.*, v. 516, p. 1–102, 2012. Citado na página 92.
- 86 CELIS, A.; ILISIE, V.; PICH, A. LHC constraints on two-Higgs doublet models. *JHEP*, v. 07, p. 053, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 92 e 94.
- 87 DUMONT, B. et al. Constraints on and future prospects for Two-Higgs-Doublet Models in light of the LHC Higgs signal. *Phys. Rev.*, D90, p. 035021, 2014. Citado na página 92.
- 88 KANEMURA, S. et al. Fingerprinting nonminimal Higgs sectors. *Phys. Rev.*, D90, p. 075001, 2014. Citado na página 92.
- 89 CLINE, J. M.; LEMIEUX, P.-A. Electroweak phase transition in two Higgs doublet models. *Phys. Rev.*, D55, p. 3873–3881, 1997. Citado na página 92.
- 90 KANEMURA, S.; OKADA, Y.; SENAHA, E. Electroweak baryogenesis and quantum corrections to the triple Higgs boson coupling. *Phys. Lett.*, B606, p. 361–366, 2005. Citado na página 92.
- 91 FROMME, L.; HUBER, S. J.; SENIUCH, M. Baryogenesis in the two-Higgs doublet model. *JHEP*, v. 11, p. 038, 2006. Citado na página 92.
- 92 KANEMURA, S. et al. Distinctive Higgs Signals of a Type II 2HDM at the LHC. *Phys. Rev.*, D79, p. 055017, 2009. Citado na página 92.
- 93 GLASHOW, S. L.; WEINBERG, S. Natural Conservation Laws for Neutral Currents. *Phys. Rev.*, D15, p. 1958, 1977. Citado na página 92.
- 94 ENGLERT, C. et al. Precision Measurements of Higgs Couplings: Implications for New Physics Scales. *J. Phys.*, G41, p. 113001, 2014. Citado na página 94.
- 95 GUNION, J. F.; HABER, H. E. The CP conserving two Higgs doublet model: The Approach to the decoupling limit. *Phys. Rev.*, D67, p. 075019, 2003. Citado na página 94.
- 96 CARENA, M. et al. Impersonating the Standard Model Higgs Boson: Alignment without Decoupling. *JHEP*, v. 04, p. 015, 2014. Citado na página 94.
- 97 GRINSTEIN, B.; UTTAYARAT, P. Carving Out Parameter Space in Type-II Two Higgs Doublets Model. *JHEP*, v. 06, p. 094, 2013. [Erratum: *JHEP*09,110(2013)]. Citado na página 94.
- 98 CHEN, C.-Y.; DAWSON, S.; SHER, M. Heavy Higgs Searches and Constraints on Two Higgs Doublet Models. *Phys. Rev.*, D88, p. 015018, 2013. [Erratum: *Phys. Rev.*D88,039901(2013)]. Citado na página 94.
- 99 CONTINO, R. et al. Effective Lagrangian for a light Higgs-like scalar. *JHEP*, v. 07, p. 035, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 98 e 139.

- 100 DELL'AQUILA, J. R.; NELSON, C. A. P or CP Determination by Sequential Decays: $V_1 V_2$ Modes With Decays Into $\bar{\ell}(A) \ell(B)$ And/or $\bar{q}(A) q(B)$. *Phys. Rev.*, D33, p. 80, 1986. Citado na página 99.
- 101 RUJULA, A. D. et al. Higgs look-alikes at the LHC. *Phys. Rev.*, D82, p. 013003, 2010. Citado na página 99.
- 102 SANCTIS, U. D.; FABBRICHESI, M.; TONERO, A. Telling the spin of the 'Higgs boson' at the LHC. *Phys. Rev.*, D84, p. 015013, 2011. Citado na página 99.
- 103 BARGER, V.; HUANG, P. Higgs boson finder and mass estimator: The Higgs boson to WW to leptons decay channel at the LHC. *Phys. Rev.*, D84, p. 093001, 2011. Citado na página 99.
- 104 ELLIS, J.; HWANG, D. S. Does the 'Higgs' have Spin Zero? *JHEP*, v. 09, p. 071, 2012. Citado na página 99.
- 105 ELLIS, J. et al. A Fast Track towards the 'Higgs' Spin and Parity. *JHEP*, v. 11, p. 134, 2012. Citado na página 100.
- 106 ELLIS, J.; SANZ, V.; YOU, T. Associated Production Evidence against Higgs Impostors and Anomalous Couplings. *Eur. Phys. J.*, C73, p. 2507, 2013. Citado na página 100.
- 107 AABOUD, M. et al. Measurement of W^+W^- production in association with one jet in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Lett.*, B763, p. 114–133, 2016. Citado na página 102.
- 108 CAMPBELL, J. M.; ELLIS, R. K.; WILLIAMS, C. Vector boson pair production at the LHC. *JHEP*, v. 07, p. 018, 2011. Citado na página 102.
- 109 ANDERSEN, J. R. et al. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties. 2013. Citado na página 102.
- 110 GEHRMANN, T. et al. W^+W^- Production at Hadron Colliders in Next to Next to Leading Order QCD. *Phys. Rev. Lett.*, v. 113, n. 21, p. 212001, 2014. Citado na página 102.
- 111 AAD, G. et al. Measurement of total and differential W^+W^- production cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector and limits on anomalous triple-gauge-boson couplings. *JHEP*, v. 09, p. 029, 2016. Citado na página 102.
- 112 GRAZZINI, M. et al. W^+W^- production at the LHC: fiducial cross sections and distributions in NNLO QCD. *JHEP*, v. 08, p. 140, 2016. Citado na página 104.
- 113 ELLIS, J.; SANZ, V.; YOU, T. Prima Facie Evidence against Spin-Two Higgs Impostors. *Phys. Lett.*, B726, p. 244–250, 2013. Citado na página 105.
- 114 PLEHN, T.; RAINWATER, D. L.; ZEPPENFELD, D. Determining the structure of Higgs couplings at the LHC. *Phys. Rev. Lett.*, v. 88, p. 051801, 2002. Citado na página 105.

- 115 DESAI, N.; GHOSH, D. K.; MUKHOPADHYAYA, B. CP-violating HWW couplings at the Large Hadron Collider. *Phys. Rev.*, D83, p. 113004, 2011. Citado na página 105.
- 116 STOLARSKI, D.; VEGA-MORALES, R. Directly Measuring the Tensor Structure of the Scalar Coupling to Gauge Bosons. *Phys. Rev.*, D86, p. 117504, 2012. Citado na página 105.
- 117 CHRISTENSEN, N. D.; HAN, T.; LI, Y. Testing CP Violation in ZZH Interactions at the LHC. *Phys. Lett.*, B693, p. 28–35, 2010. Citado na página 111.
- 118 HAN, T.; LI, Y. Genuine CP-odd Observables at the LHC. *Phys. Lett.*, B683, p. 278–281, 2010. Citado na página 111.
- 119 FAVEREAU, J. de et al. DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment. *JHEP*, v. 02, p. 057, 2014. Citado na página 126.
- 120 CACCIARI, M.; SALAM, G. P.; SOYEZ, G. The Anti-k(t) jet clustering algorithm. *JHEP*, v. 04, p. 063, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 126 e 139.
- 121 SJOSTRAND, T.; MRENNNA, S.; SKANDS, P. Z. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, v. 05, p. 026, 2006. Citado 2 vezes nas páginas 126 e 139.
- 122 ALLOUL, A.; FUKS, B.; SANZ, V. Phenomenology of the Higgs Effective Lagrangian via FEYNRULES. *JHEP*, v. 04, p. 110, 2014. Citado na página 139.
- 123 ALLOUL, A. et al. FeynRules 2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology. *Comput. Phys. Commun.*, v. 185, p. 2250–2300, 2014. Citado na página 139.
- 124 ALWALL, J. et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP*, v. 07, p. 079, 2014. Citado na página 139.
- 125 CONTE, E.; FUKS, B.; SERRET, G. MadAnalysis 5, A User-Friendly Framework for Collider Phenomenology. *Comput. Phys. Commun.*, v. 184, p. 222–256, 2013. Citado na página 139.
- 126 CONTE, E. et al. Designing and recasting LHC analyses with MadAnalysis 5. *Eur. Phys. J.*, C74, n. 10, p. 3103, 2014. Citado na página 139.
- 127 BRUN, R.; RADEMAKERS, F. Root - an object oriented data analysis framework. In: *AIHENP'96 Workshop, Lausanne*. [S.l.: s.n.], 1996. v. 389, p. 81–86. Citado na página 139.

Apêndices

APÊNDICE A – Detalhes da simulação

Para simular os eventos de colisões do LHC necessários para essa tese, foi utilizado o Modelo Padrão Efetivo escrito na base SILH(18, 99). Foi feito uso da implementação correspondente ao MP efetivo(122) implementada através do pacote Feynrules(123) para gerar a saída UFO utilizada pelo pacote MadGraph5(124). Foram produzidos, para diferentes escolhas de valores para os coeficientes de Wilson, 150.000 eventos *hard scattering*, estes eventos são hadronizados por meio do pacote Pythia 6(121). Os estados finais foram então reconstruídos por meio do algoritmo *anti- k_T* (120) utilizando a interface do MadAnalysis5(125, 126). Utilizando o programa MadAnalysis5 em conjunto com Root(127) foram desenvolvidos um conjunto de softwares capazes de desempenhar a análise necessária para esta tese.

A.1 Canal de Produção associada - ZH

Os eventos reconstruídos foram selecionados exigindo a presença de dois léptons de cargas opostas, os quais satisfazem as seguintes condições: $|\eta| < 2.5$, momentum transverso p_T maior que 20GeV, impusemos também que a massa invariante para o par de léptons m_{ll} tenha um valor próximo a massa do bóson Z , $m_{ll} \in [83, 110]$ GeV. O isolamento dos léptons é implementado proibindo a presença de qualquer outro objeto reconstruído dentro de um cone com $R = 0.4$ centrado na direção do lépton. Também é exigida a presença de dois jatos de quarks b , *b-tagged jets*, com pseudo-rapidez $|\eta| < 2.5$ e momentum transverso maior que 40GeV e 20GeV para os jatos mais energéticos (*leading jet*) e o segundo jato mais energético (*subleading jet*) respectivamente.

A.2 Canal de Produção associada - WH

Os eventos reconstruídos foram selecionados exigindo a presença de léptons isolados com momentum transverso $p_T > 10$ GeV e pseudo-rapidez $|\eta| < 2.47$, os dois jatos *b-tagged* com momentum transverso maior que 40GeV e 20GeV para os jatos mais energéticos (*leading jet*) e o segundo jato mais energético (*subleading jet*) respectivamente com pseudo-rapidez $|\eta| < 2.5$. O isolamento do lépton é implementado proibindo a presença de qualquer outro objeto reconstruído dentro de um cone com $R = 0.4$ centrado na direção do lépton.

A.3 Canal de Produção do Higgs VBF - Hjj

Os eventos reconstruídos foram selecionados exigindo a presença dois jatos com momentum transverso $p_T^j > 20\text{GeV}$, pseudo-rapidez $|\eta| < 4.5$, valores típicos para o canal VBF. Também é exigido que a massa invariante dos jatos seja $m_{jj} > 400\text{GeV}$ e a separação entre os jatos em termos da pseudo-rapidez seja acima de 2.8.

A.4 Canal de Produção de pares de W

Os eventos reconstruídos foram selecionados exigindo a presença de um estado final com dois léptons isolados os quais satisfazem as condições de pseudo-rapidez $|\eta| < 2.5$ e momentum transverso maior que 20GeV . O isolamento dos léptons é implementado proibindo a presença de qualquer outro objeto reconstruído dentro de um cone com $R = 0.4$ centrado na direção do lépton. Os objetos reconstruídos candidatos a jatos devem ter momentum transverso $p_T^j > 20\text{GeV}$ e pseudo-rapidez $|\eta| < 4.5$.

A.5 Canal de Produção do Higgs e decaimento em 4 léptons

Os eventos reconstruídos são selecionados exigindo a presença de um estado final com dois pares de léptons com cargas opostas, com pseudo-rapidez $|\eta| < 2.5$ e momentum transverso $p_T^l > 10\text{GeV}$. Para os candidatos a jatos é exigido que tenham um momentum transverso maior que 20GeV e pseudo-rapidez $|\eta| < 4.5$. O isolamento dos léptons é implementado proibindo a presença de qualquer outro objeto reconstruído dentro de um cone com $R = 0.4$

APÊNDICE B – 2HDM - Potencial escalar e espectro de massas

Tomando o potencial escalar para o modelo 2HDM com uma simetria \mathbb{Z}_2 quebrada suavemente (*softly-broken*) no caso em que CP é conservada. Após a quebra de simetria eletrofraca (EW), os auto-estados de massa podem ser escritos da seguinte forma

$$\begin{aligned} G^\pm &= \cos \beta \phi_1^\pm + \sin \beta \phi_2^\pm & H^\pm &= -\sin \beta \phi_1^\pm + \cos \beta \phi_2^\pm \\ G^0 &= \cos \beta \eta_1 + \sin \beta \eta_2 & A^0 &= -\sin \beta \eta_1 + \cos \beta \eta_2 \\ h &= -\sin \alpha h_1 + \cos \alpha h_2 & H^0 &= -\cos \alpha h_1 - \sin \alpha h_2 \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

H^\pm, A^0, H^0, h são os estados físicos e G^\pm, G^0 são os bósons de Goldstone gerados pela quebra da simetria EW. Exigindo que o potencial escalar seja limitado por baixo, temos:

$$\lambda_1 > 0, \quad \lambda_2 > 0, \quad \lambda_3 > -\sqrt{\lambda_1 \lambda_2}, \quad \lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| > -\sqrt{\lambda_1 \lambda_2} \quad (\text{B.2})$$

Obtendo o valor correto para o vácuo como um mínimo do potencial do modelo 2HDM impondo as seguintes relações

$$\begin{aligned} \mu_1^2 &= M^2 s_\beta^2 - \frac{v}{2} (\lambda_1 c_\beta^2 + \lambda_{345} s_\beta^2) \\ \mu_2^2 &= M^2 c_\beta^2 - \frac{v}{2} (\lambda_1 s_\beta^2 + \lambda_{345} c_\beta^2) \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

$\lambda_{345} \equiv \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$, $s_\beta \equiv \sin \beta$, $c_\beta \equiv \cos \beta$ e $M^2 = \mu^2 / s_\beta c_\beta$. Similarmente, os acoplamentos quárticos λ_{1-5} do potencial 2HDM podem ser escritos em termos das massas dos estados físicos $m_{H^\pm}, m_{A^0}, m_{H^0}, m_h$, dos ângulos de mistura α, β e M^2

$$\lambda_1 = \frac{1}{v^2 c_\beta^2} (-M^2 s_\beta^2 + m_h^2 s_\alpha^2 + m_{H^0}^2 c_\alpha^2) \quad (\text{B.4})$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{v^2 s_\beta^2} (-M^2 c_\beta^2 + m_h^2 c_\alpha^2 + m_{H^0}^2 s_\alpha^2) \quad (\text{B.5})$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{v^2} \left(-M^2 + 2m_{H^\pm}^2 + (m_{H^0}^2 - m_h^2) \frac{s_{2\alpha}}{c_{2\beta}} \right) \quad (\text{B.6})$$

$$\lambda_4 = \frac{1}{v^2} (M^2 - 2m_{H^\pm}^2 + m_{A^0}^2) \quad (\text{B.7})$$

$$\lambda_5 = \frac{1}{v^2} (M^2 - m_{A^0}^2) \quad (\text{B.8})$$

Salientamos que, uma vez que as massas $m_{H^\pm}, m_{A^0}, m_{H^0}, m_h$ e os ângulos α, β são obtidos quando a simetria EW é quebrada, as relações descritas acima só são válidas com uma teoria com a simetria EW quebrada.

Realizando uma rotação do tipo $SU(2)$ a partir da base dos campos Φ_1, Φ_2 para a base H_1, H_2 , com $\langle H_1 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}$ e $\langle H_2 \rangle = 0$ como os *vevs*. Assim, temos:

$$H_1 = c_\beta \Phi_1 + s_\beta \Phi_2, \quad H_2 = -s_\beta \Phi_1 + c_\beta \Phi_2 \quad (\text{B.9})$$

Para $\alpha = \beta - \frac{\pi}{2}$, podemos obter a seguinte rotação dos campos

$$H_1 = \Phi_{MP} = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{v+h+iG^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad H_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 + iA^0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.10})$$

Esse é o caso $c_{\beta-\alpha} = 0$, o qual H_1 corresponde exatamente ao dubleto de Higgs do MP. Para além desse caso, temos o efeito de mistura entre os estados físicos neutros de paridade par h, H^0 . O potencial escalar na base H_1, H_2 é dado por:

$$\begin{aligned} V_{tree}(H_1, H_2) &= \tilde{\mu}_1^2 |H_1|^2 + \tilde{\mu}_2^2 |H_2|^2 - \tilde{\mu}^2 [H_1^\dagger H_2 + H.c.] + \frac{\tilde{\lambda}_1}{2} |H_1|^4 \\ &\quad + \frac{\tilde{\lambda}_2}{2} |H_2|^4 + \tilde{\lambda}_3 |H_1|^2 |H_2|^2 + \tilde{\lambda}_4 |H_1^\dagger H_2|^2 + \frac{\tilde{\lambda}_5}{2} [(H_1^\dagger H_2)^2 + H.c.] \\ &\quad + \tilde{\lambda}_6 [|H_1|^2 H_1^\dagger H_2 + H.c.] + \tilde{\lambda}_7 [|H_2|^2 H_1^\dagger H_2 + H.c.] \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Os parâmetros de massa $\tilde{\mu}_1, \tilde{\mu}_2, \tilde{\mu}$ e os acoplamentos quárticos podem ser escritos em termos de $m_{H^\pm}^2, m_{A^0}^2, m_{H^0}^2, m_h^2$ e α, β

$$\begin{aligned} \tilde{\mu}_1^2 &= -\frac{1}{2} [m_{H^0}^2 c_{\beta-\alpha}^2 + m_h^2 s_{\beta-\alpha}^2] < 0 \\ \tilde{\mu}_2^2 &= M^2 - \frac{1}{2} \left[(m_{H^0}^2 - m_h^2) \frac{s_{2\alpha}}{c_{2\beta}} + m_{H^0}^2 s_{\beta-\alpha}^2 + m_h^2 c_{\beta-\alpha}^2 \right] \\ \tilde{\mu}^2 &= -\frac{1}{2} (m_{H^0}^2 - m_h^2) s_{2(\beta-\alpha)} \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

$$\begin{aligned} \tilde{\lambda}_1 &= -\frac{\tilde{\mu}_1^2}{2v^2} > 0 \\ \tilde{\lambda}_2 &= \frac{[-M^2(t_\beta^2 + t_\beta^{-2} - 2) + m_{H^0}^2(-s_{\beta-\alpha}^2 + c_\alpha^2 t_\beta^2 + s_\alpha^2 t_\beta^{-2}) + m_h^2(-c_{\beta-\alpha}^2 + s_\alpha^2 t_\beta^2 + c_\alpha^2 t_\beta^{-2})]}{v^2} \\ \tilde{\lambda}_3 &= \frac{[-2M^2 + 2m_{H^\pm}^2 + (m_{H^0}^2 - m_h^2) \frac{s_{2\alpha}}{s_{2\beta}} + m_{H^0}^2 s_{\beta-\alpha}^2 + m_h^2 c_{\beta-\alpha}^2]}{v^2} \\ \tilde{\lambda}_4 &= \frac{[m_{A^0}^2 - 2m_{H^\pm}^2 + m_{H^0}^2 s_{\beta-\alpha}^2 + m_h^2 c_{\beta-\alpha}^2]}{v^2} \\ \tilde{\lambda}_5 &= \frac{[-m_{A^0}^2 + m_{H^0}^2 s_{\beta-\alpha}^2 + m_h^2 c_{\beta-\alpha}^2]}{v^2} \\ \tilde{\lambda}_6 &= \frac{\tilde{\mu}^2}{v^2} \\ \tilde{\lambda}_7 &= \frac{s_{2\beta} \left[M^2(t_\beta^2 - t_\beta^{-2}) + m_{H^0}^2 \left(\frac{c_\alpha t_\beta}{c_\beta} - \frac{s_\alpha t_\beta^{-1}}{s_\beta} \right) s_{\beta-\alpha} + m_{H^0}^2 \left(\frac{c_\alpha t_\beta^{-1}}{s_\beta} - \frac{s_\alpha t_\beta}{c_\beta} \right) c_{\beta-\alpha} \right]}{2v^2} \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

As relações $\tilde{\mu}_1^2 = -2\tilde{\lambda}_1 v^2$ e $\tilde{\mu}^2 = \tilde{\lambda}_6 v^2$ são necessárias para obter o valor para os vev de $H_{1,2}$ corretos sobre as condições de mínimo do potencial (B.11). As relações entre as massas dos novos escalares podem ser escritas em termos de $x_0 \equiv m_{H^0}^2/m_{H^\pm}^2$ e $x_A \equiv m_{A^0}^2/m_{H^\pm}^2$

$$1 - \frac{m_{A^0}^2}{m_{H^\pm}^2} \equiv 1 - x_A = \frac{v^2}{2m_{H^\pm}^2} (\tilde{\lambda}_5 - \tilde{\lambda}_4) \quad (\text{B.14})$$

$$1 - \frac{m_{H^0}^2}{m_{H^\pm}^2} \equiv 1 - x_0 = -\frac{v^2}{2m_{H^\pm}^2} (\tilde{\lambda}_5 + \tilde{\lambda}_4) + c_{\beta-\alpha}^2 \left[\frac{m_h^2}{m_{H^\pm}^2} - x_0 \right] \quad (\text{B.15})$$

Na condição de alinhamento $c_{\beta-\alpha} = 0$ as equações anteriores são simplificadas consideravelmente, deixando apenas as seguintes expressões:

$$-\tilde{\mu}_1^2 = \frac{m_h^2}{2}, \quad \tilde{\mu}_2^2 = M^2 - \frac{m_h^2}{2}, \quad \tilde{\mu}^2 = 0 \quad (\text{B.16})$$

$$\begin{aligned} \tilde{\lambda}_1 &= \frac{m_h^2}{4v^2}, \quad \tilde{\lambda}_2 = \frac{-M^2(t_\beta^2 + t_\beta^{-2} - 2) + m_{H^0}^2(-1 + s_\beta^2 t_\beta^2 + c_\beta^2 t_\beta^{-2}) + m_h^2}{v^2}, \\ \tilde{\lambda}_3 &= \frac{-2M^2 + 2m_{H^\pm}^2 + m_h^2}{v^2}, \quad \tilde{\lambda}_4 = \frac{m_{H^0}^2 + m_{A^0}^2 - 2m_{H^\pm}^2}{v^2}, \quad \tilde{\lambda}_5 = \frac{m_{H^0}^2 - m_{A^0}^2}{v^2} \\ \tilde{\lambda}_6 &= 0, \quad \tilde{\lambda}_7 = s_{2\beta}(t_\beta^2 - t_\beta^{-2}) \frac{M^2 - m_{H^0}^2}{2v^2} \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

Neste limite, os vértices $g_{hH^+H^-}$, $g_{hA^0A^0}$ e $g_{hH^0H^0}$ são proporcionais a $\tilde{\lambda}_3$, $\tilde{\lambda}_3 + \tilde{\lambda}_4 - \tilde{\lambda}_5$, $\tilde{\lambda}_3 + \tilde{\lambda}_4 + \tilde{\lambda}_5$ respectivamente.