



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SERGIPE
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

O problema de hierarquia no modelo padrão, uma revisão

Patrick Alexandre Hallan

Universidade Federal de Sergipe
Cidade Universitária “Prof. José Aluísio de Campos”
São Cristóvão – SE

2016

Resumo

A descoberta de um bóson com propriedades similares ao bóson de Higgs previsto no modelo padrão cumpriu o importante papel de deslocar a questão central da existência da partícula para o que sua comprovação implica. O triunfo confirmou o modelo padrão como a teoria capaz de prever, ou explicar todos os fenômenos até 10^{-16} m. Em escalas energéticas superiores, no entanto, o modelo apresenta contradições, como o problema de hierarquia do bóson de Higgs. Dois aspectos deste problema, a não naturalidade técnica da massa do Higgs, no sentido de 't Hooft, uma vez que o fator $\frac{m_H}{M_{Pl}} \ll 1$ não possui uma simetria subjacente que proteja a massa do bóson de Higgs, e a sensibilidade a escala UV implicam um alto custo em considerar o modelo padrão uma teoria efetiva. Isto é assim, dado que nos termos wilsonianos uma teoria efetiva não deveria ser influenciada pelos detalhes da física à escalas superiores. Neste sentido, é razoável a construção de modelos "Beyond the Standard Model (BSM)", para energias mais altas. A controvérsia conceitual justifica o investimento de esforços para esclarecer os elementos do debate. Neste trabalho investigamos e sistematizamos os aspectos ligados ao problema de hierarquia.

Palavras-chave

Modelo padrão - Bóson de Higgs - Problema de hierarquia - Naturalidade - Teorias efetivas

Abstract

The discovery of a Higgs-like boson predicted in the standard model turned out to switch the question from whether the particle existed to what are the implications of such finding. The triumph confirmed the standard model as the theory capable of predicting, or explaining all phenomenons up to 10^{-16} m. However, at higher scales the contradictions of the model become evident, as the hierarchy problem of the Higgs boson. Two aspects of this problem are the fact the mass of the Higgs is not technically natural under 't Hooft's naturalness since the factor $\frac{m_H}{M_{Pl}} \ll 1$ does not have an underlying symmetry to protect the mass of the Higgs. The second aspect is the sensibility to the UV scale, which shouldn't happen in a wilsonian effective field theory. Having said that, it is sensible to build "beyond the standard model (BSM)" models for higher energies. The conceptual controversy justifies the effort to clarify the debate. Here we investigate and systematize the aspects related to the hierarchy problem.

Keywords

Standard model - Higgs boson - Hierarchy problem - Naturalness - Effective theories

Conteúdo

1	Conceitos preliminares	9
1.1	Partículas e campos	9
1.1.1	Da mecânica quântica não-relativística à teoria de campos	9
1.1.2	Lagrangianas na teoria de campos	10
1.2	Transformações, grupos e simetrias	11
1.3	O Princípio de gauge	13
1.3.1	O caso não-abeliano	14
1.4	Interações por meio de bósons mediadores	15
2	O modelo padrão	17
2.1	Eletrodinâmica Quântica (EDQ)	17
2.1.1	Quiralidade	18
2.2	Interação forte no setor dos quarks	20
2.3	Interação eletrofraca no Modelo Padrão	20
2.3.1	Interação fraca	21
2.3.2	O Propagador do bóson W e a corrente fraca	23
2.3.3	Simetria quiral na interação fraca	23
2.3.4	Interação eletrofraca e a necessidade do Higgs	23
2.4	Quebra espontânea de simetria	25
2.5	O teorema de Goldstone	27
2.6	O mecanismo de Higgs	28
2.7	Limites teóricos da massa de Higgs	32
3	O Problema de hierarquia	33
3.1	Os problemas do modelo padrão	33

3.2	Teorias efetivas	34
3.2.1	A Teoria de Fermi como um exemplo	34
3.2.2	Operadores relevantes, irrelevantes e marginais	35
3.2.3	O modelo padrão como uma teoria efetiva	35
3.3	Naturalidade	36
3.4	O problema de hierarquia da massa do bóson de Higgs	37
3.4.1	Uma exposição ilustrativa da renormalização	37
3.4.2	O problema de hierarquia da massa do Higgs	38
3.5	Naturalidade e o modelo padrão	39
3.6	Possíveis soluções do problema de hierarquia da bóson de Higgs	39
4	Considerações finais	42

Lista de Figuras

1.1	Diagramas de Feynman para bósons intermediários	16
2.1	Escalas energéticas	21
2.2	Quebra espontânea da simetria	26
2.3	Faixas possíveis para a massa do Higgs de acordo com a escala energética .	32
3.1	Interação de Fermi	34
3.2	Diagrama de Feynman - Renormalização	37

Lista de Tabelas

1.1	Grupos de transformações	13
2.1	Tipos de interação	22

Introdução

O século XX foi, por repetidas vezes, revolucionário para a física fundamental. Ao lado da relatividade e fazendo uso das, revolucionárias por si, mecânica quântica não-relativística e relativística, estão as teorias de campos quantizadas. Atualmente tal abordagem é amplamente aceita como ferramenta para interpretar diversos fenômenos físicos, em especial aqueles da física de altas energias, mas o caminho trilhado pela teoria não foi sem duros questionamentos da comunidade. O grande problema da teoria era que, quando consideradas as correções quânticas de ordens elevadas, as interações entre as partículas resultavam em valores infinitos. Como atesta 't Hooft [20], a solução para este problema foi apontada por volta de 1933 por Hans Kramers e ganhou solidez nas mãos de Schwinger, Feynman, Dyson, Tomonaga e outros. A técnica desenvolvida consistia em introduzir termos que se contrapusessem às correções quânticas infinitas, resultando em valores finitos para as interações. Chamamo-la de renormalização.

Foi com a Eletrodinâmica Quântica (EDQ) que as teorias de campos quantizadas ganharam prova material. Mais do que correta, a EDQ se mostrou extremamente simples e precisa, dado possuir apenas dois parâmetros, a carga elétrica e a constante de estrutura fina [10]. Além disso, a simetria encontrada nas interações elétricas é abeliana (i.e. comutativa), enquanto as simetrias das interações fraca e forte são não-abelianas (não-comutativas). A EDQ, portanto, reforçou a interpretação de campos quantizados como melhor método para compreender estas interações, mas foi apenas em 1954 que Yang e Mills introduziram a invariância isotópica de gauge local [25], construindo assim uma teoria para as interações não-abelianas. Aos olhos de muitos físicos da época a aplicação da teoria de Yang-Mills não era clara e por mais de meia década a teoria ficou no limbo. Foi só em 1961 que Salam e Ward [30] introduziram o princípio de Gauge como método para construir teorias de campos quantizadas.

O princípio de Gauge apontou o caminho por onde construir as teorias de campos

para as interações nucleares, mas as especificidades de cada interação impuseram novos desafios. A interação forte, por natureza, não podia ser tratada com teorias perturbativas [20] e suas sutis e particulares propriedades levaram à conclusões posteriores, como o confinamento das cores. Do outro lado, o setor das interações eletrofracas parecia contradizer as previsões de Goldstone, Salam e Weinberg [14] da existência de um bóson sem massa (o bóson de Goldstone) como resultado da quebra espontânea de simetria global. Mesmo que os bósons esperados não tivessem sido encontrados, existia na comunidade forte pressão contrária a qualquer trabalho que divergisse desta posição [20]. Esse é o pano de fundo em que, ainda no início na década de 60, Higgs [18], Englert e Brout [8], Guralnik, Hagen e Kibble [15] propuseram uma alternativa. Consideraram a quebra espontânea local ao invés de global, de onde se previu a existência de um campo escalar massivo responsável por um bóson que viria a ser evidenciado apenas em 2012, o bóson de Higgs. Esses trabalhos ganharam influência e até o fim da década, Salam[31] e Weinberg[36] independentemente desenvolveram uma teoria em que este mecanismo seria responsável pela quebra $SU(2)_L \times U(1)_Y$ do modelo unificado eletrofraco de Glashow[13]. Surgia assim o imponente modelo GSW, peça fundamental da nossa história.

Com estes ingredientes começou-se a ganhar popularidade o que hoje está consolidado como modelo padrão, onde existe um setor forte com simetria $SU(3)$ e um setor eletrofraco, com quebra de simetria $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ explicada pelo mecanismo de Higgs. Destes setores o mais “feito” é o eletrofraco [32], uma vez que concentra os problemas mais sérios, em especial o (sub)setor de Higgs. Neste sentido, a descoberta do bóson “Higg-like” em 2012, no LHC, foi fundamental para os questionamentos deixarem de ser centralmente sobre existência do bóson em si, para concentrarem-se no significado das evidências. É aqui que chegamos ao nosso trabalho. O problema de hierarquia é um dos debates centrais quanto à interpretação dos resultados do LHC relacionados ao bóson de Higgs desde então, por isso decidimos dedicar esforços para compreendê-lo.

Este trabalho possui dois objetivos: (1) discutir, a partir da literatura disponível, o problema de hierarquia relacionado à massa do Higgs como é atualmente formulado e (2) apresentar algumas das suas possíveis soluções atuais.

O trabalho foi estruturado buscando esclarecer os termos que fundamentam o modelo padrão, de modo que o leitor possa rever os fundamentos do problema de hierarquia do bóson de Higgs. No capítulo 1, apresentamos os principais conceitos e técnicas em que se

baseia o modelo padrão. No capítulo 2, discutimo-no, enfatizando o setor eletrofraco e, neste, a quebra espontânea de simetria e o mecanismo de Higgs. No capítulo 3, apresentamos o problema de hierarquia relacionado à massa do bóson de Higgs e expomos alguns pontos de vista influentes quanto ao estado de arte do modelo padrão. Neste capítulo, esboçamos ainda algumas possíveis soluções em discussão atualmente para que os interessados tenham um ponto de partida para aprofundar seus estudos. Por fim, no capítulo 4, sintetizamos os pontos mais importantes acerca do problema de hierarquia e do estado de arte do modelo padrão. Julgamos que "Considerações Finais" seja o título mais adequado do que "Conclusão" para este capítulo, uma vez que o debate acerca do tema continua em aberto na comunidade em geral e em consequência, também no presente trabalho.

Usaremos ao longo do texto o sistema natural de unidades, onde $\hbar = c = 1$.

Capítulo 1

Conceitos preliminares

1.1 Partículas e campos

1.1.1 Da mecânica quântica não-relativística à teoria de campos

A equação de Schroedinger, apesar de um grande passo para compreender a natureza ondulatória e probabilística da mecânica quântica, não pode ser aplicada em casos relativísticos, uma vez que não trata o espaço e o tempo de maneira igual. Nela temos derivada de segunda ordem em relação às coordenadas espaciais, mas de primeira ordem em relação ao tempo, o que resulta na não invariância sob transformações de Lorentz. Buscando uma equação invariante sob transformações de Lorentz para descrever o caso relativístico da mecânica quântica, Klein e Gordon sugeriram uma equação de segunda ordem e que respeitasse a relação energia-momento de Einstein

$$E^2 = \mathbf{p}^2 + m^2, \quad (1.1)$$

usando a notação relativística temos

$$(\partial^\mu \partial_\mu + m^2)\psi = 0, \quad (1.2)$$

onde $\mu = 0, 1, 2, 3$ ¹. A energia na equação (1) é dada por

$$E = \pm \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}, \quad (1.3)$$

que implica que nem a energia, nem a densidade de probabilidade são positivo definidas².

¹Os índices μ , quando alternados, um sobrescrito, outro subscrito, como em $\partial^\mu \partial_\mu$, implicam somatória segundo a regra de Einstein.

²ver [35], cap.4.

Os limites da equação de Klein-Gordon impulsionaram Dirac a desenvolver uma equação de primeira ordem e invariante sob transformações de Lorentz

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0, \quad (1.4)$$

com soluções representadas por ondas planas harmônicas, escritas

$$\psi_i(\mathbf{x}, t) = u_i(E, \mathbf{p})e^{\pm i(\mathbf{p}\mathbf{x} - Et)}, \quad (1.5)$$

onde $u_i(E, \mathbf{p})$ são os quatro spinores de Dirac, sendo que para os dois primeiros temos o sinal que acompanha o termo da exponencial positivo, representando assim estados da partícula. Para os demais o sinal é negativo, o que representa estados da antipartícula³.

Relacionamos estas três equações, porque são passos importantes dados da mecânica quântica não-relativística para a relativística. A mecânica quântica relativística, no entanto, é insuficiente para descrever a natureza quântica observada. Foi Dirac, em 1927, quem primeiro propôs uma interpretação quantizada da teoria de campos para a eletrodinâmica [25]. Ao longo das décadas seguintes a eletrodinâmica quântica ganhou corpo e se tornou uma das teorias mais precisas da física. Devido a este sucesso, a teoria de campos quânticos e uma série de técnicas que veremos a seguir foram consolidadas.

A noção mais fundamental da Teoria de Campos Quânticos (TCQ) é a de que o espaço é preenchido por campos que são excitados, quer por autointerações, quer por interações com outros campos. Tudo o que conhecemos são excitações dos campos.

1.1.2 Lagrangianas na teoria de campos

A dinâmica dos campos é desenvolvida a partir da ação e é por causa da sua relação com esta que a Lagrangiana ganha importância na teoria,

$$\mathcal{S} = \int_{t_1}^{t_2} L dt. \quad (1.6)$$

Além disso a relação entre a Lagrangiana e sua densidade espacial é dada por

$$L = \int \mathcal{L} d^3x, \quad (1.7)$$

logo a ação pode ser escrita como

$$\mathcal{S} = \int \mathcal{L} d^4x. \quad (1.8)$$

³ibidem, capítulo 4

Vejam os dois exemplos de Lagrangianas comuns na área. O primeiro é a Lagrangiana do campo escalar livre, que resulta da equação (1.2) e é usada para partículas escalares (spin 0)

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi. \quad (1.9)$$

O segundo é a Lagrangiana livre de Dirac, usada para resolver problemas com partículas de spin 1/2 resulta da equação (1.4)

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi, \quad (1.10)$$

onde $\bar{\psi} \equiv \psi^\dagger \gamma^0$ e γ^μ , $\mu = 0, 1, 2, 3$ são as matrizes de Dirac, dadas por

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad \gamma^k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_k \\ \sigma_k & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

onde σ_k , $k=1,2,3$ são as matrizes de Pauli.

Do princípio da mínima ação é possível concluir que a evolução do sistema ocorre segundo

$$\frac{\delta \mathcal{S}}{\delta \phi(t)} = 0, \quad (1.12)$$

ou, de maneira equivalente,

$$\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \phi} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} = 0, \quad (1.13)$$

onde ϕ é o campo em questão. Por questão de praticidade, a partir deste ponto nos referiremos às densidades Lagrangianas simplesmente como Lagrangianas.

1.2 Transformações, grupos e simetrias

No presente contexto, as transformações são operações que possuem como objeto algum espaço da física, por exemplo, coordenadas espaciais, o tempo, o espaço-tempo, ou ainda um espaço interno qualquer. Na expressão matemática mais comum estes objetos são representados por vetores colunas em um dado espaço vetorial e as transformações que agem nestes objetos, por matrizes quadradas. Há grupos de transformações sistematizados. Por exemplo, as rotações em um espaço auxiliar de duas dimensões, formam o grupo $SO(2)$. Estas transformações podem ser escritas como

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = R(\theta) \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}, \quad (1.14)$$

onde θ é o ângulo de rotação, ou parâmetro da transformação, e

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (1.15)$$

Uma vez que as transformações podem ser infinitesimais é interessante adotar $\theta = \epsilon$, onde $|\epsilon| \ll 1$. Expandindo temos

$$\cos \epsilon = 1 - \frac{\epsilon^2}{2} + \frac{\epsilon^4}{4!} + \dots \approx 1 \quad (1.16)$$

$$\sin \epsilon = \epsilon - \frac{\epsilon^3}{3!} + \dots \approx \epsilon, \quad (1.17)$$

de modo que

$$x' = x + \epsilon y, \quad \delta x = x' - x, \quad \delta x = \epsilon y, \quad (1.18)$$

$$y' = y - \epsilon x, \quad \delta y = y' - y, \quad \delta y = -\epsilon x, \quad (1.19)$$

que podem ser juntas em

$$\begin{pmatrix} \delta x \\ \delta y \end{pmatrix} = \epsilon T \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}, \quad (1.20)$$

onde

$$T = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

é o gerador do grupo $SO(2)$. As transformações deste grupo agem de maneira igual em qualquer ponto de espaço tempo e as chamamos de transformações globais. Aquelas que são dependentes do ponto no espaço-tempo chamamos de locais.

Nem todas as simetrias acontecem no espaço-tempo. Para explicar certas simetrias observadas na natureza os físicos recorrem a certos tipos de abstrações. Uma destas é o espaço interno, i.e. um espaço auxiliar. As invariâncias neste tipo de espaço são chamadas simetrias internas. Para entender sua utilidade lembremos a abstração de Heisenberg, que no início da década de 30 formulou que, desligada a interação elétrica, o próton e o neutron teriam propriedades muito próximas entre si e poderiam ser entendidos como dois estados de um mesmo isospin

$$p = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad n = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.22)$$

Mesmo que as interações elétricas não possam ser desligadas, na prática, a simetria de isospin permitiu aprofundar a compreensão da dinâmica das partículas elementares ao longo do século passado.

Podemos ainda classificar os grupos de transformações como contínuos (quando o parâmetro de transformação pode ser infinitesimal), ou discretos (caso contrário), abelianos (quando seus elementos comutam), ou não-abelianos (quando não estes comutam). A tabela a seguir sistematiza as classificações descritas acima

Tabela 1.1: Grupos de transformações

As transformações do grupo podem ser			
Quanto à sua continuidade	Quanto à sua dependência do ponto do espaço em que ocorrem	Quanto à sua comutatividade	Elas podem ocorrer
Discretas	Globais	Abelianas	No espaço-tempo
Contínuas	Locais (de gauge)	Não-abelianas	Em um espaço interno (abstrato)

Fonte: Autoral

1.3 O Princípio de gauge

Pelo princípio de gauge foi introduzido por Salam e Ward [30] é possível transformar uma simetria interna, global e contínua em uma invariância local através da adição de campos de gauge.

Vejamos como isso acontece no caso do eletromagnetismo. Sabemos que o comportamento das partículas de spin 1/2 livres é descrito pela densidade Lagrangiana de Dirac livre

$$\mathcal{L}_\psi = \bar{\psi}(i \not{\partial} - m)\psi, \quad (1.23)$$

onde $\not{\partial} \equiv \gamma^\mu \partial_\mu$. A equação 1.23 não é invariante sob

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{-i\alpha(x)}\psi. \quad (1.24)$$

A introdução do campo de gauge A_μ é feita pelo acoplamento mínimo

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ieA_\mu, \quad (1.25)$$

que, por sua vez, requer

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha. \quad (1.26)$$

Aplicando na lagrangiana acima temos

$$\mathcal{L}_\psi \rightarrow \mathcal{L}'_\psi = \mathcal{L}_\psi - e\bar{\psi}\gamma_\mu\psi A^\mu. \quad (1.27)$$

Note que a corrente eletrônica ($\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$) foi acoplada ao campo do fóton (A^μ), como esperado. O termo cinético do campo eletromagnético é dado pela Lagrangiana resultante do tensor de força,

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad (1.28)$$

em que $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. A equação (1.28) é invariante sob a transformação de gauge local.

1.3.1 O caso não-abeliano

Os grupos de transformações que representam as simetrias das interações fraca e forte, no entanto, são respectivamente SU(2) e SU(3), não-abelianos, disso resulta algumas mudanças em relação ao caso abeliano. Vejamos o caso das interações fracas. Os geradores do grupo SU(2) são dados por $\mathbf{T} = (T_1, T_2, T_3)$, que podem ser escritos a partir das matrizes de Pauli $\mathbf{T} = \frac{\sigma}{2}$, que satisfazem a relação de comutação

$$[T_i, T_j] = \frac{1}{4}[\sigma_i, \sigma_j] = \frac{1}{4}2ie_{ijk}\sigma_k = ie_{ijk}T_k, \quad (1.29)$$

onde as constantes de estrutura da álgebra de Lie para o grupo SU(2) são dadas por ϵ_{ijk} , o tensor de Levi-Civita, escrito

$$\epsilon_{ijk} = \begin{cases} +1, & \text{se } (ijk) \text{ vale } (123)(312)(231) \\ -1, & \text{se } (ijk) \text{ vale } (321)(132)(213) \\ 0, & \text{se } i = j, \text{ ou } i = k, \text{ ou } j = k, \end{cases} \quad (1.30)$$

Os três resultados importantes para termos em mente são

1. A introdução da derivada covariante

$$\partial^\mu \rightarrow D^\mu = \partial^\mu + ig_W \mathbf{W}^\mu \cdot \mathbf{T}, \quad (1.31)$$

onde $\mathbf{W}^\mu = (W_1^\mu, W_2^\mu, W_3^\mu)$ são os campos de gauge da simetria SU(2).

2. A Lagrangiana resultante

$$\mathcal{L} = i\bar{\phi}\gamma_\mu(\partial^\mu + ig_W\mathbf{W}^\mu \cdot \mathbf{T})\phi + K + \dots, \quad (1.32)$$

onde K é o termo cinético do campo de gauge e as reticências representam outros possíveis termos, como o termo de massa.

3. O efeito no campo

$$W_k^\mu \rightarrow W_k'^\mu = W_k^\mu - \partial^\mu\alpha_k - g_W\epsilon_{ijk}\alpha_i W_j^\mu, \quad (1.33)$$

que pode ser escrito na forma vetorial

$$\mathbf{W}^\mu \rightarrow \mathbf{W}'^\mu = \mathbf{W}^\mu - \partial^\mu\boldsymbol{\alpha} - g_W\boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{W}^\mu. \quad (1.34)$$

Ou seja, com a derivada covariante achamos a Lagrangiana invariante e dela chegamos à dependência entre os campos de gauge da teoria ⁴.

1.4 Interações por meio de bósons mediadores

Em teorias de gauge, a interação entre partículas de matéria se dá através da troca de partículas de gauge, também chamadas de mediadoras. Essas partículas possuem spin 1 e resultam do campo de gauge adicionado, por isso são chamadas de bósons de gauge. Cada tipo de interação possui o(s) seu(s) bóson(s) de gauge, na interação eletromagnética é o fóton, na interação forte, os glúons, e na interação fraca existem três bósons de gauge, W_\pm e Z . A ilustração mais comum para as interações entre partículas são os diagramas de Feynman. Neles os bósons de gauge são representados por ondulações ou molas como na figura (1.1).

Matematicamente, o termo associado à troca de bósons mediadores é o propagador e pode ser obtido através de teorias perturbativas⁵. O termo do propagador é dado por

$$\frac{1}{p^2 - m_X^2}, \quad (1.35)$$

onde p é a soma dos momentos das partículas entrando e m_X é a massa do bóson intermediário. Na EDQ, por exemplo, o fóton não possui massa e o propagador fica

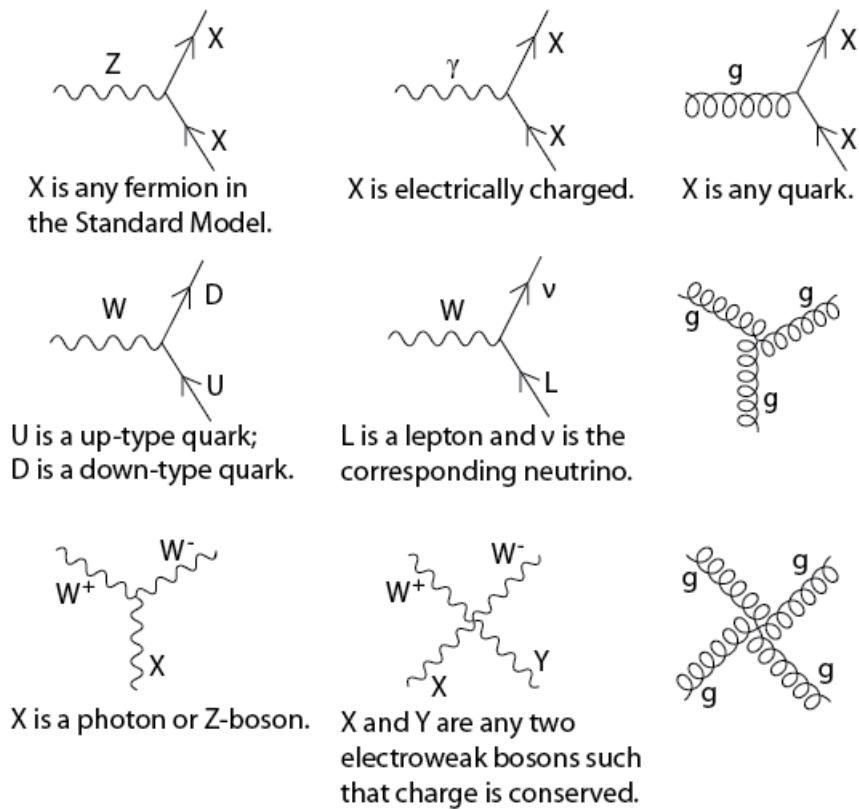
$$\frac{1}{p^2}. \quad (1.36)$$

⁴para detalhes consultar [35] apêndice F

⁵ver, por exemplo, [35]

Figura 1.1: Diagramas de Feynman para bósons intermediários

Standard Model Interactions (Forces Mediated by Gauge Bosons)



Fonte: <https://en.wikipedia.org>

Capítulo 2

O modelo padrão

2.1 Eletrodinâmica Quântica (EDQ)

A eletrodinâmica quântica se revelou uma teoria sólida tanto por seu grande sucesso experimental quanto pela sua simplicidade. Nela encontramos apenas dois parâmetros, a massa do elétron, m_e e a constante de estrutura fina, α . Segundo Georgi [10] o sucesso da teoria resulta de duas características do elétron:

1. Sua massa é de longe a menor entre as partículas carregadas eletricamente.
2. Por não possuir cor não sente a interação forte.

Nos deteremos aqui nas interações que envolvem elétrons, pósitrons e fótons. A Lagrangiana de Dirac é dada por

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(x)(\not{D} - m)\psi(x). \quad (2.1)$$

Adicionando o termo de campo eletromagnético livre

$$\mathcal{L}_0 = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2) \quad (2.2)$$

temos

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \bar{\psi}(x)(i\not{D} - m)\psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ &= \bar{\psi}(x)(i\not{\partial} + e\not{A} - m)\psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ &= \bar{\psi}(x)(i\not{\partial} - m)\psi(x) - eA_\mu(x)J_{EM}^\mu(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

onde

$$J_{EM}^\mu \equiv -e\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x) \quad (2.4)$$

é a corrente eletromagnética. A Lagrangiana encontrada é invariante sob a transformação de gauge dada pela equação (1.26).

2.1.1 Quiralidade

A quiralidade é um observável. Na mecânica quântica relativística seu operador é γ^5

$$\gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

A matriz γ^5 possui as seguintes propriedades

- $(\gamma^5)^2 = 1$
- $\gamma^{5\dagger} = \gamma^5$
- $\gamma^5\gamma^\mu = -\gamma^\mu\gamma^5$

Além disso, a forma como γ^5 age nos spinores de Dirac é dada por

$$\gamma^5 u_R = u_R, \quad \gamma^5 u_L = -u_L \quad (2.6)$$

Qualquer spinor de Dirac pode ser escrito em termos de duas projeções

$$u = u_L + u_R, \quad (2.7)$$

onde os índices L e R se referem ao operadores de projeção quirais esquerda (left) e direita (right) respectivamente e são dados por

$$P_L = \frac{1 - \gamma^5}{2}, \quad P_R = \frac{1 + \gamma^5}{2}. \quad (2.8)$$

As propriedades de P_L e P_R são

- $P_{R,L}^2 = P_{R,L}$
- $P_L P_R = P_R P_L = 0$

- $P_{R,L}^\dagger = P_{R,L}$
- $P_L + P_R = I$

A quiralidade possui um efeito interessante na EDQ. Para entendê-lo vejamos como os operadores de projeção atuam nos spinores

$$P_R u_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)u_R = \frac{1}{2}(u_R + \gamma^5 u_R) = u_R. \quad (2.9)$$

Da mesma forma encontramos as seguintes relações

$$P_R u_L = 0, \quad P_L u_R = 0, \quad P_L u_L = u_L, \quad (2.10)$$

$$\bar{u}_L = \bar{u}_L P_R$$

Vimos acima que o termo de interação da EDQ é vetorial (V). Vamos agora reescrevê-la em termos das projeções quirais a fim de buscar algo de interessante, vejamos

$$\begin{aligned} \bar{\psi} \gamma^\mu \psi &= (a_R^* \bar{\psi}_R + a_L^* \bar{\psi}_L) \gamma^\mu (b_R \psi_R + b_L \psi_L) \\ &= a_R^* b_R \bar{\psi}_R \gamma^\mu \psi_R + a_R^* b_L \bar{\psi}_R \gamma^\mu \psi_L + a_L^* b_R \bar{\psi}_L \gamma^\mu \psi_R + a_L^* b_L \bar{\psi}_L \gamma^\mu \psi_L \end{aligned} \quad (2.11)$$

As equações (2.9) e (2.10) mostram que podemos adicionar ou retirar P_R da seguinte maneira:

$$\bar{u}_L \gamma^\mu u_R = \bar{u}_L P_R \gamma^\mu P_R u_R, \quad (2.12)$$

como $\gamma^5 \gamma^\mu = -\gamma^\mu \gamma^5$ temos

$$P_R \gamma^\mu = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) \gamma^\mu = \frac{1}{2} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) = \gamma^\mu P_L, \quad (2.13)$$

de onde concluímos

$$\bar{u}_L \gamma^\mu u_R = \bar{u}_L \gamma^\mu P_L P_R u_R = 0. \quad (2.14)$$

Da mesma forma encontramos

$$\bar{u}_R \gamma^\mu u_L = 0. \quad (2.15)$$

Resumindo, dos quatro termos da interação da EDQ, apenas RR e LL são não nulos.

2.2 Interação forte no setor dos quarks

A teoria para a interação forte é a cromodinâmica quântica (CDQ), nela os campos dos quarks aparecem em três cores

$$q = \begin{pmatrix} q_{vermelho} \\ q_{verde} \\ q_{azul} \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

Na teoria as interações são dadas por oito campos de glúon G_a^μ , o bóson intermediário da força forte de simetria SU(3). A Lagrangiana é

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}G_a^{\mu\nu}G_{a\mu\nu} + \sum_{flavors}(i\bar{q}\not{D}q - m_q\bar{q}q), \quad (2.17)$$

onde $G_a^{\mu\nu}$, o tensor do campo dos glúons, e D^μ , a derivada covariante, são dados por

$$D^\mu = \partial^\mu + igT_a G_a^{\mu\nu}, \quad igt_a G_a^{\mu\nu} = [D^\mu, D^\nu] \quad (2.18)$$

e T_a são as oito matrizes hermitianas 3x3 de traço nulo, convencionalmente normalizadas de tal modo que

$$tr(T_a, T_b) = \frac{1}{2}\delta_{ab}. \quad (2.19)$$

Aqui os geradores T_a representam as cargas cores, presentes quando há interações fortes, bem como a carga elétrica Q está presente quando há interação eletromagnética.

Diferente dos léptons, os quarks nunca são vistos isoladamente, mas sempre confinados em uma partícula composta chamada hádron. Além disso, os hádrons obedecem ao princípio do confinamento da cor, que afirma que quarks só podem se combinar em hádrons se a cor final, combinada, for neutra. Deste modo as únicas combinações possíveis são

$$\bar{q}q \quad (2.20)$$

e

$$\epsilon_{jkl}q_jq_kq_l, \quad (2.21)$$

onde j, k e l são os índices das cores [10].

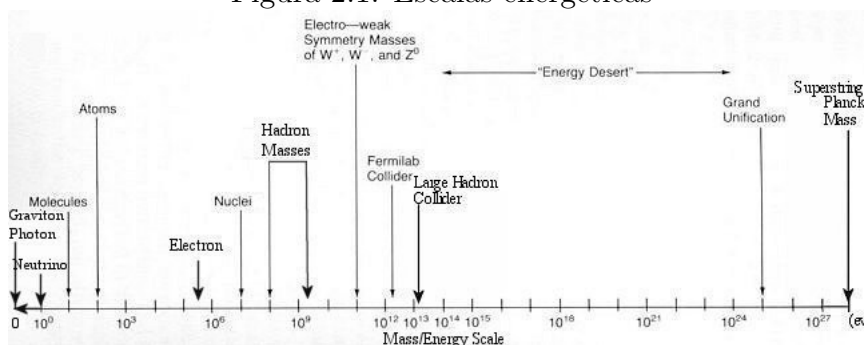
2.3 Interação eletrofraca no Modelo Padrão

Desde a relatividade especial, os físicos entendem que na natureza certas regras de funcionamento predominam em detrimento de outras, de acordo com as escalas em que os

eventos acontecem. Se na vida cotidiana as leis de Newton são suficientes para explicar grande parte dos fenômenos, a velocidades próximas da luz a relatividade de Einstein é preponderante e em dimensões atômica ou subatômica a ordem da matéria é dada pelas leis da quântica.

Da mesma forma, as interações existentes dependem da escala de energia envolvida no processo. A figura (2.1) ilustra como as forças da natureza se unificam à medida em que subimos na escala energética. Abaixo da escala eletrofraca ("electro-weak"), da ordem de $10^{11}eV$ as interações são todas independentes entre si. A partir deste ponto as interações eletromagnética e fraca são unificadas em uma interação eletrofraca. Na escala GUT a interação forte se unifica à eletrofraca e temos o que chamamos de grande unificação das forças. Por fim, a escala equivalente à massa de Planck deve equivaler à unificação das quatro interações.

Figura 2.1: Escalas energéticas



Fonte: <https://medium.com/>

2.3.1 Interação fraca

Para chegarmos à Lagrangiana da interação precisamos observar as propriedades da corrente da interação. Começemos pela paridade, i.e. como a corrente se comporta sob transformações do tipo

$$\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}. \tag{2.22}$$

Para tal transformação tanto a interação forte, quanto a eletromagnética se mostram invariantes, mas os experimentos, como o decaimento β do cobalto-60 polarizado, mostram que a corrente da interação fraca viola a paridade. Relacionamos na tabela 2.1 a forma

de corrente, os graus de polarização, a paridade e o spin do bóson de gauge que participa da interação.

Tabela 2.1: Tipos de interação

Table 11.2 Lorentz-invariant bilinear covariant currents.			
Type	Form	Components	Boson spin
Scalar	$\bar{\psi}\phi$	1	0
Pseudoscalar	$\bar{\psi}\gamma^5\phi$	1	0
Vector	$\bar{\psi}\gamma^\mu\phi$	4	1
Axial vector	$\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\phi$	4	1
Tensor	$\bar{\psi}(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)\phi$	6	2

Fonte: Thomson, 2013.

A forma da interação é dada pelo número de graus de liberdade do bóson intermediário, que resulta da quantidade de estados polarizados. O número de componentes, por sua vez, é dado por

$$C = (2J + 1) + 1, \quad (2.23)$$

onde J é o spin do bóson. Deste modo, se a interação ocorrer com a troca de bósons vetoriais $C=4$, e para bósons de $\text{spin}=2$, $C=6$. Para o caso escalar a equação 2.23 não se aplica e $C=1$. Sabemos que os bósons de gauge são vetoriais, logo a forma mais geral para a interação possível será do tipo

$$j^\mu = g_V j_V^\mu + g_A j_A^\mu, \quad (2.24)$$

onde g_V e g_A são constantes e j_V^μ e j_A^μ são respectivamente as correntes vetorial e vetorial axial dadas por

$$j_V^\mu = \bar{u}(p')\gamma^\mu u(p), \quad e \quad j_A^\mu = \bar{u}(p')\gamma^\mu\gamma^5 u(p). \quad (2.25)$$

Por razão desconhecida apenas a interação do tipo $V - A$ se mostra nos experimentos e seu fator de vértice é dado por

$$\frac{-ig_W}{\sqrt{2}} \frac{1}{2} \gamma^\mu (1 - \gamma^5), \quad (2.26)$$

onde g_W é a constante de acoplamento fraca.

2.3.2 O Propagador do bóson W e a corrente fraca

Veremos à frente que o bóson W é massivo. Isso implica que o propagador seja do tipo

$$\frac{1}{q^2 - m_W^2}, \quad (2.27)$$

onde q^2 é o quadrimomento do bóson W_{\pm} e m_W a sua massa. A corrente relativa a esta interação é dada por

$$j^\mu = \frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{u}(p') \frac{1}{2} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(p) \quad (2.28)$$

2.3.3 Simetria quiral na interação fraca

Note pela tabela acima que a corrente na EDQ é do tipo vetorial, dado que sua forma é $\bar{\psi} \gamma^\mu \psi$. Vimos na sessão 2.1.1 que a simetria quiral na EDQ implica que os termos RL, LR não participam da interação. A pergunta agora é qual o efeito desta simetria nas interações eletrofracas, V-A? Da mesma forma que nas interações vetoriais, aqui os termos RL, LR irão desaparecer. Usando as propriedades de γ^5 e dos operadores de projeção quiral podemos calcular LL e RR:

$$j_{LL}^\mu = \frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{u}_L(p') \frac{1}{2} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_L(p) \quad (2.29)$$

$$\propto \bar{u}_L \gamma^\mu u_L \neq 0,$$

mas

$$j_{RR}^\mu = \frac{g_W}{\sqrt{2}} \bar{u}_R(p') \frac{1}{2} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_R(p) \quad (2.30)$$

$$\propto \bar{u}_R \gamma^\mu u_R = 0,$$

ou seja, enquanto a quiralidade na EDQ implica apenas os termos RR e LL $\neq 0$, na interação fraca a restrição é ainda maior, uma vez que apenas o termo LL é não-nulo. Isso pode ser visto imediatamente na equação (2.28), onde apenas o projetor levógiro (P_L) aparece.

2.3.4 Interação eletrofraca e a necessidade do Higgs

No modelo de Glashow-Salam-Weinberg, as interações fraca e eletromagnética são unificadas em eletrofraca, de modo que seu grupo de gauge é do tipo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, o que resulta em 3+1 geradores, W_1, W_2, W_3 do grupo $SU(2)_L$ e B de $U(1)_Y$. Assim temos quatro bósons de gauge, γ, W_{\pm} e Z.

A derivada covariante da teoria é

$$D^\mu = \partial^\mu + igW_a^\mu T_a + ig'X^\mu S, \quad (2.31)$$

onde T_a e S são os geradores dos grupos $SU(2)$ e $U(1)$, respectivamente. Para chegarmos à relação entre T_a e S introduzimos o duplete

$$\psi_L \equiv \begin{pmatrix} v_{eL} \\ e_L^- \end{pmatrix}, \quad (2.32)$$

de modo que a

$$T_a \psi_L = \frac{\tau_a}{2} \psi_L, \quad T_a e_R^- = 0, \quad (2.33)$$

onde τ_a são as matrizes de Pauli. Em ambas as equações temos

$$[T_a, T_b] = i\epsilon_{abc} T_c. \quad (2.34)$$

Para incorporar a EDQ precisamos relacionar estes geradores à carga. Para isso fazemos

$$Q = T_3 + S. \quad (2.35)$$

A fim de evitar confusão quanto à nomenclatura é importante esclarecer neste ponto que os campos físicos W_\pm , Z e A , responsáveis diretos pela produção dos bósons intermediários, são diferentes dos campos de gauge do parágrafo acima. Os dois bósons carregados são dados pela combinação linear

$$W_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} W_1 \mp W_2, \quad (2.36)$$

enquanto que os bósons neutros γ e Z são resultantes de uma rotação no espaço auxiliar de W_3 e B . Podemos, portanto, escrevê-los como o dubleto

$$\begin{pmatrix} \gamma \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B \\ W_3 \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

O ponto a que chegamos implica outro problema não resolvido. Enquanto γ não possui massa, os bósons intermediários W_\pm e Z possuem massa dada por

$$m_W = \frac{1}{2} g_W v, \quad (2.38)$$

onde g_W é a constante de interação de gauge de $SU(2)_L$ e v é o valor esperado do vácuo para o campo de Higgs, e

$$m_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_W^2 + g'^2}. \quad (2.39)$$

Este é um problema grande, campos de gauge não podem ser massivos, uma vez que termos com massa quebram a invariância local. A busca da explicação para bósons de gauge massivos foi central na física de partículas no fim da década de 50 e início de 60. Os dois grandes passos para se chegar à resposta aceita atualmente foram o teorema de Goldstone e o que hoje chamamos mecanismo de Higgs. Ambos buscam encontrar os efeitos da quebra espontânea de simetria, mas enquanto o primeiro está relacionado à quebra espontânea de simetria global, no segundo a simetria é de gauge.

2.4 Quebra espontânea de simetria

A quebra espontânea de simetria ocorre quando as equações que descrevem o sistema possuem determinadas simetrias, mas suas soluções de mais baixo nível de energia, i.e. o seu estado fundamental, não. A idéia de ser espontânea vem justamente do fato de que os sistemas físicos naturalmente procuram o estado de menor energia. Um exemplo clássico que ajuda a compreender o conceito é um lápis verticalmente colocado numa mesa. Neste caso existe simetria do tipo $SO(2)$, mas uma vez que o lápis cai (o lápis deitado na mesa é o estado fundamental do sistema) o sistema "escolhe" um lado e a simetria é quebrada. Vejamos agora um caso de quebra espontânea de simetria na teoria de campos.

Considere uma teoria com um só campo escalar e real. A Lagrangiana é dada por

$$\mathcal{L}(\phi) = \frac{1}{2} \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi - V(\phi), \quad (2.40)$$

onde

$$V(\phi) = \frac{1}{2} m^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4, \quad (2.41)$$

m e λ são parâmetros que vão ganhar interpretação à frente. Note que para ϕ pseudo-escalar \mathcal{L} é invariante sob a transformação

$$\phi \rightarrow -\phi. \quad (2.42)$$

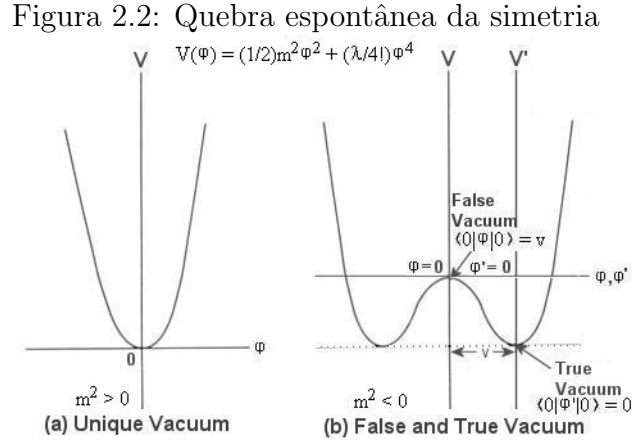
Um termo de interação, com ϕ^3 , pode ser adicionado, mas isto nos custaria a simetria de paridade.

Para garantir que $V(\phi)$ tenha limite inferior precisamos $\lambda > 0$, mas m^2 pode adotar tanto valores positivos quanto negativos. $m^2 > 0$ implica um potencial com um único mínimo, mas não há, neste caso, quebra de simetria. O caso interessante acontece quando

$m^2 < 0$, de modo que o potencial tenha dois mínimos

$$\phi = \pm \sqrt{\frac{-m^2}{\lambda}} \rightarrow V(\phi_{min}), \quad (2.43)$$

note que qualquer um dos valores de ϕ que resulte em $V(\phi)_{min}$ quebra a paridade. Por simplicidade adotaremos a partir deste ponto $v = V(\phi_{min})$.



Fonte: <https://universe-review.ca>

Como ambos os resultados possuem a mesma interpretação física podemos escolher qual adotar. Escolhamos $\phi = \sqrt{\frac{-m^2}{\lambda}}$, de modo que este seja o estado fundamental do sistema, ou, como é de comum uso, o valor esperado para o vácuo (VEV). Como queremos expressar o campo como uma perturbação em torno do vácuo é útil adotar um novo campo

$$\phi' = \phi - v, \quad (2.44)$$

para o qual o VEV é zero.

Aplicando na Lagrangiana temos o seguinte resultado

$$\mathcal{L}(\phi) = \frac{1}{2}\partial^\mu\phi'\partial_\mu\phi' - V(\phi'), \quad (2.45)$$

onde

$$V(\phi') = \frac{\lambda}{4}(\phi'^2 + 2v\phi')^2, \quad (2.46)$$

$$V(\phi') = \lambda\phi'^4 + v\phi'^3 + m^2\phi'^2$$

em palavras, a aparição do termo ϕ^3 quebrou espontaneamente, sem adição de termos à mão, a paridade da Lagrangiana.

2.5 O teorema de Goldstone

No conhecido trabalho de 1962, Goldstone, Salam e Weinberg [14] estudaram a quebra espontânea de simetria global e concluíram que dela deve surgir um bóson escalar sem massa, o bóson de Goldstone. Vejamos como funciona o mecanismo¹. Adotemos como antes

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi - V(\phi), \quad (2.47)$$

mas desta vez busquemos manter uma visão mais ampla considerando ϕ como um multiplo qualquer de campos escalares. Além disso, digamos que a Lagrangiana é invariante sob o grupo de transformações

$$\delta\phi = i\epsilon_a T_a \phi, \quad (2.48)$$

onde T_a , os geradores do grupo, são matrizes imaginárias e antissimétricas.

Mais uma vez buscamos achar um $\langle \phi \rangle = \lambda$ que equivalha ao VEV. Para simplificar o raciocínio adotaremos a notação

$$V_{j_1 j_2 \dots j_n}(\phi) = \frac{\partial^n}{\partial \phi_{j_1} \dots \partial \phi_{j_n}} V(\phi). \quad (2.49)$$

Para que λ represente o mínimo adotamos as condições

$$V_j(\lambda) = 0, \quad V_{jk}(\lambda) \geq 0. \quad (2.50)$$

Nos interessa agora saber o que acontece se aplicarmos uma transformação qualquer do grupo quando $\phi = \lambda$. É evidente que ou

$$T_a \lambda = 0, \quad (2.51)$$

ou

$$T_a \lambda \neq 0. \quad (2.52)$$

$\lambda = 0$ implica o primeiro caso, mas é trivial. A generalização se dá pela interpretação de que o vácuo não possui qualquer das cargas T_a , de modo que não faz sentido esperar que a simetria da carga seja quebrada, simplesmente por que não há carga. O segundo caso, no entanto, implica que alguma das cargas T_a possua valor não-nulo no vácuo e, logo, possa desaparecer no vácuo, quebrando a simetria da carga.

¹O raciocínio desta seção se baseia em [10].

O potencial $V(\phi)$ é invariante sob (3.52), logo

$$V(\phi + \delta\phi) - V(\phi) = iV_k(\phi)\epsilon_a(T^a)_{kl}\phi_l = 0, \quad (2.53)$$

onde ϵ^a é arbitrário. Derivando em relação a ϕ_j temos

$$V_{kj}(\phi)(T^a)_{kl}\phi_l + V_k(\phi)(T^a)_{kj} = 0. \quad (2.54)$$

Como a equação 2.53 é válida, se fizermos $\phi = \lambda$ teremos

$$V_{jk}(\lambda)(T^a)_{kl}\lambda_l = 0, \quad (2.55)$$

mas $V_{jk}(\lambda)$ é a matriz de massa quadrada M_{jk}^2 para um campo escalar. Deste modo podemos interpretar $(T^a)_{kl}\lambda_l$ como autovetor, de tal modo que quando operado por M^2 possui autovalor zero, o que corresponde a um campo bosônico sem massa

$$\varphi = \phi_j(T^a)_{kl}\lambda_l. \quad (2.56)$$

É assim que aparece o bóson sem massa de Goldstone.

2.6 O mecanismo de Higgs

O problema do teorema de Goldstone é que nenhum bóson sem massa era observado. Muito pelo contrário, o objetivo da época era explicar como era possível haver bósons de gauge massivos. O mecanismo de Higgs é uma peça fundamental do modelo padrão, uma vez que demonstra como na quebra de simetria espontânea $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ os bósons de gauge W e Z ganham massa, enquanto o fóton continua sem massa. Desenvolveremos aqui o modelo mais simples chamado Higgs mínimo, com um único duplete. Outros modelos mais complexos, com dois ou mais dupletos existem, mas não serão abordados no presente trabalho. Vejamos como este modelo funciona.

Adotamos um duplete de dois campos escalares complexos, ϕ^+ e ϕ^0 , que pode ser escrito em termos de quatro campos reais

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}.^2 \quad (2.57)$$

²Note que esta expressão possui os quatro graus de liberdade necessários para exprimir os quatro campos de gauge do setor eletrofraco do modelo padrão.

O campo ϕ^+ é carregado eletricamente, de modo que $(\phi^+)^* = \phi^-$. O campo ϕ^0 é neutro.

A Lagrangiana é dada por

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi), \quad (2.58)$$

onde o potencial é

$$V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (2.59)$$

A substituição $\partial_\mu \rightarrow D_\mu$ é do tipo

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ig_w \frac{T_i}{2} W_\mu^i + i \frac{g'}{2} Y B_\mu, \quad (2.60)$$

onde W_μ^i e B_μ são os campos de gauge de $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, respectivamente, g_w e g' as constantes de interação fraca e eletromagnética, respectivamente, T_i com $i=1, 2$ e 3 são os três geradores da simetria $SU(2)$ e $Y = 2(Q - T_3)$ a hipercarga fraca.

Bem como na seção 2.4 precisamos de um mínimo para o potencial, o que implica $\lambda > 0$ na equação (2.59). O parâmetro μ^2 não possui a mesma restrição, mas $\mu^2 > 0$ não envolve quebra de simetria e $\mu = 0$ não pode ser resolvido classicamente³. Com $\mu^2 < 0$ teremos uma espécie de hiperchapéu mexicano, dado que são 4 campos em questão, com a região do potencial mínimo formando uma hipercircunferência. Podemos adotar quaisquer dos pontos desta região sem perda de simetria. Por praticidade façamos $\langle 0|\phi_i|0 \rangle = 0$ para $i=1,2$ e 4 e $\langle 0|\phi_3|0 \rangle = v$, de modo que

$$\langle \phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (2.61)$$

onde

$$v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}. \quad (2.62)$$

Se v é o valor esperado do campo ϕ no vácuo, então as excitações em torno deste ponto podem ser escritas como $\eta(x)$. Além disto, para os campos ϕ_i , $i=1,2$ e 4 teremos as flutuações chamadas de σ_i . Deste modo teremos

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sigma_1 + i\sigma_2 \\ v + \eta + i\sigma_4 \end{pmatrix}. \quad (2.63)$$

Os campos σ_i são os campos de Goldstone e geram os bóson de Goldstone, sem massa. Para que os campos $\phi_{1,2,3}$ se tornem massivos é necessário que adquiram um grau de

³ver [23], p.288

liberdade extra, correspondente ao estado de polarização longitudinal. Isto é conseguido fazendo a transformação de gauge unitária

$$B(x) \rightarrow B(x) + \frac{1}{gv} \partial_\mu \sigma(x). \quad (2.64)$$

O campo se torna assim

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}, \quad (2.65)$$

onde chamamos as excitações em ϕ_3 de $h(x)$ para enfatizar que este é o campo de Higgs.

Vejamos agora como os bósons W e Z adquirem massa, enquanto γ permanece sem. A derivada covariante a que chegamos foi

$$D_\mu = \frac{1}{2} [2\partial_\mu + (ig_w \sigma \cdot \mathbf{W}_\mu + ig' B_\mu)] \quad (2.66)$$

Na Lagrangiana o termo cinético de ϕ é dado por

$$\begin{aligned} (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) &= \frac{1}{2} (\partial_\mu h) (\partial^\mu h) + \frac{1}{8} g_W^2 (W_\mu^{(1)} + iW_\mu^{(2)}) (W^{(1)\mu} - W^{(2)\mu}) (v + h)^2 \\ &+ \frac{1}{8} (g_W W_\mu^{(3)} + g' B_\mu) (g_W W^{(3)\mu} + g' B^\mu) (v + h)^2. \end{aligned} \quad (2.67)$$

Os termos nas Lagrangianas que representam os termos de massa são aqueles em que o campo é quadrático. Por exemplo para $W^{(1)}$ temos

$$\frac{1}{2} W_\mu^{(1)} W^{(1)\mu}, \quad (2.68)$$

comparando com o termo que aparece em (3.72),

$$\frac{1}{8} v^2 g_W^2 (W_\mu^{(1)} W^{(1)\mu}), \quad (2.69)$$

concluimos que

$$m_W = \frac{1}{2} g_W v \quad (2.70)$$

Os campos eletromagnético, A_μ , e neutro da interação fraca, Z_μ , resultam de uma combinação dos campos de gauge $W_\mu^{(3)}$ e B_μ . Na equação (2.67), os termos que os combinam são

$$\begin{aligned} &\frac{1}{8} (g_W W_\mu^{(3)} + g' B_\mu) (g_W W^{(3)\mu} + g' B^\mu) (v + h)^2 \\ &= \frac{1}{8} v^2 \begin{pmatrix} W_\mu^{(3)} & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_W^2 & -g_W g' \\ -g_W g' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^{(3)} \\ B_\mu \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.71)$$

$$= \frac{1}{8}v^2 \begin{pmatrix} W_\mu^{(3)} & B_\mu \end{pmatrix} \mathbf{M} \begin{pmatrix} W_\mu^{(3)} \\ B_\mu \end{pmatrix},$$

onde \mathbf{M} é a matriz de massa não diagonal. Os campos físicos correspondem à base da matriz de massa. Suas massas são dadas pelos autovalores de \mathbf{M} . A equação característica é

$$\det(\mathbf{M} - \lambda I) = 0, \quad (2.72)$$

$$(g_W^2 - \lambda)(g'^2 - \lambda) - g_W^2 g'^2 = 0, \quad (2.73)$$

com resultado

$$\lambda = 0, \quad \text{ou} \quad \lambda = g_W^2 + g'^2. \quad (2.74)$$

Deste modo podemos escrever (2.71) em termos da matriz diagonal

$$\frac{1}{8}v^2 \begin{pmatrix} A_\mu & Z_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & g_W^2 + g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} \quad (2.75)$$

Como os termos da diagonal equivalem respectivamente às massas m_A^2 e m_Z^2 , temos

$$m_A = 0 \quad m_z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_W^2 + g'^2}. \quad (2.76)$$

Vamos agora calcular a massa do bóson de Higgs. Para isso explicitemos a Lagrangiana

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda(\phi^\dagger \phi)^2, \quad (2.77)$$

Escolhendo o campo como em após a quebra de simetria, é fácil notar que os termos $h(x)^2$ que aparecem na Lagrangiana são

$$\mathcal{L} \supset -\frac{1}{2}\mu^2 h^2 - \frac{1}{4}\lambda(v^2 + 2vh + h^2)^2. \quad (2.78)$$

Considerando apenas os termos com h^2 temos

$$\mathcal{L} \supset \left[\frac{1}{2}v^2\lambda - \frac{1}{4}\lambda(6v^2) \right] h^2 = -\lambda v^2 h^2. \quad (2.79)$$

Como este termo deve ser equivalente a $\frac{1}{2}m_H h^2$, então a massa do bóson de Higgs é dada por

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v. \quad (2.80)$$

2.7 Limites teóricos da massa de Higgs

O mecanismo de Higgs não prevê a massa do bóson de Higgs, mas a teoria permite estabelecer seus limites inferiores e superiores. O limite inferior pode ser estimado baseando-se na estabilidade do potencial do Higgs quando correções quânticas são consideradas. Ao requerirmos que o mínimo eletrofraco no modelo padrão seja estável até a escala de Planck, $\Lambda = 10^{19} GeV$, teremos (em GeV)

$$m_H > 133 + 1,92(m_t - 175) - 4,28 \left(\frac{\alpha_s - 0,12}{0,006} \right), \quad (2.81)$$

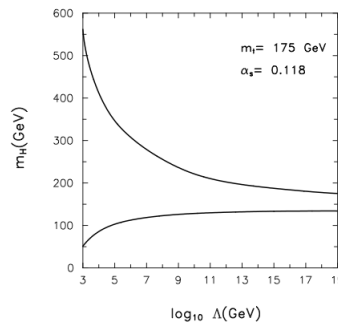
onde m_t é a massa do quark top, $m_t = 175 GeV$, e $\alpha_s = 0,118$ temos $m_H \geq 100 GeV$.

O limite superior pode ser encontrado requerindo que a unitariedade no espalhamento de bósons vetoriais não seja violada [25]. Usando este método encontramos

$$m_H \leq \left(\frac{8\pi\sqrt{2}}{3G_F} \right)^{1/2} \approx 1 TeV. \quad (2.82)$$

Na verdade os limites teóricos da massa do Higgs dependem da escala de corte Λ , como é possível ver na figura (2.3).

Figura 2.3: Faixas possíveis para a massa do Higgs de acordo com a escala energética



Fonte: Novaes, 2000.

Capítulo 3

O Problema de hierarquia

3.1 Os problemas do modelo padrão

O modelo padrão é uma teoria matematicamente consistente e renormalizável. Ela oferece, ou uma previsão, ou uma descrição de todos os fenômenos até 10^{-16} cm. Por exemplo, através dele é possível prever a existência e as massas dos bósons W e Z, bem como do quark charme. Além disso a EDQ foi, com sucesso, incorporada à teoria [23]. Todavia, à medida que a experiência foi consolidando-o, seus limites foram também ficando mais claros. Assim vem se consolidando na comunidade a noção de modelos "Beyond the Standard Model (BSM)" que devem ser capazes de explicar muito do que o modelo não consegue e superar o que é muitas vezes considerado problema. Por exemplo, o modelo padrão não fornece uma explicação do que é matéria escura, ou das oscilações dos neutrinos [3]. Além disso, a teoria atual não parece ser capaz de satisfazer a ânsia por unificações interacionais que devem acontecer a escalas mais elevadas, incorporando a força forte e a gravidade em uma teoria de tudo.

Em particular, neste trabalho, discutiremos o problema de hierarquia associado à massa do bóson de Higgs, um dos pontos centrais para tornar, como afirmou Sher [32], o setor eletrofraco o mais "feio" do modelo. Para compreender este problema precisaremos introduzir alguns termos e conceitos.

3.2 Teorias efetivas

A baixas energias e baixas velocidades a física newtoniana explica a realidade, quando nos aproximamos da velocidade da luz é a relatividade que se torna preponderante, mas Newton não precisou sequer desconfiar da físicas das altas velocidades para elaborar suas leis. As teorias efetivas se fundamentam no princípio de que os detalhes da física em escalas energéticas mais elevadas não influem nas energias mais baixas [38, 21]. As teorias efetivas, a baixas energias, são construídas em base a Lagrangianas efetivas, i.e. em que os graus de liberdade vistos apenas em escalas superiores são desconsiderados [24].

3.2.1 A Teoria de Fermi como um exemplo

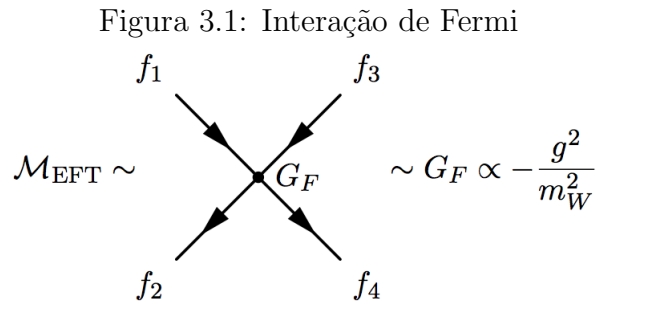
Tomemos um espalhamento com partículas onde a interação fraca está presente. Conforme o modelo padrão, o momento é transferido entre as partículas de matéria pela troca de um bóson W e seu termo é

$$\frac{g^2}{p^2 - m_W^2}, \quad (3.1)$$

onde p é o momento somado das duas partículas entrando e m_W a massa do bóson W. A baixas energias, p se torna muito pequeno em relação a m_W , o que nos permite fazer

$$\frac{g^2}{p^2 - m_W^2} = -\frac{g^2}{m_W^2} \left(1 + \frac{p^2}{m_W^2} + \mathcal{O}(p^4/m_W^4) \right) \approx -\frac{g^2}{m_W^2}. \quad (3.2)$$

Deste modo o diagrama de Feynman¹ é substituído pela figura (3.1), prevista pela teoria de Fermi.



Fonte: Brehmer, 2016.

Neste sentido, é claro que a teoria de Fermi é uma teoria efetiva, uma vez que desconsidera a física que surge quando $p = \mathcal{O}(m_W)$ [5].

¹Rever figura (1.1).

3.2.2 Operadores relevantes, irrelevantes e marginais

Podemos fazer uma análise dimensional a fim de descobrir quais termos são significativos a baixas energias e assim poderemos eliminar o restante. Para a análise dimensional partimos de que a dimensão da ação é de \hbar . Como estamos usando $\hbar = c = 1$, então $[S]=0$. Usando este sistema descrevemos os objetos unicamente em termos de dimensão de energia ou, de maneira equivalente, de massa, logo $[m] = 1$, de onde temos $[x] = -1$. Deste modo, a equação (1.8) implica

$$[\mathcal{L}] = 4, \quad (3.3)$$

o que significa que cada termo da Lagrangiana deve ter dimensão 4. Por exemplo, o termo de massa de um campo escalar é dado por

$$\frac{1}{2}m^2\phi^2, \quad (3.4)$$

como $[\phi] = 1$, então $[m] = 1$ ². Quando a dimensão do coeficiente é positiva o operador é de dimensão < 4 e a secção de choque e a taxa de decaimento crescem à medida em que a energia do processo, E , decresce. O contrário acontece quando $[\text{operador}] > 0$. No primeiro dizemos que a interação é relevante, pois estamos interessados em teorias a baixas energias e nestas elas predominam. Obviamente, no segundo caso as interações são irrelevantes. Quando $[\text{Operador}]=4$ dizemos que as interações são marginais [21, 22]. A dinâmica destes termos é variada, eles podem tornar-se irrelevantes, relevantes, ou permanecerem marginais, o que significa que sua importância não depende da escala de energia em que o processo acontece. Tomemos como exemplo a seguinte Lagrangiana

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - \frac{m^2}{2}\phi^2 - \frac{\lambda_4}{4!}\phi^4 - \frac{\lambda_6}{6!}\phi^6. \quad (3.5)$$

Neste caso, o termo de massa é relevante, a interação ϕ^4 marginal e a interação ϕ^6 irrelevante [21, 22].

3.2.3 O modelo padrão como uma teoria efetiva

Vem crescendo na comunidade a idéia de o modelo padrão como teoria efetiva, o que se mostra na grande quantidade de trabalhos com o uso do termo comum na literatura "Standard Model Effective Field Theory (EMEFT)"³. É possível citar dois argumentos simples que suportam o modelo padrão como uma teoria efetiva:

²Isto é óbvio sabendo que m é a massa, mas aqui estamos tratando m apenas como coeficiente.

³Ver, por exemplo, [9, 27, 7]

- Do ponto de vista de uma teoria unificada, o modelo padrão é incompleto em si, uma vez que não inclui a gravidade nem chega à unificação forte-eletrôfraca.
- Apesar de ser uma teoria renormalizável, em altas energias o modelo apresenta comportamento estranho. Este fenômeno é conhecido como o "polo de Landau" e consiste no crescimento ilimitado de certas constantes de acoplamento quando a energia tende a um valor de corte elevado, depois do qual a teoria perde validade. Este comportamento resulta das correções quânticas [20].

3.3 Naturalidade

O termo naturalidade é usado na física atualmente em dois sentidos muito próximos entre si. Um, mais geral e menos rigoroso, está relacionado ao que é "natural" para o cientista. É, portanto, uma noção intuitiva, subjetiva e histórica e esteve presente na ciência através dos séculos. A esta Giudice [11] chama de "naturalidade estrutural". Em 1980 't Hooft [19] sistematizou a idéia de naturalidade em termos quantitativos. Ele partiu do fato de que as propriedades macroscópicas da matéria derivam das microscópicas, mas que é improvável que os parâmetros microscópicos devam se combinar perfeitamente de modo a se anularem, garantindo assim propriedades especiais aos sistemas macroscópicos. Esta improbabilidade é o que 't Hooft chama de inaturalidade. Por exemplo, se uma teoria encontra a relação

$$k = a + b, \tag{3.6}$$

em que k é uma constante conhecida experimentalmente e a e b parâmetros teóricos que se cancelam parcialmente, então esta teoria é dita natural nos termos 't Hooftianos se e somente se a e b forem de baixos ordens, uma vez que a coincidência de que parâmetros de dimensões elevadas é considerada inatural. Deste modo números muito pequenos na teoria (que equivalem ao inverso de números grandes) também não são naturais. Na verdade eles podem ser pequenos contanto que estejam protegidos por uma simetria⁴, ou seja, contanto que haja uma simetria aproximada do sistema, de tal modo que quando este número vai a zero a simetria se torne exata. O conceito 't Hooftiano de naturalidade é comumente referido como "naturalidade técnica" [37] e é o que a comunidade em geral quer

⁴Note que a expressão "a simetria protege o número pequeno" é uma gíria que pode confundir. Ela deve ser entendida como "a simetria protege (impede) que o número pequeno cresça inaturalmente".

dizer quando fala em naturalidade. Da mesma forma usaremos aqui apenas naturalidade para nos referirmos à naturalidade técnica.

Um exemplo é a massa de repouso do elétron, $m_e = 0,511MeV$, à escala $\mu = 50GeV$, uma vez que surge a razão

$$\frac{m_e}{\mu} \ll 1. \quad (3.7)$$

Para que este número seja natural é necessário uma simetria que o proteja. De fato se fizermos $m_e = 0$ teremos uma simetria quiral adicional [19].

3.4 O problema de hierarquia da massa do bóson de Higgs

Para compreendermos o que é o problema de hierarquia é necessário termos uma noção do que é renormalização.

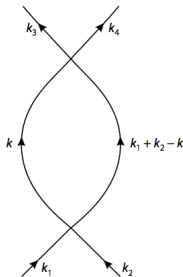
3.4.1 Uma exposição ilustrativa da renormalização

Tomemos o diagrama de Feynman de segunda ordem para o espalhamento meson-meson mostrado na figura 3.2, cuja amplitude é dada por

$$\mathcal{M} = \frac{1}{2}(-i\lambda)^2 i^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{1}{(K - k)^2 - m^2 + i\epsilon}, \quad (3.8)$$

onde k_i é o momento do i ésimo méson, $K \equiv k_1 + k_2$ e λ e ϵ parâmetros dados.

Figura 3.2: Diagrama de Feynman - Renormalização



Fonte: Zee, 2010

Esta é uma integral de trajetória, que envolve todos os valores de k . Para k grande $\mathcal{M} \propto \int d^4k(1/k^4)$ é divergente. Este caso equivale a fazermos energia tendendo ao infinito.

Para resolver o problema adotamos um procedimento que limita por um cutoff, Λ , para o momento a ser integrado. Com algumas manobras físicas e matemáticas⁵ chegamos a uma expressão para a amplitude em função de uma constante de acoplamento, λ_p , mensurável experimentalmente

$$\mathcal{M} = -i\lambda_p + \mathcal{O}(\lambda_p^2). \quad (3.9)$$

3.4.2 O problema de hierarquia da massa do Higgs

Nos últimos anos vem se consolidando na comunidade a posição acima descrita, de que o modelo padrão é uma teoria efetiva. Neste contexto, o problema de hierarquia da massa do bóson de Higgs consiste em que esta é sensível à física de energias mais elevadas, em especial da escala Ultra Violeta (UV) [4]. Podemos falar em dois aspectos do problema de Hierarquia. O primeiro diz respeito à naturalidade. No modelo padrão existe um problema de naturalidade no sentido estrito em que 't Hooft elaborou e expusemos na sessão 3.3. A relação

$$\frac{m_H}{m_P} \ll 1 \quad (3.10)$$

aparece sem evidência alguma de simetria subjacente, portanto é inatural. Outro aspecto surge da dimensão das correções quânticas necessárias a depender do valor de corte da teoria. Tomemos, por exemplo, a relação entre as massas efetiva (experimental), a nua e as correções quânticas do bóson de Higgs quando consideradas as contribuições do quark top [37]:

$$m_H^2 = m_{bare}^2 + \frac{y_t^2}{16\pi^2}\Lambda^2 + \delta\mathcal{O}(m_{weak}^2), \quad (3.11)$$

onde m_H é a massa efetiva do bóson de Higgs, m_{bare} sua massa nua, y_t é o acoplamento de Yukawa para o quark top, de valor próximo a 1, Λ a escala em que a teoria deixa de funcionar e m_{weak} a escala eletrofraca. O problema de hierarquia fica evidenciado quando adotamos, como Susskind [34], altos valores de corte para o Modelo Padrão. Isto exige ajuste fino de grande dimensão para que m_{bare} possa cancelar o termo $\frac{y_t^2}{16\pi^2}\Lambda^2$. Note que este tipo de manobra matemática é um problema de naturalidade, uma vez que introduz parâmetros muito grandes (m_{bare} e o termo de correção quântica) que se cancelam de modo a garantir que $m_H = 125\text{GeV}$.

Outra forma de ver o problema é considerar que o ajuste fino radical não seja feito.

⁵Para detalhes ver [39] III.1.

Neste caso a massa de Higgs cresce com o quadrado de Λ , pois no modelo padrão as partículas de spin 0 não possuem uma simetria extra que proteja sua massa [11].

3.5 Naturalidade e o modelo padrão

O conceito de naturalidade possui grande influência na comunidade de altas energias [11]. Quando um físico elabora um modelo na área uma das primeiras perguntas que precisa responder é em que aspectos seu trabalho respeita a naturalidade. A pergunta que devemos fazer é se a natureza é natural e em que medida o é. Para este problema Richter (2006, pp.4,5) sintetiza de maneira clara:

”The score card for naturalness is one no, the cosmological constant; one yes, the charmed quark; and one maybe, but still possible, supersymmetry. It certainly doesn’t seem to be a natural and universal truth. Some things are simply initial conditions. Naturalness may be a reasonable starting point to solve a problem, but it doesn’t work all the time and one should not force excessive complications in its name.”

Deste modo, o bóson de Higgs não ser natural não é um problema em si, mas como explica Giudice [12], a naturalidade não é um argumento puramente estético, está enraizado em compreensões profundamente científicas. O caso de algo ser comprovadamente não natural, portanto, exige uma sólida explicação do porquê da não naturalidade.

Como destacou Smetana [33], tendo o modelo padrão como uma teoria efetiva o problema da escala eletrofraca, v , é apenas uma questão de renormalização. Neste sentido, perguntas que remetem a conceitos mais fundamentais, como o porquê da pequenez de v , ou o problema de hierarquia da massa do bóson de Higgs, são submetidas não mais ao modelo padrão, mas ao que na literatura comumente se chama ”beyond the standard model (BSM)”.

3.6 Possíveis soluções do problema de hierarquia da bóson de Higgs

Podemos sistematizar o que vimos acima da seguinte maneira: o modelo padrão é preciso para explicar a maioria dos fenômenos vistos até o momento. Os problemas surgem

quando buscamos uma interpretação universal usando apenas o modelo. Por isso, a comunidade tem cristalizado o modelo padrão em suas conquistas e limites e buscado modelos BSM para responder tudo aquilo que é a ele posterior. Do ponto de vista do problema de hierarquia da massa do bóson de Higgs há duas consequências principais. 1. Ela não é natural, no sentido que não há no modelo uma simetria que proteja bósons massivos escalares (que é o caso do Higgs) e 2. sua sensibilidade à escala ultravioleta implica um profundo problema à interpretação de que é o modelo é uma teoria efetiva.

Há imensos esforços teóricos destinados à resolução do problema de hierarquia da massa do bóson de Higgs. O debate é extremamente vasto e envolvente, tanto dos detalhes técnicos quanto nas sutilezas dos argumentos filosóficos apresentados. Uma exposição de tudo o que vem sendo proposto está fora do escopo deste trabalho. Mesmo assim é importante esclarecer que as teorias que buscam modificar o modelo padrão se apoiam basicamente na possível existência de novas partículas, interações ou simetrias [2]. Vejamos alguns exemplos:

1. **Ajuste fino.** Provavelmente, a saída mais simples é aplicar o ajuste fino mesmo que isso envolva números grandes. Deste modo, o problema do crescimento da massa do Higgs, como exemplificado na equação (3.11), é evitado pelo cancelamento das correções quânticas com o termo m_{bare} . Dois problemas desta solução podem ser citados. O primeiro é que ela não é natural no sentido de 't Hooft, o segundo é que ela não contribui diretamente para a construção de teorias BSM.
2. **Teorias com simetrias subjacentes.** A idéia fundamental vem de resolver o problema de hierarquia através da existência de uma simetria que proteja o bóson de Higgs, tornando-o, assim, tecnicamente natural. Existe uma série de modelos, por exemplo, os que se baseiam na existência de supersimetrias (SUSY). De uma forma simplificada supersimetrias envolvem combinações de bósons e férmions de modo que novas partículas, tais como squarks e sleptons⁶. Baer [2], de um lado, indica que há indícios indiretos da existência de supersimetria, como a massa do bóson de Higgs, esperada pela teoria no range $m_H \leq 135 GeV$, mas de outro lado afirma que elementos como a falta de evidências no CERN têm colocado as teorias deste tipo em cheque nos últimos anos.

⁶Uma introdução técnica pode ser vista em Langacker, 2010.

3. **Simetrias aproximadas.** Este grupo de soluções é bem próximo do anterior, nele simetrias aproximadas na faixa do TeV explicam o número pequeno m_H/M_{Pl} , tornando assim o modelo natural. Um exemplo são as teorias com "Little Higgs"⁷.
4. **Higgs composto.** Das dezenas de partículas elementares conhecidas o bóson de Higgs é a única escalar, todas as demais partículas escalares acabaram se mostrando compostas. Este é um indicativo da possibilidade de que o Higgs não seja uma partícula elementar. Panico, [26] oferece uma explicação teórica de como modelos deste tipo podem resolver o problema de naturalidade. O Higgs é admitido como uma partícula de tamanho da ordem l_H , mas a baixas energias os quanta de energia não conseguem "sentir" sua dimensão e a partícula se mostra pontual. Desta forma, surgem as correções quânticas infinitas. Quando bombardeado com energias da ordem de $m_* \approx l_H^{-1}$, seu tamanho se evidencia e os termos de ordem superior deixam de sê-lo. Assim o problema de naturalidade é resolvido.

⁷Para uma exposição de alguns modelos do tipo "Little Higg" ver [17].

Capítulo 4

Considerações finais

Nos últimos anos (e especialmente depois da descoberta do LHC de 2012) vem se consolidando a posição de que o modelo padrão é uma teoria efetiva com limite $\Lambda \gg m_H$ ainda não completamente definido. Isto é aceito mesmo considerando que o modelo seja uma teoria renormalizável. Esta forma de enxergar a questão é parte da visão global de que há um modelo que explica tudo o que observamos ao menos até a escala de TeV. As potencialidades do modelo padrão estão claras e sua incrível concordância com a experiência tornam seus problemas essencialmente teóricos. Estas qualidades fazem do modelo padrão um bom ponto de partida para o que hoje se chama "Beyond the Standard Model".

Quando à massa do bóson de Higgs existem dois caminhos espinhosos e ainda mal trilhados. De um lado, não m_H não é tecnicamente natural, uma vez que não há no modelo uma simetria que proteja m_H/m_{Pl} . De outro, há afirmar o modelo uma teoria efetiva não é sem problema, uma vez que m_H é sensível à escala UV. O problema reside no fato de que, pelo conceito elaborado por Wilson [38], os parâmetros nas teorias efetivas não deveriam sentir os efeitos das escalas de ordem superior.

Há um conflito em curso na comunidade quanto a que categoria devemos elevar a naturalidade. Como afirma Dine [6], 't Hooft elevou a naturalidade a um princípio, mas evidências fortes como em [11, 12, 28] mostram que a naturalidade, apesar de um bom ponto de partida não deve ser encarado como princípio na elaboração dos modelos, pois existem casos em que a natureza se mostra inatural, como na constante cosmológica. Deste ponto de vista, bóson de Higgs pode não ser natural sem que este seja um problema real. Esta conclusão, no entanto, impõe outro problema, por dizer, o porquê da sua inaturalidade.

Há hoje uma grande quantidade de modelos teóricos tecnicamente rigorosos que apontam para as mais diversas possibilidades, mas a desconexão da teoria com a experiência tende a empurrar os teóricos para o que Richter chama de "especulação teológica", i.e. a elaboração de modelos sem consequências possíveis de serem testadas. Neste sentido, a resolução de problemas fundamentais, como a naturalidade do problema de hierarquia da massa do Higgs, hoje nos parece depender centralmente dos resultados encontrados no LHC.

Bibliografia

- [1] ALLANACH B. C. *Beyond the Standard Model*. Cambridge, 2016. Disponível em <https://arxiv.org/pdf/1609.02015v2.pdf>. Acessado em 04 dez. 2016.
- [2] BAER H.; BARGER V.; SERCE H. *SUSY under siege from direct and indirect WIMP detection experiments*. Oklahoma, 2016. Disponível em <https://arxiv.org/pdf/1609.06735v3.pdf>. Acessado em 04 dez. 2016.
- [3] BETTINI A. **Introduction to elementary particle physics**. New York, Cambridge University Press. 2008.
- [4] BLINOV, N.; HOOK, A. Solving the wrong hierarchy problem. *JHEP*, 06:176, 2016.
- [5] BREHMER, Johann. *Higgs Effective Theory*. Heidelberg, 2016.
- [6] DINE M. *Naturalness Under Stress*. Disponível em <https://arxiv.org/pdf/1501.01035v2.pdf>. Acessado em 08 nov. 2016.
- [7] DEGRANDE C.; FUKS B.; MAWATARI K.; MIMASU K.; SANZ V. Electroweak Higgs boson production in the standard model effective field theory beyond leading order in QCD. Disponível em <https://arxiv.org/pdf/1609.04833.pdf>. Acessado em 14 dez 2016.
- [8] ENGLERT F.; BROUT R. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons, *Phys. Rev. Lett.* 13, 321. Bruxelles, 1964.
- [9] FERREIRA F.; FUKS B.; SANZ V.; SENGUPTA D. Probing CP-violating Higgs and gauge boson couplings in the Standard Model effective field the-

ory. Disponível em <https://arxiv.org/pdf/1612.01808.pdf>. Acessado em 14 dez. 2016.

- [10] GEORGI, Howard. **Interaction in Modern Particle Theory: Weak Interactions**. Cambridge: Dover Books. 2010.
- [11] GIUDICE G. F. NATURALLY SPEAKING: The Naturalness Criterion and Physics at the LHC. Geneva, 2008. Disponível em <https://arxiv.org/pdf/0801.2562v2.pdf>. Acessado em 01 dez. 2016.
- [12] GIUDICE G. F. Naturalness after LHC8. Geneva, 2013. Disponível em <https://arxiv.org/pdf/1307.7879v2.pdf>. Acessado em 01 dez. 2016.
- [13] GLASHOW S. L. Partial-symmetries of weak interactions, Nucl. Phys. 22, 579. Berkeley, 1961
- [14] GOLDSTONE J.; SALAM A.; WEINBERG S. Broken Symmetries. Physical Review. 127: 965–970. Cambridge, 1962.
- [15] GURALNICK G. S.; HAGEN C. R.; KIBBLE T. W.; "Global Conservation Laws and Massless Particles". Physical Review Letters. 13 (20): 585–587. London, 1964.
- [16] HAMED A. et.al. Nnaturalness. Princeton, 2016. Disponível em <https://arxiv.org/pdf/1607.06821v1.pdf>. Acessado em 04 dez. 2016.
- [17] HAN X-F' et.al. Little Higgs theory confronted with the LHC Higgs data. Yantai, 2013. Disponível em <https://arxiv.org/pdf/1301.0090v2.pdf>. Acessado em 04 dez. 2016.
- [18] HIGGS P.W. Broken symmetries and the masses of gauge bosons, Phys. Rev. Lett. 13, 508. Edingburgh, 1964.
- [19] HOOFT, Gerard 't et al. **Recent Developments in Gauge Theories**. New York: Plenum Press. 1980.
- [20] HOOFT, Gerard 't. Evolution of Quantum Field Theory: From QED to Grand Unification. Utrecht, 2015. Disponível em

- <https://arxiv.org/abs/1503.05007>. Acessado em 10 out. 2016 Weak Interactions. Zurich, 1996. Disponível em <https://arxiv.org/abs/hep-ph/9609230>. Acessado em 27 nov. 2016.
- [21] KAPLAN, David B. *Effective Field Theories*. University of Washington, 1995.
- [22] KAPLAN, David B. *Five Lectures on Effective Field Theory*. University of Washington, 1995.
- [23] LANGACKER, Paul. **Standard Model and Beyond**. Princeton: CRC Press. 2010.
- [24] MANOHAR, Aneesh V. *Effective Field Theories*. San Diego, 1996. Disponível em <https://arxiv.org/abs/hep-ph/9606222v1>. Acessado em 10 out. 2016.
- [25] NOVAES, S.F. *Standard Model: An Introduction*. São Paulo, 2000. Disponível em <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0001283v1>. Acessado em 10 set. 2016.
- [26] PANICO G. *The Composite Nambu–Goldstone Higgs*. Barcelona, 2015. Disponível em <https://arxiv.org/pdf/1506.01961v2.pdf>. Acessado em 04 dez. 2016.
- [27] PASSARINO G.; TROTT M. *The Standard Model Effective Field Theory and Next to Leading Order*. Disponível em <https://arxiv.org/pdf/1610.08356.pdf>. Acessado em 14 dez. 2016.
- [28] RICHTER B. *Is “naturalness” unnatural?* Invited talk presented at SUSY06: 14th International Conference On Supersymmetry And The Unification Of Fundamental Interactions. Irvine, 2006.
- [29] ROBINSON M. B.; BLAND K. R.; CLEAVER G. B.; DITTMAN J. R. *A Simple Introduction to Particle Physics Part I - Foundations and the Standard Model*. Waco, 2008. Disponível em <https://arxiv.org/pdf/0810.3328v1.pdf>. Acessado em 05 jun. 2016.

- [30] SALAM A.; WARD J. C. On a gauge theory of elementary interactions”.
Il Nuovo Cimento. 19: 165. doi:10.1007/BF02812723. London, 1961.
- [31] SALAM A.; WARD J. C. Electromagnetic and weak interactions. London,
1964.
- [32] SHER M. Electroweak Higgs potentials and vacuum stability. St. Louis,
1989.
- [33] SMETANA, Adam. **Electroweak Symmetry Breaking: By Dynamically
Generated Masses of Quarks and Leptons**. Switzerland: Springer. 2014.
- [34] SUSSKIND, L. Dynamics of spontaneous symmetry breaking in the
Weinberg-Salam theory. Phys. Rev. D20, 2619. 1979.
- [35] THOMSON, Mark. **Modern Particle Physics**. Cambridge: Cambridge
University Press. 2013.
- [36] WEINBERG S. A Model of Leptons. Phys. Rev. Lett. 19: 1264–1266. Ber-
keley, 1967.
- [37] WELLS, James D. Higgs naturalness and the scalar boson pro-
liferation instability problem. Ann Arbor, 2016. disponível em
<https://arxiv.org/abs/1603.06131v1>. Acessado em 01 dez. 2016.
- [38] WILSON, Kenneth G. The Renormalization Group and the ϵ expansion.
Princeton, 1974.
- [39] ZEE A. **Quantum Field Theory in a Nutshell**. Princeton: Princeton
University Press. 2010.