XXX Congresso de Iniciação Científica UNICAMP

Modelos de Geração de Massa de Neutrinos

Aluno: Ítalo Lambert Soares Andrade (IFGW - UNICAMP)
Orientador: Prof. Dr. Pedro Cunha de Holanda (IFGW - UNICAMP)

Palavras-Chave — Física Teórica, Física de Partículas, Física de Altas Energias, Neutrinos, Modelo Padrão, Higgs, Majorana, Seesaw, Geração de Massa

Abstract

The present work is a summary of the work developed in an undergraduate research project about neutrino mass generation models funded by CNPq. The project reads like a review article on the subject. The work covered mainly an introduction to the electroweak sector of the Standard Model, Dirac and Majorana mass terms and seesaw mechanisms.

Resumo

O presente trabalho é um resumo do trabalho desenvolvido na iniciação científica sobre modelos de geração de massa com bolsa do CNPq. O projeto é uma revisão sobre o assunto. O trabalho cobre principalmente uma introdução ao setor eletrofraco do Modelo Padrão, termos de massa de Dirac e Majorana e mecanismos tipo de gangorra – *seesaw*.

1 Introdução

O Modelo Padrão de Partículas Elementares (MP) descreve três das forças fundamentais – eletromagnética, fraca e forte – de forma teórica-consistente e condizente em grande precisão com resultados experimentais. Ele é a nossa melhor teoria de partículas elementares. Apesar de seu grande sucesso, ele não é completo. Por exemplo, ele é uma teoria baseada em teoria quântica de campos que por sua vez ainda tem problemas em fazer uma descrição completa da gravidade, que seria a quarta força fundamental. Há dificuldades de ordem cosmológica, como a origem da assimetria de antimatéria e matéria no universo ou o que é a matéria e energia escura. E tem o problema das massas dos neutrinos. No MP os neutrinos não tem massa. Isso porque quando ele foi feito, em tal se acreditava e esse era o modelo mais econômico. Descobriu-se porém, o fenômeno de oscilação de neutrinos, o que implica eles terem massa, ainda que muito pequena. Logo essa se tornou uma das questões mais importantes da física de neutrinos. O objetivo desse projeto foi estudar e explorar alguns dos possíveis modelos de geração de massa para eles.

2 Teoria Básica

Boa parte do projeto foi gasta para se alcançar uma compreensão razoável do Modelo Padrão; mais especificamente do seu setor eletrofraco (MPE), além de alguns temas básicos de física de partículas. Apresentamos agora brevemente algumas dessas noções.

2.1 O Modelo Padrão

A Figura 1 apresenta o quadro das partículas elementares. Nos férmions, todos de spin 1/2, temos os quarks, que sentem a força forte, e os léptons, que não. Há três geraçoes de léptons, a do elétron, múon e tau e seus respectivos neutrinos. A equação que descreve a dinâmica de partículas de spin 1/2 é a equação de Dirac. Os bósons vetoriais são os responsáveis pelas forças. Eles têm spin 1 e a equação que os descrevem é a equação de Proca. O fóton, o W e o Z são responsáveis pela interação eletromagnética e fraca. O Higgs é um bóson escalar, de spin 0, sua dinâmica é dada pela equação de Klein Gordon e ele é responsável pelo mecanismo de geração de massa do MP. O Modelo como um todo é descrito por uma lagrangeana, que, por princípios variacionais, levam às equações dinâmicas citadas de cada partícula com todas as suas interações.

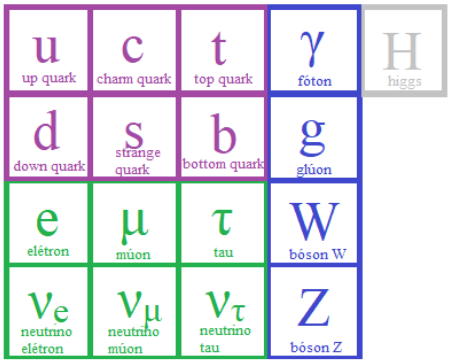

Figura 1: Quadro com as partículas elementares do Modelo Padrão

2.2 Setor Eletrofraco

O Modelo Padrão é uma teoria de calibre – em inglês, *gauge* –; isso é, suas interações, as três forças, surgem de uma invariância local de calibre. A exigência que a lagrangeana seja invariante a uma dada transformação – implicando portanto que ela tem uma simetria – leva a termos que misturam campos, que representam uma interação. Dessa forma, a interação pode ser vista como uma consequência da simetria.

Matematicamente, a simetria do modelo padrão é $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. A primeira parte está relacionada com a força forte e não foi explorada no trabalho. Podemos ignorá-la, uma vez que ela não se mistura com a outra interação: a eletrofraca. A teoria de calibre baseada em $SU(2)_L \times U(1)_Y$ descreve unificadamente a força eletromagnética e a força fraca. A lagrangeana desse setor está apresentada na Equação 1, onde se ignoram os quarks:

$$\mathcal{L} = i\sum_{\alpha} \overline{L}_\alpha \not{D} L_\alpha + i\sum_{\alpha} \overline{\ell}_{\alpha R} \not{D} \ell_{\alpha R} - \frac{1}{4}\mathbf{A}^{\mu\nu}\mathbf{A}_{\mu\nu} - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} + (D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi)$$
$$+ \mu^2\Phi^\dagger\Phi - \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 + \sum_{\alpha,\beta}(Y'_{\alpha\beta}\overline{L}'_{\alpha L}\Phi\ell'_{\beta R} + Y'^*_{\alpha\beta}\overline{\ell}'_{\beta R}\Phi^\dagger L'_{\alpha L}). \quad (1)$$

Os índices α e β correm sobre todos os léptons carregados. O dupleto $L_\alpha = (\nu_{\alpha L}\ \ell_{\alpha L})^T$ inclui as componentes de mão esquerda dos campos dos neutrinos e do lépton carregado correspondente. Essa componente, assim como a de mão direita, é autovetor do operador de quiralidade. A teoria é escrita de maneira a diferenciar essas duas componentes porque a força fraca é conhecida por violar simetria de paridade. Uma transformação do tipo 'espelho' altera os resultados da teoria. Os quatro primeiro termos da lagrangena possuem os termos cinéticos

dos campos, que resultam nos termos de partícula livre (sem massa) da equação de Proca e Dirac. Na derivada covariante D também estão encapsulados os bósons vetoriais que resulta em interações com os léptons no primeiro e segundo termo. O fóton, W± e o Z são combinações dos bósons A_1, A_2, A_3 (escritos juntos como um vetor, em negrito) e B.

2.3 Mecanismo de Higgs

O campo Φ é o dupleto do Higgs. O primeiro termo com Φ tem as componentes cinéticas e de interação desse campo com os bósons. O segundo e terceiro termo, servem como um potencial quártico que implica que o mínimo de energia desse campo não é quando $|\Phi| = 0$, embora o seu valor seja simétrico nesse valor. O mínimo se dá quando $|\Phi| = \sqrt{\mu^2/2\lambda} = v/\sqrt{2}$, e como o vácuo é o estado de menor energia, temos uma quebra espontânea de simetria quando trabalhamos em baixas energias. Assim, reescrevemos Φ como uma soma de um campo que vai a zero no vácuo e um valor esperado de vácuo (vev). Como resultado, aparecem do quinto termo da lagrangeana termos de massa para os bósons proporcionais ao vev.

O último termo da lagrangeana é o termo de Yukawa. Ele contém a interação dos léptons com o Higgs e, após a quebra espontânea de simetria, os termos de massa para os léptons carregados. É de se notar que, a lagrangeana original não contém os termos de massa explicitamente por eles não serem invariantes à simetria; a massa aparece depois da quebra espontânea de simetria em baixas energias. Os neutrinos, entretanto, continuam sem massa, pois essa interação usa uma componente de mão direita que originalmente não figura no MP.

3 Modelos

3.1 Termo de Massa de Dirac

A modificação mais simples à Lagrangeana que podemos fazer é acrescentar a componente de mão direita dos neutrinos (Equação 2). De onde teríamos de adicionar o termo cinético dessa componente e uma interação de Yukawa, que seria responsável, após quebra espontânea de simetria, a gerar a massa dos neutrinos, e que, para acontar pela sua pequeneza, deve ter constantes de acoplamento bem baixas. Muitos não acham que tal é 'natural'. Além disso, neutrinos de mão direita são estéreis, no sentido de que eles não interagem com nenhuma das três forças que figuram no modelo padrão. Esse modelo, porém, continua usando o mecanismo de Higgs, como todas as outras partículas massivas do Modelo Padrão, além de que uma simetria com o setor de quarks é criada e se tem conservação de número leptônico.

$$\mathcal{L}_1 = \mathcal{L} + i\sum_{\alpha} \overline{\nu}_{\alpha R}\partial\!\!\!/\nu_{\alpha R} + \sum_{\alpha,\beta} Y'^{\nu}_{\alpha\beta}\overline{L}'_{\alpha}\widetilde{\Phi}\nu'_{\beta R} + Y'^{\nu *}_{\alpha\beta}\overline{\nu}'_{\beta R}\widetilde{\Phi}^{\dagger}L'_{\alpha} \tag{2}$$

3.2 Neutrinos de Majorana

Há outras maneiras de se descrever férmions massivos além da com um spinor de duas componentes quirais – mão esquerda e direita – independentes. Caso ele seja neutro ele pode ser descrito como um férmion de Majorana, onde apenas uma componente quiral do campo é independente. A outra é relacionado a ela por uma operação de conjugação de carga e o resultado é que a partícula é igual a sua antipartícula. Isso produz previsões diferentes como violação de número leptônico.

O termo de massa de majorana é do tipo $-m(\overline{\nu}^c_L\nu_L + \overline{\nu}_L\nu^c_L)$, onde o c representa a conugação de carga da componente de mão esquerda. Uma lagrangeana que gera esse termo após de quebra espontânea de simetria e que tenha as simetrias eletrofraca é a lagrangeana de Weinberg (Equação 3).

$$\mathcal{L}_5 = -\frac{1}{\Lambda}\sum_{\alpha,\beta}\overline{L}'_\alpha\widetilde{\Phi}X'_{\alpha\beta}\widetilde{\Phi}^t L'^c_\beta + h.c. \tag{3}$$

Essa lagrangeana tem dimensão de energia 5, em unidades naturais, nos campos. Termos que contém dimensão maiores que quatro não são renormalizáveis. De forma que essa é apenas uma lagrangeana efetiva, cuja origem pode vir de nova física em altas energias. O fator Λ determina esta energia, e, se usados a faixa de valores da massa dos neutrinos, $\Lambda \sim 10^{15}$ GeV, que é próximo a escala de grande unificação. Essa é a idéia de gangorra (*seesaw*) onde a pequeneza da massa dos neutrinos é explicada por ela vir de mecanismos de física de altas energias.

Há algumas maneiras de se gerar a lagrangeana de Weinberg. Em interações de baixa ordem – desconsiderando autointerações – ela pode ser gerada por troca de um lépton pesado de Majorana entre um lépton do MP e o Higgs (mecanismo *seesaw* tipo 1) ou pela troca de um tripleto de léptons (seesaw tipo 3) ou ainda pela interação de um tripleto de Higgs com um par de léptons e um par de Higgs (*seesaw* tipo 2). A Figura 2 mostra os diagramsas de Feynman para essas interações.

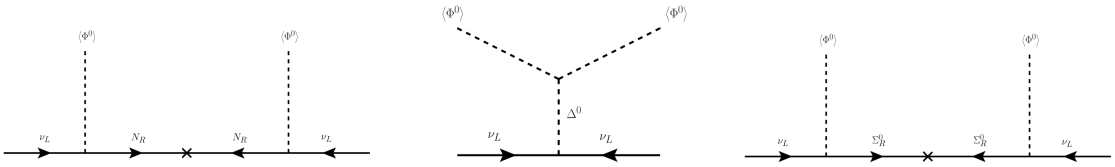

Figura 2: Diagramas de Feynman para o seesaw tipo 1, 2 e 3 da esquerda para a direita. Fonte: [1]

A lagrangeana $\mathcal{L}_5$ pode ser ainda gerada em correções radiativas, cujas vantagens residem em usar uma escala de energia menor, que são mais acessíveis com experimentos. Há ainda outras lagrangenas de dimensão mais altas que 5 que geram termo de massa de Majorana.

Apesar de se considerar aqui a existência de apenas a componente de mão esquerda nesses casos, há tratamentos mais gerais, como os que adicionam o termo de mão direita e, além do termo de massa de Dirac, se escrevem também termos de majorana para essa componente. Ou as teorias com operadores efetivos semelhantes a $\mathcal{L}_5$ – ou aos de dimensão maiores –, mas que envolvem campos diferente do modelo padrão, que geram termos de massa de Majorana ou Dirac. A natureza dos neutrinos ser de Dirac tem se tornado mais relevante, especialmente após as possíveis anomalias em oscilações reportadas, enquanto Majorana espera evidências como a confirmação de decaimento beta duplo sem neutrinos.

4 Considerações Finais

Há várias maneiras de se gerar a massa dos neutrinos. Cada teoria traz suas vantagens, seja mínima modificação ou conexão com teorias de nova física que visam ser mais completas. O problema da geração de suas massas é uma das maiores chances de conexões com física além do Modelo Padrão que temos atualmente. Várias questões pertinentes estão, ou podem estar, relacionadas, como a natureza de Dirac ou Majorana dessas partículas, cadidatos a matéria escura ou explicações sobre assimétria bariônica. Investigações sobre a geração de massa dos neutrinos são, assim, de enorme interesse teórico.

Referências

[1] Salvador Centelles Chuliá, Rahul Srivastava, and José W.F. Valle. Seesaw roadmap to neutrino mass and dark matter. 2018.

[2] Carlo Giunti and Chung W. Kim. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford University Press, New York, 2007.

[3] Ernest Ma. Neutrino mass: Mechanisms and models, 2009.

[4] Samoil M. Bilenky. Neutrinos: Majorana or dirac ? 2020.

[5] Dibartolomei A.P de Lima. Mecanismos de Geração de Massa para Neutrinos. Dissertação de Mestrado, 2010. Universidade Federal da Paraíba, João Pessoa.