

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA NATUREZA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA
MESTRADO EM FÍSICA



Jardson Ricardo De Souza Oliveira

Modelo Lepto-fóbico com um bóson Z' : Análise
sobre possível evidência de matéria escura.

João Pessoa - PB

2013

Jardson Ricardo De Souza Oliveira

Modelo Lepto-fóbico com um bóson Z' : Análise sobre possível evidência de matéria escura.

Dissertação submetida ao Departamento de Física da Universidade Federal da Paraíba, como parte dos requisitos para obtenção do Título de Mestre.

Orientador: Prof. Dr. Carlos Antônio de Sousa Pires

João Pessoa - PB

2013

O48m Oliveira, Jardson Ricardo De Souza.
Modelo lepto-fóbico com um bóson Z' : análise sobre
possível evidência de matéria escura / Jardson Ricardo De
Souza Oliveira.-- João Pessoa, 2013.
47f.
Orientador: Carlos Antônio de Sousa Pires
Dissertação (Mestrado) - UFPB/CCEN
1. Física. 2. Modelo padrão - extensão. 3. Hipercarga.
4. Matéria escura. 5. Aniquilação. 6. Bóson Z' .

UFPB/BC

CDU: 53(043)

Jardson Ricardo de Souza Oliveira

Modelo Lepto-fóbico com um bóson Z' : Análise sobre possível evidência de matéria escura.

Dissertação submetida ao Departamento de Física da Universidade Federal da Paraíba, como parte dos requisitos para obtenção do Título de Mestre.

Aprovada em fevereiro de 2013.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Carlos Antônio de Sousa Pires - Orientador
Universidade Federal da Paraíba

Prof. Paulo Sérgio Rodrigues da Silva
Universidade Federal da Paraíba

Prof. Eduardo Marcos Rodrigues dos Passos
Universidade Federal de Campina Grande

João Pessoa-PB

2013

Agradecimentos

Agradeço aos orientadores por toda paciência que tiveram, e por me orientar.

Ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) pelo suporte financeiro.

Sumário

Agradecimentos	iv
Resumo	vii
Abstract	viii
1 Introdução	1
2 O Modelo Padrão das Partículas Elementares	3
2.1 Conteúdo de matéria	3
2.2 Setor Eletro-fraco $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$	5
2.3 Setor dos Bósons de Gauge	10
2.4 Setor Escalar	12
2.5 Setor de Yukawa	13
2.6 Mecanismo de Higgs e Quebra Espontânea de Simetria	14
2.7 Análise no setor de Yukawa	20
2.7.1 Correntes Neutras e Correntes Carregadas	20
3 Estendendo o Modelo Padrão	
dada uma simetria $U(1)_{L_i-L_j}$	26
3.1 Um modelo sem anomalias	26
3.2 Introduzindo os Novos Bósons na Teoria:	28
3.3 Setor Escalar	29
3.4 O modelo e a Matéria Escura	32
4 Conclusão	36

Referências Bibliográficas

Resumo

O Modelo Padrão com sua simetria atual, está completo, porém ainda não é a palavra final para o estudo de física de física das partículas elementares, muitos dos experimentos realizados apresentam uma acumulação de dados que denotam a existência de Matéria Escura, ou seja, apontam para física nova que não pode ser descrita somente por ele; em meados de 2009, um excesso na fração do fluxo elétron/pósitron medida pelos experimentos do PAMELA[1],FERMI-Lat[2] e HESS[3], que puderam ser interpretados como possíveis evidências de aniquilação de matéria escura através de interação leptó-fóbica, instigaram os pesquisadores. Portanto, para descrever tal cenário, a seguir considerar-se-á a extensão do Modelo Padrão com o grupo de gauge $U_{L_i-L_j}(1)$ [4], para uma análise de como este pode ajudar a resolver esse problema do fluxo excessivo detectado.

Palavras chave: Modelo Padrão, Extensão do modelo, hipercarga, Matéria Escura, aniquilação, bóson Z' .

Abstract

The Standard Model with its current symmetry, is complete, but still not the final word for the study of elementary particle physics, and many of the experiments show an accumulation of data indicating the existence of Dark Matter, i.e., new physics that can not be described only by it; in mid-2009, an excess in the fraction of the flow of electron/positron experiments measured by the PAMELA[1], FERMI[2] and HESS[3], experiments that could be interpreted as possible evidence of dark matter annihilation through Lepto-phobic interaction, instigated researchers. Therefore, to describe such a scenario, the following will consider the extension of the standard model with the gauge group $U_{L_i-L_j}(1)$ [4], for an analysis of how this can help solve this problem of excessive flow detected.

Keywords: Standard Model, Model Extension of the model, hypercharge, Dark Matter, annihilation, Z' boson.

Capítulo 1

Introdução

O Modelo Padrão de interação das partículas elementares é descrito pelo grupo de simetria $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, possui várias maneiras de ser abordado, uma delas é a introdução de outros grupos nessa simetria para a formulação de física nova. Procurando explicar eventos não esperados na natureza, pode-se estender o modelo a ponto de se obter dados teóricos compatíveis com novos experimentos.

No segundo capítulo, uma revisão do Modelo padrão desenvolvendo a maioria dos aspectos principais do mesmo, enquanto no terceiro, será abordada uma extensão possível e a sua importância.

Existem várias propostas de extensão do Modelo Padrão, uma delas consiste em tentar responder o que seria um excesso no fluxo de pósitrons detectado nos experimentos do PAMELLA[1], FERMI-Lat[2], e HESS[3], que podem ser interpretados como possíveis eventos de aniquilação de Matéria Escura[5][6][7], porém, estudos teóricos feitos com a extensão $U_{L_i-L_j}(1)$ dada a seguir, com $i \neq j$, e $i, j = e, \mu, \tau$, apresentam um bóson de gauge neutro Z'_i , $i = 1, 2, 3$, de hipercarga usual nula. Claro que existem na literatura outras propostas de como a matéria escura deve interagir com a matéria, como o caso de oscilação de sabor para neutrinos produzidos pela possível aniquilação de partículas de Matéria Escura no Sol, etc.

Porém, para o modelo com os novos bósons introduzidos, observaremos a presença de uma nova hipercarga $Y' = L_i - L_j \neq 0$, que irá interagir com as três famílias de léptons do Modelo Padrão, mas não irá interagir com os bósons, ou os hádrons da teoria já existente[4], esta simetria não apresenta anomalias, e também não apresenta

férmions exóticos[4], tal que Z' adquiere massa através do mecanismo de Higgs, dado o campo escalar que denominaremos de sigma ' σ' '.

Modelo este, que pode ser testado através de experimentos de ressonância de pares $\mu^+ \mu^- \rightarrow \mu^+ \mu^- (\tau^+ \tau^-)$, já que estes não se apresentam tão restringidos pelas pesquisas em colisores, como exemplo: o LEP, LEP(2), TEVATRON, e LHC, então, podemos esperar uma correlação entre o momento magnético anômalo do múon, ou seja, o $(g - 2)_\mu$, e o novo bóson[4][5].

Dessa forma, pode-se introduzir um possível candidato à Matéria Escura Fria, denominado férmion de Dirac (ψ_D), com um número de hipercarga $Y' = L_i - L_j$ não nulo, no intuito de explicar o excesso na fração do espectro elétron/pósitron dos experimentos citados acima através do mecanismo de aniquilação de Matéria Escura, caso haja interação entre Z' e o candidato à Matéria Escura, Z' será o principal mediador para aniquilação de Matéria Escura, ou seja, à aniquilação desse candidato no novo bóson de gauge Z' [6], e este por sua vez decaindo em léptons do Modelo Padrão já conhecido, oferecendo uma possível explicação para o excesso de elétrons/pósitrons sem excesso de anti-prótons observado pelos experimentos.

(A seguir as constantes de Planc, e a velocidade da luz estarão sendo consideradas iguais a um nas equações que se seguem por conveniência. ($\hbar = c = 1$))

Capítulo 2

O Modelo Padrão das Partículas Elementares

2.1 Conteúdo de matéria

O modelo conhecido agora como "Modelo Padrão"(MP) é o resultado de um longo desenvolvimento e de muitas contribuições audaciosas, entres as quais S. L. Glashow [8], S. Weinberg [9], e A. Salam [10] são especialmente notáveis. Considere primeiro o modelo na sua forma puramente leptônica, o qual denota a motivação e seus principais aspectos.

Um total de 24 partículas elementares(e suas anti partículas), das quais, 12 mediadores das forças elementares, 6 quarks,3 léptons carregados e 3 léptons neutros(neutrinos), compõem o modelo. Com o avanço da tecnologia, a única partícula que falta ser detectada, pode ter em breve sua detecção confirmada, após experimentos recentes realizados no LHC-CERN [11], onde uma ressonância de aproximadamente 125 GeV fora detectada, indicando fortemente a descoberta do bóson de Higgs [12], partícula essencial para o mecanismo de geração de massa das partículas do modelo.

O espectro de fermions da teoria, pode ser descrito em dubletos e singletos, os dubletos caracterizam o grupo de simetria $SU(2)$, e os singletos caracterizam o grupo de simetria $U(1)$:

$$L_e = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R; L_\mu = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \mu_R; L_\tau = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \tau_R.$$

$$Q_1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R; Q_2 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R; Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, t_R, b_R.$$

É importante notar que no modelo padrão os neutrinos não apresentam massa, pois, no início de sua formulação, não havia indícios que essas partículas fossem massivas, e portanto não apresentam quiralidade de mão direita. Podemos usar a notação simplificada, daqui por diante: $L_j = L_e, L_\mu, L_\tau$, para os dubletos de léptons, e para os quarks: Q_{jL} , tal que, o subscrito L , indique a quiralidade de mão esquerda, e ainda, $e_{jL} = e_L, \mu_L, \tau_L$ e $e_{jR} = e_R, \mu_R, \tau_R$, denotem os léptons de mão direita, com $j = 1, 2, 3$, não esquecendo de Q_{jR} , representando os quarks de mão direita, com o índice j indicando um rótulo para cada uma das três famílias. Os campos citados acima, e como eles interagem, são descritos pelo grupo de simetria: $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. Onde os índices indicam **Cor**(interações fortes), **Isospin**(interações fracas) e **Hipercarga Fraca**. O grupo de gauge das interações fortes não se altera no processo de **Quebra Espontânea de Simetria (QES)**; e os geradores dos grupos $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, através da relação de Gell-Mann-Nishijima[13][14], combinam-se para formar o gerador de carga elétrica associada a Eletrodinâmica Quântica, $U_{QED}(1)$.

Podemos definir então o operador carga elétrica, de maneira tal que ele forneça a carga elétrica correta para as partículas através dos geradores diagonais dos grupos $U(1)$ e $SU(2)$, que para o grupo $SU(2)$ são as matrizes $\tau^a \equiv \frac{\sigma^a}{2}$, onde σ^a são as matrizes de Pauli, com $a = 1, 2, 3$, de tal maneira que o operador τ^3 forneça a terceira componente de isospin das partículas e o gerador do grupo $U(1)$ é a hipercarga fraca Y , de maneira tal que podemos construir o operador carga elétrica na forma:

$$Q = \tau^3 + \frac{Y}{2}, \quad (2.1)$$

onde a hipercarga dos léptons é dada por $Y_{L_j} = -1$ e $Y_{e_{jR}} = -2$ e a hipercarga dos quarks por $Y_{Q_j} = \frac{1}{3}$, $Y_{u_R, c_R, t_R} = \frac{4}{3}$ e $Y_{d_R, s_R, b_R} = \frac{-2}{3}$.

$$\text{Exemplo: } Q = \begin{pmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 \end{pmatrix} + \frac{Y_{L_j}}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Com os valores dados acima para a hipercarga, temos a os respectivos valores de carga dos férmions de mão esquerda.

E podemos portanto construir a densidade Lagrangeana que seja invariante pela simetria de Lorentz, pelos grupos de gauge, e renormalizável, que pode ser escrita como:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{escalar} + \mathcal{L}_{leptons} + \mathcal{L}_{quarks} + \mathcal{L}_{Yukawa}, \quad (2.2)$$

Cada uma destas densidades Lagrangeanas será analisada a seguir, começando pela Lagrangeana de férmions, tal como ela é escrita a mesma não é invariante de gauge, daí a importância de introduzirmos a notação de derivada covariante, para que essa invariância de gauge seja atendida de acordo com a transformações dos grupos de simetria.

A Lagrangeana escalar será de grande papel no mecanismo de quebra de simetria, analisando o mínimo do potencial escalar, chegaremos a grandes conclusões da teoria, por exemplo, a existência de um vácuo não nulo, que leve a quebra espontânea de simetria, fazendo com que os férmions da teoria venham a adquirir massa

A Lagrangeana Yukawa vem da necessidade de obter massa para os férmions da teoria; para a construção do modelo o campo escalar atuará com um mecanismo de geração de massa, pois, termos de massa explícita não são invariantes de gauge pelos grupos de simetria, salientando também que a construção do MP, é feita apenas com campos sem massa. E na Lagrangeana de Yukawa observamos como esses férmions adquirem massa.

E para a Lagrangeana de Quarks, que também são férmions, a análise será semelhante àquela dos férmions, com mais algumas peculiaridades.

2.2 Setor Eletro-fraco $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

Devemos analisar como a Lagrangeana deve ser invariante, devido a simetria dos grupos $U(1)$ e $SU(2)$. Nesse setor os campos se transformam pelos grupos de gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, de maneira tal, que férmions de mão esquerda com índice subscrito 'L',

são organizados em dubletos de SU(2), e os de mão direita com índice subscrito 'R' são organizados em singletos de SU(2). Então façamos primeiramente para os multipletos de léptons¹

$$L_e = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R; L_\mu = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \mu_R; L_\tau = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \tau_R$$

$$Q_1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R; Q_2 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R; Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, t_R, b_R.$$

Ou em notação simplificada:

$$L_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ e_i \end{pmatrix}_L, e_{i,R}. \quad (2.3)$$

$$Q_{jL} = Q_1, Q_2, Q_3 \quad (2.4)$$

$$Q_{kR} = u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R. \quad (2.5)$$

Para os dubletos de férmions $i = e, \mu, \tau$, $e, j = 1, 2, 3$, e para os singletos de férmions: $e_i = e_R, \mu_R, \tau_R$, para os quarks: $k = 1, \dots, 6$.

A lagrangeana de Dirac para os férmions sem massa é escrita como:

$$\mathcal{L} = \bar{L}_i i \partial_\mu \gamma^\mu L_i + \bar{e}_{iR} i \partial_\mu \gamma^\mu e_{iR} + \bar{Q}_{jL} i \partial_\mu \gamma^\mu Q_{jL} + \bar{Q}_{kR} i \partial_\mu \gamma^\mu Q_{kR} \quad (2.6)$$

De maneira geral, seja ψ um campo, tal que apresente a seguinte simetria (de gauge local)² translacional:

¹Usaremos o sistema de unidades Natural, onde $\hbar = c = 1$, sendo \hbar a constante de Planck e c é a velocidade da luz.

²As Teorias de Gauge, também chamadas de Teorias de Calibre, representam uma classe de teorias baseadas na idéia de que as transformações de simetria podem ser locais ou globais. Essa idéia aplica-se não somente às teorias de campo, mas aos sistemas de dimensão finita, como alguns descritos por equações diferenciais ordinárias. Muitas teorias são descritas por lagrangianas que são invariantes sob determinados grupos de transformações de simetria. Quando tais grupos são invariantes sob uma

$$\psi \rightarrow \psi'(x) = G(x)\psi(x) \quad (2.7)$$

Com

$$G = \exp\left(\frac{i}{2}\tau_a\alpha_a(x)\right) \quad (2.8)$$

e $a = 1, 2, 3$. Portanto o gradiente se transforma

$$\partial_\mu\psi \rightarrow G\partial_\mu\psi + (\partial_\mu G)\psi \quad (2.9)$$

A lagrangeana em (2.6), não permanece invariante por transformações desse tipo, sendo assim necessário fazer uma modificação para deixá-la invariante de gauge.

Os férmions devem interagir através da troca de bósons de gauge da teoria no intuito de descrever a matéria conhecida, e os campos de interação. Para a forma geral dessas interações, teremos em mão o 'princípio de gauge', ou seja, a lagrangeana de Dirac para os férmions deve ser invariante por transformações locais sob algum grupo de simetria, de modo, que assim introduziremos os bósons de gauge na teoria, e fixamos a forma das interações dos bósons com os férmions.

Deve-se então, redefinir a derivada usual, para que ela atue nos campos deixando a lagrangeana invariante pelo grupo de simetria $SU_L(2) \otimes U_Y(2)$, denominada derivada covariante.

Para os dubletos:

$$D_\mu \equiv I\partial_\mu + igW_\mu + i\frac{g'}{2}B_\mu Y \quad (2.10)$$

Onde

transformação em cada ponto do espaço, esses grupos descrevem uma simetria global. Em uma Teoria de Gauge, a exigência de que as transformações sejam globais é deixada de lado, e a lagrangiana possui uma simetria meramente local. Isso pode ser visto como uma generalização do princípio de equivalência da Relatividade Geral, onde em que cada ponto do espaço-tempo é permitida uma escolha de um referencial local.

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

e g é identificada como uma constante de acoplamento, e a matriz identidade 2×2 , serve para lembrar que os operadores possuem essa dimensão. O vetor W_μ , é uma matriz 2×2 da forma:

$$W_\mu = \frac{1}{2} \tau^a w_\mu^a = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} w_3 & w_1 - iw_2 \\ w_1 + iw_2 & -w_3 \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

Os três campos de gauge $\mathbf{w}_\mu = (w_1, w_2, w_3)$, denotam isovetores que possuem índice de isospin a , de 1 até 3.

Esses campos são introduzidos juntos da derivada de modo a obter a generalização do gradiente da forma

$$D_\mu \psi \rightarrow D'_\mu \psi' = G(D_\mu \psi) \quad (2.13)$$

Isto é necessário para demonstrar como W_μ se transforma sob transformações de gauge. Ou seja,

$$D'_\mu \psi' = (\partial_\mu + ig W'_\mu) \psi' = \partial_\mu \psi' + ig W'_\mu \psi' = G(D_\mu \psi) \quad (2.14)$$

Substituindo D_μ no lado direito da equação, chegamos ao seguinte resultado

$$W'_\mu G = G W_\mu + \frac{i}{g} \partial_\mu G \quad (2.15)$$

isolando W'

$$W'_\mu = G \left[W_\mu + \frac{i}{g} G^{-1} (\partial_\mu G) \right] G^{-1} \quad (2.16)$$

Substituindo $G = 1 + \frac{i}{2}\tau^a \alpha^a$, com α sendo parâmetros infinitesimais, $W'_\mu = \frac{1}{2}\tau^a w'_\mu{}^a$ e $W_\mu = \frac{1}{2}\tau^a w_\mu{}^a$, encontramos

$$w'_\mu{}^a = w_\mu{}^a - \frac{1}{g}(\partial_\mu \alpha^a) - \epsilon_{abc} \alpha^b w_\mu{}^c \quad (2.17)$$

Tal que esses w_μ carregam a estrutura do grupo, e esse resultado em componentes mostra que a regra de transformação depende das constantes de estrutura do grupo ϵ_{abc} , e não da representação do grupo, pois para o grupo $SU(2)$, o comutador é dado por

$$[\tau^i, \tau^j] = 2i\epsilon_{ijk}\tau^k \quad (2.18)$$

O que indica uma nova característica comparada ao eletro-magnetismo³, que surge da não comutatividade das transformações de gauge, em outras palavras da natureza não abeliana do grupo de simetria.

Para os singletos:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g'}{2}B_\mu Y \quad (2.19)$$

$$B_\mu \rightarrow B'_\mu = B_\mu - \frac{1}{g'}\partial_\mu \alpha \quad (2.20)$$

Pode-se agora, construir uma Lagrangeana seguindo a teoria de gauge de isospin na forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{fermions} &= i\bar{L}_i(\gamma_\mu D_L^\mu)L_i + i\bar{e}_{iR}\gamma_\mu D_R^\mu e_{iR} + i\bar{Q}_{jL}\gamma_\mu D_\mu Q_{jL} + i\bar{Q}_{kR}\gamma_\mu D_\mu Q_{kR} \\ &= i\bar{L}_i[\gamma_\mu(\partial^\mu + i\frac{g}{2}\tau^a w^{a\mu} + i\frac{g'}{2}B^\mu Y)]L_i + i\bar{e}_{iR}[\gamma_\mu(\partial^\mu + i\frac{g'}{2}B^\mu Y)]e_{iR} \\ &+ i\bar{Q}_{jL}[\gamma_\mu(\partial^\mu + i\frac{g}{2}\tau^a w^{a\mu} + i\frac{g'}{2}B^\mu Y)]Q_{jL} + i\bar{Q}_{kR}[\gamma_\mu(\partial^\mu + i\frac{g'}{2}B^\mu Y)]Q_{kR} \end{aligned} \quad (2.21)$$

³Que apresenta uma natureza abeliana no seu grupo de simetria.

Substituindo as respectivas hipercargas, já citadas anteriormente, chegamos a forma explícita para os férmions:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{fermions} = & -\frac{1}{2}(\bar{\nu}_{e_i} \quad \bar{e}_i)_L \begin{pmatrix} g\gamma_\mu w^{3\mu} - g'\gamma_\mu B^\mu & g\gamma_\mu(w^{1\mu} - iw^{2\mu}) \\ g\gamma_\mu(w^{1\mu} + iw^{2\mu}) & -g\gamma_\mu w^{3\mu} - g'\gamma_\mu B^\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{e_i} \\ e_i \end{pmatrix}_L + g'\bar{e}_{iR}\gamma_\mu B^\mu e_{iR} \\
& + -\frac{1}{2}(\bar{u}_j \quad \bar{d}_j)_L \begin{pmatrix} g\gamma_\mu w^{3\mu} + \frac{1}{3}g'\gamma_\mu B^\mu & g\gamma_\mu(w^{1\mu} - iw^{2\mu}) \\ g\gamma_\mu(w^{1\mu} + iw^{2\mu}) & -g\gamma_\mu w^{3\mu} + \frac{1}{3}g'\gamma_\mu B^\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_j \\ d_j \end{pmatrix}_L \\
& - \frac{2}{3}g'\bar{u}_{jR}\gamma_\mu B^\mu u_{jR} + \frac{1}{3}g'\bar{d}_{jR}\gamma_\mu B^\mu d_{jR}
\end{aligned} \tag{2.22}$$

Com a lagrangeana de férmions em mãos, veremos mais a diante como obter as correntes carregadas, neutras e a corrente da QED, além do mais, como chegar no mecanismo de quebra espontânea de simetria, para a geração de massa dos férmions da teoria.

2.3 Setor dos Bósons de Gauge

Temos que descrever como se dá a dinâmica dos campos acima, pois, como na QED o termo cinético para o fóton, que é o bóson de gauge associado é descrito por:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}f^{\mu\nu}f_{\mu\nu}. \tag{2.23}$$

Tal que $f_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$; como a QED é uma teoria abeliana, o grupo $U(1)_Y$ tem a mesma estrutura para seus bósons de gauge, mas devemos encontrar a forma explícita para o caso não abeliano dos grupos $SU(2)$ e $SU(3)$.

Em analogia com o eletro-magnetismo podemos escrever o tensor:

$$F^{\mu\nu} = \frac{i}{g}[D^\nu, D^\mu] \tag{2.24}$$

$$= \partial^\nu W^\mu - \partial^\mu W^\nu + ig[W^\nu, W^\mu] \tag{2.25}$$

Definimos o seguinte objeto

$$\tilde{F}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} F_{\mu\nu}^a \cdot \tau^a \quad (2.26)$$

O campo $F_{\mu\nu}^a$, representa o campo de gauge associado á teoria não abeliana, para $SU(2)$, temos $a = 1, 2, 3$, mas para $SU(3)$, temos $a = 1, \dots, 8$. Para que novamente a lagrangeana seja invariante de gauge, temos que escrever um termo com $F_{\mu\nu}^a$, singlete por $SU(N)$, e apesar dos infinitos termos que podem ser escritos, estamos interessados apenas em termos que levem a teorias renormalizáveis, então, o termo a ser escrito de maneira que atenda a essa especificação é o termo invariante de gauge:

$$\tilde{F}_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{b\mu\nu} \tau^a \tau^b \quad (2.27)$$

e portanto construímos o termo cinético da teoria como

$$Tr[\tilde{F}_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}] = \frac{1}{2} F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a \quad (2.28)$$

já que $Tr[\tau^a \tau^b] = 2\delta^{ab}$, a Lagrangeana dos termos cinéticos é então escrita

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} Tr[\tilde{F}_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}] \quad (2.29)$$

E escrevemos assim a lagrangeana de gauge para o setor eletro-fraco:

$$\mathcal{L}_{BG} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} \quad (2.30)$$

$F_{\mu\nu}^i$ é dado acima em (2.25), e possui simetria não abeliana do grupo $SU(2)$, $SU(2)$, no entanto $G_{\mu\nu}$ escrito a seguir, possui simetria abeliana, respectiva ao grupo $U(1)$, análoga ao caso do eletro-magnetismo:

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.31)$$

Como termos de massa explícita são explícitas na teoria, temos portanto quatro bósons de gauge sem massa, mas devido a quebra de simetria no setor eletro-fraco, veremos como os bósons de gauge associados aos grupos $SU(2) \otimes U(1)$ obterão massa.

2.4 Setor Escalar

Considere a Lagrangeana que descreve o campo escalar real ϕ , dada pela Lagrangeana de Klein-Gordon

$$\mathcal{L}_{K-G} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) - V(\phi) \quad (2.32)$$

Se o potencial é par

$$V(\phi) \rightarrow V(-\phi) \quad (2.33)$$

então a Lagrangeana é invariante sob

$$\phi \rightarrow -\phi \quad (2.34)$$

É conveniente considerar o potencial explicitamente

$$V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2 \phi^2 + |\lambda|\phi^4 \quad (2.35)$$

μ^2 é considerado o termo de massa e λ é chamado de auto-acoplamento, seja λ positivo, temos a condição necessária para que o potencial seja limitado por baixo, ou seja, condição para encontrarmos um mínimo para o potencial em questão, por meio

do valor esperado de ϕ . Os termos quárticos também podem ser adicionados devido a teoria do MP, para garantir a estabilidade do potencial. Termos de ordem maior que quatro não são incluídos devido a renormalizabilidade da teoria. Introduzimos assim a derivada covariante novamente, dado que ϕ é um dubleto por $SU(2)$ e possui hipercarga $Y = 1$ e obtemos

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Escalar} &= (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) - \frac{\mu^2}{2} (\phi^\dagger \phi)^2 \\
&+ \frac{g'^2}{4} \phi^\dagger B_\mu B^\mu \phi + \frac{gg'}{2} \phi^\dagger (\tau^a \cdot W_\mu^a) B^\mu \phi + \frac{g^2}{4} \phi^\dagger (\tau^a \cdot W_\mu^a) (\tau^b \cdot W^{b\mu}) \phi \\
&+ [i \frac{g'}{2} \phi^\dagger B_\mu \partial^\mu \phi + i \frac{g}{2} \phi^\dagger (\tau^a \cdot W_\mu^a) \partial^\mu \phi + h.c.], \tag{2.36}
\end{aligned}$$

h.c. significa hermitiano conjugado. Mais a frente discutiremos os resultados que advirão da equação das Lagrangeanas acima.

2.5 Setor de Yukawa

Termos do tipo $M\bar{\psi}\psi$, com ψ representando qualquer férmion carregado, não são invariantes pela simetria de gauge, logo com esses termos explícitos de massa para férmions carregados, podemos construir uma Lagrangeana que através da QES gere massa para os mesmos, com os seus acoplamentos com escalares. Para léptons e quarks temos:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Yukawa} &= g_e \bar{L}_e \phi e_R + g_\mu \bar{L}_\mu \phi \mu_R + g_\tau \bar{L}_\tau \phi \tau_R \\
&+ g^d ij \bar{Q}_{iL} \phi d_{Rj} + g^u \bar{Q}_{iL} \tilde{\phi} u_{jR} \\
&+ h.c. \tag{2.37}
\end{aligned}$$

Onde ϕ é o dubleto de escalar carregado

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}. \tag{2.38}$$

Temos $\tilde{\phi} = i\sigma_2\phi^*$, dado σ_2 ser a matriz de Pauli

$$\begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.39)$$

Devemos ver agora o mecanismo que atribui massa a esse modelo, dado que até agora as partículas não possuem massa, e vamos verificar também como são as interações decorrentes das mesmas.

2.6 Mecanismo de Higgs e Quebra Espontânea de Simetria

De posse do potencial acima na equação 2.35, e do dubleto de escalar carregado, construímos o potencial

$$V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2\phi^\dagger\phi + \frac{1}{4}|\lambda|(\phi^\dagger\phi)^2. \quad (2.40)$$

Calculamos o mínimo deste potencial, ou seja o vácuo da teoria, de maneira tal que ao analisarmos o valor esperado do vácuo da teoria temos

$$\left\langle \frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} \right\rangle_0 = \frac{\mu^2}{2}\langle \phi^\dagger \rangle_0 + \frac{\lambda}{2}\langle \phi^\dagger \phi \rangle_0 \langle \phi^\dagger \rangle_0 = 0. \quad (2.41)$$

Para valores positivos do parâmetro μ^2 , e como λ é positivo definido, o que garante que o potencial seja limitado por baixo, a única solução é $\langle \phi \rangle_0 = 0$ e não haverá quebra de simetria para a expansão deste potencial em pequenas oscilações.

Caso o parâmetro μ^2 , seja negativo definido temos: $\mu^2 = -|\mu^2|$, verificamos portanto que

$$-\frac{\mu^2}{2}\langle \phi^\dagger \rangle_0 + \frac{\lambda}{2}\langle \phi^\dagger \phi \rangle_0 = 0. \quad (2.42)$$

Encontramos

$$\langle \phi^\dagger \phi \rangle_0 = \frac{|\mu^2|}{\lambda}, \quad (2.43)$$

tal que dubleto de escalar é

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}. \quad (2.44)$$

Mas, se reescrevendo ϕ^+ e ϕ^0 (escalares complexos) como a combinação de quatro campos reais,

$$\begin{aligned} \phi^+ &= \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi^0 &= \phi_3 + i\phi_4 \end{aligned} \quad (2.45)$$

Os valores esperados do vácuo possíveis são dados por

$$\langle \phi_1 \rangle_0^2 + \langle \phi_2 \rangle_0^2 + \langle \phi_3 \rangle_0^2 + \langle \phi_4 \rangle_0^2 = \frac{|\mu^2|}{\lambda}. \quad (2.46)$$

Esse resultado é de extrema importância, primeiro, os valores esperados do vácuo de ϕ_1 e ϕ_2 , devem ser nulos para que a carga elétrica seja conservada, do contrário o vácuo possuiria carga elétrica.

Sendo assim, escolhemos o valor esperado do vácuo (vev) de $\langle \phi_3 \rangle = v = \sqrt{\frac{|\mu^2|}{\lambda}}$, e retiramos a degenerescência infinita que havia antes, e pela escolha de um vev, quebramos espontaneamente a invariância do vácuo perante a simetria do modelo.

Feito isto, basta redefinirmos o campo ϕ e substituírmos na Lagrangeana analisando o caso de pequenas oscilações para observar o efeito dessa quebra de simetria no MP.

$$\phi = \phi' + \langle \phi^0 \rangle = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ h + v + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

Mudaremos apenas o rótulo de ϕ_3 por h . Para a teoria de interações fraca e eletromagnéticas descritas pelas Lagrangeanas 2.2, e 2.36, não é satisfatória, por duas razões simples: Ela contém quatro bósons de gauge sem massa (W^1, W^2, W^3, B^μ), no entanto a natureza possui apenas um, o fóton. Além do mais, a invariância global do grupo $SU(2)$ proíbe um termo de massa para o elétron. Nossa tarefa é modificar a teoria tal que a carga elétrica seja conservada, apenas um bóson continue sem massa, e o elétron venha a adquirir massa.

Com a escolha do vev acima, que quebra ambas simetrias $SU(2)$ e $U(1)$, mas preserva uma invariância sob a simetria U_{QED} gerada pelo operador de carga elétrica; Devemos ressaltar o fato de que um bóson de Goldstone [15], é um elemento associado com cada gerador do grupo de gauge que não deixa o vácuo invariante, elemento que aparece quando analisamos as pequenas oscilações, mas será absorvido devido a uma escolha simples de gauge.

Dessa forma, o vácuo é deixado invariante por um gerador \mathcal{G} se

$$e^{\mathcal{G}}\langle\phi\rangle_0 = \langle\phi\rangle_0 \quad (2.48)$$

Por uma transformação infinitesimal, a equação acima se torna

$$(1 + \mathcal{G})\langle\phi\rangle_0 = \langle\phi\rangle_0. \quad (2.49)$$

Portanto a condição para que \mathcal{G} deixe o vácuo invariante é

$$\mathcal{G}\langle\phi\rangle_0 = 0. \quad (2.50)$$

Calculamos se o vácuo é deixado invariante para os geradores do grupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$

$$\tau_1\langle\phi\rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{v}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \quad (2.51)$$

$$\tau_2 \langle \phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i \frac{v}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \quad (2.52)$$

$$\tau_3 \langle \phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \neq 0, \quad (2.53)$$

$$Y \langle \phi \rangle_0 = +1 \langle \phi \rangle_0 \neq 0. \quad (2.54)$$

Porém,

$$Q \langle \phi \rangle_0 = [\tau_3 + \frac{Y}{2}] \langle \phi \rangle_0 = 0. \quad (2.55)$$

Ora, todos os geradores são quebrados, mas a combinação linear correspondente à carga elétrica não é. O fóton permanecerá sem massa, enquanto os outros três bósons de gauge irão adquirir massa.

A parametrização do campo ϕ , pode ser feita por

$$\phi = \frac{(v+h)}{\sqrt{2}} \exp(i \frac{\tau^i \zeta^i}{2v}) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

$$\phi = \frac{(v+h)}{\sqrt{2}} \left\{ \mathbf{1} + i \frac{\tau^i \zeta^i}{2v} \right\} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (2.57)$$

Os índices i , vão de 1 até 3, e τ^i já fora definida acima, continuemos

$$\phi = \frac{(v+h)}{\sqrt{2}} \left\{ \mathbf{1} + \frac{i}{2v} \begin{pmatrix} \zeta^3 & \zeta^1 - i\zeta^2 \\ \zeta^1 + i\zeta^2 & -\zeta^3 \end{pmatrix} \right\} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

$$\phi = \frac{(v+h)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2v} \begin{pmatrix} \zeta^1 + i\zeta^2 \\ -i\zeta^3 \end{pmatrix}. \quad (2.59)$$

O que nos leva a

$$\phi \simeq \begin{pmatrix} \frac{\zeta^2 + i\zeta^1}{2\sqrt{2}} \\ \frac{v+h-\zeta^3}{2\sqrt{2}} \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\text{bilineares}) \quad (2.60)$$

Mas pela invariância de gauge podemos tomar

$$\phi \rightarrow \phi' = \exp\left(-i\frac{\tau^i \alpha^i}{2}\right)\phi. \quad (2.61)$$

Substituímos na equação 2.56 e fixando o gauge, como $\alpha^i = \frac{\zeta}{v}$, temos

$$\phi' = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (2.62)$$

Substituindo na Lagrangeana com o dubleto de escalar, obtemos

$$\mathcal{L} = \frac{(\partial_\mu h)^2}{2} + \frac{(v+h)^2}{8} [gw_\mu^i w^{i\mu} - 2gg'w_\mu^3 B^\mu + g'^2 B_\mu B^\mu]. \quad (2.63)$$

Abrindo o somatório em i , com $i = 1, 2, 3$, e redefinindo

$$\begin{aligned} W_\mu^+ &= \frac{[w_\mu^1 - iw_\mu^2]}{\sqrt{2}} \\ W_\mu^- &= \frac{[w_\mu^1 + iw_\mu^2]}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (2.64)$$

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{(g^2 + g'^2)}} (g'w_\mu^3 + gB_\mu) \quad (2.65)$$

$$Z_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{(g^2 + g'^2)}} (g'w_\mu^3 - gB_\mu). \quad (2.66)$$

E

$$\begin{aligned}
gW_\mu^3 W^{3\mu} - gg'W_\mu^3 B^\mu + g'^2 B_\mu B^\mu &= \\
(gW_\mu^3 - g'B_\mu)(gW^{3\mu} - g'B^\mu) &= (g^2 + g'^2)Z_\mu^0 Z^{0\mu}.
\end{aligned} \tag{2.67}$$

A Lagrangeana sem o termo cinético fica

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= \frac{g^2 v^2 W_\mu^+ W^{-\mu}}{4} + \frac{(g^2 + g'^2)v^2 Z_\mu^0 Z^{0\mu}}{8} \\
&+ \frac{g^2 v h W_\mu^+ W^{-\mu}}{2} + \frac{(g^2 + g'^2)v h Z_\mu^0 Z^{0\mu}}{4} \\
&+ \frac{g^2 h^2 W_\mu^+ W^{-\mu}}{4} + \frac{(g^2 + g'^2)h^2 Z_\mu^0 Z^{0\mu}}{8}.
\end{aligned} \tag{2.68}$$

Pode-se concluir então que

$$M_W^2 = \frac{g^2 v^2}{4} \tag{2.69}$$

$$M_{Z^0}^2 = \frac{(g^2 + g'^2)v^2}{4}. \tag{2.70}$$

Ou ainda na base $\begin{pmatrix} B_\mu \\ w_\mu^3 \end{pmatrix}$ vejamos

$$\frac{v^2}{4} \begin{pmatrix} B_\mu & w_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g'^2 & -gg' \\ -gg' & g^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ w_\mu^3 \end{pmatrix} \tag{2.71}$$

Como escrito na equação 2.6, logo a matriz

$$M = \frac{v^2}{4} \begin{pmatrix} g'^2 & -gg' \\ -gg' & g^2 \end{pmatrix}. \tag{2.72}$$

É a matriz de massa dos bósons de gauge, e após diagonalizar M, encontramos os bósons A_μ (fóton), e Z_μ^0 , dados nas equações 2.6 e 2.70.

2.7 Análise no setor de Yukawa

Seja o Setor de Yukawa, após a quebra de simetria, quando $\phi = H$ desenvolve vev, onde $H = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$ temos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} = & g_{e_i} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_{e_{iL}} & \bar{e}_{iL} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} e_R + g_{qu} \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} u_R + g_{qd} \begin{pmatrix} \bar{u}_L & \bar{d}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{v+h}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} d_R \\ & + h.c.. \end{aligned} \quad (2.73)$$

Da relação $\bar{\psi}\psi = \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L$ (note $i = 1, 2, 3, e_i = e, \mu, \tau$) somos levados a

$$g_{e_i} v \bar{e}_i e_i + g_{qu} v \bar{u} u + g_d v \bar{d} d \quad (2.74)$$

De maneira tal, que às massas dos férmions são dadas por

$$m_{e_i} = g_{e_i} \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (2.75)$$

$$m_u = g_u \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (2.76)$$

$$m_d = g_d \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (2.77)$$

2.7.1 Correntes Neutras e Correntes Carregadas

Para os léptons basta tomarmos a definição que tínhamos antes da derivada covariante em (2.10), e as redefinições acima dos campos W_μ^3 e B_μ , com a nova notação de seno e cosseno de Weinberg

$$C_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (2.78)$$

$$S_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (2.79)$$

$$T g_w = g'/g. \quad (2.80)$$

Das relações $\psi_L = \psi \frac{(1-\gamma_5)}{2}$, $\psi_R = \psi \frac{(1+\gamma_5)}{2}$ e por definição $\mathbf{e} = gS_w = g'C_w$, é a carga elétrica:

$$\begin{aligned}
&= \begin{pmatrix} \bar{\nu}_{e_{iL}} & \bar{e}_{iL} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (i\partial_\mu \gamma^\mu - \frac{gC_w + g'S_w}{2} Z_\mu \gamma^\mu) \nu_{e_{iL}} & -\frac{W_\mu^+ \gamma^\mu}{\sqrt{2}} + e_{iL} \\ -\frac{W_\mu^- \gamma^\mu}{\sqrt{2}} - \nu_{e_{iL}} & (i\partial_\mu \gamma^\mu + (\mathbf{e}A_\mu \gamma^\mu + \frac{gC_w - g'S_w}{2} Z_\mu \gamma^\mu) e_{iL}) \end{pmatrix} \\
&+ \bar{e}_{iR} [i\partial_\mu \gamma^\mu + (\mathbf{e}A_\mu \gamma^\mu - g'S_w Z_\mu \gamma^\mu)] e_{iR}. \tag{2.81}
\end{aligned}$$

E obteremos

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{QED} + \mathcal{L}_{CC} + \mathcal{L}_{CN} \tag{2.82}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{QED} &= \bar{e}_{iL} (i\partial_\mu \gamma^\mu + \mathbf{e}A_\mu \gamma^\mu) e_{iL} + \bar{e}_{iR} (i\partial_\mu \gamma^\mu + \mathbf{e}A_\mu \gamma^\mu) e_{iR} \\
&= \mathbf{e} \bar{e}_i A_\mu \gamma^\mu e_i, \tag{2.83}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{CC} &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_{e_{iL}} \gamma^\mu e_{iL} W_\mu^+ + h.c. \\
&= -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{e}_i \frac{(1-\gamma_5)}{2} \gamma^\mu \nu_{e_i} W_\mu^- + h.c., \tag{2.84}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{CN} &= \frac{\bar{e}_{iL} (gC_w - g'S_w)}{2} \gamma^\mu e_{iL} Z_\mu - g'S_w \bar{e}_{iR} \gamma^\mu e_{iR} Z_\mu \\
&= g \bar{e}_i \frac{C_w}{4} \left[\left(1 - 3 \frac{S_w^2}{C_w^2}\right) + \left(1 + \frac{S_w^2}{C_w^2}\right) \gamma_5 \right] \gamma^\mu e_i Z_\mu. \tag{2.85}
\end{aligned}$$

É importante notar que temos três famílias de léptons, numa base totalmente diagonal, e bem constituída, a qual não apresenta termos de mistura entre famílias diferentes de léptons.

Contudo, podemos supor que existem estados com índices linha ('), para o elétron, múon e tau, não diagonais, que podem ser diagonalizados de forma que sejam obtidos auto-estados de massa, para os léptons da teoria. Mas, como não há termo de mistura entre as famílias, então, não faremos uso de tal formalismo.

No entanto para os Quarks, observamos um fenômeno de mistura de sabor devido as três famílias de quarks, no caso dos léptons, mesmo se fizermos os cálculos supondo que haja mistura de sabor, o resultado obtido será o mesmo daquele para uma família.

Dado a Lagrangeana de Yukawa para os quarks down quando se desenvolve vácuo

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{qd}^Y &= g_{ij}^{qd} \bar{Q}_{iL} H d_{jR} + h.c. \\
 &= g_{ij}^{qd} \begin{pmatrix} \bar{u}_{iL} & \bar{d}_{iL} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} d_{jR} \\
 &= g_{ij}^{qd} \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{d}_{iL} d_{jR}.
 \end{aligned} \tag{2.86}$$

Tomando-se uma base em que:

$$\begin{pmatrix} d_{1L} \\ d_{2L} \\ d_{3L} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} d_{1R} \\ d_{2R} \\ d_{3R} \end{pmatrix}. \tag{2.87}$$

Ficamos com

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{qd}^Y &= g_{ij}^{qd} \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{d}_{iL} d_{jR} \\
 &= \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \bar{d}_{1L} & \bar{d}_{2L} & \bar{d}_{3L} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_{11}^{qd} & g_{12}^{qd} & g_{13}^{qd} \\ g_{21}^{qd} & g_{22}^{qd} & g_{23}^{qd} \\ g_{31}^{qd} & g_{32}^{qd} & g_{33}^{qd} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_{1R} \\ d_{2R} \\ d_{3R} \end{pmatrix}.
 \end{aligned} \tag{2.88}$$

Logo a matriz das constantes de acoplamento é dada por, seguida d matriz de massa:

$$\mathbf{g}^{qd} = \begin{pmatrix} g_{11}^{qd} & g_{12}^{qd} & g_{13}^{qd} \\ g_{21}^{qd} & g_{22}^{qd} & g_{23}^{qd} \\ g_{31}^{qd} & g_{32}^{qd} & g_{33}^{qd} \end{pmatrix}; \quad M^{qd} = \frac{v}{\sqrt{2}} \mathbf{g}^{qd}. \quad (2.89)$$

Para quarks Up, o procedimento é o mesmo, e obteremos então

$$\mathbf{g}^{qu} = \begin{pmatrix} g_{11}^{qu} & g_{12}^{qu} & g_{13}^{qu} \\ g_{21}^{qu} & g_{22}^{qu} & g_{23}^{qu} \\ g_{31}^{qu} & g_{32}^{qu} & g_{33}^{qu} \end{pmatrix}; \quad M^{qu} = \frac{v}{\sqrt{2}} \mathbf{g}^{qu} \quad (2.90)$$

Pode-se então definir matrizes de mistura unitárias para quarks Up, e Down, de maneira a diagonalizar $M^{u,d}$, e obter os quarks físicos da teoria, vejamos

$$V_L^u, V_R^u \quad (2.91)$$

$$V_L^d, V_R^d \quad (2.92)$$

Tal que

$$V_L^u V_L^{u\dagger} = \mathbf{1}, \quad V_L^d V_L^{d\dagger} = \mathbf{1}, \quad (2.93)$$

No geral $VV = \mathbf{1}$. Substituindo nos termos de massa para os quarks em

$$\begin{aligned} & \bar{u}_L M^u u_R + \bar{d}_L M^d d_R = \\ & \bar{u}_L V_L^u V_L^{u\dagger} M^{qu} V_L^u V_L^{u\dagger} u_L + \bar{d}_L V_L^d V_L^{d\dagger} M^{qd} V_L^d V_L^{d\dagger} d_L \end{aligned} \quad (2.94)$$

Onde é possível observar, que diagonalizamos as matrizes acima com essa substituição

$$M_{Diag}^{qu} = V_L^{u\dagger} M^{qu} V_L^u \quad (2.95)$$

$$M_{Diag}^{qd} = V_L^{d\dagger} M^{qd} V_L^d. \quad (2.96)$$

E as matrizes diagonais são as matrizes de massa dos nossos quarks reais

$$M_{Diag}^{qu} = \begin{pmatrix} m^u & 0 & 0 \\ 0 & m^c & 0 \\ 0 & 0 & m^t \end{pmatrix} \quad (2.97)$$

$$M_{Diag}^{qd} = \begin{pmatrix} m^d & 0 & 0 \\ 0 & m^s & 0 \\ 0 & 0 & m^b \end{pmatrix}. \quad (2.98)$$

De posse desses argumentos, a corrente carregada na base $(u, d)_L, (u, d)_R$ para os quarks é escrita

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{CC-q} &= -\frac{g}{2} \bar{u}_L V_L^u \gamma^\mu (V_L^d)^\dagger d_L W_\mu^+ + h.c. \\ &= -\frac{g}{2} \bar{u}_L \gamma^\mu V_L^u (V_L^d)^\dagger d_L W_\mu^+ + h.c.. \end{aligned} \quad (2.99)$$

Identificamos $V_L^u (V_L^d)^\dagger$, como sendo a Matriz de Cabibbo-Kobayshi-Maskawa (CKM) [21] ou V_{CKM} , que pode ser parametrizada da seguinte forma: Define-se $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ e uma fase δ , na notação: $Sen(\theta_{ij}) = S_{ij}, Cos(\theta_{ij}) = C_{ij}$,

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} C_{12}C_{13} & S_{12}C_{13} & S_{13}e^{-i\delta} \\ -S_{12}C_{23} - C_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} & C_{12}C_{23} - S_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} & S_{23}C_{13} \\ S_{12}S_{23} - C_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} & -C_{12}C_{23} - S_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} & C_{23}C_{13} \end{pmatrix}. \quad (2.100)$$

Que possui quatro parâmetros, sendo eles três parâmetros reais em ângulos, e uma fase complexa que estuda a violação de Carga-Paridade no setor hadrônico.

Para a corrente neutra dos quarks, obtemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{CN-q} &= -\left(\frac{2\mathbf{e}}{3}\right) \bar{u} \gamma^\mu u A_\mu + \left(\frac{1\mathbf{e}}{3}\right) \bar{d} \gamma^\mu d A_\mu \\ &+ \sqrt{2}g \left(1 - \frac{4}{3} Sen_w^2\right) \bar{u}_L \gamma^\mu u_L - \frac{4}{3} Sen_w^2 \bar{u}_R \gamma^\mu u_R Z_\mu \\ &+ g\sqrt{2} \left(1 + \frac{2}{3} Sen_w^2\right) \bar{d}_L \gamma^\mu d_L + \frac{3}{3} Sen_w^2 \bar{d}_R \gamma^\mu d_R Z_\mu. \end{aligned} \quad (2.101)$$

Supondo uma interação de quatro férmions, podemos calcular o valor de g dados em [17], e [26], dada a massa do bóson W acima em 2.69 , e do bóson Z em (2.70)

$$g^2 = \frac{8}{\sqrt{2}} G_F M_W^2 \implies v = (G_F \sqrt{2})^{-\frac{1}{2}} = 246 GeV. \quad (2.102)$$

Contudo para o Higgs

$$\langle H \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} = 174 GeV. \quad (2.103)$$

Logo v é a escala em que a força eletro-fraca é quebrada espontaneamente, uma vez que G_F , é bem medido

$$M_W = 80.385 \pm 0.015 GeV \quad (2.104)$$

$$M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 GeV. \quad (2.105)$$

Finaliza-se assim a análise de aspectos do modelo padrão, devemos partir para o estudo de uma extensão do modelo que incluirá agora um novo grupo de simetria, incluindo também um novo bóson de gauge, de maneira a verificar os seus aspectos inerentes no modelo.

Capítulo 3

Estendendo o Modelo Padrão dada uma simetria $U(1)_{L_i-L_j}$

3.1 Um modelo sem anomalias

O Modelo Padrão introduzido acima está baseado no princípio de de grupos de simetria de gauge, tal que a simetria de grupo que o governa é descrita por $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. O qual pode ser espontaneamente quebrado para $SU_C(3) \otimes U_Q(1)$, e esta quebra de simetria está associada com duas partes da física: Massas e mistura de bosóns de gauge, e massas e misturas de férmions. O MP tem a suposição adicional de que ambos desses fenômenos são gerados pelo valor esperado do vácuo diferente de zero, ou vev, de um dubleto de Higgs fundamental.

Sejam os respectivos campos de lépton e quark do MP, com as suas respectivas simetrias (à esquerda do sinal " "é dado o campo, e a direita do sinal, a sua respectiva simetria), sendo 1, para singleto, 2, para dubleto, e 3 para tripleto

$$\begin{aligned} l_L &\sim (1, 2)(-1), & l_R &\sim (1, 1)(-2), \\ Q_L &\sim (3, 2)(1/3), & u_R &\sim (3, 1)(4/3), \\ & & d_R &\sim (3, 1)(-2/3), \\ & & \phi &\sim (1, 2)(1). \end{aligned} \tag{3.1}$$

Onde ϕ é o campo de Higgs, e estaremos considerando o Modelo Padrão na ausência de neutrinos de mão direita. Todavia, acredita-se que L_e, L_μ e L_τ , não sejam números quânticos exatamente conservados. Uma grande quantidade de trabalhos são produzidos visando extensões do MP [4],[5],[12],[26],etc., que caracterizam neutrinos de mão direita, massas de neutrinos, e assim, em geral, quebra explícita da simetria da família de número leptônico. Consideraremos aqui que a invariância de número leptônico de família, pode ser uma simetria fundamental da natureza, e que uma dada combinação pode calibrá-la.

Por fim analisar-se-á esta extensão do modelo, com a motivação de uma possível descoberta de matéria escura, nas pesquisas recentes dos experimentos, do PAMELLA[1], FERMI[2], e HESS[3].

Sabe-se que o MP não permite simetrias de número leptônico geradas por $L = L_e + L_\mu + L_\tau$ de serem calibradas, ou seja, de possuírem gauge, devido a anomalias não nulas. de acordo com estudos realizados por X.-G. He [4], temos que as três simetrias geradas por

$$L_1 = L_e - L_\mu, \quad L_2 = L_e - L_\tau, \quad L_3 = L_\mu - L_\tau, \quad (3.2)$$

são livres de anomalias no MP das três gerações de férmions, e podem ser calibradas. Porém duas dessas não podem ser calibradas ao mesmo tempo, apesar de que anomalias $L_i^2 L_j (i, j = 1, 2, 3 \text{ e } i \neq j)$ são necessariamente não nulas. Para obter este resultado considere uma combinação linear arbitrária $X = \alpha L_e + \beta L_\mu + \gamma L_\tau$, e no cálculo do critério para o desaparecimento das anomalias não triviais $[SU_L(2)]^2 U(1)_X$, $[U_Y(1)]^2 U(1)_X$ e $[U_X(1)]^3$, obtêm-se respectivamente que $\alpha + \beta + \gamma = 0$, $\alpha + \beta + \gamma = 0$ para os primeiros dois casos, e $\alpha^3 + \beta^3 + \gamma^3 = 0$ para o terceiro caso. As únicas soluções a estas equações são proporcionais aos resultados da equação (3.2).

E portanto chegamos a três diferentes teorias definidas pelos grupos de gauge $G_{MP} \otimes U_{L_{1,2,3}}(1)$, tal que a maior consequência fenomenológica dessas extensões é um segundo bóson de gauge neutro (Z'_1 , ou, Z'_2 ou, Z'_3).

Esses novos bósons podem existir sem a necessidade de novos férmions na teoria do MP, mas outros modelos com bósons Z' podem necessitar de férmions exóticos. O novo bóson não terá acoplamento com o bóson neutro Z , como veremos adiante, e não se acoplará com o setor hadrônico.

3.2 Introduzindo os Novos Bósons na Teoria:

Dada a Lagrangeana fermiônica no setor de léptons em (2.6), faremos a seguinte mudança na derivada covariante:

$$D_\mu^L = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\tau_a \cdot W_\mu^a + ig'\frac{Y}{2}B_\mu + ig_1\frac{Y'}{2}Z'_{1\mu} \quad (3.3)$$

e

$$D_\mu^R = \partial_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu + ig_1\frac{Y'}{2}Z'_{1\mu}, \quad (3.4)$$

portanto, da substituição das hipercargas $Y^L = -1$, $Y^R = -2$, e dos valores anteriormente obtidos para os campos W^+eW^- obtemos:

$$iD_\mu^L = \begin{pmatrix} i\partial_\mu - \frac{g}{2}W_\mu^3 + g'\frac{Y}{2}B_\mu - \frac{g_1}{2}Y'Z'_\mu & -i\frac{g}{\sqrt{2}}W_\mu^+ \\ -i\frac{g}{\sqrt{2}}W_\mu^- & i\partial_\mu + \frac{g}{2}W_\mu^3 + \frac{g'}{2}B_\mu - \frac{g_1}{2}Y'Z'_\mu \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$$iD_\mu^R = i\partial_\mu + g'B_\mu - \frac{g_1}{2}Y'Z'_\mu. \quad (3.6)$$

De volta à Lagrangeana para léptons

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \bar{L}_i i(\gamma_\mu D_L^\mu) L_i + i\bar{e}_{iR}(\gamma_\mu D_R^\mu) e_{iR} \\ &= \bar{L}_i i\gamma_\mu(\partial^\mu + ig\tau_a \cdot W^{a\mu} - ig'\frac{1}{2}B^\mu + \frac{g_1}{2}Y'Z'_\mu) L_i + i\bar{e}_{iR}\gamma_\mu(\partial^\mu - ig'B^\mu + \frac{g_1}{2}Y'Z'_\mu) e_{iR}. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Como já sabemos dos índices $e_i = e, \mu, \tau$, podemos agora substituir os valores encontrados antes para o fóton(A_μ), o bóson Z^0 , das relações $gSw = g'cw = \mathbf{e}$, e dos respectivos valores de hipercarga para a nova simetria $L_1 = L_e - L_\mu$, tal que $Y'_e = +1$ e $Y'_\mu = -1$, encontramos todas as Lagrangeanas obtidas para QED, corrente carregada, e neutra, e a nova corrente neutra para o bóson Z' , ressaltamos apenas as correntes neutras:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{QED} &= \mathbf{e}(\bar{e}\gamma_\mu A^\mu e + \bar{\mu}\gamma_\mu A^\mu \mu + \bar{\tau}\gamma_\mu A^\mu \tau) \\
\mathcal{L}_{CN} &= \left(\frac{g}{\sqrt{1 - \text{Sen}^2\theta_w}}\right) Z'^\mu \left[(\text{Sen}^2\theta_w - \frac{1}{2})(\bar{e}\gamma_\mu e + \bar{\mu}\gamma_\mu \mu + \bar{\tau}\gamma_\mu \tau) \right. \\
&\quad \left. + \text{Sen}^2\theta_w(\bar{e}\gamma_\mu e + \bar{\mu}\gamma_\mu \mu + \bar{\tau}\gamma_\mu \tau) \right] \\
\mathcal{L}_{Z'_1} &= -g_1 Z'_1{}^\mu (\bar{e}\gamma_\mu e - \bar{\mu}\gamma_\mu \mu).
\end{aligned} \tag{3.8}$$

Para o acoplamento com Z'_2 , e Z'_3 , temos

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Z'_2} &= -g_2 Z'_2{}^\mu (\bar{e}\gamma_\mu e - \bar{\tau}\gamma_\mu \tau) \\
\mathcal{L}_{Z'_3} &= -g_3 Z'_3{}^\mu (\bar{\mu}\gamma_\mu \mu - \bar{\tau}\gamma_\mu \tau)
\end{aligned} \tag{3.9}$$

É importante ressaltar, que os novos bósons da teoria, não irão se acoplar com quarks do modelo padrão[4],[5], pelo simples motivo, que a simetria atribuída a eles, é nula, com respeito ao grupo SU(3), do modelo padrão, logo não há hipercarga Y' , que acople os novos bósons com o setor forte da teoria.

3.3 Setor Escalar

Considere o Dupleto de Higgs usado anteriormente, denominado por ϕ , como ϕ não tem número leptônico, ou seja, $Y'_{Higgs} = 0$, quando a derivada covariante atuar neste campo, ela não afetará a o setor escalar descrito pelo campo de Higgs, logo, a simetria deste campo fica

$$\sigma_i^0 \sim (1, 1)(0, Y'_i), \tag{3.10}$$

$i = 1, 2, 3$, denotam as simetrias L_i descritas acima. Assim, o caso abeliano de uma teoria de gauge $U(1)$

$$\mathcal{L} = [D_\mu \sigma]^\dagger [D_\mu \sigma] + V(\sigma) - \frac{1}{4} F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu}. \tag{3.11}$$

Utilizando o singlete neutro: $\sigma_i^0 \sim (1, 1, 0, Y')$, com hipercarga $SU(2)$ nula, pois, queremos acoplamento destes com os novos bósons apenas, inserimos uma hipercarga arbitrária Y' na nova simetria, de forma que:

$$\begin{aligned} D_\mu \sigma &= \left(\partial_\mu + i g_1 \frac{Y' Z'_\mu}{2} \right) \sigma \\ F'_{\mu\nu} &= \partial_\mu Z'_\nu - \partial_\nu Z'_\mu. \end{aligned} \quad (3.12)$$

A Lagrangeana é invariante sob a transformação de gauge local

$$\begin{aligned} \sigma &\rightarrow \sigma' = e^{-i\alpha(x)} \sigma \\ \tilde{Z}'_\nu(x) &\rightarrow \tilde{Z}'_\nu(x) = Z'_\nu(x) + \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha(x). \end{aligned} \quad (3.13)$$

Quando $\mu^2 > 0$, o mínimo do potencial $V(\sigma)$ é

$$|\sigma| = \frac{v_\sigma}{\sqrt{2}}, \quad (3.14)$$

significa dizer que σ desenvolve vev de

$$|\langle 0 | \sigma | 0 \rangle| = \frac{v_\sigma}{\sqrt{2}}. \quad (3.15)$$

Escrevemos σ em termos de campos reais σ_a e σ_b , ou seja, parte real e parte imaginária de σ :

$$\sigma = \frac{\sigma_a + i\sigma_b}{\sqrt{2}}, \quad (3.16)$$

o vev do campo pode ser escolhido da seguinte forma

$$|\langle 0 | \sigma_a | 0 \rangle| = v_\sigma \quad |\langle 0 | \sigma_b | 0 \rangle| = 0. \quad (3.17)$$

Os campos podem ser reescritos em termos do vev , tal que

$$\sigma'_a = \sigma_a - v_\sigma \quad \sigma'_b = \sigma_b \quad (3.18)$$

da maneira feita anteriormente para o campo de higgs, podemos fazer:

$$\sigma'_a \rightarrow R_{\sigma_i}(x) \quad ; \quad \sigma'_b \rightarrow I_{\sigma_i}(x) \quad (3.19)$$

$$\sigma \rightarrow \sigma_i. \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} \sigma'_i &= \frac{(v_{\sigma_i} + R_{\sigma_i} + iI_{\sigma_i})}{\sqrt{2}} \\ &= \frac{(v_{\sigma_i} + R_{\sigma_i}(x))}{\sqrt{2}} \exp(iI_{\sigma_i}(x)/v) \end{aligned} \quad (3.21)$$

Notemos que a parte real de sigma, e a parte imaginária de sigma estão representadas explicitamente por $R_{\sigma_i}(x)$ e $I_{\sigma_i}(x)$ respectivamente, por uma escolha apenas didática, de forma a manter a semelhança com o estudo feito no campo de Higgs, temos portanto, que σ'_i também pode ser reparametrizado usando um gauge semelhante ao caso do dubleto de higgs, como este caso é abeliano, escrevemos

$$\begin{aligned} \sigma_i &= \exp(-i\alpha(x))\sigma'_i \\ &= \frac{(v_{\sigma_i} + R_{\sigma_i}(x))}{\sqrt{2}}, \end{aligned} \quad (3.22)$$

para fixar o gauge unitário utilizamos $\alpha = iI_{\sigma'_i}(x)/v$.

Voltamos assim para a Lagrangeana, e atentaremos aos termos de interação do singlete escrito agora no formato acima

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= [D_\mu \sigma]^\dagger [D_\mu \sigma] \\ &= \left[\frac{\partial_\mu R_\sigma}{\sqrt{2}} - i \frac{g_i}{2} y' Z'_\mu \frac{(v_\sigma + R_\sigma)}{\sqrt{2}} \right] \times \\ &\quad \left[\frac{\partial_\mu R_\sigma}{\sqrt{2}} + i \frac{g_i}{2} y' Z'_\mu \frac{(v_\sigma + R_\sigma)}{\sqrt{2}} \right] \\ &= \frac{\partial_\mu R_\sigma \partial^\mu R_\sigma}{2} + \frac{v_\sigma^2 g_1^2 (y'^2) Z'_\mu Z'^\mu}{8} \\ &\quad + \frac{v_\sigma R_\sigma g_i^2 (y'^2) Z'_\mu Z'^\mu}{4} + \frac{g^2 R_\sigma^2 (y'^2) Z'_\mu Z'^\mu}{8}, \end{aligned} \quad (3.23)$$

como a hipercarga y' para o singlete é arbitrária podemos escolher $y' = 1$. E o termo

de massa para os novos bósons Z'_i , $i = 1, 2, 3$, é:

$$M_{Z'_i}^2 = \frac{v_{\sigma_i}^2 g_1^2}{4}. \quad (3.24)$$

3.4 O modelo e a Matéria Escura

Recentemente, PAMELA[1], Fermi-LAT[2], e HESS[3] apresentaram nas suas análises de dados um aumento considerável na fração de pósitrons $e^+/(e^+ + e^-)$, esses dois últimos mostraram claramente um excesso no espectro de $e^+ + e^-$ na faixa de várias centenas de GeV acima do modelos convencionais, enquanto o primeiro apresenta para a faixa de energia entre 10 GeV até 100 GeV [1], e sem excesso na fração \bar{p}/p dos dados teóricos[28][29]. Uma possibilidade do ponto de vista de física de partículas seria interpretar esses excessos, como sinais indiretos de matéria escura fria através de aniquilação de pares ou decaimentos. Com a extensão do modelo acima, a simetria $L_\mu - L_\tau$, não é tão fortemente restrita por baixas energias e dados, apenas o momento magnético anômalo do muon $(g - 2)_\mu$, e fenomenologia em colisores de múon. A conexão com matéria escura se dá com a introdução de um férmion de Dirac de spin 1/2, denominado ψ_D , com hipercarga $Y' = 1$; o novo férmion tem o papel da matéria escura fria, que por aniquilação de pares em μ e τ , explica o excesso de pósitrons e o não excesso de \bar{p} como declarado nos experimentos do PAMELA.

O novo férmion apresentaria a seguinte densidade Lagrangeana,

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_D \gamma^\mu \partial_\mu \psi_D. \quad (3.25)$$

A qual possui as mesmas características de transformação para férmions, já que ψ_D também é um férmion, sendo que a diferença está no novo número de hipercarga introduzido Y' , pois, diferente dos férmions do modelo padrão seu número de hipercarga para este férmion é $Y' = 1$.

Atualmente observa-se uma diferença de 3.4σ entre os dados experimentais do BNL[30], e as predições do MP[31], do $a = (g - 2)_\mu$:

$$\Delta a_\mu = a_\mu^{exp} - a_\mu^{MP} = (308 \pm 88) \times 10^{-11}, \quad (3.26)$$

e de acordo com o resultado obtido em [7], a contribuição do Z' para Δa é

$$\Delta a_\mu \approx \frac{\alpha'}{2\pi} \frac{2m_\mu^2}{3M_{Z'}^2}. \quad (3.27)$$

A densidade de relíquia do ψ_D e $\bar{\psi}_D$ pode ser calculada através de aniquilações de Matéria Escura em léptons do múon, do tau, ou seus neutrinos através da troca de Z' do canal-s. Eles podem também aniquilar-se em pares de Z' reais quando cinematicamente permitidos. Exemplo:

$$\begin{aligned} \psi_D \bar{\psi}_D &\rightarrow Z'^* \rightarrow l^+ l^-, \nu_l \bar{\nu}_l (l = \mu, \tau), \\ \psi_D \bar{\psi}_D &\rightarrow Z' Z'. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Computacionalmente[32], os dados para a abundância de matéria escura fria Ω_{CDM} para uma ampla faixa de massas de matéria escura, de maneira a calcular a densidade de relíquia do Candidato a Matéria Escura ψ_D carregado $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ são mostrados na Figura 1. Curvas pretas representam contornos constantes de $\Omega h^2 = 0.016$ no plano $(M_{Z'}, \alpha)$ para massa do $M_{\psi_D} = 10, 100, 1000$ GeV (de baixo). Pode-se ver o efeito de ressonância do canal-s do $Z' \rightarrow \psi_D \bar{\psi}_D$ próximo à $M_{Z'} \approx 2M_{\psi_D}$. A banda azul é a região permitida pelo $(g - 2)_\mu$ em nível de 3σ . Mostra-se também as curvas de nível para seção de choque de produção do Z' de vários colisores: B factories (1fb, pontilhada vermelha), Tevatron(10fb, ponto-tracejada verde), LEP(10fb, pontilhada rosa), LEP2(10fb, pontilhada laranja) e LHC(1fb, 10fb e 100fb curvas tracejadas azuis). As seções de choque de nos parenteses de exceto a do caso do LHC, correspondem aos limites superiores que cada máquina possui. Portanto o lado esquerdo de cada curva é excluído pelos dados dos colisores.

Na faixa $100\text{GeV} \lesssim M_{\psi_D} \lesssim 10\text{TeV}$, $\alpha \gtrsim 10^{-3}$ e $100\text{GeV} \lesssim M_{Z'} \lesssim 1\text{TeV}$, a densidade de relíquia e as restrições do Δa_μ podem ser facilmente satisfeitas simultaneamente enquanto não são divulgados mais resultados dos colisores. Note também que

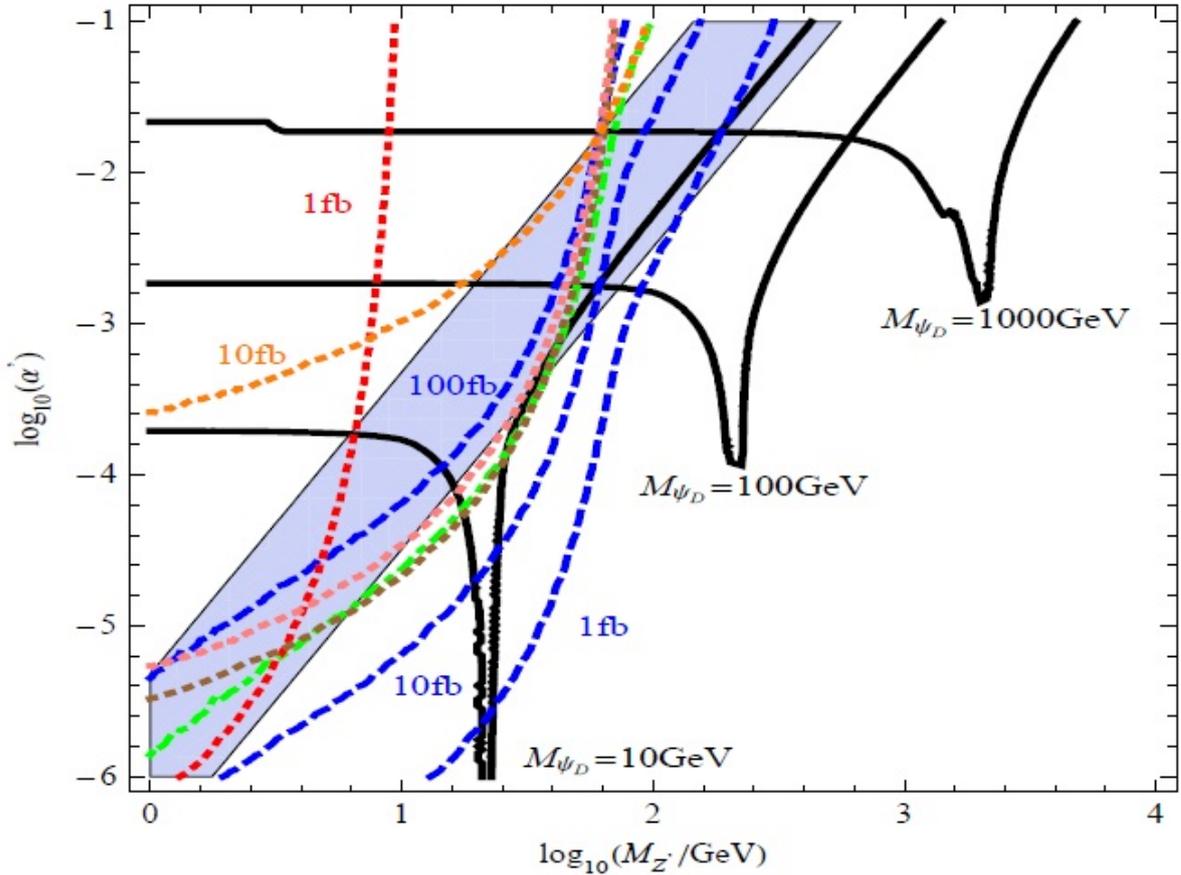


Figura 1: A densidade de Matéria Escura Fria (preto), o $(g-2)_\mu$ (banda azul), a seção de choque de produção em B factories (1fb, pontilhado vermelho), Tevatron (10fb, ponto-tracejada verde), LEP (10fb, pontilhada rosa), LEP2 (10fb, pontilhada laranja), LHC (1fb, 10fb, 100fb, tracejada azul) e o largura de decaimento do Z^0 ($2.5 \times 10^{-6} \text{ GeV}$, pontilhada marron) no plano $(\log_{10}^{\alpha'}, \log_{10}^{M_{Z'}})$. Para densidade de relíquia, mostra-se três curvas de contorno com $\Omega h^2 = 0.106$ para $M_{\psi_D} = 10 \text{ GeV}$, 100 GeV e 1000 GeV . A banda azul é a permitida para $\Delta a_\mu = (308 \pm 88) \times 10^{-11}$ com 3σ . (Figura encontrada na referência [6].)

se os limites do $(g - 2)_\mu$ não são considerados seriamente, ou supondo que há outro setor que sature o limite superior de $(g - 2)_\mu$, então toda a região do lado direito da banda azul é também permitida.

Assim os sinais do Z' serão uma ressonância no canal-s no espectro de massa invariante múon, ou seu desvio das previsões do do MP com na produção de Drell - Yan de pares de múon[34]. Espera-se portanto que o número de eventos de multi-múon em colisores esteja comparado com as previsões do MP. O canal e^+e^- será diluído comparado com o canal $\mu^+\mu^-$, desde que o estado final e^+e^- no decaimento de Z' pode aparecer apenas através do Z' decaindo em um par de taus e $\tau \rightarrow e\nu\nu$ neste modelo.

Capítulo 4

Conclusão

Com a construção do modelo acima, descrito por uma simetria Lepto-fóbica $U_{L_i-L_i}$, um bóson Z' , e um singlete neutro de Higgs denominado sigma ' σ ', o estudo teórico para o o excesso no fluxo de pósitrons que fora detectado nos experimentos do PAMELA, FERMI-Lat, e HESS, pode ser analisado teoricamente, a fim de identificar que o excesso da fração elétron/pósitron possa ser advindo de aniquilação de Matéria Escura em um novo bóson Z' , e este decairia predominantemente em léptons do MP, resolvendo o problema do excesso encontrado.

O modelo se limita pelo momento anômalo do múon e pesquisas de colisores, dado que o bóson Z' mais significativo, é aquele que é dado pela simetria $U_{L_\mu-L_\tau}$ (1) (simetria de grupo unitária, com a introdução de uma nova hipercarga dada pela diferença do número leptônico do Múon menos número leptônico do Táu), de acordo com os cálculos realizados computacionalmente dados em [4][5], temos que à esta simetria, introduzimos também um novo férmion, chamado férmion de Dirac, carregado, e de spin 1/2, tal que ele atue como um candidato a Matéria Escura Fria; Análises computacionais também indicam que caso esse candidato a Matéria Escura venha a existir, existe uma região de ressonância tal que $M_{Z'} \approx 2M_{\psi_D}$, e o excesso de pósitrons observado pelo PAMELA, FERMI, e HESS, pode ser explicado advindo do decaimento do bóson Z'_3 , verificaria-se assim, que o excesso de pósitrons seria devido a aniquilação de matéria escura em bósons do tipo Z' .

Consideramos também a seção de choque de produção do novo bóson Z' , no LHC, que pode ser de 1fb - 1000fb. Dessa forma o bóson Z' , decairia em pares de múon

anti-múon, de tau anti-tau, seus respectivos neutrinos, ou mesmo em pares de candidatos a Matéria Escura Fria. Portanto o estado final seria rico em múons ou taus, ou Energia Transversal perdida [33], que seria um possível sinal de Supersimetria(SUSY)[33].

Através do fator $(g-2)_\mu$ do múon e pesquisas em colisores em busca de um bóson vetorial decaindo em léptons do MP, pode se buscar evidências deste bóson de gauge que teria grande importância no mecanismo de aniquilação de Matéria Escura. Ressaltamos também, que os cálculos computacionais acima levaram em conta os limites nos quais os colisores trabalham (exceto o LHC), favorecendo assim o candidato à Matéria Escura(ψ_D) mais pesado que ~ 100 GeV, caso seja encontrado, seria esta uma possível explicação para o excesso da fração elétron/pósitrons que poderia ser detectada no experimentos.

E por fim, vale ressaltar que existem ainda outros modelos lepto-fóbicos na literatura, que admitem um novo bosón de gauge Z' com o intuito de encontrar física nova[7][6], como por exemplo, sinais de descoberta super-simetria, ou interação com o bosón de Higgs, sendo este modelo apenas mais um entre tantos com o objetivo de resolver um dos vários problemas existentes na física contemporânea.

Referências Bibliográficas

- [1] O. ADRIANI et al., arXiv:0810.4995.
- [2] A. A. ABDO et al. [The Fermi LAT Collaboration], arXiv:0905.0025 [astro-ph.HE].
- [3] H. E. S. AHARONIAN, arXiv:0905.0105 [astro-ph.HE].
- [4] X.-G. HE, G. C. JOSHI, H. LEW, and R. R. Volkas, Phys.Rev. D 43, 22(1991).
- [5] XIAO-GANG HE, arXiv:0908.2908v2 [hep-ph] 14 Sep 2009.
- [6] S. BAEK, P. KO, arXiv:0811.1646v4 [hep-ph], 16 Sep 2009.
- [7] S. BAEK, N. G. DESHPANDE, X. G. HE and P. KO, Phys. Rev. D 64 (2001) 055006 [arXiv:hep-ph/0104141].
- [8] S. L. GLASHOW, Nucl. Phys. 22, 579 (1961).
- [9] S. WEINBERG, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967).
- [10] A. SALAM, in *Elementary Particle Theory, The Nobel Symposium 8*, editado por N. SVARTHOM (ALMQVIST and WISKSELL, Stockholm, p. 367, 1968).
- [11] *Large Hadron Collider*, (disponível em: <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>, acesso em: 12/12/12).
- [12] P.W. HIGGS, Phys. Lett. 12, 132 (1964); F. ENGLERT and R. BROUT, Phys. Rev. Lett. 13, 321 (1964); G. S. GURALNIK, C. R. HAGEN, and T. W. B. KIBBLE, Phys. Rev. Lett. 13, 585 (1964).
- [13] NAKANO, T; NISHIJIMA, N (1953). "Charge Independence for V-particles". *Progress of Theoretical Physics* 10 (5): 581.

- [14] GELL-MANN, M (1956). "The Interpretation of the New Particles as Displaced Charged Multiplets". *Il Nuovo Cimento* 4 (S2): 848
- [15] GOLDSTONE, J., Field theories with Superconductor solutions, *Nuovo Cim.*, 19, 154, (1961).
- [16] E. FERMI, *Z. Phys.* 88, 161 (1934).
- [17] FERMI, E., *Ric. Sci.*, 4, 491, (1933). WILSON, F. L., Fermi's Theory of Beta Decay, *Am. J. Phys.*, 36, 1150, (1968).
- [18] J. SCHWINGER, *Ann. Phys.* 2, 407 (1957).
- [19] R. P. FEYNMAN and M. GELL-MANN, *Phys. Rev.* 109, 193 (1958).
- [20] R. E. MARSHAK and E. C. G. SUDARSHAN, *Phys. Rev.* 109, 1860 (1958).
- [21] CABIBBO, N., Unitary Symmetry and Leptonic Decays, *Phys. Rev. Lett.*, 10, 531, (1963); KOBAYSAHI, M. e MASKAWA, T., CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interactions, *Prog. Theor. Phys.*, 49, 652, (1973).
- [22] J. J. SAKURAI, *Nuovo Cim.* 7, 649 (1958).
- [23] NAKAMURA, K. et al., The Review of Particle Physics, *J. Phys. G*, 37, 075021 (2010).
- [24] S. A. BLUDMAN, *Nuovo Cim.* 9, 433 (1958).
- [25] F. J. HASERT et al., *Phys. Lett. B* 46, 121 (1973).
- [26] C. QUIGG, *Gauge Theories of the Strong, Weak, and Eletromagnetic Interactions*, (Benjamin/Cummmings Company, 1983). ou QUIGG, C., *Gauge Theories of the Strong, Weak and Eletromagnetic Interactions*, 2a ed., Westview Press, (1997), cap. 6.
- [27] Particle Data Group (disponível em: <http://pdg.lbl.gov/2008/reviews/rpp2008-rev-standard-model.pdf>).
- [28] O. AADRIANI et al., arXiv:0810.4994 [astro-ph].

- [29] E. A. BALTZ and J. EDSJO, Phys. Rev. D 59, 023511 (1998) [arXiv:astro-ph/9808243]; A. W. STRONG, I. V. MOSKALENKO and O. REIMER, Astrophys. J. 613, 962 (2004) [arXiv:astro-ph/0406254].
- [30] G. W. BENNETT et al. [Muon G-2 Collaboration], Phys. Rev. D 73, 072003 (2006) [arXiv:hep-ex/0602035].
- [31] K. HAGIWARA, A. D. MARTIN, D. NOMURA and T. TEUBNER, Phys. Lett. B 649, 173 (2007) [arXiv:hep-ph/0611102].
- [32] G. BELANGER, F. BOUDJEMA, A. PUKHOV and A. SEMENOV, Comput. Phys. Commun. 176, 367 (2007) [arXiv:hep-ph/0607059]; arXiv:0803.2360 [hep-ph].
- [33] M.HODGKINSON on behalf of the ATLAS collaboration <http://arxiv.org/abs/0810.0181>.
- [34] S.D. DRELL and T.M. YAN, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 316.