





IFT

Instituto de Física Teórica
Universidade Estadual Paulista

Maio/93

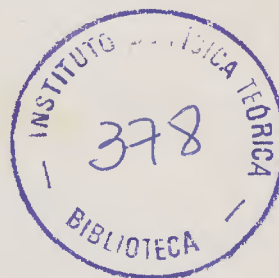
IFT-T.002/93

O SETOR ESCALAR EM MODELOS COM SIMETRIA DE
GAUGE $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ DAS INTERAÇÕES
ELETROFRACAS

Mauro Donizeti Tonasse

Orientador: Prof. Dr. Vicente Pleitez

Tese de Doutorado



São Paulo, maio de 1993

IFT/TE
D-27

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
INSTITUTO DE FÍSICA TEÓRICA

O SETOR ESCALAR EM MODELOS COM SIMETRIA DE GAUGE
 $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ DAS INTERAÇÕES ELETROFRACAS

Mauro Donizeti Tonasse

Orientador: Prof. Dr. Vicente Pleitez

Tese de Doutorado

São Paulo, maio de 1993.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente gostaria de agradecer ao meu orientador, Prof. V. Pleitez, cuja experiência e dedicação foram fundamentais para a realização deste trabalho. Quero ressaltar também o empenho e carinho que todas as pessoas do Instituto de Física Teórica dedicam ao seu trabalho, o que deu o suporte indispensável.

Não posso me esquecer de mencionar as excelentes amizades que fiz ao longo desses anos no IFT, especialmente com M. C. Tijero e com o companheiro de discussões F. Pisano.

Por outro lado, quero agradecer aos meus pais, Joaquim e Vicência, e à minha esposa Maria pelo amor e compreensão que eles têm me oferecido.

Finalmente, agradeço ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) que contribuiu com o auxílio financeiro.

Índice

1. INTRODUÇÃO	1
2. MODELOS COM SIMETRIA DE GAUGE $SU(3)_L \otimes U(1)_N$	6
2.1. Modelo I	6
2.2. Modelo II	10
2.3. Modelo III	15
2.3.1. Os Campos	15
2.3.2. As Interações	17
3. SETOR ESCALAR	22
3.1. Potencial de Higgs com Três Tripletos	23
3.2. Potencial de Higgs com Três Tripletos e um Sexteto	27
4. TÓPICOS DA FENOMENOLOGIA DO MODELO III	31
4.1. Léptons	31
4.2. Bósons de Gauge	33
4.3. Bósons Escalares	35

5. DUPLO DECAIMENTO BETA SEM EMISSÃO DE NEUTRINOS	43
6. CONCLUSÕES	55
APÊNDICE	58
REFERÊNCIAS	66

1. INTRODUÇÃO

O modelo padrão das interações eletrofracas (Glashow (1961), Weinberg (1967) e Salam (1968)) teve um extraordinário sucesso na descrição da física das partículas elementares até energias da ordem das massas dos bósons de gauge W e Z . Ele faz uso de uma lagrangeana com simetria de gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Os ingredientes do modelo são os férmions (léptons e quarks) e os bósons. Os férmions são partículas de spin $1/2$ que interagem trocando bósons de gauge de spin 1. Para gerar as massas dos férmions e dos bósons é introduzido um dubleto de campos escalares que dá origem a uma partícula neutra de spin zero, o bóson de Higgs (Higgs (1964) e Kibble (1967)).

Os léptons conhecidos são o elétron (e^-), o múon (μ^-) e o tau (τ^-), suas respectivas antipartículas e os neutrinos associados (ν_e , ν_μ e ν_τ). Esses últimos, no modelo padrão, são partículas sem massa.

As seis espécies (ou sabores) de quarks podem ser classificados pela carga

elétrica: *up* (u), *charm* (c) e *top*¹ (t), de carga² $2/3$ e *down* (d), *strange* (s) e *bottom* (b), de carga $-1/3$. Os férmions costumam ser agrupados em famílias (ou gerações) que diferem pelas massas das partículas correspondentes. A primeira delas é formada por u , d , ν_e e e^- , a segunda por c , s , ν_μ e μ^- e a terceira é t , b , ν_τ e τ , em ordem crescente de massa. Os bósons de gauge são os massivos da interação fraca, $W^\pm$ e Z^0 e o fóton (γ) do eletromagnetismo.

Essas partículas dão conta de todos os fenômenos conhecidos governados pelas interações fraca e eletromagnética. Mas apesar desse sucesso o modelo padrão é considerado insatisfatório em diversos pontos de fundamental importância na teoria (ver, por exemplo, Quigg(1983), p. 270). Um desses pontos é o número de famílias (N_f), sobre o qual o modelo não faz nenhuma restrição. Experimentalmente esse número pode ser determinado a partir do decaimento do Z^0 . A largura invisível do decaimento é dada por $\Gamma^{inv}(Z \rightarrow \nu's) = N_\nu \Gamma_0$, onde Γ_0 é a contribuição de cada par de neutrinos e N_ν é o número de espécies de ν . Recentes medidas realizadas no LEP (Nash (1992)) deram $N_\nu = N_f = 3,04 \pm 0,04$.

Recentemente foram considerados modelos das interações eletrofracas com simetria de gauge $SU(3)_L \otimes U(1)_N$. Diferentes aspectos fenomenológicos podem ser obtidos em função do conteúdo de representação com essa simetria. Pisano e Pleitez (1992) e Foot *et al.* (1993) (modelo II) estudaram um caso em que os léptons (que são os mesmos do modelo padrão) são introduzidos como três tripletos de $SU(3)_L$. Frampton (1992) e Ng (1992) estudaram um caso análogo.

¹O quark *top* ainda não foi descoberto, mas sua existência é desejável do ponto de vista teórico. Recentemente ocorreram também possíveis evidências experimentais.

²Em unidades da carga do elétron.

Outras representações foram estudadas por Montero *et al.* (1993) (modelo I) e por Pleitez e Tonasse (1993) (modelo III).

Esses modelos aumentam o espectro de partículas tanto no setor dos férmions quanto no dos bósons de gauge. Conseqüentemente, o setor escalar, responsável pela geração das massas, também se estende. As novas partículas e as diferentes representações dão origem a diferentes previsões fenomenológicas.

Esses modelos têm se revelado como uma interessante extensão do modelo padrão. O principal atrativo é que eles associam a ausência de anomalias ao número de famílias. Como dissemos antes, no modelo padrão esse número é livre. Alguns limites sobre os novos parâmetros podem ser obtidos através de processos raros envolvendo correntes neutras com troca de sabor (*flavour changing neutral currents* (FCNC's)) e outros bem estudados como contribuições de segunda ordem para o momento magnético do múon.

A motivação original para a introdução desses modelos está relacionada com o mau comportamento de processos como $e^-e^- \mapsto W^-V^-$ a altas energias, onde W e V são bósons vetoriais. Esse processo pode induzir duplo decaimento beta sem emissão de neutrinos ($((\beta\beta)_{0\nu})$). Esse problema aparece também em teorias que envolvem correntes de mão direita. Se os dois vértices do processo ocorrem com correntes diferentes o problema pode ser resolvido exigindo que o produto $U^L U^R$ das matrizes de mistura nas correntes de mão esquerda e de mão direita, respectivamente, se anule quando somado para todas as espécies de neutrinos que participam do processo. Em outros modelos uma solução possível é admitir a existência de bósons duplamente carregados (modelos II e III), o que restaura automaticamente o bom comportamento do processo. Esse

problema é análogo ao caso do processo $\nu\bar{\nu} \mapsto W^+W^-$, no modelo padrão, que é eliminado pela presença do Z^0 .

O modelo III contém léptons pesados. Léptons desse tipo aparecem na literatura com diferentes motivações. Antes da descoberta do bóson neutro Z^0 eles eram propostos para contornar problemas de desvios de unitariedade. Num modelo baseado na simetria $SO(3)$ (Georgi e Glashow (1972)) eles foram introduzidos para gerar a álgebra conveniente.

Estudaremos aqui o setor escalar dos modelos II e III. O bóson escalar neutro é, além dos bósons de gauge, uma previsão crucial do modelo padrão. Ele aparece na teoria como uma partícula remanescente da quebra espontânea de simetria, o mecanismo que gera as massas. Extensões do modelo padrão necessitam de setores de Higgs mais complicados que incluem escalares carregados. Uma das motivações para o estudo do setor escalar das teorias de gauge é o desejo de se compreender o mecanismo de geração das massas.

Esse trabalho está organizado da seguinte forma. No capítulo 2 apresentaremos, de maneira breve, os modelos I e II e introduziremos o modelo III, que será discutido em mais detalhes. No capítulo 3 discutiremos os potenciais de Higgs nos modelos II e III. Começaremos com o caso dos três tripletos que se aplica ao modelo III. Depois estudaremos o potencial com três tripletos e um sexteto do modelo II. Apesar de não termos estudado detalhes da fenomenologia do modelo III, podemos discutir alguns de seus aspectos, o que será feito no capítulo 4. No capítulo 5 faremos uma discussão sobre o duplo decaimento beta sem emissão de neutrinos $(\beta\beta)_{0\nu}$ à luz do modelo II. No capítulo 6 apre-

sentaremos os comentários finais.

2. MODELOS COM SIMETRIA DE GAUGE

$$SU(3)_L \otimes U(1)_N$$

2.1. Modelo I

O conteúdo de representação nesse modelo é dado na forma¹

$$\psi_{lL} = \begin{pmatrix} \nu_l'^c \\ \nu_l' \\ l'^- \end{pmatrix}_L \sim \left(\mathbf{3}^*, -\frac{1}{3} \right) \quad (2.1.1)$$

¹Ao longo deste trabalho estamos identificando os campos fermiônicos que são autoes-
tados da simetria de gauge e da massa com letras com e sem linha, respectivamente. Em
particular, para neutrinos sem massa temos $l = l'$.

para os léptons ($l = e, \mu, \tau$), e

$$\begin{aligned} Q_{1L} &= \begin{pmatrix} u_1 \\ d_\phi \\ d_{1\theta} \end{pmatrix}_L, & Q_{2L} &= \begin{pmatrix} u_2 \\ s_\phi \\ d_{2\theta} \end{pmatrix}_L \sim (3, 0); \\ Q_{3L} &= \begin{pmatrix} u_3 \\ u_4 \\ b_\theta \end{pmatrix}_L \sim \left(3^*, \frac{1}{3}\right), \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

para os quarks². Os novos quarks de carga $-1/3$, $d_{1\theta}$ e $d_{2\theta}$, são autoestados do tipo Cabbibo. Esses tripletos de mão esquerda de $SU(3)_L$ têm os seus respectivos singletos de mão direita.

Os campos escalares são três tripletos,

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^0 \\ \phi_1^- \\ \phi_2^- \end{pmatrix} \sim \left(3, -\frac{2}{3}\right); \quad \varrho = \begin{pmatrix} \varrho^+ \\ \varrho_1^0 \\ \varrho_2^0 \end{pmatrix}, \quad \vartheta = \begin{pmatrix} \vartheta^+ \\ \vartheta_1^0 \\ \vartheta_2^0 \end{pmatrix} \sim \left(3, \frac{1}{3}\right). \quad (2.1.3)$$

Apenas as componentes neutras ϕ^0 , ϱ_1^0 e ϑ_2^0 desenvolvem valores esperados do vácuo não nulos.

O operador de carga aqui é dado por

$$Q_M = \frac{1}{2} \left(\lambda_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} \lambda_8 \right) + N, \quad (2.1.4)$$

em unidades da carga elétrica, onde λ_3 e λ_8 são as matrizes diagonais de Gell-Mann e N é a carga associada ao grupo $U(1)_N$.

²Não estamos levando em conta os índices de cor nos multipletos de quarks.

Os campos de gauge formam um octeto, W_μ , de $SU(3)$ e um singlete, B_μ , de $U(1)_N$. Os estados físicos carregados são

$$\begin{aligned} W_\mu^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 - iW_\mu^2), \\ V_\mu^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^4 - iW_\mu^5). \end{aligned} \quad (2.1.5)$$

No setor neutro há dois bósons adicionais: um não hermitiano, definido por

$$X_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^6 - iW_\mu^7), \quad (2.1.6)$$

e outro hermitiano Z' . As massas no setor de gauge são

$$\begin{aligned} m_W^2 &= \frac{g^2}{4} (v_\phi^2 + v_\rho^2), & m_V^2 &= \frac{g^2}{4} (v_\phi^2 + v_\vartheta^2), \\ m_X^2 &= \frac{g^2}{4} (v_\rho^2 + v_\vartheta^2), & m_Z^2 &\cong \frac{g^2 (v_\eta^2 + v_\rho^2)}{4(1 - 3s_W^2)}, \\ m_{Z'}^2 &\cong \frac{g^2 (1 - 3s_W^2)}{h} v_\vartheta^2, \end{aligned} \quad (2.1.7)$$

onde $s_W^2 = \sin^2 \theta_W$ e θ_W é o ângulo de Weinberg,

$$h = 1 - 4s_W^2 \quad (2.1.8)$$

e v_ϕ , v_ρ e v_ϑ são os valores esperados não nulos das componentes neutras dos bósons de Higgs. As duas últimas expressões em (2.1.7) foram obtidas na aproximação $v_\vartheta \gg v_\phi$, v_ρ e pode ser verificado que

$$\left(\frac{m_Z}{m_W} \right)^2 \cong \frac{1}{c_W^2}. \quad (2.1.9)$$

A carga elétrica aqui é definida como

$$|e| = g s_W. \quad (2.1.10)$$

As correntes leptônicas carregadas são

$$\mathcal{L} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left(-\bar{\nu}'_{lL} \gamma^\mu l'_L V_\mu^+ + \bar{\nu}'_{lL} \gamma^\mu l'_L W_\mu^+ \right) + c.h. \quad (2.1.11)$$

Com as duas primeiras gerações de quarks temos as interações

$$\mathcal{L}_{Q_{1,2}} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{U}_i \gamma^\mu \left(D_{iL} W_\mu^+ + \mathcal{D}_{iL} V_\mu^+ \right) + c.h., \quad (2.1.12)$$

onde $i = 1, 2$; $U_i = u_1, u_2$, $D_i (\mathcal{D}_i) = d_\theta, s_\theta (d_{1\phi}, d_{2\phi})$, e as da terceira geração ficam

$$\mathcal{L}_{Q_3} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{u}_{3L} \gamma^\mu d_{3L} V_\mu^+ + \bar{u}_{4L} \gamma^\mu d_{3L} W_\mu^+ \right) + c.h. \quad (2.1.13)$$

O bóson neutro X^0 induz correntes proporcionais a

$$\left(-\bar{D}_{iL} \gamma^\mu \mathcal{D}_{iL} + \bar{u}_{3L} \gamma^\mu u_{4L} \right) X_\mu^0. \quad (2.1.14)$$

Os termos com V^+ que aparecem em (2.1.11), (2.1.12) e em (2.1.13) são correntes que, em princípio, violam o número leptônico. No modelo, quarks de mesma carga ganham massas de diferentes campos escalares e ocorrem FCNC's nos acoplamentos dos quarks com o bóson neutro Z , Z' e com os escalares. A implementação do mecanismo GIM³ nos acoplamentos com Z pode ser viabilizada através da introdução de uma simetria discreta. Entretanto, permanecem aquelas induzidas por Z' e as do setor escalar. As FCNC's do setor escalar não levam a bons vínculos sobre as massas. Interações proporcionais a termos como $\bar{b}_L d_R \phi$, onde o escalar ϕ também é um autoestado da massa, podem ser inibidas por uma combinação dos ângulos de mistura do setor escalar (Montero et al. (1993)).

³A discussão detalhada do mecanismo GIM nesse modelo está em Montero *et al.* (1993).

2.2. Modelo II

Neste caso os léptons são introduzidos na forma de três tripletos de $SU(3)_L$ com helicidade de mão esquerda

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu'_l \\ l' \\ l'^c \end{pmatrix}_L \sim (3, 0), \quad (2.2.1)$$

onde $l' = e, \mu, \tau$. Não serão introduzidos neutrinos de mão direita.

Os quarks formam três gerações de campos de mão esquerda incluindo os estados J 's que não estão presentes no modelo padrão. A primeira é o triplete

$$Q_{1L} = \begin{pmatrix} u \\ d_\theta \\ J_1 \end{pmatrix}_L \sim \left(3, \frac{2}{3}\right), \quad (2.2.2)$$

de $SU(3)$ e as outras duas são os antitripletos

$$Q_{2L} = \begin{pmatrix} J_{2\phi} \\ c \\ s_\theta \end{pmatrix}_L, \quad Q_{3L} = \begin{pmatrix} J_{3\phi} \\ t \\ b_\theta \end{pmatrix}_L \sim \left(3^*, -\frac{1}{3}\right), \quad (2.2.3)$$

com os seus respectivos singletos de mão direita: $u_R, c_R, t_R \sim (1, 2/3)$ e $d_R, s_R, b_R \sim (1, -1/3)$. Os singletos exóticos são $J_{1R} \sim (1, 5/3)$, $J_{2,3R} \sim (1, -4/3)$. $d_\theta, s_\theta, b_\theta$ e $J_{2\phi}, J_{3\phi}$ são autoestados do tipo Cabbibo-Kobayashi-Maskawa em espaços de três e dois sabores, respectivamente.

Os campos escalares de Higgs entram no modelo na forma de três tripletos:

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta^0 \\ \eta_1^- \\ \eta_2^+ \end{pmatrix} \sim (\mathbf{3}, 0), \quad \rho = \begin{pmatrix} \rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho^{++} \end{pmatrix} \sim (\mathbf{3}, 1),$$

$$\chi = \begin{pmatrix} \chi^- \\ \chi^{--} \\ \chi^0 \end{pmatrix} \sim (\mathbf{3}, -1), \quad (2.2.4)$$

e o antisexteto

$$S^{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_1^0 & h_2^+ & h_1^- \\ h_2^+ & H_1^{++} & \sigma_2^0 \\ h_1^- & \sigma_2^0 & H_2^{--} \end{pmatrix} \sim (\mathbf{6}^*, 0). \quad (2.2.5)$$

As componentes neutras dos tripletos ganham os valores esperados do vácuo v , u e w , respectivamente, e as do antisexteto, v_1 e v_2 .

O operador de carga elétrica é definido como

$$\mathcal{Q} = \frac{1}{2} (\lambda_3 - \sqrt{3}\lambda_8) + N, \quad (2.2.6)$$

em unidades da carga do elétron.

No setor de gauge o modelo prevê os quatro bósons ordinários do modelo padrão, dois bósons exóticos carregados ($V^\pm$ e $U^{\pm\pm}$) e um exótico neutro Z' . Limites para a massa de Z' podem ser obtidos de processos induzidos por FCNC's, como por exemplo a transição $K^0 - \bar{K}^0$ (Pisano e Pleitez (1992)).

Os bósons carregados exóticos participam de interações que, em princípio, violam o número leptônico, o que não acontece no setor neutro. Nesse modelo é possível fazer atribuições de número leptônico aos novos bósons de gauge e aos

escalares para que L se conserve nos setores de Yukawa e de gauge. No entanto, é mais interessante considerar que a simetria que se mantém conservada nesses setores é o número *lepto-bariônico* que definimos como

$$\mathcal{F} = L + B, \quad (2.2.7)$$

onde $L = \sum_l L_l$ é o número leptônico total e B é o número bariônico. Pode ser mostrado que a quebra da conservação de $\mathcal{F}$ em certos trilineares no potencial de Higgs está associada à transição $(\beta\beta)_{0\nu}$ e à massa do neutrino (Pleitez e Tonasse (1993)). Outra fonte de quebra de $\mathcal{F}$ é v_1 , o valor esperado do vácuo de σ_1^0 , que dá origem a um pseudo-Goldstone do tipo Majoron (Gelmini e Roncadelli (1981)).

As massas dos bósons de gauge carregados são dadas por

$$\begin{aligned} m_W^2 &= \frac{g^2}{4} (v^2 + u^2 + 4v_2^2), & m_V^2 &= \frac{g^2}{4} \left[v^2 + w^2 + \frac{(v_2 - v_1)^2}{2} \right], \\ m_U^2 &= \frac{g^2}{4} \left[u^2 + w^2 + \frac{(v_1 + v_2)^2}{2} \right], \end{aligned} \quad (2.2.8)$$

e as dos neutros, na aproximação $w \gg v, u, v_1, v_2$, são

$$m_Z^2 \approx \frac{g^2}{4f_W} [v^2 + u^2 + 4(2v_1^2 + v_2^2)], \quad m_{Z'}^2 \approx \frac{w}{3} (g^2 + 3g'^2), \quad (2.2.9)$$

onde

$$f_W = \frac{1 + 3 \tan \theta}{1 + 4 \tan \theta}, \quad (2.2.10)$$

com $\tan \theta = g'/g$. A analogia desse modelo com o modelo padrão é obtida quando $v_1 = 0$ e $w \mapsto \infty$. Neste caso, se o fator f_W em (2.2.9) for numericamente igual a $c_W^2 = \cos^2 \theta_W$, Z pode ser associado com o bóson de gauge

neutro massivo do modelo padrão. Exigindo então que o vínculo experimental do parâmetro ρ ($\rho = c_W^2 m_Z^2 / m_W^2 \approx 1$) seja satisfeito temos

$$\left(\frac{g'}{g}\right)^2 = \frac{s_W^2}{1 - 4s_W^2}, \quad (2.2.11)$$

de onde se conclui que $s_W^2 < 1/4$. No modelo padrão s_W é um parâmetro livre.

Por outro lado, quando $v_1 \neq 0$, uma estimativa para este valor esperado pode ser feita a partir do valor experimental de ρ ,

$$\rho_{exp} = 0,995 \pm 0,013 \quad (2.2.12)$$

(Hikasa *et al.* (1992), p. III.63)). Para que as massas sejam compatíveis com as do modelo padrão façamos $v^2 + u^2 + 4v_2^2 \sim v_W^2$, onde $v_W \sim 246$ GeV é o valor esperado usual do modelo padrão. De (2.2.8) e (2.2.9) temos então

$$\left(\frac{m_Z}{m_W}\right)^2 = \frac{1}{c_W^2} \left[1 + 8 \left(\frac{v_1}{v_W}\right)^2\right], \quad (2.2.13)$$

onde estamos fazendo $f_W = c_W^2$. Comparando essa expressão com (2.2.12) vemos que o segundo termo deve ser menor que a incerteza experimental de ρ_{exp} . Isso leva ao limite superior

$$v_1 \leq 9,92 \text{ MeV}, \quad (2.2.14)$$

com $s_W^2 = 0,2325$.

A corrente eletromagnética é obtida escrevendo-se a carga elétrica como

$$|e| = \frac{g \tan \theta}{\sqrt{1 + 4 \tan^2 \theta}}, \quad (2.2.15)$$

que coincide com a forma usual $|e| = g s_W$ para $f_W = c_W^2$.

No caso da simetria $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ pode ser mostrado (ver detalhes em Pisano (1992), cap. 4) que embora cada geração seja anômala, as contribuições de cada uma somadas se cancelam quando duas condições são satisfeitas: o número de gerações é divisível pelo número de cores e a soma das cargas dos férmions se anula. Logo, assumindo que as interações fortes sejam descritas pela QCD, através do grupo de cor $SU(3)_c$, a escolha mais simples para o número de famílias é $N_c = N_f = 3$, onde N_c é o número de cores.

Frampton (1992) e Ng (1992) empregaram uma representação em que as duas primeiras gerações de quarks se transformam como antitripletos de $SU(3)_L$,

$$Q_{1L} = \begin{pmatrix} J_{2\phi} \\ u \\ d_\theta \end{pmatrix}_L \sim \left(3^*, \frac{1}{3}\right), \quad Q_{2L} = \begin{pmatrix} J_{3\phi} \\ c \\ s_\theta \end{pmatrix}_L \sim \left(3, * - \frac{1}{3}\right), \quad (2.2.16)$$

e a terceira como triplete,

$$Q_{3L} = \begin{pmatrix} t \\ b_\theta \\ J_1 \end{pmatrix}_L \sim \left(3, \frac{1}{3}\right). \quad (2.2.17)$$

Na simetria $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ a presença de uma família se transformando diferentemente das outras duas é necessário para implementar o cancelamento das anomalias no conjunto das três gerações. No entanto, um estudo da transição $K^0 - \bar{K}^0$ mostra que a escolha de Pisano e Pleitez (1992) e a de Frampton (1992) e Ng (1992) devem levar a diferentes limites para a massa de Z' (Ng (1992) e Pleitez (1992)). A questão das previsões fenomenológicas geradas por essas escolhas deve ser melhor analisada.

2.3. Modelo III

Desenvolveremos aqui um modelo com simetria de gauge $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ para as interações eletrofracas com conteúdo de representação diferente dos modelos I e II. Os léptons pesados que serão introduzidos levarão a diferentes conseqüências fenomenológicas. Os setores dos quarks e dos bósons de gauge são os mesmos do modelo II (Pisano e Pleitez (1992) e Pisano (1992)) e não serão descritos aqui em detalhe.

2.3.1. Os Campos

A representação dos léptons nesse modelo é colocada na forma

$$\psi_{aL} = \begin{pmatrix} \nu'_a \\ e'^{-}_a \\ E'^{+}_a \end{pmatrix}_L \sim (3, 0), \quad (2.3.1)$$

onde $a = 1, 2, 3$ é o índice das gerações e E_a são os léptons pesados *novos* que têm, respectivamente, o mesmo número leptônico dos léptons usuais associados. Também introduzimos os singletos de mão direita e'_{aR} e E'_{aR} . O operador de carga elétrica é dado por (2.2.6). Não serão introduzidos neutrinos de mão direita e os campos escalares são os três tripletos de (2.2.4).

Dissemos na seção 2.2. que uma das condições necessárias para se ter cancelamento das anomalias é que a carga total dos férmions seja nula. Note que os novos léptons têm carga oposta à dos usuais, portanto essa condição permanece válida.

No setor de gauge o modelo prevê nove campos vetoriais: oito deles associados ao grupo $SU(3)$ e um associado ao $U(1)_N$. Os de $SU(3)$ são representados pelo octeto W_μ^a que forma o tensor de campo

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g f^{abc} W_{\mu b} W_{\nu c}, \quad (2.3.2)$$

onde g é a constante de acoplamento de $SU(3)$ e f^{abc} ($a, b, c = 1, \dots, 8$) são as constantes de estrutura do grupo.

O singleto associado a $U(1)_N$ é B_μ , com

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.3.3)$$

A derivada covariante é definida como

$$D_\mu \varphi_i = \partial_\mu \varphi_i - ig \left(W_\mu^a \cdot \frac{\lambda^a}{2} \right)_i^j \varphi_j - ig' N_\varphi \varphi_i B_\mu, \quad (2.3.4)$$

com $\varphi_i = \eta, \rho, \chi$. λ^a são as matrizes de Gell-Mann e g' é a constante de acoplamento do grupo $U(1)_N$. Os estados físicos dos bósons carregados são definidos por

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= -\frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2), \\ V_\mu^\pm &= -\frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \pm i W_\mu^5), \\ U^{\pm\pm} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^6 \pm i W_\mu^7). \end{aligned} \quad (2.3.5)$$

No setor neutro de gauge, o giro que leva aos autoestados da massa é obtido pelas transformações

$$\begin{aligned} A_\mu &= s_W (W_\mu^3 - \sqrt{3} W_\mu^8) + \sqrt{h} B_\mu, \\ Z_\mu &= -c_W (W_\mu^3 + \sqrt{3} s_W^2 W_\mu^8) + s_W \sqrt{h} B_\mu, \\ Z'_\mu &= \frac{1}{c_W} (\sqrt{h} W_\mu^8 + \sqrt{3} s_W B_\mu), \end{aligned} \quad (2.3.6)$$

com h definido em (2.1.8).

2.3.2. As Interações

Na quebra espontânea de simetria, η^0 e ρ^0 contribuem para a massa do bóson $W^\pm$ do modelo padrão, enquanto os pares η^0 , χ^0 e ρ^0 , χ^0 contribuem para as de $V^\pm$ e $U^{\pm\pm}$, respectivamente. O bóson neutro de gauge Z ganha massa de η e ρ e Z' apenas de χ , quando se considera w grande em relação aos outros valores esperados. Essas massas são obtidas de (2.2.8) e de (2.2.9) com $v_1 = v_2 = 0$. $W^\pm$ e Z^0 podem ser identificados como os bósons de gauge do modelo padrão e $V^\pm$, $U^{\pm\pm}$ e Z' são bósons adicionais que surgem numa escala de massa superior determinada por w .

Os vértices entre bósons vetoriais e escalares estão listados no apêndice.

Os quarks da primeira e segunda gerações interagem com os bósons de gauge carregados de acordo com as lagrangeanas

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Q_1}^{CC} &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{u}_L \gamma^\mu d_{\theta L} W_\mu^+ + \bar{J}_{1L} \gamma^\mu u_L V_\mu^+ + \bar{d}_{\theta L} \gamma^\mu J_{1L} U^{--} + c.h. \right), \\ \mathcal{L}_{Q_2}^{CC} &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{c}_L \gamma^\mu d_{\theta L} W_\mu^+ - \bar{s}_{\theta L} \gamma^\mu J_{2\phi L} V_\mu^+ + \right. \\ &\quad \left. + \bar{c}_L \gamma^\mu J_{2\phi L} U^{--} + c.h. \right).\end{aligned}\tag{2.3.7}$$

As interações da terceira geração podem ser obtidas fazendo a troca $c \mapsto t$, $s \mapsto b$ e $J_2 \mapsto J_3$ em $\mathcal{L}_{Q_2}^{CC}$. No setor escalar vamos ter para os quarks

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_q^Y &= \bar{Q}'_{1L} \left(G_{1a}^u U'_{aR} \eta + G_{1a}^d D'_{aR} \rho + G^j J_{1R} \chi \right) + \\ &\quad + \bar{Q}'_{iL} \left(F_{1a}^d D'_{aR} \eta^* + F_{ia}^u U'_{aR} \rho^* + F_{ik}^j J'_{kR} \chi^* \right) + c.h.,\end{aligned}\tag{2.3.8}$$

onde os G 's e F 's, com $a = 1, 2, 3$ e $i, j, k = 2, 3$, são constantes adimensionais, com os autoestados da simetria dados por

$$U' = \begin{pmatrix} u'_1 \\ u'_2 \\ u'_3 \end{pmatrix}, \quad D' = \begin{pmatrix} d'_1 \\ d'_2 \\ d'_3 \end{pmatrix}, \quad J' = \begin{pmatrix} J_1 \\ J_2 \\ J_3 \end{pmatrix}. \quad (2.3.9)$$

A equação (2.3.8) pode ser escrita como

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_q^Y = & G_{1a}^u \left(\bar{u}'_{1L} \eta^0 + \bar{d}'_{1L} \eta_1^- + \bar{J}_{1L} \eta_2^- \right) U'_{aR} + \\ & + G_{1a}^d \left(\bar{u}'_{1L} \rho^+ + \bar{d}'_{1L} \rho^0 + \bar{J}_{1L} \rho^{++} \right) D'_{aR} + \\ & + G^j \left(\bar{u}'_{1L} \chi^- + \bar{d}'_{1L} \chi^{--} + \bar{J}_{1L} \chi^0 \right) J_{1R} + \\ & + F_{ia}^u \left(\bar{J}'_{ia} \rho^{--} + \bar{u}'_{iL} \rho^{0*} + \bar{d}'_{iL} \rho^- \right) U'_{aR} + \\ & + F_{iL}^d \left(\bar{J}'_{iL} \eta_2^- + \bar{u}'_{iL} \eta_1^+ + \bar{d}'_{iL} \eta^{0*} \right) D'_{aR} + \\ & + F_{iL}^j \left(\bar{J}'_{iL} \chi^{0*} + \bar{u}'_{iL} \chi^{++} + \bar{d}'_{iL} \chi^+ \right) J'_{kR} + c.h. \end{aligned} \quad (2.3.10)$$

Introduzindo os valores esperados do vácuo dos campos neutros de Higgs podemos escrever os termos de massa dos quarks como

$$\mathcal{L}_q^m = \bar{U}'_L M_u U'_R + \bar{D}'_L M_d D'_R + \bar{J}'_L M_J J'_R. \quad (2.3.11)$$

As matrizes de massa são

$$\begin{aligned} M_u &= \begin{pmatrix} G_{11}^u v & G_{12}^u v & G_{13}^u v \\ F_{21}^u u & F_{22}^u u & F_{23}^u u \\ F_{31}^u u & F_{32}^u u & F_{33}^u u \end{pmatrix}, \\ M_d &= \begin{pmatrix} G_{11}^d u & G_{12}^d u & G_{13}^d u \\ F_{21}^d v & F_{22}^d v & F_{23}^d v \\ F_{31}^d v & F_{32}^d v & F_{33}^d v \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

$$M_J = w \begin{pmatrix} G^j & 0 & 0 \\ 0 & F_{22}^j & F_{23}^j \\ 0 & F_{32}^j & F_{33}^j \end{pmatrix}. \quad (2.3.12)$$

Podemos ver então que os quarks u e d ganham massa dos tripletos de Higgs η e ρ . A matriz de massa dos quarks J recebe contribuição exclusivamente do triplete de escalares χ e a mistura ocorre somente entre J_2 e J_3 .

A lagrangeana de Yukawa para os léptons $e_a'^-$ e $E_a'^+$ é

$$\mathcal{L}_l^Y = -G_{ab}\bar{\psi}_{aL}e'_{bR}\rho - G'_{ab}\bar{\psi}_{aL}E'_{aR}\chi + c.h. \quad (2.3.13)$$

G_{ab} e G'_{ab} são constantes de acoplamento. Após a quebra espontânea de simetria, os termos de massa se tornam

$$\mathcal{L}_l^m = -uG_{ab}\bar{e}'_{aL}e'_{bR} - wG'_{ab}\bar{E}'_{aL}E'_{bR} + c.h. \quad (2.3.14)$$

Temos também as interações dos escalares carregados com os léptons, que podem ser escritas como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l^Y = & -\frac{m_a}{u}\bar{\nu}_{aL}e_{aR}\rho^+ - \frac{m_b}{u}K_{ab}\bar{E}_{aL}e_{bR}\rho^{++} + \\ & -\frac{M_b}{w}K_{ab}\bar{\nu}_{aL}E_{bR}\chi^- - \frac{M_b}{w}K_{ab}^\dagger\bar{e}_{aL}E_{bR}\chi^{--} + c.h. \end{aligned} \quad (2.3.15)$$

onde m_a and M_a denotam as massas dos léptons e_a e E_a respectivamente, e K é uma matriz de mistura.

As interações dos multipletos de mão esquerda (L) e de mão direita (R) com os bósons de gauge são descritas pela lagrangeana

$$\mathcal{L}_l = i\bar{R}\gamma^\mu(\partial_\mu + ig'B_\mu N_R)R + i\bar{L}\gamma^\mu\left(\partial_\mu + \frac{ig'}{2}B_\mu N_L + \frac{ig}{2}\vec{\lambda} \cdot \vec{W}_\mu\right)L. \quad (2.3.16)$$

De (2.3.16) podemos encontrar as correntes carregadas:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l^{CC} = & -\frac{g}{\sqrt{2}} \sum_a \left(\bar{e}_{aL} \gamma^\mu \nu_{aL} W_\mu^- + \bar{E}_{aL} \gamma^\mu T_{ab} \nu_{aL} V_\mu^+ + \right. \\ & \left. + \bar{e}_{aL} \gamma^\mu T_{ab}^\dagger E_{bL} U_\mu^{--} \right) + c.h., \end{aligned} \quad (2.3.17)$$

onde agora estamos escrevendo as interações em termos dos autoestados da massa, os campos sem linha, definidos por

$$\begin{aligned} e'_{lL} &= S_{lL}^e e_{lL}^-, & e'_{lR} &= S_{lR}^e e_{lR}^-, \\ E_{lL}^{'+} &= \mathcal{R}_{lL} E_{lL}^+, & E_{lR}^{'+} &= \mathcal{R}_{lR} E_{lR}^+, \\ \nu'_{lL} &= S_{lL}^\nu \nu_{lL}, \end{aligned} \quad (2.3.18)$$

onde $S_{L(R)}$ e $\mathcal{R}_{L(R)}$ são matrizes de mistura e $T = \mathcal{R}_L^\dagger S_L$. As correntes neutras contidas em (2.3.16) são

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Z^{CN} &= -\frac{g}{2c_W} \left[a_L(f) \bar{f} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) f + a_R(f) \bar{f} \gamma^\mu (1 + \gamma_5) f \right], \\ \mathcal{L}_{Z'}^{CN} &= -\frac{g}{2c_W} \left[a'_L(f) \bar{f} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) f + a'_R(f) \bar{f} \gamma^\mu (1 + \gamma_5) f \right], \end{aligned} \quad (2.3.19)$$

para Z e Z' , respectivamente. f em (2.3.19) representa os férmions da teoria e os coeficientes são

$$\begin{aligned} a_L(\nu'_L) &= \frac{1}{2}, & a_R(\nu_l) &= 0, \\ a'_L(\nu'_L) &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{h}{3}}, & a'_R(\nu'_l) &= 0, \end{aligned} \quad (2.3.20)$$

para os neutrinos, com h definido em (2.1.8). Para os léptons, com $l = e, \mu, \tau$, temos

$$a_L(e_l) = -\frac{1 + 2s_W^2}{2}, \quad a_R(e_l) = s_W^2,$$

$$\begin{aligned}
 a'_L(e_l) &= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{h}{3}}, & a'_R(e_l) &= -s_W^2\sqrt{\frac{3}{h}}, \\
 a_L(E_l) &= a_R(E_l) = -s_W^2, \\
 a'_L(E_l) &= -\sqrt{\frac{h}{3}}, & a'_R(E_l) &= s_W^2\sqrt{\frac{3}{h}}.
 \end{aligned} \tag{2.3.21}$$

A primeira das expressões (2.3.19), com os coeficientes dados pela terceira das (2.3.21), mostra que E tem apenas acoplamento vetorial com Z^0 .

3. SETOR ESCALAR

Campos escalares são introduzidos na teoria para dar massa aos bósons de gauge e aos férmions através da quebra espontânea de simetria. O modelo padrão não *diz* nada a respeito do número de bósons escalares na Natureza. Em sua versão *mínima* existe apenas um dubleto de escalares e isto é suficiente para explicar todos os resultados experimentais conhecidos.

As predições teóricas do setor escalar são muito mais pobres que as dos setores dos bósons de gauge e dos férmions. Por exemplo, a massa não é prevista no modelo padrão, mas existem maneiras de se obter limites em laboratório (Gunion *et al.* (1989) e Sher (1989)) e cosmológicos (Dolgov e Zel'dovich (1981)). Entretanto, esses limites podem não ser aplicáveis para as suas possíveis extensões.

O grande interesse na pesquisa de bósons de Higgs se justifica porque sua detecção viria confirmar uma das mais importantes previsões do modelo padrão, comparada a dos bósons de gauge massivos.

Existe muito interesse em modelos com o setor de Higgs estendido. Modelos supersimétricos, uma elegante e talvez a mais popular extensão do modelo

padrão, precisam de pelo menos dois dubletos de escalares para dar conta das massas (Gunion *et al.* (1989)). Outra fonte de interesse surge quando se considera violação CP. Modelos com mais de um dubleto podem ter uma fonte adicional de violação dessa simetria (Lee (1973) e Weinberg (1976)).

Esta seção é dedicada ao estudo do potencial escalar nos modelos II e III. Vamos estudar os setores escalares mínimos, que no modelo III são os três tripletos de (2.2.4) e o modelo II inclui o sexteto dado em (2.2.5). Não discutiremos nesse trabalho o caso do modelo I, que poderá ser assunto de futuros estudos.

3.1. Potencial de Higgs com Três Tripletos

Vamos discutir aqui o caso do modelo com III. A forma mais geral do potencial $V(\eta, \rho, \chi)$ invariante de gauge e que conserva CP é

$$\begin{aligned}
 V(\eta, \rho, \chi) = & \mu_1^2 \eta^\dagger \eta + \mu_2^2 \rho^\dagger \rho + \mu_3^2 \chi^\dagger \chi + \lambda_1 (\eta^\dagger \eta)^2 + \lambda_2 (\rho^\dagger \rho)^2 + \\
 & + \lambda_3 (\chi^\dagger \chi)^2 + \eta^\dagger \eta (\lambda_4 \rho^\dagger \rho + \lambda_5 \chi^\dagger \chi) + \\
 & + \lambda_6 (\rho^\dagger \rho) (\chi^\dagger \chi) + \lambda_{12} (\eta_i^\dagger \rho_i) (\rho_j^\dagger \eta_j) + \\
 & + \lambda_{13} (\eta_i^\dagger \chi_j) (\chi_i^\dagger \eta_j) + \lambda_{14} (\rho_i^\dagger \chi_i) (\chi_j^\dagger \rho_j) + \\
 & + \frac{f}{2} (\varepsilon^{ijk} \eta_i \rho_j \chi_k + c.h.), \tag{3.1.1}
 \end{aligned}$$

onde os μ 's, λ 's e f são constantes, esta última com dimensão de massa. As constantes $\lambda_7, \dots, \lambda_{11}$, que não aparecem em (3.1.1), são coeficientes dos termos do sexteto (2.2.5) que ocorrem no potencial do modelo II, que será tratado em seguida. De qualquer forma, os termos proporcionais a $\lambda_{12}, \dots, \lambda_{14}$,

embora sejam termos legítimos do potencial (3.1.1), na análise do espectro de massas podem ser desprezados sem perda de generalidade, e portanto não serão mais considerados nesta subseção .

Deslocando os campos neutros ao redor do mínimo do potencial,

$$\varphi^0 = v_\varphi + \xi_\varphi + i\zeta_\varphi, \quad (3.1.2)$$

onde φ é qualquer componente neutra que ganha um valor esperado do vácuo v_φ , e exigindo que os termos lineares em cada componente de todos os campos se anulem, obtemos das partes imaginárias que

$$Im(f) = 0, \quad (3.1.3)$$

e das partes reais,

$$\begin{aligned} \mu_1^2 + 2\lambda_1 v^2 + \lambda_4 u^2 + \lambda_5 w^2 + f \frac{uv}{2w} &= 0, \\ \mu_2^2 + 2\lambda_2 u^2 + \lambda_4 v^2 + \lambda_6 w^2 + f \frac{vw}{2u} &= 0, \\ \mu_3^2 + 2\lambda_3 w^2 + \lambda_5 v^2 + \lambda_6 u^2 + f \frac{wu}{2v} &= 0. \end{aligned} \quad (3.1.4)$$

A mistura nas matrizes de massa ocorre entre η_1^+ e ρ^+ e entre η_2^+ e χ^+ no setor de carga única e entre ρ^{++} e χ^{++} no setor de dupla carga. A partir do potencial (3.1.1), usando os vínculos (3.1.4) temos

$$\begin{aligned} M_{\eta\rho} &= \frac{fw}{2} \begin{pmatrix} u/v & 1 \\ 1 & v/u \end{pmatrix}, \\ M_{\eta\chi} &= \frac{fu}{2} \begin{pmatrix} w/v & 1 \\ 1 & v/w \end{pmatrix}, \\ M_{\rho\chi} &= \frac{fv}{2} \begin{pmatrix} w/u & 1 \\ 1 & u/w \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.1.5)$$

onde a ordem dos índices indicam a base em que cada matriz foi escrita. As matrizes (3.1.5) apresentam um autovalor nulo cada uma, mostrando a presença de três bósons de Goldstone carregados. Os respectivos autoestados dos Goldstones (G 's) e dos Higgs físicos (H 's) são dados por

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} G_1^+ \\ H_1^+ \end{pmatrix} &= \frac{1}{\sqrt{v^2 + u^2}} \begin{pmatrix} -v & u \\ u & v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1^+ \\ \rho^+ \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} G_2^+ \\ H_2^+ \end{pmatrix} &= \frac{w}{\sqrt{v^2 + w^2}} \begin{pmatrix} -v/w & 1 \\ 1 & v/w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_2^+ \\ \chi^+ \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} G_3^{++} \\ H_3^{++} \end{pmatrix} &= \frac{w}{\sqrt{u^2 + w^2}} \begin{pmatrix} -u/w & 1 \\ 1 & u/w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho^{++} \\ \chi^{++} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.1.6)$$

e as massas dos bósons de Higgs são

$$\begin{aligned} m_{H_1}^2 &= \frac{wf(v^2 + u^2)}{2vu}, & m_{H_2}^2 &= \frac{uf(w^2 + v^2)}{2vw}, \\ m_{H_3}^2 &= \frac{vf(w^2 + u^2)}{2uw}. \end{aligned} \quad (3.1.7)$$

Da parte imaginária dos campos temos a matriz de massa

$$M_\zeta = \frac{fw}{2} \begin{pmatrix} -v/w & 1 & u/w \\ 1 & v/u & v/w \\ u/w & v/w & vu/w^2 \end{pmatrix}, \quad (3.1.8)$$

na base $\zeta_\eta, \zeta_\rho, \zeta_\chi$. Dois autovalores de (3.1.8) são nulos, indicando a presença de dois bósons de Goldstone neutros e um Higgs. Os autoestados desses bósons

são

$$\begin{pmatrix} G_1^0 \\ G_2^0 \\ H^0 \end{pmatrix} = \frac{fw}{2} \begin{pmatrix} -a_1 & 0 & a_3 \\ b_1 & b_2 & b_3 \\ c_1 & c_2 & c_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \zeta_\eta \\ \zeta_\rho \\ \zeta_\chi \end{pmatrix}, \quad (3.1.9)$$

onde estamos usando as definições

$$\begin{aligned} a_1 &= w \sqrt{\frac{x_1 x_2}{w^2 (x_1 x_2 - 1) - v^2}}, & a_3 &= \sqrt{\frac{-w x_2}{v (x_1 + x_2)}}, \\ b_1 &= \frac{v x_3}{w x_1^2 x_3 - v \sqrt{x_2 (x_3^2 + x_1 x_2)}}, & b_2 &= \sqrt{\frac{(w x_1)^3}{w^3 + v^2 (w + v)}}, \\ b_3 &= \sqrt{\frac{v^3}{w^3 x_2 + v x_1 [w x_3^2 - v (x_1 x_2)^2]}}, & c_1 &= \frac{w^2 x_4 x_1 x_3}{v \sqrt{v x_3^2 - x_1^3 x_2}}, \\ c_2 &= x_2 \sqrt{\frac{v}{w x_1 + v}}, & c_3 &= -\frac{v w \sqrt{x_1 x_3}}{\sqrt{v^2 x_1 (w x_3^2 + v x_1 x_2^2) - x_2 x_3^2}}, \end{aligned} \quad (3.1.10)$$

com

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{\sqrt{w^2 + v^2}}{w}, & x_2 &= \frac{\sqrt{w^2 + 2v^2}}{w}, \\ x_3 &= \frac{\sqrt{w^4 + 3v^2 w^2 + 2v^4}}{w^2}, \\ x_4 &= \frac{1}{w} \sqrt{\frac{v}{w} [w(v + w) - v u^2]}. \end{aligned} \quad (3.1.11)$$

O bóson neutro de Higgs tem a massa

$$m_{H^0}^2 = \frac{f}{2vuw} (v^2 w^2 + u^2 w^2 + v^2 u^2). \quad (3.1.12)$$

As partes reais do setor neutro dão a seguinte matriz de massa:

$$M_\xi = \begin{pmatrix} 4\lambda_1 v^2 - f u w / (2v) & 2\lambda_4 v u + f w / 2 & 2\lambda_5 v w + f u / 2 \\ 2\lambda_4 v u + f w / 2 & 4\lambda_2 u^2 - f v w / (2u) & 2\lambda_6 u w + f v / 2 \\ 2\lambda_5 v w + f u / 2 & 2\lambda_6 u w + f v / 2 & 4\lambda_3 w^2 - f v u / (2w) \end{pmatrix}, \quad (3.1.13)$$

com todos os autovalores diferentes de zero.

Sabemos que a concavidade do potencial deve ser voltada para cima, ou seja, v , u e w devem ser realmente mínimos de $V(\eta, \rho, \chi)$. Essa condição é satisfeita quando se exige que todas as massas sejam positivas.

Vemos então que o setor escalar produz as massas desejadas: os três bósons de Goldstone do setor carregado serão absorvidos pelos bósons de gauge W^+ , V^+ e U^{++} que então se tornam massivos. No setor neutro temos dois Goldstones, provenientes das partes imaginárias, que darão massa a Z e a Z' . Ficamos ainda com três escalares carregados H_1 , H_2 e H_3 , com massas dadas por (3.1.7), e os neutros H^0 com massa dada em (3.1.12) mais os três autoestados associados à matriz M_ξ em (3.1.13).

3.2. Potencial de Higgs com Três Tripletos e um Sexteto

No modelo I é necessário introduzir um sexteto de campos escalares dado em (2.2.5), além dos três tripletos de (2.2.4), como já dissemos. Isso é decorrência da forma como se representa os léptons nesse modelo (Foot *et al.* (1993)). Vamos estudar agora o caso mais simples possível necessário para se obter o espectro de massas com $v_1 = 0$, o valor esperado de σ_1^0 no sexteto (2.2.5). Neste caso, o potencial renormalizável, invariante de gauge e que conserva CP é

$$V(\eta, \rho, \chi, S) = \mu_1^2 \eta^\dagger \eta + \mu_2^2 \rho^\dagger \rho + \mu_3^2 \chi^\dagger \chi + \mu_4^2 \text{Tr}(S^\dagger S) + \lambda_1 (\eta^\dagger \eta)^2 +$$

$$\begin{aligned}
& +\lambda_2 (\rho^\dagger \rho)^2 + \lambda_3 (\chi^\dagger \chi)^2 + \eta^\dagger \eta [\lambda_4 (\rho^\dagger \rho) + \lambda_5 (\chi^\dagger \chi)] + \\
& +\lambda_6 (\rho^\dagger \rho) (\chi^\dagger \chi) + \lambda_7 [Tr (S^\dagger S)]^2 + \lambda_8 Tr (S^\dagger S)^2 + \\
& +\lambda_9 (\eta^\dagger \eta) Tr (S^\dagger S) + \lambda_{10} (\rho^\dagger \rho) Tr (S^\dagger S) + \\
& +\lambda_{11} (\chi^\dagger \chi) Tr (S^\dagger S) + \lambda_{12} (\eta_i^\dagger \rho_i) (\rho_j^\dagger \eta_j) + \\
& +\lambda_{13} (\eta_i^\dagger \chi_j) (\chi_i^\dagger \eta_j) + \lambda_{14} (\rho_i^\dagger \chi_i) (\chi_j^\dagger \rho_j) + \\
& + \left(f_1 \varepsilon^{ijk} \eta_i \rho_j \chi_k + f_2 \rho_i \chi_j S^{ij} + c.h. \right). \tag{3.2.1}
\end{aligned}$$

O deslocamento dos campos neutros ao redor do mínimo de $V(\eta, \rho, \chi, S)$ é feito como em (3.1.2), onde agora φ^0 inclui também a componente neutra σ_2^0 do sexteto S . Exigindo então que os coeficientes dos termos lineares em cada componente se anulem separadamente, as partes imaginárias dos campos neutros dão

$$Im(f_1) = Im(f_2) = 0. \tag{3.2.2}$$

As partes reais dão os vínculos

$$\begin{aligned}
\mu_1^2 + 2\lambda_1 v^2 + \lambda_4 u^2 + \lambda_5 w^2 + 2\lambda_9 v_2^2 + f_1 \frac{uw}{v} &= 0, \\
\mu_2^2 + 2\lambda_2 u^2 + \lambda_4 v^2 + \lambda_6 w^2 + 2\lambda_{10} v_2^2 + \frac{w}{u} (f_1 v + f_2 v_2) &= 0, \\
\mu_3^2 + 2\lambda_3 w^2 + \lambda_5 v^2 + \lambda_6 u^2 + 2\lambda_{11} v_2^2 + \frac{u}{w} (f_1 v + f_2 v_2) &= 0, \\
\mu_4^2 + 4\lambda_7 v_2^2 + 2\lambda_8 v_2^2 + \lambda_9 v^2 + \lambda_{10} u^2 + f_2 \frac{uw}{v_2} &= 0. \tag{3.2.3}
\end{aligned}$$

Procedendo como no caso dos três tripletos podemos constatar a presença de dois Goldstones neutros,

$$G_1^0 = \frac{w}{\sqrt{w^2 + u^2}} \left(-\frac{u}{w} \zeta_\rho + \zeta_\chi \right),$$

$$G_2^0 = \frac{1}{\Gamma} \left(\frac{v\sqrt{w^2 + u^2}}{w^2} \zeta_\eta - \frac{uw}{\sqrt{w^2 + u^2}} \zeta_\rho + \right. \\ \left. - \frac{u^2 w}{\sqrt{w^2 + u^2}} \zeta_\chi + \frac{v_2 \sqrt{w^2 + u^2}}{w^2} \zeta_2 \right), \quad (3.2.4)$$

onde

$$\Gamma = \frac{1}{w} \sqrt{v^2 + u^2 + v_2^2 + \frac{v^2 u^2 + u^2 v_2^2}{w^2}} \quad (3.2.5)$$

e ζ_2 é a componente imaginária de σ_2^0 deslocado em torno do mínimo do potencial.

No setor de dupla carga há um bóson de Goldstone cujo autoestado é

$$G^{++} = \frac{w^6 \Gamma_4}{vuv_2(w^2 + v^2)(w - u)} \left(\Gamma_1 \rho^{++} + \Gamma_2 \chi^{++} + \Gamma_3 H_1^{++} + \Gamma_4 H_2^{++} \right) \quad (3.2.6)$$

com

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= \frac{f_2 u}{w^4} \left(2\lambda_8 \frac{v_2^4}{w^2} + \lambda_{14} u^2 - f_1 \frac{vu}{w^4} \right), \\ \Gamma_2 &= \frac{f_2}{w^3} \left(2\lambda_8 \frac{v^4}{w^2} - \lambda_{14} u^2 + f_1 \frac{vu}{w^2} - f_2 \frac{uv_2}{w^2} \right), \\ \Gamma_3 &= \frac{1}{w^3} \left[\left(4\lambda_8 \frac{v_2^3}{w} + f_2 u \right) \left(f_1 \frac{v}{w} - \lambda_{14} u \right) - f_2^2 \frac{uv_2}{w^4} \right], \\ \Gamma_4 &= \frac{v_2}{w^4} \left(4\lambda_8 \frac{v_2^3}{w} - f_2 u \right) \left(\lambda_{14} u - f_1 \frac{v}{w} \right). \end{aligned} \quad (3.2.7)$$

O setor de carga única contribui com dois Goldstones:

$$\begin{aligned} G_1^+ &= w^2 \left[\frac{w^2 - u^2 (P^2 + K^2)}{w^2 R} \right]^2 \left(-\frac{uK}{v_2 P} \eta_1^+ + \frac{u}{w} \rho^+ + h_1^+ \right), \\ G_2^+ &= \frac{w}{B} \left[\frac{uv_2}{w} (f_2 - E) \eta_2^+ + uD\chi^+ + v_2 D h_2^+ \right], \end{aligned} \quad (3.2.8)$$

com as definições

$$D = \frac{1}{w} \left(f_1 \frac{u}{w} - \lambda_{13} v \right), \quad E = \frac{1}{w^2} \left[\frac{u}{w} (f_1 v + f_2 v_2) - \lambda_{13} v^2 \right],$$

$$\begin{aligned}
P &= \frac{1}{w} \left(f_1 - \lambda_{12} \frac{u^2}{w} \right), & K &= \frac{1}{w} \left(f_1 - \lambda_{12} \frac{vu}{w} \right), \\
R &= \frac{1}{w^2} \left[(u^2 + v_2^2) P^2 + u^2 Q^2 \right], \\
B &= \frac{1}{w} \sqrt{(u^2 + v_2^2) D^2 + u^2 E^2 + f_2 \frac{u^2 v_2}{w^4} (v_2 f_2 - 2E)}.
\end{aligned} \tag{3.2.9}$$

Podemos notar então que o potencial (3.2.1) é suficiente para produzir o espectro de massas do modelo I. Temos os dois Goldstones neutros que serão absorvidos por Z e Z' . No setor de dupla carga o Goldstone G^{++} dará massa a U^{++} , enquanto no setor de carga única G_1^+ e G_2^+ dão conta das massas de W^+ e V^+ .

4. TÓPICOS DA FENOMENOLOGIA DO MODELO III

4.1. Léptons

Léptons mais pesados que os usuais do modelo padrão são previstos em diversas de suas extensões. Os léptons pesados propostos nas publicações podem ser classificados em quatro categorias (Hikasa *et al.* (1989), p. VI.31): seqüenciais, paraléptons, ortoléptons e partículas penetrantes de vida longa (*long-lived penetrating particles*).

Os seqüenciais são constituídos de pares do tipo (L^-, ν_L) , com número leptônico $L = 1$ que separadamente se conserva. Com isso, ficam proibidos os decaimentos radiativos $L \mapsto l\gamma$, $l = e^-, \mu^-, \tau^-$, e os do tipo $L^- \mapsto l\nu_L \bar{\nu}_l$ são permitidos desde que o lépton pesado (L) em questão tenha massa suficiente.

Os paraléptons são descritos pelos pares (e_P^+, e_P^0) , (μ_P^+, μ_P^0) e (τ_P^+, τ_P^0) com

número leptônico igual ao de seu análogo ordinário (l, ν_l). O paralépton mais leve não é estável, como ocorre com os léptons seqüenciais; não decaem radiativamente e os decaimentos fracos ocorrem analogamente aos dos léptons seqüenciais.

Os ortoléptons ($e_0^-, \mu_0^-, e \tau_0^-$) têm os mesmos números leptônicos dos correspondentes léptons usuais. Com relação aos números quânticos, eles se comportam como um lépton excitado.

Partículas penetrantes de longa vida são casos particulares dos léptons pesados descritos acima, como por exemplo, um lépton seqüencial estável.

Os limites disponíveis sobre as massa de léptons pesados se aplicam somente a esses quatro tipos de léptons (Hikasa *et al.* (1992), p. VI.31). Notam-se, entretanto, que os novos léptons propostos aqui não se enquadram em nenhuma dessas categorias.

A maior parte das experiências para a procura de léptons pesados são dirigidas para aqueles que se acoplam com o bóson de gauge neutro Z^0 da mesma forma que os léptons leves conhecidos (*e. g.* Adeva *et al.* (1990) e Akrawy *et al.* (1990)). Este não é o caso dos novos léptons do modelo III (ver equações (2.3.21)).

Sinais desses léptons poderão ser encontrados em reações de produção de pares como a aniquilação $e^+e^- \mapsto L^+L^-$ e a reação de fotoprodução $\gamma + Z \mapsto L^+L^-Z^*$, e experiências com neutrinos como $\nu + Z \mapsto L^- + Z^*$ (Tsai (1971)), onde $L^\pm$ denota $E^\pm, M^\pm$ ou $T^\pm$. As propriedades desses novos léptons permitem também a interação $M^+ \mapsto E^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$, desde que a relação de massas satisfaça $M_M > M_E$.

Podemos obter um limite para as massas dos novos léptons estudando a largura do decaimento do Z^0 . A contribuição dos léptons pesados é dada por:

$$\Gamma(Z \rightarrow E^+ E^-) = \frac{G_F m_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} V_E^2 \sqrt{1 - 4\mu_E} (1 + 2\mu_E). \quad (4.1.1)$$

(Hollik (1990)), onde $\mu_E = (M_E/m_Z)^2$ e $V_E = a(E)_L + a(E)_R$, com $a(E)_L$ e $a(E)_R$ sendo os coeficientes apropriados dados em (2.3.21). Esperamos que a contribuição de E para a largura total do decaimento do Z^0 seja menor que a incerteza experimental: $\Delta\Gamma = 0,02 \text{ GeV}$ (Abreu *et al.* (1991)). Em (4.1.1) o termo sob raiz quadrada dá $\mu_E < 1/4$. Substituindo então este valor máximo de μ_E no termo entre parênteses, tomando $m_Z = 91,173 \text{ GeV}$ e $s_W^2 = 0,2325$, encontramos que a massa desse lépton pesado deve estar no intervalo

$$38,17 \text{ GeV} < M_E < 45,57 \text{ GeV}. \quad (4.1.2)$$

Como essa análise envolve apenas o lépton E^+ , os outros dois léptons pesados poderão ter massas acima de $m_Z/2$.

4.2. Bósons de Gauge

No setor bosônico a fenomenologia também é enriquecida pela presença de novas partículas e também, em certos casos, porque o valor esperado do vácuo w do escalar χ^0 , que entra na composição de vértices trilineares, é grande.

O bóson duplamente carregado U^{--} pode afetar o momento magnético do múon através de transições do tipo $\mu^- \rightarrow M^+ U^{--} \rightarrow \mu^-$. Valores experimentais podem ser encontrados em Bailey *et al.* (1977) (ver também Farley e Picasso (1979)). Análises desse tipo têm sido usadas para estabelecer

limites sobre parâmetros de outras teorias de gauge (e. g. Primack e Quinn (1972), Bjorken e Llewellyn Smith (1973) e Bars e Yoshimura (1978)). Uma expressão geral, válida em qualquer teoria de gauge, para a contribuição de segunda ordem para $a_\mu = (g - 2)_\mu/2$ foi dada por Leveille (1978) e por Moore *et al.* (1985). Em particular, para o bóson U^{--} temos

$$a_\mu^U = a_\mu^W \frac{M_L m_W^2}{m_\mu m_U^2} \sim 10^{-4} a_\mu^W \frac{M_L}{m_\mu}, \quad (4.2.1)$$

na aproximação $m_\mu \ll M_L \ll m_U$, onde m_μ , M_L , m_U e m_W , são as massa do múon, do lépton pesado L , do bóson U^{--} e do $W^\pm$, respectivamente, e a_μ^W é a contribuição usual de segunda ordem do modelo padrão. Da relação (4.2.1) nota-se que a contribuição de U^{--} é desprezível mesmo para $M_L \sim m_Z/2$.

As contribuições dos escalares carregados típicos, H^+ , são proporcionais ao fator $M_L m_W^2 / m_\mu m_{H^+}^2$. A massa do bóson de Higgs é proporcional a wf (ver (3.1.7)), onde $w \simeq 8$ TeV, mas f é uma escala de massa arbitrária. Por outro lado, é possível que num cálculo mais rigoroso se encontre cancelamento entre as contribuições dos bósons vetoriais e escalares carregados (Jackiw e Weinberg (1972)). Se considerarmos o momento magnético anômalo do elétron, a contribuição dos escalares carregados será ainda menor por um fator m_e/m_μ .

Portanto, o fator $(g - 2)_\mu$ não fornece vínculos muito fortes para as massas dos novos léptons carregados. Esta análise não impede, por exemplo, que tenhamos $M_E, M_M, M_T < m_Z/2$. Entretanto, dados da largura do decaimento do Z (ver subseção precedente) mostram que o limite inferior da massa de pelo menos um desses léptons pesados pode ficar próximo de $m_Z/2$.

4.3. Bósons Escalares

A transição $K^0 - \bar{K}^0$ é tradicionalmente usada para impor vínculos sobre parâmetros de teorias de gauge (Gaillard e Lee (1974), Abbott *et al.* (1980) e Cahn e Harari (1980)). Existe uma pequena diferença de massa ($\Delta m = (3,522 \pm 0,016) \cdot 10^{-12}$ MeV, Hikasa *et al.* (1992), p. II.10) entre os estados K_S^0 e K_L^0 , que são combinações lineares de K^0 e $\bar{K}^0$. A mistura provocada por Δm levaria a FCNC's, mas essas correntes não são observadas. Isso sugeriu a introdução do quark c (Glashow *et al.* (1970)) alguns anos antes de sua descoberta. No modelo padrão, a introdução desse quark cancela as indesejadas FCNC's provenientes do Z^0 e a transição $K^0 - \bar{K}^0$ procede, em ordem mais baixa, *via* troca de dois bósons W^- como na figura 4.3.1.

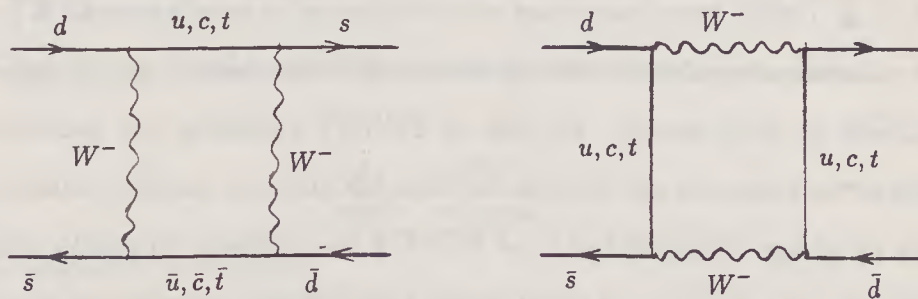


Figura 4.3.1: Processo $K^0 - \bar{K}^0$ mediado por W^- .

A diferença de massa entre K_L^0 e K_S^0 pode ser usada para impor vínculos sobre parâmetros do modelo padrão e de extensões que prevêm FCNC's e contribuições do setor escalar para o processo. Num modelo de seis quarks a transição $K^0 - \bar{K}^0$ pode ser útil para impor vínculos sobre o ângulo de mistura que descreve o acoplamento do quark t com s e com d (ver, por exemplo,

Barger *et al.* (1979) e Shrock *et al.* (1979)).

Gaillard e Lee (1974) usaram a transição $K^0 - \bar{K}^0$ no modelo padrão para estimar a massa m_c do quark c e mostraram que o processo da figura 4.3.1 pode ser descrito pela lagrangeana efetiva

$$\mathcal{L}_W^{ef} = \sin^2 \theta_C \cos^2 \theta_C \frac{g^4}{27\pi} \frac{m_c^2}{m_W^4} \left\{ \bar{s} \gamma_\mu \left[\frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right] d \right\}^2, \quad (4.3.1)$$

onde θ_C é o ângulo de Cabbibo.

Em geral, modelos com mais de um bóson de Higgs têm contribuição dos escalares para a transição $K^0 - \bar{K}^0$. No modelo padrão isso não ocorre porque a diagonalização da matriz de massa dos quarks diagonaliza automaticamente os acoplamentos dos quarks com o Higgs e, portanto, a conservação do sabor se mantém.

Abbott *et al.* (1980) examinaram os vínculos impostos pela transição $K^0 - \bar{K}^0$ sobre escalares carregados em dois modelos com dois dubletos, sem violação CP proveniente do setor escalar, em que as FCNC's mediadas por escalares neutros não estão presentes em nível de árvore. No primeiro modelo, baseado na simetria de gauge $SU(2) \otimes U(1)$, as FCNC's são evitadas impondo uma simetria discreta para eliminar os acoplamentos de Yukawa indesejáveis (modo *natural*¹). No segundo as FCNC's são eliminadas exigindo-se que apenas um dos dois dubletos de Higgs se acople aos quarks. Nos dois casos apenas Higgs carregados e $W^\pm$ induzem correntes com troca de sabor.

Abbott *et al.* (1980) descreveram a importância relativa entre os processos envolvendo bósons escalares e os que envolvem bósons vetoriais em termos do

¹ *Natural* aqui significa que a propriedade independe dos valores dos parâmetros da teoria.

parâmetro v' , que é a razão entre os valores esperados dos dois Higgs neutros presentes. A interação típica H -quark, onde H é algum bóson de Higgs, é da ordem de $gm_q v'/m_W$, onde m_q é a massa do quark. Então, os quarks leves u , d , s e c têm um efeito pequeno nesses acoplamentos. O acoplamento W -quark é da ordem de g . Comparando então interações pontuais, esperam-se que processos com troca de Higgs e com troca de W sejam comparáveis em intensidade quando

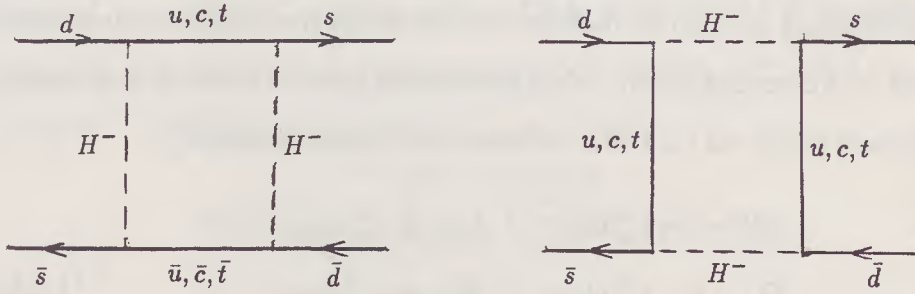


Figura 4.3.2: Processo $K^0 - \bar{K}^0$ mediado por bóson de Higgs carregados.

$$\frac{g}{m_W} \approx \frac{gm_q v'}{m_H m_W}, \quad (4.3.2)$$

ou seja, quando $v' \approx m_H/m_q$.

O subprocesso da figura 4.3.2 é proporcional ao fator

$$\left[\left(\frac{v' m_c}{m_W} \right)^2 \frac{1}{m_H} \right]^2. \quad (4.3.3)$$

A expressão (4.3.1) mostra que no modelo padrão, a amplitude desse processo é proporcional a m_c^2/m_W^4 , de onde se nota que, nesse caso, a contribuição dos bósons escalares é mais importante que as dos vetoriais para um grande intervalo de valores de m_H .

Os resultados de Abbott *et al.* (1980) podem ser generalizados para outros modelos. No nosso caso vamos discutir o modelo com três tripletos de Higgs, que tem um maior número de contribuições para o processo $K^0 - \bar{K}^0$. Da lagrangeana de Yukawa (2.3.10), os termos relevantes para esse propósito são

$$\mathcal{L}_H = G_{1a}^u \bar{d}'_L U'_{aR} \eta_1^- + F_{ia}^d \bar{u}'_{iL} D'_{aR} \eta_1^+ + F_{ia}^u \bar{d}'_{iL} U'_{aR} \rho^- + c.h., \quad (4.3.4)$$

com U' e D' definidos em (2.3.9). Não há contribuição de χ^- para a transição $K^0 - \bar{K}^0$ (ver equação (2.3.10)). Da lagrangeana (4.3.4) vamos analisar apenas aquelas contribuições que são do mesmo tipo das encontradas nos modelos com dois dubletos mencionados acima. Para passarmos para os estados com massa definida façamos como em (2.3.18), definindo as transformações

$$\begin{aligned} U'_{aL} &= V_{ab}^u D_{bL}, & U'_{aR} &= V_{ab}^u D_{aR}, \\ D'_{aL} &= V_{ab}^d D_{bL}, & D'_{aR} &= V_{ab}^d D_{aR}, \end{aligned} \quad (4.3.5)$$

onde as $V^{u(d)}$'s são as matrizes de rotação para os quarks de carga $2/3$ e $-1/3$, respectivamente.

Considerando apenas as transições $d \mapsto c$ e $s \mapsto c$, os termos de (4.3.4) em que estamos interessados, com os quarks já em autoestados da massa, são

$$\mathcal{L}_H = \left(K_{21}^{F*} \bar{d} + K_{22}^{F*} \bar{s} \right) \left[\frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right] c \eta_1^-, \quad (4.3.6)$$

onde $K_{12}^F = F_{ia}^d V_{1iL}^{u\dagger} V_{a2R}^{d\dagger}$ e $K_{22}^F = F_{ia}^d V_{2iL}^{u\dagger} V_{a2R}^{d\dagger}$.

O escalar η_1^- em termos dos autoestados físicos pode ser encontrado a partir de (3.1.6). Assim, a expressão (4.3.6) pode ser escrita como

$$\mathcal{L}_H = \frac{2vu}{fw(v^2 + u^2)} \left(K_{21}^{F*} \bar{d} + K_{22}^{F*} \bar{s} \right) \left[\frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right] c H_1^-. \quad (4.3.7)$$

Seguindo Gaillard e Lee (1974) podemos escrever, nesse caso, uma lagrangeana efetiva levando em conta apenas a contribuição de Higgs carregados (ver figura 4.3.2a). A partir de (4.3.7) temos

$$\mathcal{L}_H^{ef} = 2 \left[\frac{2vu}{f_W(v^2 + u^2)} \right]^4 (K_{21}^{F*} K_{22}^{F*})^2 \left\{ \bar{s} \left[\frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right] d \right\}^2 I(m_c), \quad (4.3.8)$$

onde $I(m_c)$ é um termo que vem do *loop* (ver figura 4.3.2) e vale

$$I(m_c) = \frac{1}{(4\pi m_{H_1})^2} + \mathcal{O}\left(\frac{m_c^2}{m_{H_1}^4}\right) \quad (4.3.9)$$

(Abbott *et al.* (1980)). Comparando (4.3.8) com (4.3.1) e exigindo que a contribuição dos escalares carregados para a transição $K^0 - \bar{K}^0$ seja menor que a de W^- encontramos a relação

$$K_{21}^{F*} K_{22}^{F*} \sqrt{\frac{2^{13}}{f(v^2 + u^2)} \left(\frac{vu}{w}\right)^3} < V_{ud} V_{cs} m_c, \quad (4.3.10)$$

onde estamos substituindo os fatores de Cabbibo em (4.3.1) pelos termos mais gerais V_{us} e V_{cs} de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, respectivamente, e usamos a expressão para m_{H_1} em (3.1.7) e a de m_W em (2.2.8) com $v_2 = 0$.

Por outro lado, ao contrário dos modelos estudados por Abbott *et al.* (1980) temos também aqui correntes com troca de sabor mediadas por Higgs neutros, o que também pode levar a vínculos. Nesse caso devemos procurar as interações entre os quarks d e s . Os termos relevantes da lagrangeana (2.3.10) são

$$\mathcal{L}_H^0 = G_{1a} \bar{d}_L' D_{aR}' \tilde{\rho}^0 + F_{iL}^d \bar{d}_L' D_{aR}' \tilde{\eta}^{0*}, \quad (4.3.11)$$

onde $\tilde{\eta}^0 = \xi_\eta + i\zeta_\eta$ e $\tilde{\rho}^0 = \xi_\rho + i\zeta_\rho$ (ver equação (3.1.2)). As transições $d \mapsto s$ de (4.3.11) são

$$\mathcal{L}_H^0 = (K_{21}^{G*} \tilde{\rho}^{0*} + K_{21}^{F*} \tilde{\eta}^0) \bar{s}_R d_L + (K_{21}^G \tilde{\rho}^0 + K_{21}^F \tilde{\eta}^{0*}) \bar{s}_L d_R, \quad (4.3.12)$$

onde estamos usando $K_{12}^G = G_{1a}^d V_{11L}^{d\dagger} V_{a2R}^d$ e $K_{21}^F = F_{ia}^d V_{i2L}^{d\dagger} V_{acR}^d$.

O escalar neutro H^0 induz o diagrama em nível de árvore da figura 4.3.3. Na parte imaginária do setor neutro temos os bósons de Goldstones e de Higgs

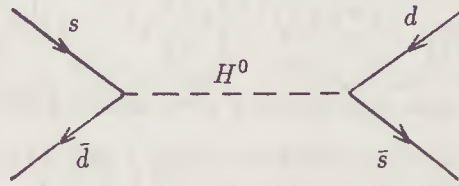


Figura 4.3.3: Contribuição dos escalares neutros para o processo $K^0 - \bar{K}^0$.

dados por (3.1.9). Invertendo aqueles autoestados e substituindo em (4.3.12), ficando apenas com o termo que queremos analisar, temos

$$\mathcal{L}_H^{0C} = \frac{2 \left(\Lambda_1 \Lambda_2 K_{21}^{G*} a_1 + K_{21}^{F*} \right)}{f w a_1} \bar{s} \left[\frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right] d H^0, \quad (4.3.13)$$

com

$$\begin{aligned} \Lambda_1 &= \frac{b_2 (c_1 a_3 + a_1 c_3) - c_2 (b_1 a_3 + a_1 b_3)}{b_2 a_1}, \\ \Lambda_2 &= \frac{b_1 a_3 + a_1 b_3}{a_1 b_2}. \end{aligned} \quad (4.3.14)$$

Então, as partes imaginárias dos campos neutros dão, para processo da figura (4.3.3), a lagrangeana efetiva

$$\mathcal{L}_{ef}^{0C} = 4 \left(\frac{a_1 \Lambda_1 \Lambda_2 K_{21}^{G*} + K_{21}^{F*}}{f w a_1 m_{H^0}} \right)^2 \left\{ \bar{s} \left[\frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right] d \right\}^2. \quad (4.3.15)$$

Novamente, comparando com (4.3.1), encontramos

$$\frac{v u (v^2 + u^2) \left(\Lambda_1 \Lambda_2 K_{21}^{G*} + K_{21}^{F*} \right)}{f^2 a_1 (v^2 w^2 + u^2 w^2 + v^2 u^2)} < \frac{V_{ud} V_{cs} m_c}{2\sqrt{2}\pi}, \quad (4.3.16)$$

onde usamos as expressões das massas de m_{H^0} e de m_W dadas em (3.1.12) e (2.2.8), respectivamente, com $v_2 = 0$. Os fatores de Cabbibo provenientes de (4.3.1) foram substituídos pelos de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa correspondentes.

Na parte real, podemos escrever os campos em função dos autoestados físicos como

$$\xi_\varphi = b_{\varphi i} H^{0i}, \quad (4.3.17)$$

onde H^{0i} agora são os autoestados da matriz (3.1.13) e $b_{\varphi i}$, ($i = 1, 2, 3$) são funções de v , u , w e f . Podemos fazer a mesma análise partindo de (4.3.13), mas agora tomando a parte real dos campos neutros dada em (4.3.17). Nesse caso, teremos uma lagrangeana do tipo

$$\mathcal{L}_H^{0R} = (\Lambda_1 \Lambda_2 K_{21}^{G*} + K_{21}^{F*}) (b_\eta + b_\rho)_i \bar{s} \left[\frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \right] dH^{0i}, \quad (4.3.18)$$

e o procedimento anterior dá um vínculo na forma

$$\frac{(\Lambda_1 \Lambda_2 K_{21}^{G*} + K_{21}^{F*})^2 \sum_i (b_\eta + b_\rho)_i^2 (v^2 + u^2) v u w}{f (v^2 w^2 + u^2 w^2 + v^2 u^2)} < \frac{(V_{ud} V_{cs} m_c)^2}{2^6 \pi}. \quad (4.3.19)$$

Fizemos nessa subseção uma análise simplificada da contribuição dos escalares do modelo III para a transição $K^0 - \bar{K}^0$. Mesmo assim não pudemos obter vínculos tão bons quanto os de Abbott *et al.* (1980) porque este modelo tem um setor escalar mais extenso e cada matriz de massa dos quarks tem contribuição de diferentes escalares. Por isso, o número de contribuições para o processo é maior, levando a vínculos com um grande número de parâmetros. Apesar disso, o fato da transição $K^0 - \bar{K}^0$ ser muito bem estudada faz com que esse processo mereça uma análise detalhada tanto das contribuições prove-

nientes do setor de gauge quanto daquelas do setor escalar, o que será considerado num futuro trabalho (Pisano e Pleitez (1993)).

5. DUPLO DECAIMENTO BETA SEM EMISSÃO DE NEUTRINOS

O duplo decaimento beta é interpretado como um processo de segunda ordem do decaimento β usual e tem profundas implicações para as teorias de gauge.

No decaimento β usual um átomo de número atômico Z sofre transmutação para outro elemento de número atômico $Z + 1$, emitindo um elétron e um antineutrino. O número leptônico é conservado no processo. Existem núcleos, entretanto, em que esse processo é proibido energeticamente ou é inibido por grandes variações de spin. Nesses casos pode-se esperar um decaimento do tipo $\beta\beta$.

Duas espécies de decaimento $\beta\beta$ podem ocorrer: aquele em que dois antineutrinos acompanham os dois elétrons emitidos $(\beta\beta)_{2\nu}$ e o $(\beta\beta)_{0\nu}$ em que não ocorre emissão de neutrinos. Evidências geoquímicas indiretas do modo $(\beta\beta)_{2\nu}$ foram encontradas em decaimentos de vários núcleos. Uma medida

direta do limite inferior do tempo de vida ($\tau_{1/2} > 1,1^{+0,8}_{-0,3} \cdot 10^{20}$ anos, 68% c.l.) foi feita por Elliott *et al.* (1987). A observação desse decaimento não decide a natureza do neutrino.

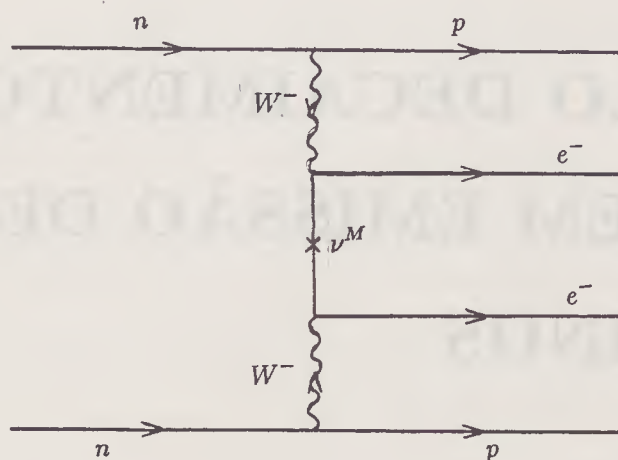


Figura 5.0.1: Duplo decaimento $(\beta\beta)_{0\nu}$ via neutrino massivo de Majorana.

É bem estabelecido que em todas as teorias propostas o processo $(\beta\beta)_{0\nu}$ só pode ocorrer com neutrinos de Majorana (ν^M) ou com neutrinos de mão direita (Kaiser *et al.* (1990), Mohapatra e Pal (1991), Rosen (1992)). Esse decaimento nunca foi observado. O melhor limite é medido em núcleo de ^{76}Ge com um tempo de vida $> 10^{24}$ anos (Hikasa *et al.* (1991), p. VI.40). O processo viola o número leptônico em duas unidades e, portanto, é proibido no modelo padrão. São previstos três tipos de decaimento $(\beta\beta)_{0\nu}$ em modelos com violação de L :

$$(A, Z) \longrightarrow (A, Z + 2) + 2e^-,$$

$$(A, Z) \longrightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + J,$$

$$(A, Z) \mapsto (A, Z + 2) + 2e^- + 2J, \quad (5.0.20)$$

onde J é o bóson de Goldstone, chamado Majoron, que surge em modelos que não conservam o número leptônico (Chikashige *et al.* (1981) e Gelmini e Roncadelli (1981)). O modelo de Gelmini e Roncadelli tem, além do dubleto usual, um tripleto de campos escalares. Um limite superior para o valor esperado v_T , associado à componente neutra do tripleto, pode ser obtido a partir de considerações astrofísicas. Considerando a perda de energia do Sol, Chanda *et al.* (1982) encontraram $v_T < 10$ MeV. Note que este limite é praticamente igual ao que obtivemos para v_1 , o análogo de v_T no modelo II, na equação (2.2.14), considerando a incerteza experimental do parâmetro ρ .

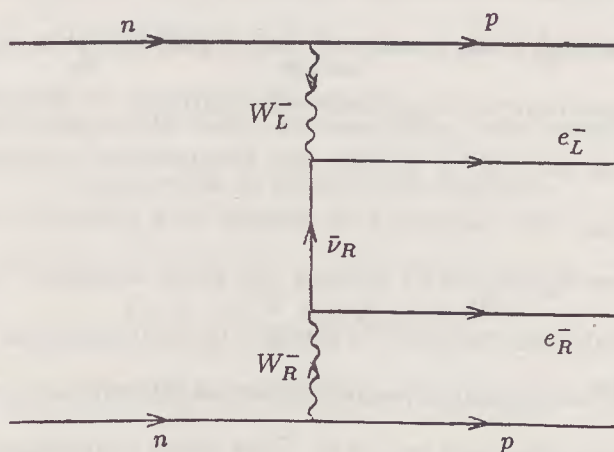


Figura 5.0.2: Duplo decaimento $(\beta\beta)_{0\nu}$ via correntes de mão direita.

O primeiro processo em (5.0.20) está representado na figura 5.0.1. Consideremos o decaimento do W^- na parte superior do diagrama. Esse bóson vetorial decai num elétron com helicidade de mão esquerda e um antineutrino

de mão direita. Esse antineutrino deve ser absorvido no vértice que representa a interação $W\nu e$ na parte inferior, mas para isso sua helicidade deveria ser de mão esquerda, portanto o processo não ocorre. Mas existem, em princípio, duas situações que podem fazer com que esse decaimento seja efetivado. Uma delas é a inserção de termos de massa de Majorana (ver figura 5.0.1). A outra é introduzir misturas de forma que os neutrinos de mão esquerda e de mão direita passem a ser, respectivamente,

$$\begin{aligned}\nu_{eL} &\longmapsto \nu_{eL} + \epsilon\nu_{eR}, \\ \nu_{eR} &\longmapsto \nu_{eR} + \epsilon\nu_{eL},\end{aligned}\tag{5.0.21}$$

(ver figura 5.0.2) onde ϵ é um parâmetro pequeno. Entretanto, esses dois mecanismos não são fundamentalmente diferentes (*e.g.* Rosen (1992)). Campos com as duas helicidades são massivos. Isso significa que a ocorrência do processo $(\beta\beta)_{0\nu}$ necessariamente implicaria em neutrinos de Majorana.

A maior parte das teorias de gauge que incorporam correntes de mão direita proíbem $(\beta\beta)_{0\nu}$ com neutrinos de massa nula porque o subprocesso $W_L^- W_R^- \longmapsto e_L^- e_R^-$ (ver figura 5.0.2) diverge em altas energias. Essas teorias, então, definem o produto das matrizes de mistura de mão esquerda e de mão direita como zero ($U^R U^L = 0$), como já discutimos na introdução, o que elimina automaticamente o processo para $m_\nu = 0$. Uma outra maneira de eliminar a divergência é admitir a existência de bósons de gauge duplamente carregados. Como foi discutido na introdução, isso foi uma das motivações para o estudo dos modelos considerados aqui.

Nesta seção vamos estudar o decaimento $(\beta\beta)_{0\nu}$ no âmbito do modelo II. O processo recebe então contribuições de escalares e, como já adiantamos, está

relacionado com a quebra da conservação de $\mathcal{F}$. Vamos atribuir valores de $\mathcal{F}$ aos férmions, aos bósons de gauge e aos escalares de forma que essa simetria se conserve. Primeiro vamos escrever as interações de Yukawa dos léptons no modelo II:

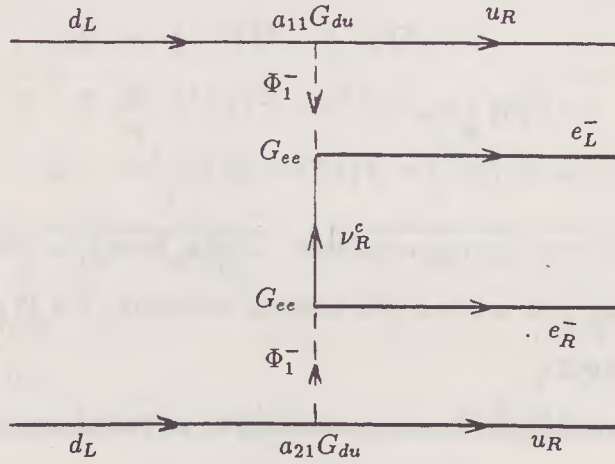


Figura 5.0.3: Contribuição escalar para o processo $(\beta\beta)_{0\nu}$ como consequência da quebra da conservação do número lepto-bariônico.

$$\mathcal{L}_S = -\frac{1}{2} \sum_{ab} G_{ab} \bar{\psi}_{iaL}^c \psi_{jbL} S^{ij}, \quad (5.0.22)$$

onde $\psi^c = C\bar{\psi}^T$ e C é a matriz de conjugação de carga. Portanto as interações contidas em $\mathcal{L}_S$ são

$$\begin{aligned} 2\mathcal{L}_S = & -\sum_{ab} G_{ab} \left[\bar{\nu}_{aL}^c \nu_{bL} \sigma_1^0 + \bar{l}_{aL}^c l_{bL} H_1^{++} + \bar{l}_{aR}^c l_{bL} H_2^{--} + \right. \\ & + \left(\bar{\nu}_{aR}^c l_{bL} + \bar{l}_{aR}^c \nu_{bL} \right) h_2^+ + \left(\bar{\nu}_{aR}^c l_{bL}^c + \bar{l}_{aR}^c \nu_{bL} \right) h_1^- + \\ & \left. + \left(\bar{l}_{aR}^c l_{bL}^c + \bar{l}_{aR}^c l_{bL} \right) \sigma_2^0 \right] + c.h., \end{aligned} \quad (5.0.23)$$

e agora definimos

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(l) = \mathcal{F}(\nu_l) &= 1, \\ \mathcal{F}(u_\alpha) = \mathcal{F}(d_\alpha) &= \frac{1}{3}, \quad \mathcal{F}(J_1) = -\frac{5}{3}, \quad \mathcal{F}(J_i) = \frac{7}{3}, \end{aligned} \quad (5.0.24)$$

onde $\alpha = 1, 2, 3$ e $i = 2, 3$. Para os bósons vetoriais e escalares atribuímos

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(V^-) = \mathcal{F}(U^{--}) &= 2, \\ -\mathcal{F}(\eta_2^+) = \mathcal{F}(\rho^{++}) = \mathcal{F}(\chi^{++}) &= 2, \\ \mathcal{F}(H_2^{++}) = \mathcal{F}(H_1^{++}) = \mathcal{F}(h_2^+) = \mathcal{F}(\sigma_1^0) &= -2, \end{aligned} \quad (5.0.25)$$

com $\mathcal{F} = 0$ para todos os outros escalares. Desta forma, o número leptobariônico é conservado nos setores dos bósons vetoriais (2.3.17) e (2.3.7) e escalares (2.3.10) e (5.0.23).

Voltando ao potencial (3.2.1), vamos considerar os termos adicionais

$$f_3 \eta_i \chi_j S^{ij} + \frac{f_4}{3!} \varepsilon_{ikm} \varepsilon_{jln} S^{ij} S^{kl} S^{mn} + c.h., \quad (5.0.26)$$

onde f_3 e f_4 são constantes com dimensão de massa e η , χ e S são definidos em (2.2.4) e (2.2.5). Ainda para manter o neutrino com massa nula vamos continuar com $v_1 = 0$.

Os termos (5.0.26) dão origem às interações

$$\begin{aligned} f_3 \left[\eta^0 \left(\eta^0 \sigma_1^0 + \eta_1^- h_2^+ + \eta_2^+ h_1^- \right) + \eta_1^- \left(\eta^0 h_2^+ + \eta_1^- H^{++} + \eta_2^+ \sigma_2^0 \right) + \right. \\ \left. + \eta_2^+ \left(\eta^0 h_1^- + \eta_1^- \sigma_2^0 + \eta_0^+ H_2^{--} \right) \right] + c.h. \end{aligned} \quad (5.0.27)$$

e

$$\begin{aligned} f_4 \left(\sigma_1^0 H_1^{++} H_2^{--} - \sigma_1^0 \sigma_2^0 \sigma_2^0 - h_2^+ h_2^+ H_2^{--} + h_2^+ \sigma_2^0 h_1^- - h_1^- H_1^{++} h_1^- + \right. \\ \left. + h_1^- h_2^+ \sigma_2^0 \right) + c.h. \end{aligned} \quad (5.0.28)$$

que quebram a simetria $\mathcal{F}$ explicitamente. A equação (3.2.2) se generaliza para

$$\text{Im}(f_i) = 0, \quad (5.0.29)$$

com $i = 1, \dots, 4$. Os vínculos (3.2.3) permanecem. Da parte real dos campos neutros obtemos, além dos vínculos (3.2.3),

$$f_3 v^2 - f_4 v_2^2 = 0. \quad (5.0.30)$$

A matriz de massa apresenta ainda os dois Goldstones, como no caso anterior, mas agora outro fato relevante ocorre: há mistura entre todos os escalares carregados. As interações dos quarks u e d com η_1^- e ρ^- , que são combinações lineares dos autoestados da massa, são descritas por (2.3.10). Então, podemos tomar um autoestado Φ , da simetria, e definir a combinação linear

$$\phi_i^- = \sum_{ij} a_{ij} \Phi_j^-, \quad (5.0.31)$$

onde $\phi_i^- = \eta_1^-, \eta_2^-, \rho^-, \chi^-, h_1^-, h_2^-$ e a_{ij} é uma matriz de mistura. Logo, podemos esperar a ocorrência do decaimento $(\beta\beta)_{0\nu}$ de acordo com o processo representado na figura 5.0.3. No caso anterior, a ausência dos termos com f_3 e f_4 no potencial faz com que a mistura entre os escalares ocorra em dois blocos distintos: η_1^-, ρ^-, h_1^- e η_2^-, χ^-, h_2^- . Nesse caso, $\mathcal{F}$ se conserva e o decaimento $(\beta\beta)_{0\nu}$ é proibido. Logo, a quebra de $\mathcal{F}$ pelos trilineares proporcionais a f_3 e a f_4 é o mecanismo fundamental do decaimento. Então, nessa classe de modelos o decaimento $(\beta\beta)_{0\nu}$ não depende da massa do neutrino. Ela pode ser mantida nula em nível de árvore.

Por outro lado, além de (5.0.23) temos as interações de Yukawa com η que

são descritas por

$$\mathcal{L}_l^Y = \sum_{ab} f_{ab} \bar{\psi}_{aiL}^c \psi_{bjL} \varepsilon^{ijk} \eta_k + c.h., \quad (5.0.32)$$

onde f_{ab} é um fator anti-simétrico ($f_{ab} = -f_{ba}$). Esse termo mistura léptons de diferentes famílias. Em particular temos as interações

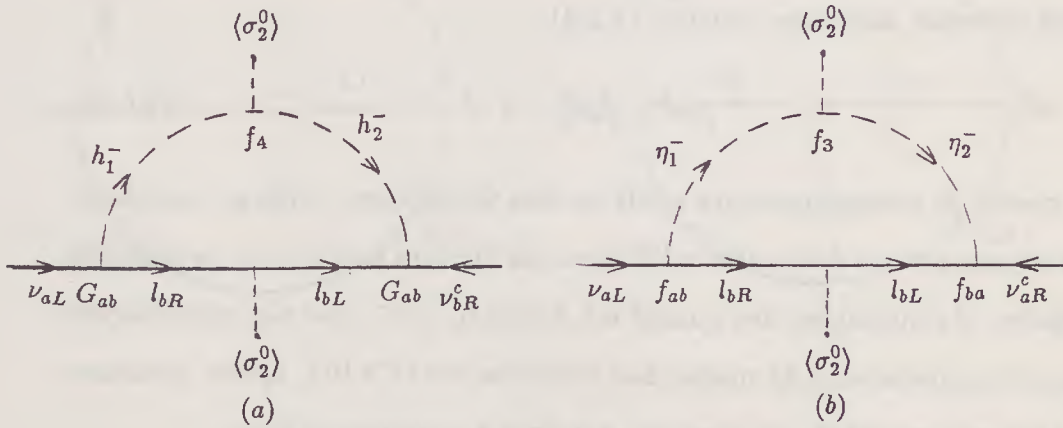


Figura 5.0.4: Contribuição de f_3 e de f_4 e de acoplamentos de Yukawa para a massa de Majorana do neutrino.

$$\left(\bar{\nu}_{eL}^c \mu_L^- - \bar{e}_L^c \nu_{\mu L} \right) \eta_2^+, \quad \left(\bar{\nu}_{eL}^c \mu_L^+ - \bar{e}_L \nu_{\mu L} \right) \eta_1^-. \quad (5.0.33)$$

Elas prevêm, juntamente com as contribuições dos campos h_1 e h_2 do sexteto, diagramas de um *loop* como os das figuras 5.0.4 em que um neutrino de mão esquerda se transforma num antineutrino de mão direita.

Por outro lado, ocorrem também processos como os da figuras 5.0.5a, b que equivalem a juntar as linhas dos neutrinos das figuras 5.0.4a, b, respectivamente, num vértice com o escalar de massa nula σ_1^0 . Esse diagramas dão uma contribuição divergente para v_1 . Portanto, o contratermo que elimina

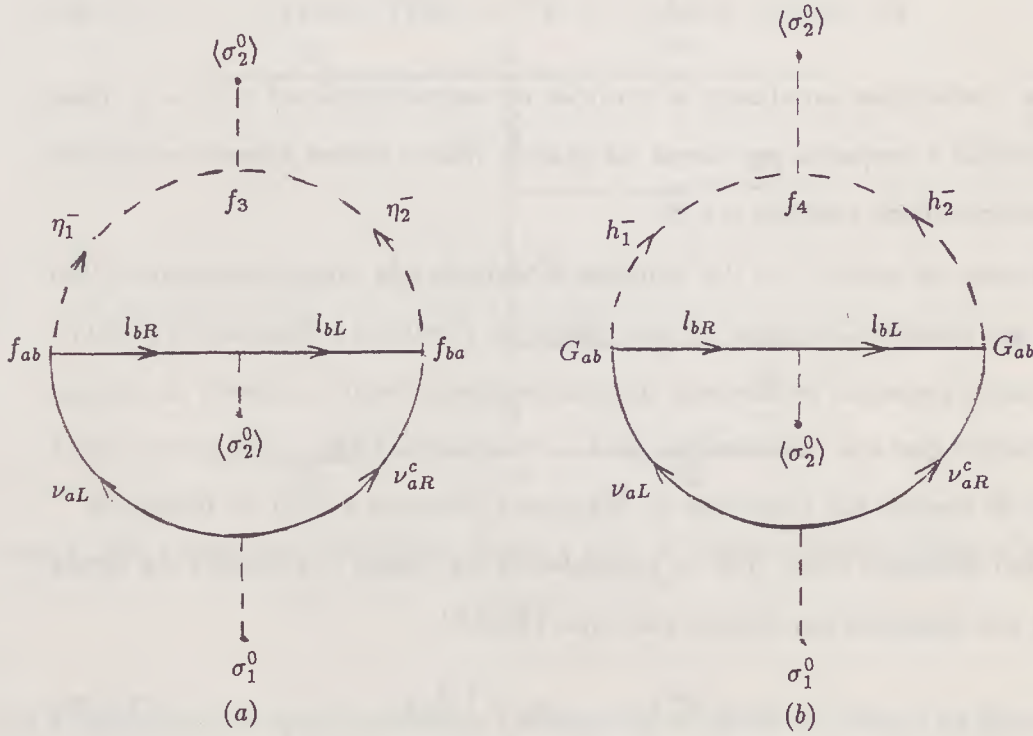


Figura 5.0.5: Contribuição divergente para $\langle \sigma_1^0 \rangle$ obtida unindo as linhas do neutrino nas duas figuras anteriores através de σ_1^0 .

essa divergência leva a uma massa arbitrária para o neutrino. Logo, o neutrino inevitavelmente ganha massa de Majorana, embora ela possa ser feita arbitrariamente pequena ($\langle \sigma_1^0 \rangle \simeq 0$).

Quando consideramos $m_\nu \neq 0$, i. e., $\sigma_1^0 \neq 0$, o decaimento $(\beta\beta)_{0\nu}$ ocorre de acordo com o processo da figura (5.0.6), onde há contribuição dos bósons vetoriais W^- e V^- através de X_1^- . $W^\pm$ e $V^\pm$ podem ser escritos como combinações lineares de X_i ($i = 1, 2$),

$$W^+ = \alpha X_1^+ + \beta X_2^+, \quad V^+ = -\beta X_1^+ + \alpha X_2^+, \quad (5.0.34)$$

onde os coeficientes satisfazem a condição de normalização $\alpha^2 + \beta^2 = 1$. Essa contribuição é pequena por causa da grande massa desses bósons ou devido aos parâmetros de mistura α e β .

No caso em que $\langle \sigma_1^0 \rangle \neq 0$ a simetria $\mathcal{F}$ é quebrada espontaneamente. Isso leva a um pseudo-Goldstone do tipo Majoron (Gelmini e Roncadelli (1981)). Neste caso, podemos estabelecer um limite inferior sobre a massa do escalar ϕ_1^- impondo que sua contribuição para o decaimento $(\beta\beta)_{0\nu}$ seja menor que a amplitude devido aos neutrinos de Majorana massivos e com de bósons W^- . Para isso devemos notar que os autoestados da massa dos quarks da figura (3.2.1) são definidos por rotações do tipo (2.3.18),

$$q'_L = V_L^Q q_L, \quad q'_R = V_R^Q q_R, \quad (5.0.35)$$

com $V_{L,R}^Q$ sendo matrizes unitárias no espaço de sabores. As interações de Yukawa (2.3.16) são do tipo $G_{ud} \bar{d}_L u_R \eta_1^-$ com $G_{ud} = \left[(V_L^Q)^{-\frac{1}{3}} G_u (V_R^Q)^{\frac{2}{3}} \right]_{ud}$ e analogamente para G_{ee} . Interações escalares trilineares não contribuem para $(\beta\beta)_{0\nu}$. Assim, a contribuição devido à troca de W^- é proporcional a

$$\frac{g^4 m_\nu^{ef}}{m_W^4 \sqrt{\langle p^2 \rangle}}, \quad (5.0.36)$$

onde

$$m_\nu^{ef} = \left| \sum_j U_{lj}^2 m_j \right| < (1-2) \text{ eV}, \quad (5.0.37)$$

com j sendo um índice de famílias, é a *massa efetiva* do neutrino, nos termos de Doi *et al.* (1985). U_{lj} é uma matriz de mistura. O valor experimental de m_ν^{ef} dado em (5.0.37) pode ser encontrado em Kayser *et al.* (1989) p. 71.

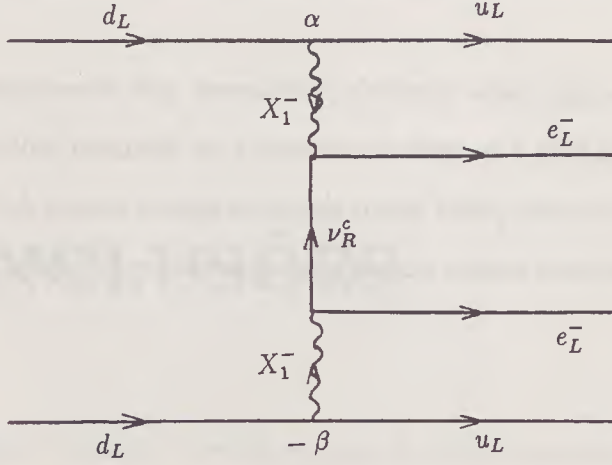


Figura 5.0.6: Contribuição para $(\beta\beta)_{0\nu}$ devido à troca de bósons vetoriais carregados se $\sigma_1^0 \neq 0$.

$\langle p^2 \rangle$ é uma média do quadrimomento carregado pelo neutrino virtual da figura 3.2.1 e é usualmente suposto como $(10 \text{ MeV})^2$ (Schechter e Valle (1982)).

Da figura 5.0.3 vemos que a amplitude do processo $(\beta\beta)_{0\nu}$ é proporcional a

$$\frac{[a_{11}a_{21}(G_{ud}G_{ee})^2]^2}{m_\phi^4 \sqrt{\langle p^2 \rangle}} \quad (5.0.38)$$

Exigindo que o fator (5.0.38) seja menor que (5.0.36) quando $m_\nu = m_\nu^{ef}$, encontramos

$$m_{\phi_1}^4 > \frac{\sqrt{2\langle p^2 \rangle} [a_{11}a_{21}(G_{ud}G_{ee})^2]^2}{32G_F^2 m_\nu} \simeq (6,9 \text{ TeV})^2 [a_{11}a_{21}(G_{ud}G_{ee})^2]^2. \quad (5.0.39)$$

Os parâmetros de mistura que aparecem em (5.0.39) devem ser quantidades

pequenas. Portanto, isso não impõe limites muito fortes sobre as massas dos escalares.

Resumindo o conteúdo desse capítulo, notamos que decaimento $(\beta\beta)_{0\nu}$ está associado nesse modelo à quebra da simetria do número leptó-bariônico definido em (2.2.7). O modelo prevê que o neutrino ganha massa de Majorana, mas isso não é o mecanismo básico que aciona o decaimento $(\beta\beta)_{0\nu}$.

6. CONCLUSÕES

Consideramos neste trabalho o setor escalar de certos modelos com simetria de gauge $SU(3)_L \otimes U(1)_N$. Os bósons escalares são um ingrediente fundamental das teorias de gauge. Eles surgem como consequência da quebra espontânea de simetria, um mecanismo criado para gerar as massas das partículas massivas sem violar a invariância de gauge.

Apesar da importância desses bósons, o modelo padrão não *diz* muito a respeito deles. As informações experimentais também são pobres e pelo menos três fatores contribuem para isso: a) a partícula é neutra; b) a teoria não prevê sua massa e c) ela interage muito fracamente.

Como consequência da falta de vínculos, surgem diversas possibilidades de se considerar teorias com setores escalares estendidos. As mais populares são as extensões supersimétricas do modelo padrão (Haber e Kane (1985)). Nessas extensões o número de dubletos de Higgs é no mínimo dois.

Quando se consideram dois ou mais bósons escalares, fenômenos não contidos no modelo padrão podem ser previstos. Neste trabalho estudamos os setores escalares mínimos para os modelos II e III descritos no capítulo 2.

Ignoramos casos que levam a violação de CP. Essas situações deverão ser consideradas futuramente.

Vimos que no caso do modelo II um potencial envolvendo três tripletos e um anti-sexteto é compatível com o espectro de partículas massivas do modelo. Definimos o número quântico lepto-bariônico como uma quantidade que se conserva aditivamente em analogia com o número leptônico. Mostramos que a violação dessa simetria é o mecanismo fundamental responsável pelo decaimento $(\beta\beta)_{0\nu}$. A quebra da conservação desse número está também relacionada à massa do neutrino. Interações trilineares no setor de Yukawa com o as componentes $h_{1,2}$ do sexteto (2.2.5) e $\eta_{1,2}$ do tripleto η dado em (3.1.1), levando a misturas entre famílias, prevêm contribuições divergentes para o valor esperado da componente σ_1^0 do sexteto. A massa do neutrino surge então como um contratermo necessário para eliminar a divergência. Entretanto, uma característica importante do modelo II é que o decaimento $(\beta\beta)_{0\nu}$ procede independentemente de m_ν . Nas outras teorias de gauge, a observação desse decaimento definiria o neutrino como uma partícula de Majorana (e. g., Kaiser *et al.* (1989), Mohapatra e Pal (1991) e Rosen (1991)).

No modelo III o sexteto não é necessário. Os três tripletos do modelo II geram todas as massas. Esse modelo prevê a existência de léptons pesados, os quais não se enquadram em nenhuma das quatro categorias de léptons pesados até então propostos (Hikasa *et al.* (1992), p. VI.31). Portanto não temos vínculos experimentais que se apliquem diretamente a eles. Uma análise da contribuição desse léptons para a largura do decaimento do Z^0 mostra que podemos esperar M_L muito próximo de $m_Z/2$. No setor de gauge o mo-

mento magnético do múon é frequentemente usado para impor vínculos sobre os parâmetros (e. g., Farley e Picasso (1979)). A contribuição de U^{--} para o fator $(g - 2)_\mu$ é dada em (4.2.1) e pode ser visto que essa análise não impõe vínculos muito fortes nos parâmetros do modelo. Já os escalares carregados contribuem com fatores proporcionais a m_H^{-2} , o que é pequeno devido ao valor de w ($\simeq 8$ TeV). Esses escalares contribuem também para a transição $K^0 - \bar{K}^0$, de onde alguns vínculos podem ser obtidos.

A fenomenologia do setor escalar desses modelos é um tópico interessante que será considerado futuramente. Nos últimos anos tem crescido o interesse dos físicos de partículas elementares nesse campo motivados pelas perspectivas de bons resultados provenientes da próxima geração de aceleradores (principalmente SSC e LHC) (Sandrozinski *et al.* (1988) e Seymour (1990)). O LEP 100 procurou sem sucesso Higgs com massa até 41,6 GeV. O LEP 200 poderá avançar esse limite para 80 – 90 GeV (Barger *et al.* (1992)). O SSC e o LHC poderão encontrar Higgs mais pesados. Os limites, entretanto, dependem do modelo considerado. Predominantemente essas pesquisas se referem ao bóson de Higgs do modelo padrão ou aos de suas extensões supersimétricas (e. g., Adriani *et al.* (1992) e Gunion (1992)).

Higgs pesados ($m_H \simeq 1$ TeV) têm uma motivação adicional. As interações trilineares com os bósons de gauge da interação fraca (W^+W^-H e ZZH) poderiam ser empregadas no estudo da estrutura de gauge das teorias eletrofracas.

Diante disso, nós acreditamos que esse trabalho possa ser um primeiro passo para um estudo mais rigoroso do setor escalar dos modelos $SU(3)_L \otimes U(1)_N$.

APÊNDICE

Interações entre Bósons de Gauge e Escalares

Neste apêndice os campos escalares são autoestados da simetria. Os escalares neutros são

$$\tilde{\eta}^0 = \xi_{\eta} + i\zeta_{\eta}, \quad \tilde{\rho}^0 = \xi_{\rho} + i\zeta_{\rho}, \quad \tilde{\chi}^0 = \xi_{\chi} + i\zeta_{\chi},$$

(ver equação (3.1.2)). As componentes das partes imaginárias (ζ_{η} , ζ_{ρ} e ζ_{χ}) dos campos neutros são relacionadas com os autoestados físicos por (3.1.8) e as carregadas (η_1^+ , η_2^+ , ρ^+ , χ^+ , ρ^{++} e χ^{++}) através de (2.2.4). As interações de Yukawa estão contidas na lagrangeana (2.3.10).

As definições usadas aqui são:

$$\begin{aligned} s_W &= \sin\theta_W, & c_W &= \cos\theta_W, \\ h &= 1 - 4s_W^2, & r &= 1 + 2s_W^2, \\ k &= h + 6\sqrt{3}s_W^2, & s &= 3s_W^2 + \sqrt{3}h, & t &= 3 - \sqrt{2}s_W^2, \\ z &= 3s_W^2 - 1. \end{aligned}$$

a) Vértices quárticos:

$$\begin{aligned}
Z_\mu Z_\nu \tilde{\eta}^0 \tilde{\eta}^{0*} &: \frac{g^2}{4c_W^2} & Z'_\mu Z'_\nu \tilde{\eta}^0 \tilde{\eta}^{0*} &: \frac{g^2 h}{12c_W^2} \\
Z_\mu Z'_\nu \tilde{\eta}^0 \tilde{\eta}^{0*} &: -\frac{g^2}{2c_W^2} \sqrt{\frac{h}{3}} & Z_\mu Z_\nu \tilde{\rho}^0 \tilde{\rho}^{0*} &: \frac{g^2 (r^2 + 4s_W^4)}{4c_W^2} \\
Z'_\mu Z'_\nu \tilde{\rho}^0 \tilde{\rho}^{0*} &: \frac{g^2 (h + 12c_W^2 s_W^2)}{12c_W^2 h} & Z_\mu Z'_\nu \tilde{\rho}^0 \tilde{\rho}^{0*} &: \frac{g^2 (rk + 2s_W^4)}{2\sqrt{3}h} \\
W_\mu^+ W_\nu^- \tilde{\eta}^0 \tilde{\eta}^{0*} &: \frac{g^2}{2} & V_\mu^+ V_\nu^- \tilde{\eta}^0 \tilde{\eta}^{0*} &: \frac{g^2}{2} \\
W_\mu^+ W_\nu^- \tilde{\rho}^0 \tilde{\rho}^{0*} &: \frac{g^2}{2} & V_\mu^+ V_\nu^- \tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^{0*} &: \frac{g^2}{2} \\
\\
A_\mu A_\nu \eta_1^- \eta_1^+ &: g^2 s_W^2 & Z_\mu Z_\nu \eta_1^- \eta_1^+ &: \frac{g^2 r^2}{4c_W^2} \\
Z'_\mu Z'_\nu \eta_1^- \eta_1^+ &: \frac{g^2 h}{12c_W^2} & A_\mu Z_\nu \eta_1^- \eta_1^+ &: -g^2 s_W \sqrt{r} \\
A_\mu Z'_\nu \eta_1^- \eta_1^+ &: -g^2 s_W \sqrt{\frac{h}{3c_W^2}} & Z_\mu Z'_\nu \eta_1^- \eta_1^+ &: \frac{g^2 r}{2c_W^2} \sqrt{\frac{h}{3}} \\
W_\mu^- W_\nu^+ \eta_1^- \eta_1^+ &: \frac{g^2}{2} & U_\mu^{--} U_\nu^{++} \eta_1^- \eta_1^+ &: \frac{g^2}{2} \\
A_\mu A_\nu \eta_2^- \eta_2^+ &: g^2 s_W^2 & Z_\mu Z_\nu \eta_2^- \eta_2^+ &: \frac{g^2 s_W^2}{c_W^2} \\
Z'_\mu Z'_\nu \eta_2^- \eta_2^+ &: \frac{g^2 h}{3c_W^2} & A_\mu Z_\nu \eta_2^- \eta_2^+ &: 2g^2 s_W^3 \sqrt{\frac{1}{c_W^2}} \\
A_\mu Z'_\nu \eta_2^- \eta_2^+ &: -g^2 s_W \sqrt{\frac{h}{3c_W^2}} & Z_\mu Z'_\nu \eta_2^- \eta_2^+ &: -\left(\frac{gs_W}{c_W}\right)^2 \sqrt{\frac{h}{3}} \\
V_\mu^- V_\nu^+ \eta_2^- \eta_2^+ &: \frac{g^2}{2} & U_\mu^{--} U_\nu^{++} \eta_2^- \eta_2^+ &: \frac{g^2}{2} \\
A_\mu A_\nu \rho^- \rho^+ &: g^2 & Z_\mu Z_\nu \rho^- \rho^+ &: \frac{g^2 [c_W^2 + s_W^2 (4s_W^2 - 3)]}{4c_W^2} \\
Z'_\mu Z'_\nu \rho^- \rho^+ &: \frac{g^2 [h^2 + 12s_W^2 (3s_W^2 + 1)]}{12c_W^2 h} & A_\mu Z_\nu \rho^- \rho^+ &: g^2 r \frac{s_W}{c_W}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_\mu Z'_\nu \rho^- \rho^+ &: g^2 (6s_W^2 - 1) \frac{s_W}{\sqrt{3}hc_W} & Z_\mu Z'_\nu \rho^- \rho^+ &: -\frac{g^2 r}{2\sqrt{3}hc_W^2} \\
W_\mu^- W_\nu^+ \rho^- \rho^+ &: \frac{g^2}{2} & V_\mu^- V_\nu^+ \rho^- \rho^+ &: \frac{g^2}{2} \\
A_\mu A_\nu \rho^{--} \rho^{++} &: 4g^2 s_W^2 & Z_\mu Z_\nu \rho^{--} \rho^{++} &: \frac{4g^2 s_W^2}{c_W^2} \\
Z'_\mu Z'_\nu \rho^{--} \rho^{++} &: \frac{g^2 [h^2 + 3s_W^2 (3s_W^2 - 2h)]}{3c_W^2 h} & A_\mu Z_\nu \rho^{--} \rho^{++} &: 2g^2 \frac{s_W^3}{c_W} \\
A_\mu Z'_\nu \rho^{--} \rho^{++} &: 4g^2 \frac{s_W}{\sqrt{3}hc_W} & Z_\mu Z'_\nu \rho^{--} \rho^{++} &: \frac{g^2 s_W^2}{\sqrt{3}hc_W^2} [2s_W^2 t - h(h+2)] \\
U_\mu^{--} W_\nu^{++} \rho^{--} \rho^{++} &: \frac{g^2}{2} & V_\mu^- V_\nu^+ \rho^- \rho^+ &: \frac{g^2}{2} \\
A_\mu A_\nu \chi^- \chi^+ &: g^2 s_W^2 & Z_\mu Z_\nu \chi^- \chi^+ &: \frac{g^2 [c_W^2 + s_W^2 (5 + 4s_W^2)]}{4c_W^2} \\
Z'_\mu Z'_\nu \chi^- \chi^+ &: \frac{g^2 [h^2 + 12s_W^2 (3s_W^2 - h)]}{c_W^2} & A_\mu Z_\nu \chi^- \chi^+ &: g^2 \frac{s_W}{\sqrt{hc_W}} [s_W^2 (2\sqrt{3} + 1) + c_W^2] \\
A_\mu Z'_\nu \chi^- \chi^+ &: g^2 \frac{s_W}{\sqrt{3}hc_W} (6s_W^2 - 1) & Z_\mu Z'_\nu \chi^- \chi^+ &: \frac{g^2 [2(3s_W^4 - 1) - h]}{2\sqrt{3}hc_W^2} \\
V_\mu^- V_\nu^+ \chi^- \chi^+ &: \frac{g^2}{2} & W_\mu^- W_\nu^+ \chi^- \chi^+ &: \frac{g^2}{2} \\
A_\mu A_\nu \chi^{--} \chi^{++} &: 4g^2 s_W^2 & Z_\mu Z_\nu \chi^{--} \chi^{++} &: \frac{g^2 [r(c_W^2 - 5s_W^2) + 4s_W^2]}{4c_W^2} \\
Z'_\mu Z'_\nu \chi^{--} \chi^{++} &: \frac{g^2 (h^2 + 12s_W^2 z)}{12c_W^2 h} & Z_\mu Z'_\nu \chi^{--} \chi^{++} &: \frac{g^2 [r(h - 6s_W^2) + 4s_W^2]}{2\sqrt{3}hc_W^2} \\
U_\mu^{--} U_\nu^{++} \chi^{--} \chi^{++} &: \frac{g^2}{2} & W_\mu^- W_\nu^+ \chi^{--} \chi^{++} &: \frac{g^2}{2} \\
A_\mu U_\nu^{--} \eta_1^+ \eta_2^+ &: -g^2 \sqrt{\frac{s_W}{2}} & A_\mu V_\nu^+ \eta_2^- &: -\sqrt{\frac{1}{2}} g^2 v s_W \\
A_\mu U_\nu^{++} \eta_1^+ \eta_2^+ &: -\sqrt{\frac{1}{2}} g^2 s_W & Z_\mu U_\nu^{--} \eta_1^+ \eta_2^+ &: \frac{g^2 r}{4} \sqrt{2} c_W^2 \\
Z'_\mu U_\nu^{--} \eta_1^+ \eta_2^+ &: \left(\frac{g}{2}\right)^2 \frac{\sqrt{2}h}{c_W^2} & Z'_\mu U_\nu^{++} \eta_1^+ \eta_2^+ &: g^2 \frac{\sqrt{h}}{c_W}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_\mu W_\nu^+ \rho^- \rho^+ &: -ug \frac{s_W}{\sqrt{2}} & A_\mu V_\nu^- \rho^{++} \rho^- &: -g \frac{s_W}{\sqrt{2}} \\
A_\mu V_\nu^+ \rho^{--} \rho^+ &: -2g^2 \frac{s_W}{\sqrt{h}} & Z_\mu V_\nu^- \rho^- \rho^{++} &: -\frac{gs_W^2}{\sqrt{2}c_W} \\
Z_\mu V_\nu^+ \rho^+ \rho^{--} &: -\frac{2g^2 s_W^2}{\sqrt{2}c_W} & Z_\mu V_\nu^+ \rho^{--} \rho^- &: -\frac{2g^2 s_W^2}{\sqrt{2}c_W} \\
Z'_\mu V_\nu^- \rho^{++} \rho^- &: -gs_W \sqrt{\frac{3}{2h}} & Z'_\mu V_\nu^+ \rho^{--} \rho^+ &: \frac{g^2 (h - 3\sqrt{2})}{\sqrt{6}hc_W} \\
A_\mu W_\nu^+ \chi^{--} \chi^+ &: g^2 \sqrt{\frac{h}{2}} & A_\mu W_\nu^- U_\alpha^- \chi^{++} &: -g^2 \sqrt{2} s_W \\
Z_\mu W_\nu^+ \chi^{--} \chi^+ &: \frac{g^2 (1 + \sqrt{h} s_W)}{\sqrt{2}c_W} & Z_\mu W_\nu^- U_\alpha^- \chi^{++} &: -\frac{g^2 h}{2\sqrt{2}c_W} \\
Z'_\mu W_\nu^+ \chi^{--} \chi^+ &: \frac{g^2 (6s_W - \sqrt{h})}{\sqrt{6}c_W} & Z'_\mu W_\nu^- \chi^{++} \chi^{++} &: \frac{g^2 (\sqrt{2} - 12s_W^2)}{4c_W} \sqrt{\frac{h}{3}} \\
W_\mu^+ V_\nu^+ \eta_1^- \eta_2^- &: \frac{g^2}{2} & W_\mu^+ V_\nu^+ \eta_1^- \eta_2^- &: -i \frac{g}{\sqrt{2}} (p + q)_\mu \\
W_\mu^+ U_\nu^- \rho^{++} \rho^- &: \frac{g^2}{2} & V_\mu^- U_\nu^{++} \chi^{--} \chi^+ &: \frac{g^2}{2}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
W_\mu^- U_\nu^{--} \eta_2^+ \tilde{\eta}^{0*} &: \frac{g^2}{2} & Z_\mu W_\nu \eta_1^- \tilde{\eta}^0 &: \frac{g^2}{\sqrt{2}c_W} \\
Z_\mu V_\nu \eta_2^+ \tilde{\eta}^0 &: -\frac{g^2}{c_W} \sqrt{\frac{h}{6}} & Z'_\mu W_\nu^+ \eta_1^- \tilde{\eta}^0 &: -\frac{g^2}{c_W} \sqrt{\frac{h}{6}} \\
Z'_\mu V_\nu^- \eta_2^- \tilde{\eta}^0 &: -\frac{g^2}{c_W} \sqrt{\frac{h}{6}} & A_\mu W_\nu^- \eta_1^+ \tilde{\eta}^{0*} &: -g^2 \frac{s_W}{\sqrt{2}} \\
Z_\mu W_\nu^- \eta_1^+ \tilde{\eta}^{0*} &: \frac{g^2 r}{4} \frac{\sqrt{2}}{c_W} & Z'_\mu W_\nu^- \eta_1^+ \tilde{\eta}^{0*} &: \frac{1}{c_W} \left(\frac{g}{2}\right)^2 \sqrt{\frac{2h}{3}} \\
A_\mu V_\nu^+ \eta_2^- \tilde{\eta}^{0*} &: -\sqrt{\frac{1}{2}} s_W^2 g^2 & Z_\mu V_\nu^+ \eta_2^- \tilde{\eta}^{0*} &: -\frac{g^2 s_W^2}{\sqrt{2}c_W}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Z'_\mu V_\nu^+ \eta_2^- \tilde{\eta}^{0*} &: g^2 \frac{\sqrt{h}}{c_W} & V_\mu^- \eta_2^+ \tilde{\eta}^{0*} &: \frac{ig}{2} (p+q)_\mu \\
V_\mu^- U_\nu^{++} \eta_1^- \tilde{\eta}^{0*} &: \left(\frac{g}{2}\right)^2 & Z_\mu W_\nu^- \rho^+ \tilde{\rho}^0 &: \frac{g^2}{2\sqrt{2}c_W} \\
Z_\mu U_\nu^{++} \rho^{--} \tilde{\rho}^0 &: \frac{g^2}{2\sqrt{2}c_W} & Z'_\mu W_\nu^- \rho^+ \tilde{\rho}^0 &: \frac{g^2}{4c_W} \sqrt{\frac{h}{3}} (\sqrt{2} + 12s_W^2) \\
Z'_\mu U_\nu^{++} \rho^{--} \tilde{\rho}^0 &: \frac{g^2}{4c_W} \sqrt{\frac{h}{3}} (\sqrt{2} + 12s_W^2) & A_\mu W_\nu^+ \rho^- \tilde{\rho}^0 &: -g \frac{s_W}{\sqrt{2}} \\
Z_\mu W_\nu^+ \rho^- \tilde{\rho}^0 &: \frac{g(g\tau - 2s_W^2)}{2\sqrt{2}c_W} & Z'_\mu W_\nu^+ \rho^- \tilde{\rho}^0 &: -\frac{g(gh + 6s_W^2)}{2\sqrt{6}hc_W} \\
W_\mu^+ \rho^- \tilde{\rho}^0 &: -\frac{ig}{\sqrt{2}} (p+q)_\mu & W_\mu^- V_\nu^+ \rho^{--} \tilde{\rho}^0 &: -\left(\frac{g}{2}\right)^2 \\
A_\mu U_\nu^{++} \rho^{--} \tilde{\rho}^0 &: -2g^2 \frac{1}{c_W} \sqrt{h} & Z_\mu U_\nu^{++} \rho^{--} \tilde{\rho}^0 &: -\frac{2g^2 s_W^2}{\sqrt{2}c_W} \\
Z'_\mu U_\nu^{++} \rho^{--} \tilde{\rho}^0 &: \frac{g^2 (h - 3\sqrt{2})}{\sqrt{6}hc_W} & U_\mu^{++} V_\nu^- \rho^- \tilde{\rho}^0 &: \frac{g^2}{2} \\
Z'_\mu V_\nu^+ \chi^- \tilde{\chi}^0 &: -w \frac{g^2 (2h + \sqrt{3})}{\sqrt{2}hc_W} & Z'_\mu U_\nu^{++} \chi^{--} \tilde{\chi}^0 &: \frac{g^2 (2h + \sqrt{3})}{\sqrt{2}hc_W} \\
A_\mu V_\nu^- \chi^+ \tilde{\chi}^0 &: g^2 \sqrt{\frac{h}{2}} & Z_\mu V_\nu^- \chi^+ \tilde{\chi}^0 &: \frac{g^2 (1 + \sqrt{h}s_W)}{\sqrt{2}c_W} \\
Z'_\mu V_\nu^- \chi^+ \tilde{\chi}^0 &: \frac{g^2 (6s_W - \sqrt{h})}{\sqrt{6}c_W} & W_\mu^- V_\nu^- \chi^{++} \tilde{\chi}^0 &: \frac{g^2}{2} \\
A_\mu U_\nu^{--} \chi^{++} \tilde{\chi}^0 &: -g^2 \sqrt{2}s_W & Z_\mu U_\nu^{--} \chi^{++} \tilde{\chi}^0 &: -\frac{g^2 h}{2\sqrt{2}c_W} \\
Z'_\mu U_\nu^{--} \chi^{++} \tilde{\chi}^0 &: \frac{g^2 (\sqrt{2} - 12s_W^2)}{4c_W} \sqrt{\frac{h}{3}} & W_\mu^+ U_\nu^{--} \chi^+ \tilde{\chi}^0 &: \frac{g^2}{2}
\end{aligned}$$

b) Vértices trilineares:

$$\begin{aligned}
Z_\mu Z_\nu \tilde{\eta}^0 &: v \frac{g^2}{4c_W^2} & Z'_\mu Z'_\nu \tilde{\eta}^0 &: v \frac{g^2 h}{12c_W^2} \\
Z_\mu Z'_\nu \tilde{\eta}^0 &: -v \frac{g^2}{2c_W^2} \sqrt{\frac{h}{3}} & Z_\mu Z_\nu \tilde{\rho}^0 &: u \frac{g^2 (r^2 + 4s_W^4)}{4c_W^2} \\
Z'_\mu Z'_\nu \tilde{\rho}^0 &: u \frac{g^2 (h + 12c_W^2 s_W^4)}{12c_W^2 h} & Z_\mu Z'_\nu \tilde{\rho}^0 &: u \frac{g^2 (rk + 2s_W^2)}{2\sqrt{3}h} \\
Z'_\mu Z'_\nu \tilde{\chi}^0 &: w \frac{g^2 [h^2 + 6s_W^2 (s_W^2 + h)]}{3c_W^2 h} & Z_\mu Z'_\nu \tilde{\chi}^0 &: w \frac{g^2 s_W^2}{c_W^2} \sqrt{\frac{h}{3}} \\
W_\mu^+ W_\nu^- \tilde{\eta}^0 &: v \frac{g^2}{2} & V_\mu^+ V_\nu^- \tilde{\eta}^0 &: v \frac{g^2}{2} \\
W_\mu^+ W_\nu^- \tilde{\rho}^0 &: u \frac{g^2}{2} & V_\mu^+ V_\nu^- \tilde{\rho}^0 &: u \frac{g^2}{2} \\
W_\mu^+ W_\nu^- \tilde{\chi}^0 &: w \frac{g^2}{2} & V_\mu^+ V_\nu^- \tilde{\chi}^0 &: w \frac{g^2}{2} \\
A_\mu W_\nu^- \eta_1^- &: -\sqrt{\frac{1}{2}} v g^2 s_W & Z_\mu W_\nu^- \eta_1^- &: v \frac{g^2 r}{4} \sqrt{2c_W^2} \\
Z'_\mu W_\nu^- \eta_1^- &: v \left(\frac{g}{2}\right)^2 \sqrt{\frac{2h}{c_W^2}} & Z'_\mu V_\nu^+ \eta_2^- &: v g^2 \frac{\sqrt{h}}{c_W} \\
A_\mu W_\nu^- \rho^+ &: -2g^2 u \frac{s_W}{\sqrt{h}} & Z_\mu W_\nu^+ \rho^+ &: -u \frac{g s_W^2}{\sqrt{2}c_W} \\
Z_\mu W_\nu^- \rho^+ &: -u \frac{2g^2 s_W^2}{\sqrt{2}c_W} & Z'_\mu W_\nu^+ \rho^- &: -u g s_W \sqrt{\frac{3}{2h}} \\
Z'_\mu W_\nu^- \rho^+ &: u \frac{g^2 (h - 3\sqrt{2})}{\sqrt{6}h c_W} & A_\mu V_\nu^- \chi^+ &: w g^2 \sqrt{\frac{h}{2}} \\
A_\mu U_\nu^{--} \chi^{++} &: -w g^2 \sqrt{2} s_W & Z_\mu V_\nu^- \chi^+ &: w \frac{g^2 (1 + \sqrt{h} s_W)}{\sqrt{2}c_W} \\
Z_\mu U_\nu^{--} \chi^{++} &: -w \frac{g^2 h}{2\sqrt{2}c_W} & Z'_\mu V_\nu^- \chi^- &: w \frac{g^2 (6s_W - \sqrt{h})}{\sqrt{6}c_W} \\
Z'_\mu U_\nu^{--} \chi^{++} &: w \frac{g^2 (\sqrt{2} - 12s_W^2)}{4} \sqrt{\frac{h}{3c_W^2}} & W_\mu^+ U_\nu^{--} \eta_2 &: \frac{g^2 v}{2}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V_\mu^- U_\nu^{++} \eta_2 &: \frac{g}{\sqrt{2}} & W_\mu^- V_\nu^- \rho^{++} &: u \frac{g^2}{2} \\
U_\mu^{++} V_\nu^- \rho^- &: \frac{g^2}{2} & W^+ \chi^{--} \chi^+ &: \frac{g^2}{2} \\
W_\mu^- V_\nu^- \chi^{++} &: w \frac{g^2}{2} & U_\mu^{--} W_\nu^+ \chi^+ &: \frac{g}{\sqrt{2}}
\end{aligned}$$

Nos vértices abaixo os quadrimomentos p e q dos escalares são considerados entrando (*in*).

$$\begin{aligned}
V_\mu^- \chi^- \tilde{\chi}^{0*} &: -\frac{ig}{\sqrt{2}} (p+q)_\mu & Z_\mu \tilde{\eta}^0 \tilde{\eta}^{0*} &: -\frac{ig}{2c_W} (p+q)_\mu \\
Z'_\mu \tilde{\eta}^0 \tilde{\eta}^{0*} &: \frac{ig}{2c_W} \sqrt{\frac{h}{3}} (p+q)_\mu & Z_\mu \tilde{\rho}^0 \tilde{\rho}^{0*} &: \rho \frac{ig}{2c_W} (p+q)_\mu \\
Z'_\mu \tilde{\rho}^0 \tilde{\rho}^{0*} &: \frac{1}{c_W} \frac{igr}{2\sqrt{2h}} (p+q)_\mu & Z'_\mu \tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^{0*} &: -igc_W \sqrt{\frac{1}{3h}} (p+q)_\mu
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_\mu \eta_1^- \eta_1^+ &: -igs_W (p+q)_\mu & Z_\mu \eta_1^- \eta_1^+ &: -i \frac{gr}{2c_W} (p+q)_\mu \\
Z'_\mu \eta_1^- \eta_1^+ &: -i \frac{g}{2c_W} \sqrt{\frac{h}{3}} (p+q)_\mu & A_\mu \eta_2^- \eta_2^+ &: -igs_W (p+q)_\mu \\
Z_\mu \eta_2^- \eta_2^+ &: -i \frac{gs_W^2}{c_W} (p+q)_\mu & Z'_\mu \eta_2^- \eta_2^+ &: -i \frac{g}{c_W} \sqrt{\frac{h}{3}} (p+q)_\mu \\
A_\mu \rho^- \rho^+ &: igs_W^2 (p+q)_\mu & Z_\mu \rho^- \rho^+ &: i \frac{gr}{2c_W} (p+q)_\mu \\
Z'_\mu \rho^- \rho^+ &: i \frac{1}{c_W} \frac{gr}{2\sqrt{3h}} (p+q)_\mu & A_\mu \rho^{--} \rho^{++} &: 2igs_W (p+q)_\mu \\
Z_\mu \rho^{--} \rho^{++} &: 2i \frac{gs_W^2}{c_W} (p+q)_\mu & Z'_\mu \rho^{--} \rho^{++} &: -i \frac{g(1-2s_W^2)}{\sqrt{3h}c_W} (p+q)_\mu
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_\mu \chi^- \chi^+ &: -ig s_W (p+q)_\mu & Z_\mu \chi^- \chi^+ &: -i \frac{g r}{2c_W} (p+q)_\mu \\
Z'_\mu \chi^- \chi^+ &: i \frac{g(h-6s_W^2)}{2\sqrt{3}hc_W} (p+q)_\mu & Z_\mu \chi^{--} \chi^{++} &: i \frac{g}{2c_W} (p+q)_\mu \\
Z'_\mu \chi^{--} \chi^{++} &: i \frac{g r}{2\sqrt{3}hc_W} (p+q)_\mu & U_\mu^{--} \eta_2^- \eta_1^+ &: -\frac{ig}{2} (p+q)_\mu \\
V_\mu^- \rho^{++} \rho^- &: -i \frac{g}{\sqrt{2}} (p+q)_\mu & V_\mu^+ \rho^+ \rho^{--} &: -i \frac{g}{\sqrt{2}} (p+q)_\mu \\
W_\mu^- \chi^- \chi^{++} &: -i \frac{g}{\sqrt{2}} (p+q)_\mu
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
W_\mu^+ \eta_1^- \tilde{\eta}^{0*} &: -\frac{ig}{\sqrt{2}} (p+q)_\mu & V_\mu^- \eta_2^+ \tilde{\eta}^{0*} &: -\frac{ig}{\sqrt{2}} (p+q)_\mu \\
W_\mu^- \eta_1^+ \tilde{\eta}^{0*} &: -\frac{ig}{\sqrt{2}} (p+q)_\mu & W_\mu^- \rho^+ \tilde{\rho}^0 &: -\frac{ig}{\sqrt{2}} (p+q)_\mu \\
U_\mu^{--} \rho^{--} \tilde{\rho}^0 &: -\frac{ig}{\sqrt{2}} (p+q)_\mu & U_\mu^{++} \rho^{--} \tilde{\rho}^0 &: -\frac{ig}{\sqrt{2}} (p+q)_\mu \\
V_\mu^- \chi^- \tilde{\chi}^0 &: -\frac{ig}{\sqrt{2}} (p+q)_\mu & U_\mu^{--} \chi^{++} \tilde{\chi}^0 &: \frac{ig}{2} (p+q)_\mu \\
U_\mu^{++} \chi^{--} \tilde{\chi}^{0*} &: -\frac{ig^2}{\sqrt{2}} (p+q)_\mu
\end{aligned}$$

REFERÊNCIAS:

- Abbott, L. F., P. Sikivie e M. B. Wise (1980), Phys. Rev. **21**:1393.
- Abreu, P. *et al.* (1991), (Colaboração DELPHI), Nucl. Phys. **B367**:511.
- Adeva, B. *et al.* (1990) (Colaboração L3), Phys. Lett. **B251**:321.
- Adriani, O., *et al.* (1992), *Searches for Non-minimal Higgs Boson in Z^0 Decays* (Colaboração L3) preprint CERN – PPE/92–140.
- Akrawy, M. Z. *et al.* (1990), Phys. Lett. **B240**:250.
- Bailey, J. *et al.* (1977), Phys. Lett. **68B**:191.
- Barger, V., K. Cheung, B. A. Kniehl e R. J. N. Phillips (1992), Phys. Rev. **D46**:3725.
- Barger, V., W. F. Long e S. Parkvasa (1979), Phys. Rev. Lett. **42**:1585.
- Bars, J. e M. Yoshimura (1978), Phys. Rev. **D6**:374.
- Bjorken, J. D. e C. H. Llewellyn Smith (1973), Phys. Rev. **D7**:887.
- Cahn, R. e H. Harari (1980), Nucl. Phys. **B176**:135.
- Chanda, R., J. F. Nieves e P. B. Pal (1982), Phys. Rev. **D37**:2714.
- Chikashige, Y., R. N. Mohapatra e R. D. Peccei (1981), Phys. Lett. **98B**:265.
- Doi, M., T. Kotani e E. Takasugi (1981), Progr. Theor. Phys. Suppl. **83**:1.
- Dolgov, D. A. e Ya. B. Zeldovich (1981), Rev. Mod. Phys. **53**:1.

- Elliott, S. R., A. A. Hahn e M. K. Moe (1987), Phys. Rev. **59**:2020.
- Farley, F. J. e E. Picasso (1979), Ann. Rev. Nucl. Sci. **29**:243.
- Foot, R., O. F. Hernandez, F. Pisano e V. Pleitez (1993), Phys. Rev. **D47**:4158.
- Frampton, P. H. (1992), Phys. Rev. Lett. **69**:2889.
- Gaillard, M. K. e B. W. Lee (1974), Phys. Rev. **D10**:897.
- Gelmini, G. B. e M. Roncadelli (1981), Phys. Lett. **99B**:411.
- Georgi, H. e S. L. Glashow (1974), Phys. Rev. **32**:438.
- Glashow, S. L. (1961), Nucl. Phys. **22**:579.
- Glashow, S. L., J. Iliopoulos e L. Maiani (1970), Phys. Rev. **D2**:1285.
- Gunion, J. F. (1992), *Searching for the Supersymmetric Higgs Boson*, preprint UCD - 92 - 27.
- Gunion, J. F., H. E. Haber, G. L. Kane e S. Dawson (1989), *The Higgs Hunter's Guide*, Addison-Wesley, Menlo Park, MA, EUA.
- Haber, H. E. e G. L. Kane (1985), Phys. Rep. **117C**:75.
- Higgs, P. W. (1964), Phys. Rev. Lett. **12**:132.
- Hikasa, K. *et al.* (1992) (*Particle Data Group*), *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. **45**(11), Part II.

- Hollik, W. (1990), Fortsch. Phys. **38**:165.
- Jackiw, R. e S. Weinberg (1972), Phys Rev. **D5**:2396.
- Kayser, B., F. Gibrat-Debu e F. Perrier (1989), *The Physics of the Massive Neutrinos*, World Scientific, Singapura.
- Kibble, T. W. D. (1967), Phys. Rev. **155**:1554.
- Lee, T. D. (1973), Phys. Rev. **D8**:1226.
- Leveille, J. P. (1978), Nucl. Phys. **B137**:63.
- Montero, J. C., F. Pisano e V. Pleitez (1993), Phys. Rev. **D 47**:2918.
- Mohapatra, R. e P. B. Pal (1991), *Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics*, cap. 11, World Scientific, Singapura.
- Moore, S. R., K. Whistnat, e B. -L. Young (1985), Phys. Rev. **D31**:105.
- Nash, J. em *XXVIth Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories*, março de 92, Les Arcs, França.
- Ng, D. (1992), *The Electromagnetic Theory of $SU(3) \otimes U(1)$* , preprint TRI-PP-92-125.
- Pisano, F. (1992), *Uma Teoria de Gauge $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ para as Interações Eletrofracas*, Tese de Mestrado IFT-D.003/92.
- Pisano, F. e V. Pleitez (1992), Phys. Rev. **D46**:410.
- Pisano, F. e V. Pleitez (1993), trabalho em andamento.

Pleitez, V. e M. D. Tonasse (1993), *Heavy Charged Leptons in an $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ Model*, preprint IFT-P.050/92, a ser publicado em Phys. Rev. D 48(3).

Pleitez, V. e M. D. Tonasse (1993), *Neutrinoless Double Beta Decay in an $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ Model*, preprint IFT-P.008/93, aceito para publicação em Phys. Rev. D.

Primack, J. R. e H. R. Quinn (1972), Phys. Rev. D6:3171.

Quigg, C. (1983), *Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions*, Benjamin-Cummings, Reading, MA, EUA.

Rosen, S. P. (1992), *Double Beta Decay*, preprint UTAPHY-HEP-4, conferência proferida no *Franklin Symposium Honoring Frederick Reines and the Discovery of the Neutrino* no Franklin Institute, PH, EUA.

Salam, A. (1968), em *Elementary Particle Theory*, edit. por N. Svartholm, Amquist and Wiksell, Estocolmo, Suécia. P. 367.

Sandrozinski, H. F. -W., A. Seiden e A. Weinstein (1988), *Detection of Gauge Boson from Heavy Higgs Decay*, em *Proceedings of the Summer Study on High Energy Physics in the 1990s (Snowmass 1988)*, p. 124, edit. por S. Jensen, World Scientific, Singapura.

Schechter, J. e J. W. F. Valle (1982), Phys. Rev. D25:2951.

Seymour, M. H. (1990), *Tagging A Heavy Higgs Boson* em *Proceedings of the Large Hadron Collider Workshop*, CERN 90-10, ECFA 90-133, Vol. 2,

p. 557, edit. por G. Jarlskog e D. Rein, Genebra, Suíça.

Sher, M. (1989), Phys. Rep. **179**:273.

Shrock, R. E., S. B. Treiman e L. -L. Wang (1979), Phys. Rev. Lett. **42**:1589.

Tsai, Y. S. (1971), Phys. Rev. **D4**:2821.

Weinberg, S. (1967), Phys. Rev. Lett. **19**:1294.

Weinberg, S. (1976), Phys. Rev. Lett. **37**:657.

