

Tese de Mestrado

**TEORIA ELETROFRACA ESTENDIDA COM NEUTRINOS MASSIVOS
E TEMPERATURAS DE TRANSIÇÃO EM BIOMOLÉCULAS**

ALVARO ANTONIO ROCHA FERREIRA

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS CBPF/MCT

RIO DE JANEIRO-2004

Agradecimentos

A J.A.Helayel-Neto por sua infinita paciência em orientar este trabalho;

A Mauro Negrão por sua co-orientação ;

A Sebastião A. Dias por seu apoio;

Aos amigos e colegas do CCP (professores, alunos e funcionários) pela ajuda e amizade;

Aos amigos e colegas dos demais setores do CBPF (professores, alunos e funcionários);

A CFC (professores A.Caride e E. Curado) pela compreensão;

A Myrian uma pessoa para qual não existe tempo ruim;

As pessoas que não são do CBPF mas que torceram muito.

Resumo

Adotando um modelo eletrofraco estendido pela inclusão de um triplete de escalares de Higgs, o que permite a geração de neutrinos massivos, refazemos as considerações de Salam para associar a escala da quebra eletrofraca às transições de fase em biomoléculas. Em nosso caso, o valor esperado no vácuo do triplete induz uma nova temperatura de transição para os sistemas biológicos.

Abstract

One considers here an extended electroweak model with Higgs Triplet, so that massive Neutrinos come out. We reassess Salam's considerations to associate the electroweak Breaking made to phase transitions in biomolecules . In our case, the Higgs triplet's vacuum expectation value Yields a new transition temperature for biological systems..

Sumário

1	Introdução e motivações	3
2	A constituição do modelo Salam-Weinberg-Glashow: Os léptons e o setor de calibre.	7
2.1	Modelo Salam-Weinberg-Gláshow das interações eletrofracas	7
2.2	O Campo Abeliano	9
2.3	Os Campos não Abelianos	9
2.4	Modelos Baseados na Simetria $SU(2)\otimes U(1)$	12
2.5	As Correntes no modelo eletrofraco para os léptons	18
2.5.1	Considerações iniciais	18
3	O setor de quarks do modelo Salam-Weinberg-Glashow	23
3.0.2	Teoria para a mistura de sabores dos quarks	26
4	O PAPEL DA QUIRALIDADE NA ORIGEM DA VIDA	31
4.1	UM MODELO PARA A FONTE DA QUIRALIDADE BIOMOLECULAR	31
4.2	FENÔMENO COOPERATIVO, CONDENSACÃO, EMPARELHAMEN- TO: POSSÍVEIS FATORES INFLUENCIANDO NA EVOLUÇÃO QUÍ- MICA	32
4.3	ALTERAÇÕES NA QUÍMICA DAS MOLÉCULAS QUIRAIS DEVIDO A VIOLAÇÃO DE PARIDADE DAS INTERAÇÕES FRACAS NEUTRAS	33
4.4	POSSÍVEIS CENÁRIOS PARA A ORIGEM DA BIOQUIRALIDADE . .	34
4.5	PODEM OCORRER TRANSIÇÕES DE FASE EM MOLÉCULAS DA CÉLULA VIVA?	35

4.5.1	A ocorrência de transições de fase na bioquímica e de estruturas celulares(lípideos e cromatina).	35
4.5.2	Teste experimentais da possível ocorrência de transições de fase tipo supercondutor em aminoácidos.	36
4.6	RESULTADOS EXPERIMENTAIS BASEADOS NAS HIPÓTESES DE SALAM	38
5	A teoria eletrofraca com triplete de Higgs e Neutrinos Massivos	40
5.1	Introdução	40
5.2	O triplete de Higgs	40
5.3	O Lagrangeano de Higgs incluindo o triplete	41
5.4	As correntes conservadas do modelo	44
5.5	Discussões e perspectivas sobre a influência do triplete de Higgs na temperatura de Salam	45
5.6	Apêndice1	47
5.7	Apêndice2	52
5.7.1	A formulação de Sakita para a supercondutividade BCS	52

Capítulo 1

Introdução e motivações

O termo quiralidade foi criado por Lord Kelvin para definir objetos aparentemente idênticos, porém não superponíveis. Diante de sua imagem especular, a quiralidade aparece macroscopicamente como, por exemplo, nos cristais de quartzo. Em nível molecular, a quiralidade é exibida por compostos orgânicos, tais como a L-alanina (L-levógiro) e a D-alanina (D-dextrógiro). No caso de uma partícula, tal como o elétron, a quiralidade levógira ou dextrógira deriva da respectiva relação, paralela ou antiparalela, entre o vetor momento linear e o vetor momento angular. Pasteur [1], [2], em 1844 observou que cristais formados de um sal de ácido tartárico eram de dois tipos, e que um era a imagem especular do outro. Ele também descobriu que soluções de cada tipo destes cristais girava a luz em direções opostas. A Isomeria é o fenômeno no qual compostos químicos diferentes apresentam a mesma fórmula molecular e isto pode ocorrer mesmo que os compostos não pertençam a mesma função química. Alguns compostos apresentam isomeria óptica (atividade óptica) que consiste em poder girar o plano de polarização de luz, se o composto gira o plano de polarização para a esquerda então ele será levógiro, se o composto girar o plano para a direita ele será dextrógiro, se o composto não possui atividade óptica ele é chamado de racêmico (racemus=uva), os dois primeiros são chamados de enantiomorfos (formas opostas) ou antípodas ópticos. Os compostos opticamente ativos são de grande interesse na indústria de medicamentos, um exemplo foi o caso da talidomida [1], [3], [22] um composto usado para curar enjojo matinal das gestantes, cujo uso provocou o nascimento de milhares de crianças deformadas no mundo, entre 1959 e 1962. Infelizmente, somente estudos posteriores puderam explicar que enquanto a forma quiral-D curava o

enjôo matinal, a forma quiral -L causava os defeitos nos fetos. A compreensão da atividade enantiomérica da talidomida permite que ela seja usada hoje, com sucesso na cura da hanseníase. Devemos também destacar, a ação da penicilina [3] contra as bactérias é decorrente do fato de que estas, excepcionalmente, utilizam D-aminoácidos na construção das suas paredes celulares, e a penicilina contém também um grupo de L-aminoácidos que interfere na síntese das paredes celulares das bactérias. A química da vida apresenta uma grande preferência por L-aminoácidos e D-açúcares sobre, suas imagens especulares e isto é peculiar por duas razões. Primeiro, exceto por diferenças extremamente pequenas, as propriedades dos L-aminoácidos e dos D-açúcares são essencialmente simétricas em relação as suas imagens especulares. Segundo, quando moléculas quirais são sintetizadas em laboratório a partir de blocos não-quirais, temos quantidades iguais de L- e D-enantiomorfos sendo produzidas a menos que se tenha o cuidado de introduzir um agente assimétrico durante a síntese. Existe uma razão fundamental para esta simetria: as reações químicas são essencialmente um resultado da interação eletromagnética entre os átomos. A força eletromagnética se comporta de tal forma que se um dado processo ocorre, a imagem especular deste processo ocorre com igual probabilidade. Qualquer força que dá origem a um determinado processo e sua respectiva imagem especular com igual probabilidade é definido como processo de paridade conservada. Devido a força eletromagnética conservar a paridade, deveríamos esperar iguais quantidades de L- e D- enantiomorfos habitando o mundo, mas isto não ocorre. Estudos mostram pistas para a interação eletrofraca [1], [3], [4] como sendo a responsável por essa preferencial quiral exibida pela química da vida pois esta interação não conserva a paridade. Todas as partículas elementares podem interagir umas com as outras através de quatro tipos de força: gravidade, a força eletromagnética (responsável pelas reações químicas comuns), a força nuclear forte (mantém o núcleo atômico unido) e a força nuclear fraca (decaimentos radiativos). Até 1957 [5, 6, 7, 8, 9], era suposto que a natureza era quiralmente simétrica na escala de partículas elementares (isto é, as quatro forças conservavam a paridade). O efeito mais familiar da interação fraca é a produção de raios beta no decaimento radiativo. Os raios- beta, são na verdade, elétrons energéticos e suas antipartículas gêmeas, os pósitrons. Estas partículas têm um spin intrínseco e, portanto, quando eles estão se movendo a favor ou contra seus eixos de spin, podem ser classificados como levógiros ou dextrógiros. Em 1957 Chieng-Shiung Wu e colaboradores descobriram a violação da paridade e isto levou ao reconhecimento de que

as partículas beta emitidas dos núcleos radiativos tinham uma assimetria quiral definida: o número de elétrons levógiros superavam em muito o número de elétrons dextrógiros. Investigações posteriores do decaimento beta levaram a descoberta do neutrino e do antineutrino, partículas eletricamente neutras que também são emitidas no decaimento beta e que viajam com a velocidade da luz se considerarmos sua massa nula. Como o elétron, o antineutrino emitido pela matéria radiativa tem um spin; diferente do elétron, ele só existe na forma dextrógira. Ninguém sabe porque existe assimetria quiral em nível tão fundamental. A antimatéria radiativa emite um excesso de pósitrons levógiros (antie elétrons) e somente neutrinos levógiros. Neutrinos dextrógiros e antineutrinos levógiros parecem não existir no universo.

Na década seguinte, acreditou-se que a não conservação da paridade estava restrita somente às reações nucleares. Fenômenos tais como reações químicas ou interações entre átomos e a luz, que dependem da interação eletromagnética, pareciam conservar a paridade. No final da década de 60, Salam, Weinberg e Glashow [5, 6, 7, 8, 9], desenvolveram uma teoria que unificava as interações eletromagnética e nuclear fraca. A teoria previa uma nova força chamada eletrofraca entre os elétrons os prótons e os neutrons em seu núcleo. A existência desta força, que não conserva a paridade, foi confirmada nos anos 70, pois até então, átomos e moléculas que eram a princípio considerados aquirais deveriam ser quirais de alguma forma. Além disso, enantiomorfos tais como L- e D-aminoácidos devem diferir com respeito a propriedades físicas, tal como a energia, que depende de sua quiralidade.

Todas estas questões serão abordadas no decorrer desta tese, que se encontra organizada de acordo com esquema a seguir:

No capítulo 2, faz-se uma revisão detalhada do modelo Salam-Weinberg para os léptons;

No capítulo 3, tratamos dos quarks dentro deste modelo;

No capítulo 4, são apresentados de forma resumida estudos relacionados a bioquiralidade;

No capítulo 5, que é o objetivo deste trabalho considera-se o modelo de Salam-Weinberg estendido pelo tripleto de Higgs que induz massa para os neutrinos via mecanismo de Higgs. Estuda-se ainda a influência deste mesmo no cálculo da temperatura de transição de fase de Salam;

Finalmente, no capítulo 6, conclui-se com as discussões gerais e perspectivas futuras.

Capítulo 2

A constituição do modelo Salam-Weinberg-Glashow: Os léptons e o setor de calibre.

2.1 Modelo Salam-Weinberg-Glashow das interações eletrofracas

A teoria de Salam-Weinberg- Glashow [5, 6, 7, 8, 9] foi proposta independentemente por esses autores no final dos anos 60. Ela tem por finalidade descrever as interações fraca e eletromagnética de maneira unificada, por isto é, também, chamada teoria eletrofraca. Para entendermos melhor esta finalidade, consideremos um típico decaimento fraco:

$$n \longrightarrow p + e^{-} + \nu_e \quad (2.1)$$

Decaimentos fracos, em sua maioria, envolvem o aparecimento de elétrons, neutrinos e antineutrinos. Vale ressaltar aqui que podemos considerar a massa do neutrino praticamente nula além do fato de possuir helicidade única na natureza (sempre levógira). A fenomenologia dessas interações indica a presença de uma simetria $SU(2)$ (não- Abeliana) global,

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

e uma simetria U(1) (Abeliana). Com isto, um possível Lagrangeano para esta teoria pode ser dado por

$$L = \bar{\psi}_L i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + \bar{e}_R i\gamma^\mu \partial_\mu e_R. \quad (2.3)$$

Observemos que este Lagrangeano possui simetria global do tipo $SU(2) \otimes U(1)$:

$$SU(2) \implies \left\{ \begin{array}{l} \psi'_L = e^{i\frac{\sigma_a}{2}\omega^a}\psi_L \\ \psi'_R = \psi_R \end{array} \right\} \quad (2.4)$$

e

$$U(1) \implies \left\{ \begin{array}{l} \psi'_L = e^{-i\alpha}\psi_L \\ \psi'_R = e^{-i\alpha}\psi_R \end{array} \right\} \quad (2.5)$$

Fazendo agora o gauging desta simetria, temos:

$$SU(2) \implies \left\{ \begin{array}{l} \psi'_L = e^{i\frac{\sigma_a}{2}\omega^a(x)}\psi_L \\ \psi'_R = \psi_R \end{array} \right\} \quad (2.6)$$

e

$$U(1) \implies \left\{ \begin{array}{l} \psi'_L = e^{-i\alpha(x)}\psi_L \\ \psi'_R = e^{-i\alpha(x)}\psi_R \end{array} \right\} \quad (2.7)$$

Seguindo o procedimento usual, as derivadas covariantes de gauge dos campos acima serão fixadas pela simetria $SU(2) \otimes U(1)$. Adiante, veremos que os campos B_μ^a ($a=1,2,3$) originarão os bósons mediadores, Z^0 e W^\pm , e que A_μ estará relacionado ao fóton. Na realidade, o que se mostra é que os campos do fóton e do Z^0 são combinações dos campos A_μ e B_μ^3 . Para melhor entendermos o que será feito mais adiante, faremos, aqui uma breve discussão sobre os campos de gauge que acabamos de introduzir.

$$D_\mu \psi_L = \partial_\mu \psi_L + igA_\mu(x)\psi_L \quad (2.8)$$

$$D_\mu \psi_R = \partial_\mu \psi_R + ig A_\mu(x) \psi_R \quad (2.9)$$

Vale lembrar que as derivadas transformam-se como seus respectivos campos. Sendo assim, é imediato verificar que o Lagrangeano (3) é invariante frente a simetria local $SU(2) \otimes U(1)$.

2.2 O Campo Abeliano

Faremos aqui um procedimento análogo ao caso do eletromagnetismo puro. Temos, então, a seguinte transformação para $A_\mu(x)$.

$$A_\mu = A_\mu - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha(x) \quad (2.10)$$

e com o tensor intensidade de campo dado por:

$$\frac{1}{ig} [D_\mu, D_\nu] = F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (2.11)$$

É imediato observar que esta expressão é invariante frente a simetria $U(1)$. Como sabemos, este termo fornece a dinâmica para $A_\mu(x)$ cujo Lagrangeano é dado por:

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (2.12)$$

2.3 Os Campos não Abelianos

Veremos agora a generalização não -Abeliana para o campo de força $F_{\mu\nu}$. Faremos um procedimento análogo ao caso anterior só que usaremos a derivada covariante (eq.8). seja, então:

$$G_{\mu\nu} = [D_\mu, D_\nu] = -iG \{ \partial_\mu B_\nu^a - \partial_\nu B_\mu^a + G \epsilon_{abc} B_{\mu c} B_{\nu c} \} \frac{\sigma_a}{2} + i \frac{g}{2} (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) \quad (2.13)$$

onde $M_{\mu\nu a} = \{\partial_\mu B_{\nu a} - \partial_\nu B_{\mu a} + G\varepsilon_{abc}B_{\mu c}B_{\nu b}\}$ é o campo de força para o SU(2). Da mesma maneira que $F_{\mu\nu}^2$ é invariante sob U(1) no caso Abelian, mostra-se usando a transformação para $B_{\mu a}$, que a grandeza $M_{\mu\nu a}M^{\mu\nu a}$ também é invariante frente a simetria SU(2). Portanto, desta discussão, tira-se que o Lagrangeano que fornece dinâmica para os campos de gauge A_μ e $B_{\mu a}$ pode ser escrito como:

$$L = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}M_{\mu\nu a}M^{\mu\nu a} \quad (2.14)$$

Finalmente, o Lagrangeano completo do modelo SU(2)⊗U(1), com férmions acoplados aos bósons de gauge, lê-se :

$$L = L_{Max} + L_{Y-M} + L_{mat}; \quad (2.15)$$

onde

$$L_{Max} = -\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)^2; \quad (2.16)$$

$$L_{Y-M} = -\frac{1}{4}(\partial_\mu B_{\nu a} - \partial_\nu B_{\mu a} + G\varepsilon_{abc}B_{\mu c}B_{\nu b})^2; \quad (2.17)$$

$$L_{mat} = i\bar{\psi}_L\gamma^\mu(\partial_\mu - iGB_{\mu a}\frac{\sigma_a}{2} + i\frac{g}{2}A_\mu)\psi_L + i\bar{e}_R\gamma^\mu(\partial_\mu + igA_\mu)e_R \quad (2.18)$$

onde esta última expressão fornece os termos de Dirac para ψ_L e e_R , bem como as interações destes campos com A_μ e $B_{\mu a}$. Observemos que a Lagrangeana acima não inclui termos de massa. Porém, do curto alcance das interações fracas, esperar-se-ia que os três campos $B_{\mu a}$ fossem massivos, bem como o campo do elétron. Vamos superar este problema através da quebra espontânea da simetria SU(2). Se esta ocorre, tanto o elétron como os campos $B_{\mu a}$ tornam-se massivos (mecanismo de Higgs). No modelo das interações eletrofracas, chamada de mínimo (Salam-Glashow -Weinberg) introduz-se um dublete escalar:

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

com a seguinte transformação:

$$\varphi(x) \rightarrow \varphi'(x) = e^{i\omega(x)\frac{\sigma_a}{2}} \varphi(x) \quad (2.20)$$

para SU(2) e

$$\varphi(x) \rightarrow \varphi'(x) = e^{-i\alpha(x)} \varphi(x) \quad (2.21)$$

para U(1). É imediato verificar que para este campo, a derivada covariante é dada por $D_\mu \varphi(x) = \partial_\mu \varphi(x) - iGB_{\mu a}(x)\frac{\sigma_a}{2}\varphi(x) + i\frac{g}{2}A_\mu \varphi(x)$. Assim, o novo Lagrangeano completo toma a forma

$$L = L_{Max} + L_{Y-M} + L_{mat} + L_H + L_{mat-H} \quad (2.22)$$

onde L_H é o Lagrangeano de Higgs dado por :

$$L_H = (D_\mu \varphi)^* (D_\mu \varphi) - m^2 \varphi^\dagger \varphi - \frac{\lambda}{4} (\varphi^\dagger \varphi)^2, \quad (2.23)$$

(com $\lambda > 0$ e $m^2 < 0$) e L_{mat-H} é o Lagrangeano que acopla os férmions ao escalar de Higgs:

$$L_{mat-H} = -G_i (\bar{\psi}_{L_i} \varphi \psi_{R_i} + \bar{\psi}_{R_i} \varphi^\dagger \psi_{L_i}) \quad (2.24)$$

A seguir, veremos que a quebra de simetria local SU(2) nos mostrará que:

i) os campos

$$W_\mu^- = \frac{1}{\sqrt{2}} (B_{\mu 1}(x) + iB_{\mu 2}(x)) \quad (2.25)$$

$$W_\mu^* = \frac{1}{\sqrt{2}} (B_{\mu 1}(x) - iB_{\mu 2}(x)) \quad (2.26)$$

adquirem massas iguais e são interpretados como bósons vetoriais carregados e massivos W^\pm ;

ii) Uma combinação linear entre B_μ e A_μ do tipo:

$$Z_\mu = aB_{\mu 3}(x) + bA_\mu(x) \quad (2.27)$$

adquire massa diferente de m_W . Z_μ é um campo real, vetorial, e é interpretado como bóson neutro Z^0 .

iii) Uma combinação linear entre $B_{\mu 3}$ e A_μ (ortogonal à expressão anterior) e do tipo:

$$V_\mu = -bB_{\mu 3}(x) + aA_\mu(x) \quad (2.28)$$

permanece com massa nula. Este campo vetorial, real e sem massa, é interpretado como o campo de fóton.

iv) O elétron adquire massa, enquanto o neutrino permanece com a massa nula.

2.4 Modelos Baseados na Simetria $SU(2) \otimes U(1)$

Para entendermos melhor o que foi descrito acima, consideremos o Lagrangeano de Higgs, i.e.,

$$L_H = (D_\mu \varphi)^* (D_\mu \varphi) - m^2 \varphi^\dagger \varphi - \frac{\lambda}{4} \varphi^\dagger \varphi \quad (2.29)$$

Observemos que este potencial tem um mínimo para

$$(\varphi^\dagger \varphi)_{\min} = -\frac{2m^2}{\lambda} = v^2 > 0 \quad (2.30)$$

Fazendo o mesmo procedimento feito nas seções anteriores, o vácuo escolhido pode ser dado por:

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

Considerando, então a flutuação em torno do vácuo, temos:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \rho \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

onde ρ é real. Assim, o potencial torna-se

$$V = \frac{1}{2}m^2(v + \rho)^2 + \frac{\lambda}{4}(v + \rho)^4, \quad (2.33)$$

gerando uma massa de Higgs dada por

$$m_\xi^2 = -2\mu^2 \quad (2.34)$$

Através do potencial V acima, obtemos também um acoplamento trilinear,

$$\lambda v \rho^3 = \lambda \rho^3 \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = m_\rho \rho^3 \sqrt{\frac{\lambda}{2}} \quad (2.35)$$

e um acoplamento quadrilinear, $\frac{1}{4}\lambda\rho^4$.

Vamos agora analisar o termo cinético $(D_\mu\varphi)^*(D^\mu\varphi)$ do Lagrangeano de Higgs.

$$D_\mu\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\partial_\mu\rho - \left(\frac{iG}{2}\sigma B_\mu + \frac{ig}{2}A_\mu \right) (v + \rho) \right] \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2.36)$$

onde $\sigma B_\mu \equiv \sigma^a B_{\mu a}$. Com isto, o termo cinético torna-se

$$\begin{aligned} & (D_\mu\varphi)^\dagger (D_\mu\varphi) = \\ & \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}^\dagger \left[\partial_\mu\rho + \left(\frac{iG}{2}\sigma B_\mu + \frac{ig}{2}A_\mu \right) (v + \rho) \right] \left[\partial_\mu\rho - \left(\frac{iG}{2}\sigma B_\mu + \frac{ig}{2}A_\mu \right) (v + \rho) \right] \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \\ & = \frac{1}{2} (\partial_\mu\rho) (\partial^\mu\rho) + \frac{1}{8} (v + \rho)^2 \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}^\dagger (G\sigma B^\mu + gA^\mu) (G\sigma B_\mu + gA_\mu) \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.37)$$

O termo $(G\sigma B^\mu + gA^\mu) (G\sigma B_\mu + gA_\mu)$, na expressão acima, é dado por

$$\begin{aligned} (G\sigma B^\mu + gA^\mu) (G\sigma B_\mu + gA_\mu) &= G^2 B_\mu^a B^{\mu b} \sigma^a \sigma^b + g^2 A_\mu A^\mu + 2Gg B_\mu^a A^\mu \sigma^a \\ &= G^2 B_\mu^a B^{\mu b} \frac{1}{2} \{ \sigma^a, \sigma^b \} + g^2 A_\mu A^\mu + 2Gg B_\mu^a A^\mu \sigma^a \\ &= G^2 B_\mu^a B^{\mu a} + g^2 A_\mu A^\mu + 2Gg B_\mu^a A^\mu \sigma^a \end{aligned} \quad (2.38)$$

Considerando as matrizes de Pauli, obtemos:

$$\begin{aligned} (G\sigma B^\mu + gA^\mu) (G\sigma B_\mu + gA_\mu) &= G^2 B_\mu^a B^{\mu a} + g^2 A_\mu A^\mu - 2Gg B_\mu^3 A^\mu \\ &= G^2 (B_\mu^1 B^{\mu 1} + B_\mu^2 B^{\mu 2}) \\ &\quad + (G^2 B_\mu^3 B^{\mu 3} + g^2 A_\mu A^\mu - 2Gg B_\mu^3 A^\mu) \end{aligned} \quad (2.39)$$

Este último parêntese pode ser escrito como

$$(gA - GB)^2 \quad (2.40)$$

Para continuarmos, vamos transformar a forma quadrática de A_μ e B_μ^3 na equação 2.39 em forma diagonal. Para isto, resolvemos o problema de diagonalização. Seja, então, a seguinte combinação (normalizada)

$$Z = \frac{1}{\sqrt{G^2 + g^2}} (gA - GB^3) \quad (2.41)$$

e sua combinação ortogonal:

$$V = \frac{1}{\sqrt{G^2 + g^2}} (gA + GB^3) \quad (2.42)$$

É imediato ver que Z é o autovetor da equação com autovalores $(G^2 + g^2)$, enquanto que V corresponde a um autovalor zero, i.e,

<i>Autovalores</i>	<i>Autovetores</i>	
0	$V = \frac{1}{\sqrt{G^2 + g^2}} (gA + GB^3)$	(2.43)
$G^2 + g^2$	$Z = \frac{1}{\sqrt{G^2 + g^2}} (gA - GB^3)$	

Por questões práticas, vamos aqui definir um dublete S tal que:

$$S = \begin{bmatrix} B^3 \\ A \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

Com isto, temos:

$$\begin{bmatrix} B^3 \\ A \end{bmatrix}^\dagger \begin{bmatrix} G^2 & -gG \\ -gG & g^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B^3 \\ A \end{bmatrix} = S^T M S. \quad (2.45)$$

Onde $M = \begin{bmatrix} G^2 & -gG \\ -gG & g^2 \end{bmatrix}$. Diagonalizando por uma matriz ortogonal O , $O^T O = 1$,

$$S^T M S = S^T O^T O M O^T O S, \quad (2.46)$$

Onde $O M O^T = \text{diagonal}$. Como $\det M = 0$, então, um autovalor é zero ; um outro é $\text{Tr} M$. Assim,

$$O M O^T = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & G^2 + g^2 \end{bmatrix} \quad (2.47)$$

e

$$S^T M S = (OS)_2^2 (G^2 + g^2) \quad (2.48)$$

para o qual

$$(OS)_2 = \frac{1}{\sqrt{G^2 + g^2}} (gA - GB^3) \quad (2.49)$$

Agora, observemos que o primeiro termo do lado esquerdo da 2.39 pode se escrito como:

$$G^2 \left((B^1)^2 + (B^2)^2 \right) = 2G^2 W W^\dagger, \quad (2.50)$$

onde

$$\begin{aligned} B^1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W + W^\dagger) \\ B^2 &= \frac{1}{i\sqrt{2}} (W - W^\dagger) \end{aligned} \quad (2.51)$$

Assim, finalmente o termo cinético $(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi)$ pode ser escrito como:

$$(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) = \frac{1}{2} (\partial_\mu \rho) (\partial^\mu \rho) + \frac{G^2}{4} (v + \rho)^2 W W^\dagger + \frac{1}{8} (v + \rho)^2 (G^2 + g^2) Z^2 \quad (2.52)$$

Com isto, encontramos que

$$\begin{aligned} M_W^2 &= \frac{G^2}{4} v^2 \\ M_Z^2 &= \frac{1}{4} (G^2 + g^2) v^2 \end{aligned} \quad (2.53)$$

fornecendo

$$\frac{M_Z}{M_W} = \frac{\sqrt{G^2 + g^2}}{G} \geq 1. \quad (2.54)$$

Veja que podemos reescrever 2.52 como:

$$(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) = \frac{1}{2} (\partial_\mu \rho) (\partial^\mu \rho) + M_W^2 \left(1 + \frac{\rho}{v} \right)^2 W W^\dagger + \frac{1}{2} M_Z^2 \left(1 + \frac{\rho}{v} \right)^2 Z^2, \quad (2.55)$$

nos informando o modo como o Higgs se acopla. Desta expressão, podemos, também, tirar informações relevantes em relação aos acoplamentos e seus respectivos gráficos de Feynman. por exemplo:

$$\frac{2M_W^2}{v} \rho W W^\dagger \quad (2.56)$$

$$\frac{2M_W^2}{v} \rho^2 W W^\dagger \quad (2.57)$$

$$\frac{M_Z^2}{v} \rho Z^2 \quad (2.58)$$

$$\frac{M_Z^2}{2v} \rho^2 Z^2 \quad (2.59)$$

Observando as equações 2.41 e 2.42, podemos definir uma grandeza θ_W de tal maneira que

$$\text{sen}\theta_W = \frac{g}{\sqrt{G^2 + g^2}}, \text{cos}\theta_W = \frac{G}{\sqrt{G^2 + g^2}} \quad (2.60)$$

Fornecendo -nos, então, para os campos Z e V a seguinte expressão:

$$\begin{aligned} V_\mu &= \text{cos}\theta_W A_\mu + \text{sen}\theta_W B_\mu^3 \\ Z_\mu &= \text{sen}\theta_W A_\mu - \text{cos}\theta_W B_\mu^3 \end{aligned} \quad (2.61)$$

e da 2.54

$$\frac{M_W}{M_Z} = \text{cos}\theta_W. \quad (2.62)$$

Para melhor examinarmos a estrutura do acoplamento, vamos analisar as simetrias estudadas aqui, i.e, SU(2) e U(1) com seus respectivos números quânticos. Assim, podemos associar as simetrias com os geradores da seguinte maneira:

$$SU(2) \rightarrow T \text{ (isopin fraco)}, U(1) \rightarrow \hat{Y} \text{ (hipercarga fraca)} \quad (2.63)$$

As relações de comutação para esses números quânticos são dadas por:

$$[\vec{T}^i, \vec{T}^j] = \varepsilon_{ijk} \vec{T}^k \quad (2.64)$$

$$[\vec{T}^i, \hat{Y}] = 0 \quad (2.65)$$

e a relação entre \hat{Y} e Q , como sabemos, é dada por

$$Y = 2(Q - T^3), \quad (2.66)$$

em qualquer representação. Assim, a expressão abaixo pode lida como:

$$\begin{aligned} V &\rightarrow \text{cos}\theta_W \frac{1}{2} g Y + \text{sen}\theta_W T^3 G, \\ Z &\rightarrow \text{sen}\theta_W \frac{1}{2} g Y - \text{cos}\theta_W T^3 G \end{aligned} \quad (2.67)$$

Como V é o campo do fóton, devemos ter que

$$V \rightarrow g(Q - T^3) \cos\theta_W + GT^3 \text{sen}\theta_W = eQ \quad (2.68)$$

Obtemos, então, desta expressão que

$$g \cos\theta_W = e = G \text{sen}\theta_W \quad (2.69)$$

E para o campo Z , temos,

$$\begin{aligned} Z \rightarrow g(Q - T^3) \text{sen}\theta_W - GT^3 \cos\theta_W &= -(g \text{sen}\theta_W + G \cos\theta_W) T^3 + gQ \text{sen}\theta_W \\ &= -\sqrt{G^2 + g^2} (\text{sen}^2\theta_W + T^3 \cos^2\theta_W - Q \text{sen}^2\theta_W) \\ &= -\sqrt{G^2 + g^2} (T^3 - Q \text{sen}^2\theta_W) \end{aligned} \quad (2.70)$$

Para finalizar esta parte, consideremos o seguinte processo ($\nu e^- \rightarrow e^+ \nu$) onde um bóson W^+ é trocado. A amplitude deste processo é dada por:

$$M_{fj} = \frac{G^2}{8} j_F^\mu \frac{\eta_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{M_W^2}}{k^2 - M_W^2 + i\varepsilon}, \quad (2.71)$$

onde j^μ é a corrente de interação fraca. Para podermos comparar com o processo corrente-corrente de Fermi, façamos $M_W^2 \gg k^2$ expressão acima. Com isto, temos:

$$M_{fj} = \frac{G^2}{8M_W^2} j_F^\mu j_{F\mu} \quad (2.72)$$

Porém, como a amplitude para o processo corrente-corrente de Fermi é dado por

$$M_{fj} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_F^\mu j_{F\mu} \quad (2.73)$$

temos comparando essas expressões que

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{G^2}{8M_W^2} \quad (2.74)$$

Para finalizar, observemos que a combinação entre 2.54, 2.69 e 2.74 fornece-nos a seguinte expressão para as massas dos bósons de gauge da interação fraca:

$$\begin{aligned} M_W &= \frac{1}{2^{\frac{3}{4}}} \frac{e}{\sqrt{G_F} \text{sen}\theta_W} \\ M_Z &= \frac{M_W}{\cos\theta_W} \end{aligned} \quad (2.75)$$

Considerando os valores numéricos de e e de G_F , encontramos

$$\begin{aligned} M_W &= \frac{37,3}{\text{sen}\theta_W} \text{GeV} \\ M_Z &= \frac{74,6}{\cos 2\theta_W} \text{GeV} \end{aligned} \quad (2.76)$$

2.5 As Correntes no modelo eletrofraco para os léptons

2.5.1 Considerações iniciais

(1) Existem correntes fracas neutras e carregadas ;

(2) As correntes carregadas contêm apenas constantes de acoplamento entre os léptons do tipo-L.

Como vimos devemos introduzir 2 campos vetoriais, B_μ^a ($a = 1, 2, 3$) isospin triplete e um singlete A_μ que devem finalmente resultar como campos das partículas físicas W^+, W^- e Z^0 e fóton através da quebra espontânea de simetria (mecanismo de Higgs). Os campos leptônicos tem que ser distinguidos por sua helicidade. Toda geração de férmions (e, μ, τ) contêm 2 léptons levógiros. Estes formam um dubleto isospin de léptons levógiro, definidos por ψ_{L_i} ($i = e, \mu, \tau$)

$$\psi_{L_e} = \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \quad \bar{\psi}_{L_e} = \left(\bar{\nu}_e \quad \bar{e} \right) \frac{(1 + \gamma_5)}{2} \quad (2.77)$$

$$\psi_{L_\mu} = \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \quad \bar{\psi}_{L_\mu} = \left(\bar{\nu}_\mu \quad \bar{\mu} \right) \frac{(1 + \gamma_5)}{2} \quad (2.78)$$

$$\psi_{L_\tau} = \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}, \quad \bar{\psi}_{L_\tau} = \left(\bar{\nu}_\tau \quad \bar{\tau} \right) \frac{(1 + \gamma_5)}{2} \quad (2.79)$$

Há também componentes dextróginas dos léptons carregados massivos. Uma componente dextrógiro do neutrino não existe (ao menos na estrutura das interações fracas e eletromagnéticas), portanto os léptons dextrógiros podem ser representados pelos singletes:

$$\psi_{R_e} = \frac{(1 + \gamma_5)}{2} e, \quad \bar{\psi}_{R_e} = \bar{e} \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \quad (2.80)$$

$$\psi_{R_\mu} = \frac{(1 + \gamma_5)}{2} \mu, \quad \bar{\psi}_{R_\mu} = \bar{\mu} \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \quad (2.81)$$

$$\psi_{R_\tau} = \frac{(1 + \gamma_5)}{2} \tau, \quad \bar{\psi}_{R_\tau} = \bar{\tau} \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \quad (2.82)$$

mos agora determinar as várias correntes sucessivamente (carregada, neutra e eletromagnética) adotando a nova notação. Aqui escreveremos somente os termos incluindo ν e e ; as duas restantes podem ser tratadas da mesma forma. O ponto de partida é o lagrangeano L_{mat} abaixo:

$$L_{mat} = i\bar{\psi}_{L_e}\gamma^\mu(\partial_\mu - iG\hat{T}\cdot\vec{B}_\mu - i\frac{g}{2}\hat{Y}A_\mu)\psi_{L_e} + \bar{\psi}_{R_e}i\gamma^\mu\left((\partial_\mu - iG\hat{T}\cdot\vec{B}_\mu - i\frac{g}{2}\hat{Y}A_\mu)\psi_{R_e}\right) \quad (2.83)$$

Com os números quânticos dados abaixo:

<i>Férmion</i>	T	T_3	Y	Q
ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1	0
e_L, μ_L, τ_L	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1
e_R, μ_R, τ_R	0	0	-2	-1

(2.84)

Mais tarde, incluiremos os quarks completando assim a tabela. O Lagrangeano então assumirá a seguinte forma:

$$L_{mat} = \bar{\psi}_L\gamma^\mu\left(\frac{G}{2}B_\mu^a\sigma_a\right)\psi_L - g\left(\frac{1}{2}[\bar{\psi}_L\gamma^\mu\psi_L] + [\bar{\psi}_{R_e}\gamma^\mu\psi_{R_e}]\right)A_\mu \quad (2.85)$$

Lembrando que B_μ^a ($a = 1, 2, 3$) temòs:

$$L_{mat} = \frac{G}{2}\bar{\psi}_L\gamma^\mu(B_\mu^1\sigma_1 + B_\mu^2\sigma_2 + B_\mu^3\sigma_3)\psi_L - g\left(\frac{1}{2}[\bar{\psi}_L\gamma^\mu\psi_L] + [\bar{\psi}_{R_e}\gamma^\mu\psi_{R_e}]\right)A_\mu \quad (2.86)$$

isolando o termo que contém B_μ^3

$$L_{mat} = \frac{G}{2}\bar{\psi}_L\gamma^\mu(B_\mu^1\sigma_1 + B_\mu^2\sigma_2)\psi_L + \frac{G}{2}\bar{\psi}_L\gamma^\mu B_\mu^3\sigma_3\psi_L - g\left(\frac{1}{2}[\bar{\psi}_L\gamma^\mu\psi_L] + [\bar{\psi}_{R_e}\gamma^\mu\psi_{R_e}]\right)A_\mu \quad (2.87)$$

Vamos fazer agora as seguintes substituições,

$$B_\mu^1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(W + W^*) \quad (2.88)$$

$$B_\mu^2 = \frac{1}{i\sqrt{2}}(W - W^*) \quad (2.89)$$

Onde dependendo do autor temos $W=W^-$ e $W^*=W^+$. Então definindo um Lagrangeano L_W para os Bósons W^\pm obtemos:

$$L_W = \frac{G}{2\sqrt{2}}(2\bar{e}_L\gamma^\mu\nu_L W_\mu^- + 2\bar{\nu}_L\gamma^\mu e_L W_\mu^+) \quad (2.90)$$

Onde as expressões J_μ^- e J_μ^+ são:

$$J_\mu^- = 2\bar{e}_L\gamma^\mu\nu_L = 2\bar{e}\gamma^\mu\frac{(1-\gamma_5)}{2}\nu \quad (2.91)$$

e

$$J_\mu^+ = 2\bar{\nu}_L\gamma^\mu e_L = 2\bar{\nu}\gamma^\mu\frac{(1-\gamma_5)}{2}e \quad (2.92)$$

L_1 será dado por:

$$L_W = \frac{G}{2\sqrt{2}}(J_\mu^- W_\mu^- + J_\mu^+ W_\mu^+) \quad (2.93)$$

eVamos agora determinar a corrente para o Bóson Z^0 , para tal são necessárias as expressões 2.61 que após um pouco de álgebra tornam-se:

$$A_\mu = \cos\theta_W V_\mu - \sin\theta_W Z_\mu \quad (2.94)$$

e

$$B_\mu^3 = \sin\theta_W V_\mu + \cos\theta_W Z_\mu \quad (2.95)$$

Vamos chamar de $L_2 = L_Z + L_{em}$ o Lagrangeano dos campo Z_μ e V_μ , temos então:

$$L_2 = \frac{G}{2}(\bar{\psi}_L\gamma^\mu\sigma_3\psi_L)(\sin\theta_W V_\mu + \cos\theta_W Z_\mu) - \frac{g}{2}(\bar{\psi}_L\gamma^\mu\psi_L + 2\bar{\psi}_{R_c}\gamma^\mu\psi_{R_c})(\cos\theta_W V_\mu - \sin\theta_W Z_\mu) \quad (2.96)$$

Sendo L_Z o campo doBóson Z^0 temos:

$$\begin{aligned} L_Z &= \left[\frac{G}{2}(\bar{\psi}_L\gamma^\mu\sigma_3\psi_L)\cos\theta_W + \frac{g}{2}(\bar{\psi}_L\gamma^\mu\bar{\psi}_L\gamma^\mu + 2\bar{\psi}_{R_c}\gamma^\mu\psi_{R_c})\sin\theta_W\right]Z_\mu \\ &= \frac{G}{2\cos\theta_W}[(\bar{\psi}_L\gamma^\mu\sigma_3\psi_L)\cos^2\theta_W + \frac{g}{G}(\bar{\psi}_L\gamma^\mu\psi_L + 2\bar{\psi}_{R_c}\gamma^\mu\psi_{R_c})\sin\theta_W]Z_\mu \\ &= \frac{G}{2\cos\theta_W}[(\bar{\psi}_L\gamma^\mu\sigma_3\psi_L)\cos^2\theta_W + (\bar{\psi}_L\gamma^\mu\psi_L + 2\bar{\psi}_{R_c}\gamma^\mu\psi_{R_c})\sin^2\theta_W]Z_\mu \end{aligned} \quad (2.97)$$

Onde fizemos uso

$$G = g \tan \theta_W \quad (2.98)$$

Usando também as relações $\psi_L, \bar{\psi}_L, e_R$ e \bar{e}_R temos:

$$L_Z = \frac{G}{4 \cos \theta_W} [\bar{\nu}_L \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu_L - \bar{e} \gamma^\mu ([1 - 4 \sin^2 \theta_W] - \gamma_5) e] Z_\mu \quad (2.99)$$

onde

$$g_V = 1 - 4 \sin^2 \theta_W \quad (2.100)$$

e

$$g_A = 1 \quad (2.101)$$

Determinemos agora a parte eletromagnética L_V

$$\begin{aligned} L_{em} &= \frac{G}{2} (\bar{\psi}_L \gamma^\mu \sigma_3 \psi_L) \sin \theta_W V_\mu - \frac{g}{2} (\bar{\psi}_L \gamma^\mu \psi_L + 2 \bar{\psi}_{R_e} \gamma^\mu \psi_{R_e}) \cos \theta_W V_\mu \\ &= -\left(-\frac{G}{2} (\bar{\psi}_L \gamma^\mu \sigma_3 \psi_L) \sin \theta_W V_\mu + \frac{g}{2} (\bar{\psi}_L \gamma^\mu \psi_L + 2 \bar{\psi}_{R_e} \gamma^\mu \psi_{R_e}) \cos \theta_W\right) V_\mu \\ &= -e \left(\bar{\psi}_L \gamma^\mu \left[\frac{1}{2} - \frac{\sigma_3}{2} \right] \psi_L + \bar{\psi}_{R_e} \gamma^\mu \psi_{R_e} \right) V_\mu \end{aligned} \quad (2.102)$$

O valor de e é dado por 2.69. As correntes neutra e eletromagnética terão a seguinte forma:

$$J_\mu^o = \frac{G}{4 \cos \theta_W} [\bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu_e - \bar{e} \gamma^\mu ([1 - 4 \sin^2 \theta_W] - \gamma_5) e] \quad (2.103)$$

e

$$J_{em} = \left(\bar{\psi}_L \gamma^\mu \left[\frac{1}{2} - \frac{\sigma_3}{2} \right] \psi_L + \bar{\psi}_{R_e} \gamma^\mu \psi_{R_e} \right) \quad (2.104)$$

Trabalhando um pouco mais a expressão para a corrente eletromagnética temos:

$$J_{em} = (\bar{e}_L \gamma^\mu e_L + \bar{e}_R \gamma^\mu e_R) = (\bar{e} \gamma^\mu e) \quad (2.105)$$

Não podemos esquecer que as expressões para as correntes calculadas são facilmente estendidas aos demais léptons (μ, τ, ν_μ e ν_τ). Vamos agora determinar a massa dos léptons a partir do Lagrangeano 2.24

$$L_{mat-H} = -G_i (\bar{\psi}_{L_i} \phi \psi_{R_i} + \bar{\psi}_{R_i} \phi^\dagger \psi_{L_i}), \quad i = e, \mu, \tau \quad (2.106)$$

Onde ϕ e ϕ^\dagger são iguais respectivamente a:

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{(v+\rho)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.107)$$

e

$$\phi^\dagger = \left(0 \quad \frac{(v+\rho)}{\sqrt{2}} \right) \quad (2.108)$$

O zero nos campos significa que os neutrinos não possuem massa. Efetuando os cálculos obtemos para as massas dos léptons e, μ e τ respectivamente,

$$m_e = \frac{G_e}{\sqrt{2}}v \quad (2.109)$$

$$m_\mu = \frac{G_\mu}{\sqrt{2}}v \quad (2.110)$$

$$m_\tau = \frac{G_\tau}{\sqrt{2}}v \quad (2.111)$$

Capítulo 3

O setor de quarks do modelo Salam-Weinberg-Glashow

Para estendermos o modelo Salam-Weinberg para a matéria hadrônica, devemos considerar o modelo de quark também capaz de descrever as interações fracas e eletromagnéticas dos quarks. Postulamos uma simetria lépton-quark de acordo com a qual para cada lépton existe um quark correspondente, em uma quase correspondência um para um. Aqui devemos, contudo, notar que existe uma pequena diferença comparada aos léptons: Todos os quarks tem massa de repouso não nula. Consequente não há quarks que tenham apenas componentes levóginas como os neutrinos. Temos de lidar com tres dubletes e seis singletes:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, s_R \quad (3.1)$$

Onde $d'_L, s'_L, b'_L, d'_R, s'_R$ e s'_R são os termos de mistura e serão determinados a partir da matriz de Kobayashi-Maskawa. Se abreviarmos os dubletes com ψ_{L_i} ($i = u, c, t$), existem, de acordo com o esquema conhecido dos léptons, os seguintes acoplamentos entre partículas pertencentes ao mesmo dublete.

$$L_{int}^{(i)} = G \bar{\psi}_{L_i} \gamma^\mu \hat{T} \psi_{L_i} \cdot \vec{B}_\mu + \frac{g}{2} \left(\bar{\psi}_{L_i} \gamma^\mu \hat{Y}_i^L \psi_{L_i} + \bar{\psi}_{R_i} \gamma^\mu \hat{Y}_i^R \psi_{R_i} \right) A_\mu \quad (3.2)$$

Onde \hat{Y}_i^L e \hat{Y}_i^R , são as hipercargas dos quarks R e L. Aqui as hipercargas são novamente calculadas através da relação 2.66, pela qual obtemos os seguintes valores para os dubletes

levógiros superior e inferior

$$Y_{sup}^L = Y_{inf}^L = \frac{1}{3} \quad (3.3)$$

E para os singletos dextrógiros

$$Y_{sup}^R = \frac{4}{3}, Y_{inf}^R = -\frac{2}{3} \quad (3.4)$$

A tabela abaixo contém os valores do isospin fraco T^3 e das hipercargas fracas Y das partículas

<i>léptons</i>			T^3	Y	
<i>dubletos</i>	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	-1
<i>singletos</i>	e_R	μ_R	τ_R	0	-2
(3.5)					
<i>quarks</i>					
<i>dubletos</i>	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$\frac{1}{3}$
<i>singletos</i>	u_R	c_R	t_R	0	$\frac{4}{3}$
	d_R	s_R	b_R	0	$-\frac{2}{3}$

A forma de 3.2 reduz-se aos léptons para a 2.83 se a correspondente hipercarga fraca para os dubletes leptônicos são inseridos (ver 2.84). De acordo com os acoplamentos em 3.2 um quark d podia apenas tornar-se um quark u , um quark s apenas em um quark c , e assim por diante. Para os léptons, as regras de seleção análogas descreviam a conservação do e, μ , e número de τ separadamente. Para os quarks, contudo, isto contradiz a observação. Tomemos o exemplo do decaimento da partícula Σ^- ,

$$\Sigma^- \rightarrow ne^- \bar{\nu}_e \quad (3.6)$$

que ao nível de quark aparece

$$(sdd) \rightarrow (udd) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.7)$$

Se considerarmos do ponto de vista dos quarks, um quark s obviamente decai em um quark u . O mesmo é verdade para o decaimento

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (3.8)$$

ou de acordo com os quarks

$$(s\bar{u}) \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (3.9)$$

Aqui um quark s decai em um quark u também, o qual se aniquila com o antiquark \bar{u} , tal que nenhum quark aparece no canal de saída desta reação. Os exemplos experimentos mostram que não apenas o quark d , mas também o quark s acopla com o quark u via interações fracas; o quark s , contudo, acopla-se de 4 a 5 vezes mais fracamente. Portanto devemos ou abandonar o esquema originando os dubletes, ou devemos permitir um quark levógiro u acoplar a uma mistura de quarks levógiros d e s . Para obtermos uma teoria uniforme das interações fracas rejeitamos a primeira possibilidade e fazemos uso da segunda, porém, vamos incluir os quarks t e b na mistura. Sob o vínculo da conservação da probabilidade total, a conexão entre d, s, b e d, s, b deve ser dada pela matriz unitária 3×3 \hat{U} ,

$$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \hat{U} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \hat{U}\hat{U}^\dagger = 1 \quad (3.10)$$

Uma matriz unitária tem nove parâmetros reais; este número é reduzido para cinco se alguém considera que a fase de cada um dos seis funções de quark podem ser escolhidas à vontade, mas esta escolha da fase total não tem efeito algum sobre \hat{U} . De acordo com Kobayashi-Maskawa usamos os três ângulos de Euler $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ para uma rotação tridimensional (real) e em adição uma fase δ para o acoplamento no espaço dos quarks b e s . Por questão de simplicidade escrevemos s_i para $\sin\theta_i$ e c_i para o $\cos\theta_i$ ($i = 1, 2, 3$). Temos então para U e U^\dagger as seguintes matrizes:

$$U = \begin{pmatrix} c_1 & s_1c_3 & s_1s_3 \\ -s_1c_2 & c_1c_2c_3 - s_2s_3e^{i\delta} & c_1c_2s_3 + s_2c_3e^{i\delta} \\ c_1c_2s_3 + s_2c_3e^{i\delta} & c_1s_2c_3 + c_2s_3e^{i\delta} & c_1s_2s_3 - c_2c_3e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

$$U^\dagger = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1c_2 & c_1c_2s_3 + s_2c_3e^{-i\delta} \\ s_1c_3 & c_1c_2c_3 - s_2s_3e^{-i\delta} & c_1s_2c_3 + c_2s_3e^{-i\delta} \\ s_1s_3 & c_1c_2s_3 + s_2c_3e^{-i\delta} & c_1s_2s_3 - c_2c_3e^{-i\delta} \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Quando $\theta_2 = \theta_3 = \delta = 0$ isto corresponde diretamente a uma redução para apenas dois dubletes (u, d') e (c, s')

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta_1 & \text{sen}\theta_1 & 0 \\ -\text{sen}\theta_1 & \cos\theta_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_1 & \text{sen}\theta_1 \\ -\text{sen}\theta_1 & \cos\theta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

Onde,

$$d' = \cos\theta_1 d + \text{sen}\theta_1 s \quad (3.15)$$

e

$$s' = -\text{sen}\theta_1 d + \cos\theta_1 s \quad (3.16)$$

O único ângulo θ_1 , que aparece neste caso, é chamado ângulo θ_c de Cabibbo. Estamos em posição de determinar as correntes da interação eletrofraca para os quarks.

3.0.2 Teoria para a mistura de sabores dos quarks

Cabibbo reconheceu que as mais aparentes irregularidades das interações hadrônicas fracas poderiam ser explicadas pela introdução do ângulo de mixing $\theta_1 = \theta_c$ entre os quarks d e s (É lógico que o objetivo é a inclusão do quark t). Adicionamos o termo de interação para os três dubletes hadrônicos (u, d') , (c, s') e (t, b') para a Lagrangeana de Salam-Weinberg da teoria dos léptons. Devemos sempre ter em mente que as cargas elétricas dos quarks diferem da dos léptons. Vamos intrroduzir as seguintes notações

$$\psi_{R_u}^{(+)} = \psi_{R_u}, \psi_{R_u}^{(-)} = \psi_{R_d}, \psi_{R_c}^{(+)} = \psi_{R_c}, \psi_{R_c}^{(-)} = \psi_{R_s}, \psi_{R_t}^{(+)} = \psi_{R_t}, \psi_{R_t}^{(-)} = \psi_{R_b}, \quad (3.17)$$

isto é

$$\psi_{R_u} = \frac{(1 + \gamma_5)}{2} \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \psi_{R_c} = \frac{(1 + \gamma_5)}{2} \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \psi_{R_t} = \frac{(1 + \gamma_5)}{2} \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

$$\psi_{R_d} = \frac{(1 + \gamma_5)}{2} d', \psi_{R_s} = \frac{(1 + \gamma_5)}{2} s', \psi_{R_b} = \frac{(1 + \gamma_5)}{2} b' \quad (3.19)$$

Isto nos permite realizar um somatório sobre i das contribuições dextróginas (singletos) apenas sobre $i = u, c$ (estudaremos o modelo de Cabibbo primeiro, depois através da matriz de Kobayashi-Maskawa faremos a generalização para o quark t). A parte de interação da lagrangeana dos quarks, é escrita, pela exata analogia com o modo que procedemos com os léptons.

$$L_{int}^{(i)} = G\bar{\psi}_{L_i}\gamma^\mu(B_\mu^1\sigma_1 + B_\mu^2\sigma_2 + B_\mu^3\sigma_3)\psi_{L_i} + \frac{g}{2}\left(\frac{1}{3}\bar{\psi}_{L_i}\gamma^\mu\psi_{L_i} + \frac{4}{3}\bar{\psi}_{R_i}^{(+)}\gamma^\mu\psi_{R_i}^{(+)} - \frac{2}{3}\bar{\psi}_{R_i}^{(-)}\gamma^\mu\psi_{R_i}^{(-)}\right)A_\mu \quad (3.20)$$

seguindo em frente:

$$L_{int}^{(i)} = G\bar{\psi}_{L_i}\gamma^\mu(B_\mu^1\sigma_1 + B_\mu^2\sigma_2)\psi_{L_i} + G\bar{\psi}_{L_i}\gamma^\mu B_\mu^3\sigma_3\psi_{L_i} + \frac{g}{2}\left(\frac{1}{3}\bar{\psi}_{L_i}\gamma^\mu\psi_{L_i} + \frac{4}{3}\bar{\psi}_{R_i}^{(+)}\gamma^\mu\psi_{R_i}^{(+)} - \frac{2}{3}\bar{\psi}_{R_i}^{(-)}\gamma^\mu\psi_{R_i}^{(-)}\right)A_\mu \quad (3.21)$$

Efetuada novamente as substituições 2.61, 2.88 e 2.89, estaremos em posição de calcular as correntes dos quarks. Sendo L_W o Lagrangeano para os Bósons $W^{(\pm)}$ abaixo

$$L_W = \frac{G}{2\sqrt{2}}(2\bar{d}_L\gamma^\mu u_L W_\mu^- + 2\bar{s}_L\gamma^\mu c_L W_\mu^+) \quad (3.22)$$

obtemos as expressões $J^{\mu(-)}$ e $J^{\mu(+)}$ para as correntes carregadas sendo iguais respectivamente a:

$$J^{\mu(-)} = 2\bar{d}_L\gamma^\mu u_L = 2[(\cos\theta_1\bar{d} + \text{sen}\theta_1\bar{s})\gamma^\mu\frac{(1-\gamma_5)}{2}u + (-\text{sen}\theta_1\bar{d} + \text{cosen}\theta_1\bar{s})\gamma^\mu\frac{(1-\gamma_5)}{2}c] \quad (3.23)$$

e

$$J^{\mu(+)} = \bar{s}_L\gamma^\mu c_L = 2[\bar{u}\gamma^\mu\frac{(1-\gamma_5)}{2}(\cos\theta_1 d + \text{sen}\theta_1 s) + \bar{c}\gamma^\mu\frac{(1-\gamma_5)}{2}(-\text{sen}\theta_1 d + \text{cosen}\theta_1 s)] \quad (3.24)$$

Devemos notar que

$$(J^{\mu(-)})^\dagger = J^{\mu(+)} \quad (3.25)$$

Determinaremos agora o coeficiente do campo Z^μ , que é a corrente fraca dos quarks a partir do termo.

$$L_{Z-em} = G\bar{\psi}_{L_i}\gamma^\mu B_\mu^3\sigma_3\psi_{L_i} + \frac{g}{2}\left(\frac{1}{3}\bar{\psi}_{L_i}\gamma^\mu\psi_{L_i} + \frac{4}{3}\bar{\psi}_{R_i}^{(+)}\gamma^\mu\psi_{R_i}^{(+)} - \frac{2}{3}\bar{\psi}_{R_i}^{(-)}\gamma^\mu\psi_{R_i}^{(-)}\right)A_\mu \quad (3.26)$$

deste termo também vamos obter a corrente eletromagnética. A corrente fraca neutra pode ser escrita da seguinte forma

$$J_\mu^{(0)} = \frac{G}{4\cos\theta} [\bar{\psi}_u \gamma_\mu \left(1 - \frac{8}{3} \text{sen}^2\theta - \gamma_5\right) \psi_u + \bar{\psi}_c \gamma_\mu \left(1 - \frac{8}{3} \text{sen}^2\theta - \gamma_5\right) \psi_c - \bar{\psi}_d \gamma_\mu \left(1 - \frac{4}{3} \text{sen}^2\theta - \gamma_5\right) \psi_d - \bar{\psi}_s \gamma_\mu \left(1 - \frac{4}{3} \text{sen}^2\theta - \gamma_5\right) \psi_s] \quad (3.27)$$

onde usamos 3.18, os últimos termos escreveremos em termos dos sabores dos quarks d e s usando 3.15 e 3.16 obtendo então

$$J_\mu^{(0)} = \frac{G}{4\cos\theta} [\bar{u} \gamma_\mu \left(1 - \frac{8}{3} \text{sen}^2\theta - \gamma_5\right) u + \bar{c} \gamma_\mu \left(1 - \frac{8}{3} \text{sen}^2\theta - \gamma_5\right) c + \bar{d} \gamma_\mu \left(1 - \frac{4}{3} \text{sen}^2\theta - \gamma_5\right) d + \bar{s} \gamma_\mu \left(1 - \frac{4}{3} \text{sen}^2\theta - \gamma_5\right) s] \quad (3.28)$$

Isto é simplesmente uma consequência da ortogonalidade da transformação de Cabibbo. A corrente eletromagnética também obedece a a ortogonalidade da transformação de Cabibbo e sua expressão é dada por:

$$J_\mu^{(e-m)} = e \left[\frac{2}{3} (\bar{u} \gamma_\mu u + \bar{c} \gamma_\mu c) - \frac{1}{3} (\bar{d} \gamma_\mu d + \bar{s} \gamma_\mu s) \right] \quad (3.29)$$

Onde o valor da carga elementar e . Vamos generalizar o que foi obtido utilizando a matriz de Kobayshi-Maskawa 3.11, temos então:

$$J_\mu^{(-)} = \frac{G}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \bar{d} & \bar{s} & \bar{b} \end{pmatrix}_L U^\dagger \gamma_\mu \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L, \quad (J_\mu^{(-)})^\dagger = J_\mu^{(+)} \quad (3.30)$$

como vimos no modelo de Cabibbo exceto para as correntes carregadas todos os outros termos no Lagrangeano são diagonais nos sabores de quarks, então a obtenção das correntes neutra e eletromagnética é imediata,

$$\mathbf{J}_\mu^{(0)} = \frac{G}{4\cos\theta} \sum_i \varepsilon_i \bar{q}_i \gamma_\mu (C_i - \gamma_5) q_i \quad (3.31)$$

onde

$$\varepsilon_i = 1, \text{ se } i = u, c, t \quad (3.32)$$

$$\varepsilon_i = -1, \text{ se } i = d, s, b \quad (3.33)$$

$$C_i = 1 - \frac{8}{3} \text{sen}^2 \theta, \text{ se } i = u, c, t \quad (3.34)$$

$$C_i = 1 - \frac{4}{3} \text{sen}^2 \theta, \text{ se } i = d, s, b \quad (3.35)$$

Para a corrente eletromagnética,

$$J_\mu^{(e-m)} = e \sum_i \varepsilon_i \bar{q}_i \gamma_\mu q_i \quad (3.36)$$

$$\varepsilon_i = \frac{2}{3}, \text{ se } i = u, c, t \quad (3.37)$$

$$\varepsilon_i = -\frac{1}{3}, \text{ se } i = d, s, b \quad (3.38)$$

Vamos agora calcular as massas dos quarks via mecanismo de Higgs, devemos ter em mente que o modelo utilizado quando determinamos as massas dos léptons falha pois não temos mais uma partícula sem massa em cada dublete. Portanto, teremos que achar estruturas mais invariantes. Isto será obtido pelo uso do dublete conjugado de carga de Higgs

$$\bar{\varphi} = i\sigma_2 \varphi^* \quad (3.39)$$

$$\varphi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{(v+\xi)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (3.40)$$

$$\bar{\varphi} = \begin{pmatrix} \frac{(v+\xi)}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

O Lagrangeano por sua vez será expresso da seguinte forma:

$$L_{mat-H} = -(G_{IJ}^{(p)} \bar{q}_{IL} \tilde{\phi} p_{JR} + G_{IJ}^{(n)} \bar{q}_{IL} \phi n_{JR}) \quad (3.42)$$

onde temos as seguintes notações,

$$u \rightarrow p_I = (u, c, t) \quad (3.43)$$

$$d \rightarrow n_I = (d, s, b) \quad (3.44)$$

$$q_{IL} = \begin{pmatrix} p_I \\ n_I \end{pmatrix}_L \quad (3.45)$$

Os autoestados de massa dos quarks u, c e t serão dados respectivamente por:

$$m_u = \frac{v}{\sqrt{2}} G^{(u)} \quad (3.46)$$

$$m_c = \frac{v}{\sqrt{2}} G^{(c)} \quad (3.47)$$

$$m_t = \frac{v}{\sqrt{2}} G^{(t)} \quad (3.48)$$

No caso dos quarks d, s e b devemos lembrar dos termos de mistura de sabores, assim:

$$m_d = \frac{v}{\sqrt{2}} [G^{(d)} c_1^2 + G^{(s)} s_1^2 c_2^2 + G^{(b)} s_1^2 s_2^2] \quad (3.49)$$

$$m_s = \frac{v}{\sqrt{2}} [G^{(d)} s_1^2 c_3^2 + G^{(s)} (c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{-i\delta}) (c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta}) + [G^{(b)} (c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{-i\delta}) (c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta})]] \quad (3.50)$$

$$m_b = \frac{v}{\sqrt{2}} [G^{(b)} s_1^2 s_2^2 + G^{(s)} (c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{-i\delta}) (c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta}) + G^{(d)} (c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{-i\delta}) (c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta})] \quad (3.51)$$

Com isto temos uma revisão do modelo Salam-Weinberg.

Capítulo 4

O PAPEL DA QUIRALIDADE NA ORIGEM DA VIDA

4.1 UM MODELO PARA A FONTE DA QUIRALIDADE BIOMOLECULAR

O primeiro princípio unificador na bioquímica é que as moléculas-chaves - aminoácidos, açúcares e lecitinas naturais (fosfolipídeos) - possuem a mesma quiralidade [10]. Notavelmente, isto é verdade para todos os organismos exceto para as paredes celulares de algumas bactérias, que contêm D-aminoácidos, como no caso do *Bacillus brevis* ou o *Lactobacillus arabinosus* [10]. Contudo, podemos afirmar em geral que sistemas vivos traduzem seus genes em proteínas compostas de vinte L-aminoácidos. Tentativas na busca das bases físicas deste princípio na bioquímica foram realizadas (Salam, 1991 e 1992) [11]. Estes trabalhos foram precedidos por uma longa história de esforços investigando a causa principal da evolução molecular a partir de misturas racêmicas de aminoácidos até os enantiomorfos L-aminoácidos [12]. Em um substancial grupo de trabalhos prévios, a violação de paridade da corrente eletrofraca neutra foi sugerida como a principal força que induz a bioquiralidade observada. A abordagem proposta por Salam para a origem da quiralidade mais uma vez invoca a interação fraca, mas é original por apelar outros conceitos físicos que iremos discutir.

Antes de tudo Salam considera que no fim da evolução química um fenômeno cooperativo particular toma lugar, notadamente, uma transição de fase abaixo de uma certa

temperatura crítica T_c nova fase que era um modo condensado de Bose. Desde que este conceito é bem compreendido em física, mas tem sido usado umas poucas vezes antes no contexto da bioquímica, usaremos alguns simples exemplos extraídos particularmente do trabalho de Salam.

4.2 FENÔMENO COOPERATIVO, CONDENSACÃO, EMPARELHAMENTO: POSSÍVEIS FATORES INFLUENCIANDO NA EVOLUÇÃO QUÍMICA

Para compreendermos como os aminoácidos podem se comportar quando a temperatura excede seu valor crítico, é algo mais simples considerar como Salam[11] um sistema físico bem conhecido onde fenômenos cooperativos análogos podem ocorrer.

Na temperatura zero absoluto os spins do elétron dos ferromagnéticos estão alinhados paralelos uns aos outros para dar uma magnetização resultante mesmo na ausência de um campo magnético externo. Contudo, em uma temperatura finita a agitação térmica é capaz apenas de inverter alguns dos spins e o momento magnético médio na direção da magnetização sofre um decréscimo. Logo, assim que o processo de desmagnetização começa, um elétron escolhido aleatoriamente tem provavelmente as vizinhanças apontando para o sentido contrário ao de magnetização assim como ele e isto reduz a energia necessária para reverter o spin do elétron, de modo que, quando a temperatura cresce e mais spins são invertidos, torna-se gradativamente mais fácil inverter os spins remanescentes e o processo de desordenamento desenvolve-se com crescente rapidez. No ponto de Curie [isto é, na temperatura crítica] o desordenamento é eventualmente completo e os spins apontam igualmente em ambas direções, de tal forma que somente um estado racêmico 50-50 sobrevive.

Em seus estudos sobre aminoácidos, ao invés de spins eletrônicos, Salam deu atenção a uma forma específica de comportamento cooperativo a nível microscópico: Condensação de Bose. Este fenômeno está sendo proposto como um fator fundamental na evolução molecular a partir da mistura racêmica inicial até os presentes aminoácidos quirais. O conceito de condensação não é novo em biologia; na verdade ele já vem de mais de 30

anos [10]. No contexto da origem da vida, a condensação em ácidos nucleicos foi sugerida como tendo um papel na origem da evolução Darwiniana[10]. Contudo, desde que o conceito permanece ainda não familiar para as ciências da vida, a despeito de seu uso extensivo no estudo de membranas celulares ,(Frolich,1977) apresentamos uma imagem interessante introdução a este fenômeno singular[10],[11].

As condições necessárias para a condensação havia sido estudada por Lev Landau, que fez a distinção entre os superfluidos de Bose e os superfluidos de Fermi. Deve ser notado que mesmo para os superfluidos de Fermi, como os supercondutores, o fenômeno de condensação bosônica ainda ocorre ; neste caso o condensado consiste de pares de Cooper, os quais nos trazem para o terceiro dos conceitos físicos que introduziremos através de exemplos simples. Neste caso Salam escolheu uma outra analogia a partir do trabalho de Goodstein [10],[11].

4.3 ALTERAÇÕES NA QUÍMICA DAS MOLÉCULAS QUIRAIS DEVIDO A VIOLAÇÃO DE PARIDADE DAS INTERAÇÕES FRACAS NEUTRAS

Os três conceitos físicos acima: fenômeno cooperativo, condensação e a formação de pares de cooper levaram Salam[11], com argumentos desenvolvidos detalhadamente, a sugerir que a força eletromagnética não é a única força que pode produzir efeitos químicos: A componente Z^0 da interação eletrofraca, independente do fato que seus efeitos aparentem serem desprezíveis em baixas temperaturas, pode desempenhar um papel ativo na química.

As razões para o papel químico da violação de paridade da interações fracas pode ser encontrada na química quântica [12]. Os resultados destes cálculos indicam que os aminoácidos, para os quais os cálculos haviam sido efetuados, tomados em conformação com uma solução aquosa zwitteriônica, são L- estabilizados relativos a seus isômeros D para configurações no meio aquoso(os aminoácidos mencionados acima são alanina, valina, serina e ácido aspartico). Esta estabilidade afeta 1 em 10^{17} moléculas em temperatura ambiente, desde que

$$10^{-17} = \left(\frac{3 \times 10^{-19} eV}{300K k_B} \right), \text{ onde } k_B \text{ é a constante de Boltzmann} \quad (4.1)$$

uma pequena quantidade que tem impedido muitos químicos de aceitar os efeitos das interações eletrofracas como uma possível fonte da assimetria óptica ; entretanto, em um trabalho posterior Salam propôs uma transição de fase, na qual havia encontrado efeitos suficientemente intensos pela inclusão do top quark (t) e do top antiquark (\bar{t}) em uma versão ampliada do modelo padrão. Também encontra evidência de extinção de mais efeitos quânticos abaixo de T_c , tal como o valor do campo magnético \mathbf{H} para o efeito Meissner, que torna-se extinto para os valores acima de T_c . Ele achou que o fenômeno da polarização irá ocorrer. Para temperaturas abaixo de T_c ele não achou evidências para a polarização ($\mathbf{H}=\mathbf{0}$ e, portanto, $\mathbf{H} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{0}$ dentro da amostra, onde \mathbf{E} é definido como campo elétrico).

No modelamento da transição de fase Salam usou a função de onda condensada como $\varpi_D \exp\left(\frac{-2}{gv}\right)$, onde ϖ_D é a energia de Debye, p_F é o momento de Fermi, enquanto g é o parâmetro de acoplamento 4-fermi para os elétrons e v é dado pela expressão $\left(\frac{p_F}{\pi^2}\right)$. A aproximação $gv \simeq 1$ é importante na transição de fase postulada. Isto precisa ser justificado. O parâmetro g contém o termo $\frac{1}{m_x^2}$, então deve existir uma grande massa vindo para figura de modo a cancelar m_x^2 . Esta massa pode ser apenas $\bar{t}t$, ou devido aos parceiros supersimétricos dos quarks ou dos mésons sendo mais pesados que os originais por m_x^2 , onde $m_x=1$ TeV. Para acrescentar, Salam acreditava que a igualdade aproximada $m_x^2 \simeq (1TeV)^2$ é responsável pela muito importante aproximação $gv \simeq 1$.

4.4 POSSÍVEIS CENÁRIOS PARA A ORIGEM DA BIOQUIRALIDADE

Um importante aspecto da bioquiralidade relaciona as condições térmicas que possam ter existido na "Terra primitiva, quando presumivelmente a presente quiralidade observada dos aminoácidos originou-se. Desde que a temperatura ambiente da superfície da Terra é aproximadamente 300K, se T_c é muito menor que esta temperatura, a teoria de Salam pode não ser aplicada a Terra, em tais casos ao menos tres cenários podem ser possíveis:

i) Contribuições pré-solares podem ser necessárias para serem obtidas temperaturas suficientes.

ii) Maiores contribuições vindas das partes mais distantes e frias do sistema solar com temperaturas ambientes menores que T_c (tipicamente todos os outros planetas exteriores tem temperaturas menores que a do nitrogênio líquido).

iii) Se T_c é consideravelmente menor que 300K, somos levados a aceitar que a Terra teria apenas atuado como um local de junção onde os L-aminoácidos vieram junto com os nucleotídeos D-açúcares, de uma maneira muito consistente, para então desencadear a primeira replicação.

Salam sugeriu para a alternativa biótica prevalecer, seria necessário invocar um mecanismo de entrega dos constituintes das biomoléculas para a terra vindos das regiões mais frias (i) e (ii). pode ser razoável assumir que [10]:

- A Terra acumulou moléculas orgânicas prébióticas importantes para a origem da vida a partir de asteróides e cometas carbonados durante o período de grande bombardeamento na Terra primitiva.

- Notavelmente, podemos também assumir que as moléculas de Alanina, por exemplo, podiam suportar temperaturas tão altas quanto 700K por um segundo, considerando que os outros aminoácidos podiam suportar temperaturas variando de 600K a 800K para um período de tempo similar, e permanecer estável e intacto por meio do impacto com a Terra.

4.5 PODEM OCORRER TRANSIÇÕES DE FASE EM MOLÉCULAS DA CÉLULA VIVA?

4.5.1 A ocorrência de transições de fase na bioquímica e de estruturas celulares (lípidos e cromatina).

Talvez uma das mais profundas questões originadas por Salam é se transições de fase do tipo condensado de Bose possam ocorrer na célula viva. Para uma certa extensão a resposta deve ser positiva, desde que possamos lembrar que no caso de certas macromoléculas específicas relevantes a processos vivos, este assunto tem sido estudado tanto pela bioquímica como pela genética durante os últimos quarenta anos.

Em bioquímica, a capacidade dos lipídeos de adotar uma variedade de fases está bem documentada [10]. Isto tem sido chamado de polimorfismo de lipídeos; um importante aspecto deste tópico é que a estrutura macroscópica adotada pelos lipídeos depende das condições experimentais; por exemplo, a temperatura é um parâmetro importante que determina a estrutura macroscópica das membranas hidratadas dos lipídeos[10]. Uma posição conservadora é que o possível significado biológico das transições polimórficas de algumas membranas é surpreendente, mas ainda não temos feito uma ponte ligando o espaço entre as transições de fase e os fenômenos de transporte [10].

Por outro lado, evidências para transições de fase nas ciências da vida não estão limitadas a bioquímica, porém uma linha separada de pesquisa em genética também sugere a ocorrência de transições de fase: Um fator que pode influenciar o princípio da replicação do DNA é a concentração iônica intracelular [10]. De fato, experimentos com núcleos de células vivas de rato podem indicar que a estrutura de cromatina e o volume nuclear mostram transições abruptas em função das concentrações iônicas no ambiente nuclear [10]: Este experimento tem sugerido a diversos autores que as mudanças estruturais na cromatina podem ser discutidas em termos de transições de fases.

4.5.2 Teste experimentais da possível ocorrência de transições de fase tipo supercondutor em aminoácidos.

Estes resultados com a estrutura da membrana celular e da estrutura genética da cromatina nos leva a perguntar: Que evidência direta existe para uma clara indicação de transição de fase subordinada à origem da quiralidade ?

As idéias de Salam fornecem uma gama de alternativas:

(i) Melanina - um pigmento marron escuro de muitos animais - ela é produto do metabolismo da tyrosina. Está frequentemente localizada nos melanóforos (células com processos radiantes permanentes repousando superficialmente nos vertebrados). Dados tomados melaninas naturais, bem como de melanossoma isolados do melanoma humano, claramente indicam que ele sofre uma transição de fase. De fato, sua capacidade de calor mostra uma descontinuidade próximo a 1,9K. Esta anomalia, sendo relativamente pequena, é significativa além de espalhar os pontos dos dados. Isto foi associado a uma transição magnética possivelmente do paramagnetismo para o antiferromagnetismo[13]. Em um modo análogo, um meio de detectar a suposta transição de fase pode ser medindo

as diferenças de calores específicos e procurando por anomalias na curva $C = \gamma T + \beta T^3 + \dots$ como já tinha sido feito para os não-aminoácidos acima mencionados.

(ii) Uma maneira direta de testar uma nova teoria para a origem da quiralidade em aminoácidos é tomando uma mistura 50-50 racêmica cristalina de L- e D-aminoácidos e abaixar sua temperatura [13]. Salam discutiu extensivamente um experimento envolvendo uma mistura racêmica 50-50 sujeita a um gradiente de temperatura variando de um ponto de ebulição para os aminoácidos até temperaturas próximas ao zero absoluto.

(iii) Em vista da descoberta de supercondutores [10] orgânicos com temperaturas críticas similar aos metais e ligas, um procedimento experimental alternativo podem ser testes para as propriedades de condutividade e magnética (efeito Meissner) dos cristais de aminoácidos:

A sugestão feita é que uma transição de fase tipo supercondutor pode realmente ocorrer em aminoácidos. A física tem ido muito lentamente no estudo de candidatos alternativos a supercondutor: A primeira classe de supercondutores foi descoberta em 1911; estes primeiros supercondutores eram diferentes de qualquer forma de matéria que ocorre em sistemas vivos. De fato, eles eram metais e ligas. A descoberta de uma classe radicalmente nova de supercondutores teve que esperar algum tempo: em 1986 um supercondutor mais interessante do ponto de vista da química tinham sido identificado em certos materiais cerâmicos. Em 1991 o simples potássio dopado fulereno K_3C_{60} [10] mostrou-se ser um supercondutor com uma temperatura crítica razoavelmente alta i.e., o começo da temperatura crítica é 18K. Contudo, devemos lembrar que supercondutores orgânicos tem sido conhecidos por algum tempo, tais como compostos de grafite com fórmula típica C_8A ($A=K, Rb, Cs$) com valores de T_c menores que 1K [10]; um outro exemplo é aquele do supercondutor orgânico metal bis(ethylene dithiolo) tetratiofulvaleno triiodo com a fórmula $(C_{10}H_8S_8)_2I_3$ [10] com o valor de $T_c = 1,5K$ á pressão normal. Portanto, a descoberta de supercondutores, em materiais orgânicos seria mais um passo par a sabermos que efeitos tipo supercondutividade e superfluidez podem ocorrer na biologia.

4.6 RESULTADOS EXPERIMENTAIS BASEADOS NAS HIPÓTESES DE SALAM

Como vimos, Salam sugeriu em 1991[11] uma possível transição de fase em aminoácidos. Partindo das interações Z^0 , ele propôs que um fenômeno cooperativo da mecânica quântica e fenômeno de condensação (possivelmente em termos de um condensado e-n, onde o sistema e-n tem o mesmo status de um par de cooper) dando origem a uma transição de fase de segunda ordem. Baseada na teoria BCS[14, 11], teorias de gauge e mecanismo de Higgs, ele calculou a temperatura crítica para esta transição de fase. Uma maneira crucial para obter-se a temperatura de transição de fase T_c envolve quebra dinâmica de simetria. Salam usou parte da metodologia do Lagrangeano de Feynman da teoria BCS para o sistema eletrônico supercondutor. A partir da equação de Ginzburg-Landau, o valor da temperatura T_c é calculado. Salam usou a formulação de Sakita[14] e obteve o seguinte resultado

$$T_c = \frac{\langle \varphi \rangle}{10^3} \exp\left[\frac{-2}{g_{eff}\sigma(1-4\text{sen}^2\theta)}\right] \approx 2,5 \times 10^2 K \quad (4.2)$$

Aqui o campo φ é expresso em termos de um campo escalar complexo auxiliar de Higgs, g_{eff} é uma constante de acoplamento atrativa entre os spins eletrônicos "up" e "down", θ é o ângulo de Weinberg. Salam tomou $(1-4\text{sen}^2\theta) \approx \frac{1}{13}$, $\sigma(0) = m_Z^2$ com o valor empírico do parâmetro $\text{sen}^2\theta \approx 0,231$, e obteve $g_{eff}\sigma(0) \approx 1$.

Seguindo as sugestão de Salam o grupo da universidade de Pequim liderados pelo professor Wang Wenqing [15]-pesquisaram durante os 8 últimos anos evidência experimental da transição de fase de Salam em cristais de alanina. Uma variedade de experimentos vem sendo conduzidos para validar a existência de uma transição de fase. Os resultados de uma série de experimentos que incluíram medidas de calor específico, susceptibilidade magnética estática, NMR, atenuação ultrasônica, rotação óptica dependente da temperatura (sendo este o primeiro teste sugerido por Salam para verificar a transição de fase) e os estudos de Raman para a dependência de temperatura. Dessa série de resultados experimentais, o grupo do Professor Wang[15] chegou a conclusão que a existência de uma transição de fase em torno de 240 - 250K em cristais de alanina foi completamente provada. Embora os mecanismos detalhado e específico de transição não sejam claros, o professor Wang e seus colaboradores puderam ao menos extrair conclusões cuidadosas

de que existe uma transição de fase em cristais de alanina e no processo de transição, os cristais, D-, L- e DL-alanina exibem comportamento de transição distintos. Eles conjecturam que a transição de fase pode atuar como um mecanismo de amplificação cooperativo de efeitos P-ímpar em nível molecular, mecanismo o qual, Salam sugeriu, seria condensação de Bose. Em 1995 Figureau [16] e colaboradores. Conduziram alguns experimentos para testar a validade das previsões de Salam. Após exporem amostras de cisteína tanto racêmicas como ópticamente ativas em temperaturas variando de 77 a 0,1K por períodos de tempo diferentes, não observaram mudanças de rotação óptica, assim relataram falha na previsão de Salam para transições de fase. Para o grupo do professor Wang o que ocorreu foi que após o período de congelamento, as amostras foram retiradas do criostato, aquecidas e dissolvidas em solução de HCl, então a não observada atividade óptica pode apenas provar que a transição de fase de Salam[11] seja do tipo irreversível, mas não é uma evidência negativa enquanto a transição é reversível. As transições de fase descobertas pelas medidas realizadas pelo grupo do professor Wang[15] para os cristais D-/L-alanina são completamente reversíveis e as temperaturas de transição de fase concordam com as que foram previstas pelo professor Salam. Apesar da série de experimentos de Wang [15] e colaboradores confirmar a existência de transição de fase em aminoácidos eles viram também que a hipótese de Salam tem falhado na tentativa de explicar a homoquiralidade somente por meio desta transição de fase, isto é, ao invés de uma última solução para o problema, ela representa um primeiro passo no mecanismo de amplificação. A transição de fase de Salam[11] liga a PVED(diferença de energia da violação de paridade) entre enantiomorfos moleculares com processos não lineares em sistemas biológicos.

Capítulo 5

A teoria eletrofraca com triplete de Higgs e Neutrinos Massivos

5.1 Introdução

Como é bem sabido, no modelo padrão com apenas campos de neutrinos levógiros ν_{iL} , os neutrinos são necessariamente sem massa, pois um termo de massa de Majorana $m_{ij}\nu_i^\alpha\nu_j^\beta\varepsilon_{\alpha\beta}$ quebra a simetria de calibre SU(2). Assim uma extensão da teoria é necessária para acomodar observações experimentais de neutrinos de massa não-nula.

5.2 O triplete de Higgs

O triplete de Higgs [18, 20, 19], tem acoplamentos de Yukawa apenas para neutrinos de Majorana. Para obtermos uma massa de neutrino suficientemente pequena a partir dessas interações o valor esperado de vácuo (VEV) do triplete de Higgs precisa ser também muito pequeno para evitar acoplamentos de Yukawa incrivelmente pequenos.

Para o tripleto de Higgs

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^1 & \phi^2 & \phi^3 \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

Onde

$$\phi^{++} = \frac{(\phi^1 - i\phi^2)}{\sqrt{2}}, \phi^0 = \frac{(\phi^1 + i\phi^2)}{\sqrt{2}}, \phi^+ = \phi^3, \phi^0 = \frac{(v_T + \rho_T - i\eta_T)}{\sqrt{2}} \quad (5.2)$$

O acoplamento de Yukawa com dubleto levógiro $L_L = (\nu, e^-)$ é

$$L_{F,\phi} = -\alpha_M \bar{L}_L^C \sigma^a \phi^a L_L \quad (5.3)$$

Onde

$$\phi = \sigma^a \phi^a = \begin{pmatrix} \phi^+ & \sqrt{2}\phi^{++} \\ \sqrt{2}\phi^0 & -\phi^+ \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

A massa do neutrino será então:

$$L_{F,\phi} = -\alpha_M \left(-\sqrt{2}\bar{\nu}_L^C \nu_L \phi^0 + \bar{\nu}_L^C e_L \phi^+ - \bar{e}_L^C \nu_L \phi^+ + \sqrt{2}\bar{e}_L^C e_L \phi^{++} \right) \quad (5.5)$$

$$m_\nu = \alpha_M v_T \quad (5.6)$$

5.3 O Lagrangeano de Higgs incluindo o tripleto

A consequência da inclusão do tripleto de Higgs é o surgimento do Bóson de Goldstone [18, 20, 19], que chamaremos de Majoron isto como sabemos se deve a quebra espontânea de simetria global. Aqui temos um problema mais complexo pois nosso Majoron não é um singleto sob $SU(2)_L \otimes U(1)$ então ele acopla todos léptons e quarks. Nosso Lagrangeano é:

$$L = L_F + L_G + L_{F,\varphi} + L_{F,\phi} + L_{\varphi,\phi} \quad (5.7)$$

Onde L_F , $L_{F,\varphi}$, L_G são, respectivamente, os termos gerais de Salam-Weinberg [18, 20, 19], da energia cinética dos Férmions (com derivadas covariantes), a energia cinética dos campos de calibre A_μ, Z_μ, W_μ^\pm e acoplamento de Yukawa do dubleto usual $\varphi^T = (\varphi^+, \varphi^0)$ com os Férmions. O termo $L_{F,\phi}$ foi utilizado na seção anterior para o cálculo da massa do neutrino $L_{\varphi,\phi}$ será então:

$$L_{\varphi,\phi} = (D^\mu \varphi)^* (D^\mu \varphi) + (D^\mu \phi)^* (D^\mu \phi) - V(\varphi, \phi) \quad (5.8)$$

Onde o potencial mais geral sob o grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_{Lept}$ é:

$$\begin{aligned} V(\varphi, \phi) = & a\varphi^* \varphi + bTr(\phi^* \phi) + c(\varphi^* \varphi)^2 \\ & + dTr(\phi^* \phi)^2 + e(\varphi^* \varphi)^2 Tr(\phi^* \phi)^2 \\ & + fTr(\phi^* \phi^*) Tr(\phi \phi) + i\varepsilon_{jkn} h \varphi^* \sigma^a \varphi \phi_k^* \phi_n \end{aligned} \quad (5.9)$$

As conservações simultâneas da Hipercarga Y e do número leptônico L proíbe o surgimento de termos trilineares em $V(\varphi, \phi)$. Desenvolvendo o Lagrangeano $L_{\varphi, \phi}$ [18] de acordo com φ^0 e ϕ^0 obtemos:

$$\begin{aligned} L_{\varphi, \phi} = & \frac{1}{8} (G^2 + g^2) (v_D^2 + 4v_T^2) Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{4} G^2 (v_D^2 + 2v_T^2) W_\mu^+ W^{-\mu} \\ & + \frac{1}{2} (G^2 + g^2)^{\frac{1}{2}} (v_D^2 + 4v_T^2)^{\frac{1}{2}} Z_\mu \partial^\mu \theta \\ & + \frac{1}{2} G (v_D^2 + 2v_T^2)^{\frac{1}{2}} (W_\mu^+ \partial^\mu \sigma^- + W_\mu^- \partial^\mu \sigma^+) + h.c \end{aligned} \quad (5.10)$$

Os campos de calibre são definidos da maneira geral:

$$W_\mu^- = \frac{1}{\sqrt{2}} (B_{\mu 1}(x) + iB_{\mu 2}(x)) \quad (5.11)$$

$$W_\mu^* = \frac{1}{\sqrt{2}} (B_{\mu 1}(x) - iB_{\mu 2}(x)) \quad (5.12)$$

e para o Bóson vetorial neutro:

$$Z = \frac{1}{\sqrt{G^2 + g^2}} (gA - GB^3) \quad (5.13)$$

Com g , correspondendo a $U(1)_y$ e G, B_μ^i a $SU(2)_L$. Podemos ver que as massas dos Bósons vetoriais são agora:

$$M_W = \frac{1}{2} G (v_D^2 + 2v_T^2)^{\frac{1}{2}} \quad (5.14)$$

$$M_Z = \frac{1}{2} (G^2 + g^2)^{\frac{1}{2}} (v_D^2 + 4v_T^2)^{\frac{1}{2}} \quad (5.15)$$

A violação da regra de seleção fraca $\Delta I = \frac{1}{2}$ devido a ϕ é da ordem de $(\frac{v_T}{v_D})^2$, em qualquer caso muito menor que a contribuição das correções radiativas e muito distante da acuracidade experimental $2,6 \times 10^{-2}$. Os campos θ, σ^\pm vistos no lagrangeano $L_{\varphi, \phi}$ acima multiplicados pelos Bósons vetoriais Z^0 e W^\pm são definidos respectivamente como:

$$\theta = \eta_D + 2 \left(\frac{v_T}{v_D} \right) \eta_T, \sigma^+ = i[\varphi^+ + \left(\frac{v_T}{v_D} \right) \sqrt{2}\phi^+] \quad (5.16)$$

O Majoron χ e o Higgs unicamente carregado ω^+ são, por definição, os campos perpendiculares aos prévios:

$$\chi = 2 \left(\frac{v_T}{v_D} \right) \eta_D - \eta_T, \omega^+ = i \left[\left(\frac{v_T}{v_D} \right) \sqrt{2}\varphi^+ - \phi^+ \right] \quad (5.17)$$

O potencial $V(\varphi, \phi)$ deve agora ser considerado, para que possamos determinar as partículas de spin zero e suas massas. Como sabemos o potencial $V(\varphi, \phi)$ [18, 20, 19], não contém termos trilineares, existem apenas duas condições de extremos que evidentemente subdeterminam os sete parâmetros a, \dots, h , tornando possível várias escolhas arbitrárias para seus valores. As condições são:

$$a + cv_D^2 + \frac{1}{2}(e - h)v_T^2 = 0, \quad (5.18)$$

$$b + dv_T^2 + \frac{1}{2}(e - h)v_D^2 = 0. \quad (5.19)$$

Obtemos as seguintes partículas físicas de Higgs de $\phi^{++}, \omega^+, \rho_h$ e ρ_i :

$$m_{\phi^{++}}^2 = hv_D^2 + 2fv_T^2, \quad (5.20)$$

$$m_{\omega^+}^2 = \frac{1}{2}(v_D^2 + 2v_T^2), \quad (5.21)$$

$$m_h^2 = 2cv_D^2 + \left[\frac{(e - h)^2}{2c}\right]v_T^2, \quad (5.22)$$

$$m_i^2 = \left[2d - \frac{(e - h)^2}{2c}\right]v_D^2. \quad (5.23)$$

As únicas novas partículas com massas pequenas, quando comparadas com a típica escala de massa $v_D \sim 250\text{GeV}$, são o Majoron χ e o Bóson de Higgs neutro ρ_i .

5.4 As correntes conservadas do modelo

As correntes deste modelo para os campos A_μ e Z_μ serão respectivamente:

$$\begin{aligned}
J_{Z_\mu} = & \frac{\delta L}{\delta Z_\mu} = \frac{\sqrt{2}}{4} G \sqrt{G^2 + g^2} (W_\mu^- \varphi^{*+} \varphi^0 + W_\mu^+ \varphi^+ \varphi^0) + \\
& \frac{i}{2} \sqrt{G^2 + g^2} (\varphi^{*0} \partial_\mu \varphi^0 - \varphi^0 \partial_\mu \varphi^{*0}) + \\
& 2(G^2 + g^2) \varphi^{*0} \varphi^0 Z_\mu + \\
& i \sqrt{G^2 + g^2} (\phi^{*0} \partial_\mu \phi^0 - \phi^0 \partial_\mu \phi^{*0}) + \\
& \frac{\sqrt{2}}{4} G \sqrt{G^2 + g^2} (W_\mu^- \phi^{*+} \phi^0 + W_\mu^+ \phi^+ \phi^{*0}) + \\
& 2(G^2 + g^2) \phi^{*0} \phi^0 Z_\mu + \\
& i \frac{Gg}{\sqrt{G^2 + g^2}} (\phi^{*+} \partial_\mu \phi^+ - \phi^+ \partial_\mu \phi^{*+}) + \\
& \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{G^2 g}{\sqrt{G^2 + g^2}} (\phi^{*++} \phi^+ W_\mu^+ + \phi^{++} \phi^{*+} W_\mu^-) + \\
& \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{G^2 g}{\sqrt{G^2 + g^2}} (\phi^0 \phi^{*+} W_\mu^+ + \phi^+ \phi^{*0} W_\mu^-) + \\
& \frac{2G^2}{(G^2 + g^2)} \phi^{*+} \phi^+ (g^2 Z_\mu + Gg A_\mu) + 4Gg \phi^{*++} \phi^{++} A_\mu + \\
& 2(G^2 + g^2) Z_\mu \phi^{*++} \phi^{++} + \\
& i \sqrt{G^2 + g^2} (\phi^{*++} \partial_\mu \phi^{++} - \phi^{++} \partial_\mu \phi^{*++}) + \\
& \frac{\sqrt{2}}{2} G \sqrt{G^2 + g^2} (\phi^{*++} \phi^+ W_\mu^+ + \phi^{++} \phi^{*+} W_\mu^-)
\end{aligned} \tag{5.24}$$

$$\begin{aligned}
J_{A\mu} = & \frac{\delta L}{\delta A_\mu} = i \frac{Gg}{\sqrt{G^2 + g^2}} (\varphi^{*+} \partial_\mu \varphi^+ - \varphi^+ \partial_\mu \varphi^{*+}) + \\
& \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{G^2 g}{\sqrt{G^2 + g^2}} (\varphi^0 \varphi^{*+} W_\mu^+ + \varphi^+ \varphi^{*0} W_\mu^-) + \\
& \frac{2G^2 g^2}{(G^2 + g^2)} \varphi^{*+} \varphi^+ A_\mu + \\
& \frac{2G^2 g i}{\sqrt{G^2 + g^2}} (\phi^{*++} \partial_\mu \phi^{++} - \phi^{++} \partial_\mu \phi^{*++}) + \\
& 4Gg Z_\mu \phi^{*++} \phi^{++} + \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{G^2 g}{\sqrt{G^2 + g^2}} (\phi^{*++} \phi^+ W_\mu^+ + \phi^{++} \phi^{*+} W_\mu^-) + \\
& \frac{8G^2 g^2}{(G^2 + g^2)} A_\mu \phi^{*++} \phi^{++} + \\
& i \frac{Gg}{\sqrt{G^2 + g^2}} (\phi^{*+} \partial_\mu \phi^+ - \phi^+ \partial_\mu \phi^{*+}) + \\
& \frac{2G^2}{(G^2 + g^2)} \phi^{*+} \phi^+ (G^2 A_\mu + Gg Z_\mu) + \\
& \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{G^2 g}{\sqrt{G^2 + g^2}} (\phi^{*++} \phi^+ W_\mu^+ + \phi^{++} \phi^{*+} W_\mu^-) + \\
& \frac{2G^2 g^2}{(G^2 + g^2)} \phi^{*+} \phi^+ A_\mu + \\
& \frac{2Gg^3}{(G^2 + g^2)} Z_\mu \varphi^{*+} \varphi^+ + \\
& \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{G^2 g}{\sqrt{G^2 + g^2}} (\phi^0 \phi^{*+} W_\mu^+ + \phi^+ \phi^{*0} W_\mu^-)
\end{aligned} \tag{5.25}$$

Os propagadores associados aos campos aqui envolvidos serão objeto de estudos em trabalhos posteriores, quando serão estudados os efeitos das correções radiativas às temperaturas de transição.

5.5 Discussões e perspectivas sobre a influência do triplete de Higgs na temperatura de Salam

Vamos nos valer das mesmas motivações de Salam, isto é, Removeremos os parâmetros de massa fermiônica do modelo padrão e vamos tratá-los como parâmetros determinados pela dinâmica da região sub-GeV. Valendo-se da formulação de Sakita[14] (ver apêndice2)

obtemos a partir da análise do potencial estendido ao tripleto de Higgs que podem ocorrer outros estados de vácuo via quebra espontânea de simetria e conseqüentemente outras temperaturas de transição de fase que podem ser atingidas de modos independentes (ver (i) e (ii) no apêndice). A expressão para o cálculo da temperatura estendida aos neutrinos é muito similar ao caso leptônico como podemos observar

$$T_c = \frac{\langle \phi \rangle}{10^3} \exp\left[\frac{-2}{G_{eff}\sigma(0)(1-4\text{sen}^2\theta)}\right] \quad (5.26)$$

A partir desta expressão é possível calcular o valor da do termo $G_{eff}\sigma(0)$ que é o acoplamento efetivo da excitação que contribui como polo residual. Fixando o valor de vácuo para o neutrino do elétron ($\langle \phi \rangle_{\nu_e} \simeq 10eV$) e tomando um dos valores da temperatura ambiente do espaço exterior como $T \simeq 3K$ [11]. O valor obtido para $(G_{eff}\sigma(0))_{\nu_e} \simeq 7$) quando usamos para $T_c=3k$ em 5.26 o mesmo cálculo foi feito para os estados de vácuo do neutrino do múon ($\langle \phi \rangle_{\nu_\mu} \simeq 200keV$) e do neutrino ($\langle \phi \rangle_{\nu_\tau} \simeq 20MeV$) do tau sendo obtidos os valores $(G_{eff}\sigma(0))_{\nu_\mu} \simeq 2$ e $(G_{eff}\sigma(0))_{\nu_\tau} \simeq 1,4$ respectivamente. isto aponta para a possibilidade de que possam ocorrer indução de transição de fase independentes no espaço exterior. A síntese da amônia em cometas por exemplo ocorre a uma temperatura de $T = \pm 2K$ estando portanto na região do tripleto. Titan uma das luas de Saturno possui uma temperatura média em sua superfície de 94K, análises de sua atmosfera revelam que ela é rica em moléculas orgânicas há uma expectativa de que a sonda Cassini possa trazer pistas sobre a síntese de compostos mais complexos já que este satélite apresentaria, supostamente,

condições muito similares as que supunham para a Terra primitiva [21]. O terceiro caso do apêndice (ver apêndice 1) é uma perspectiva para futuros estudos pois teremos quatro estados de vácuo não trivial o gráfico do potencial será similar ao já conhecido 'chapéu mexicano' (ver apêndice 1) como no caso original de Higgs será interessante investigar a influência do tripleto no termo cruzado do novo potencial. O estudo das transições de fase em moléculas orgânicas se mostra um campo promissor também com a possibilidade de aplicações práticas como, por exemplo, a separação enantiomérica em baixas temperaturas [15] pois como foi visto isto é de grande interesse na indústria de medicamentos. Seria interessante também incluir a supersimetria já que esta é um tópico do trabalho original de Salam. A questão sobre a origem da homoquiralidade é um campo muito vasto e durante esta fase preliminar do trabalho tomamos conhecimento do trabalho de Rikken e Raupach [17] obtiveram sucesso na detecção da causa de uma reação química usando um

campo magnético(combinado com uma luz não polarizada) para a produção preferencial de um dos dois possíveis enantiômeros, o que levou a um excesso enantiomérico. Estes achados podem significar que a anisotropia magneto-quiral, a parte da fotoquímica e da interação eletrofraca, seja uma terceira hipótese para a origem da homquiralidade. Nas medidas do grupo de Wang [15], observou-se que os cristais D-/L-alanina em temperaturas mais altas apresentam praticamente a mesma susceptibilidade magnética; enquanto em temperaturas abaixo de 240k, devido ao mecanismo de amplificação de transição de fase P-ímpar, os valores de χ_p dos enantiômeros são muito diferentes e variando em sentidos opostos, tendo sido encontrados estarem acompanhadas pela contribuição de violação de paridade da corrente neutra fraca. Isto pode fornecer uma nova visão na relação entre estes dois candidatos a origem da homquiralidade: magnetoquiralidade e interação eletrofraca

5.6 Apêndice1

Teorema:

Seja a um ponto de estacionaridade de um campo escalar $f(x_1, x_2)$ admitindo derivadas parciais de segunda ordem contínuas numa 2-Esfera $B(a)$ e sejam

$$A = D_{1,1}f(a), B = D_{2,1}f(a) = D_{1,2}f(a), C = D_{2,2}f(a), \quad (5.27)$$

e

$$\Delta = \det H(a) = \det \begin{bmatrix} A & B \\ B & C \end{bmatrix} = AC - B^2. \quad (5.28)$$

então verifica-se:

- (a) Se $\Delta < 0$, f admite um ponto de sela em a .
- (b) Se $\Delta > 0$ e $A > 0$, f admite um mínimo relativo em a .
- (c) Se $\Delta > 0$ e $A < 0$, f admite um máximo relativo em a .
- (d) Se $\Delta = 0$, nada pode se afirmar.

Vamos analisar a função definida por

$$V = \alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma x^2 y^2 + \delta x^4 + \varepsilon y^4 \quad (5.29)$$

- (i) Para $\alpha < 0$ e $\beta > 0$ ($\gamma > 0, \delta > 0, \varepsilon > 0$)

$$V = -\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma x^2 y^2 + \delta x^4 + \varepsilon y^4 \quad (5.30)$$

calculando as derivadas parciais temos:

$$V_x = -2\alpha x + 2\gamma x y^2 + 4\delta x^3, V_{xx} = -2\alpha + 2\gamma y^2 + 12\delta x^2 \quad (5.31)$$

e

$$V_y = 2\beta y + 2\gamma x^2 y + 4\varepsilon \delta y^3, V_{yy} = 2\beta + 2\gamma x^2 + 12\varepsilon y^2 \quad (5.32)$$

calculando os pontos críticos:

$$V_x = 0 \implies x(-2\alpha + 2\gamma y^2 + 4\delta x^2) = 0 \quad (5.33)$$

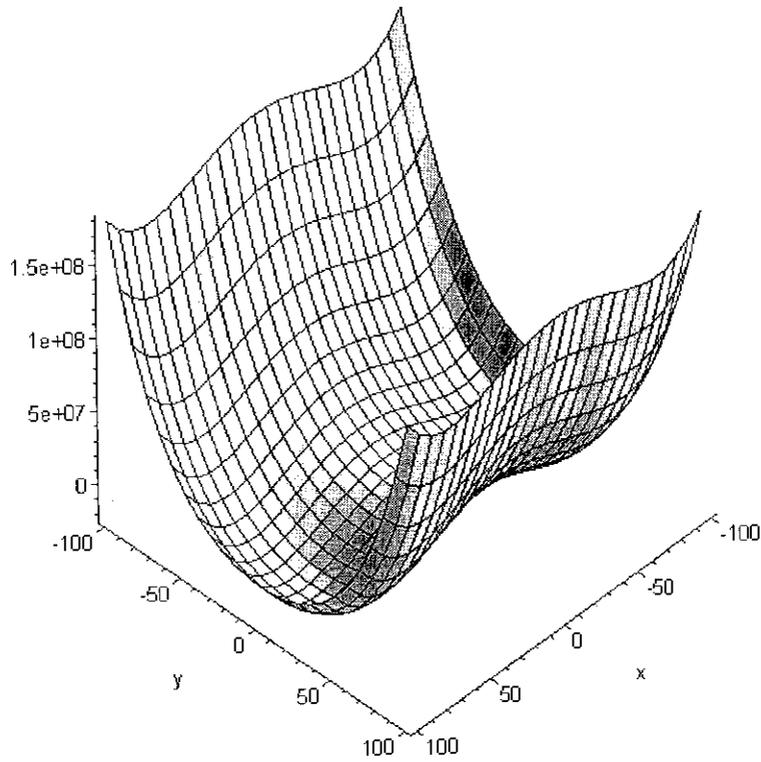
e

$$V_y = 0 \implies y(2\beta + 2\gamma x^2 + 4\varepsilon \delta y^2) = 0 \quad (5.34)$$

como $2\beta + 2\gamma x^2 + 4\varepsilon \delta y^2 > 0$, se $y=0$ temos o seguinte valor de vácuo não trivial:

$$x = \pm \sqrt{\frac{\alpha}{2\delta}} \quad (5.35)$$

Desta forma temos $V_{xx} > 0$ e $V_{yy} > 0 \implies \Delta > 0$ (A matriz Hessiana admite um mínimo).
O plot utilizando o Maple 7



(ii) Para $\alpha > 0$ e $\beta < 0$ ($\gamma > 0, \delta > 0, \varepsilon > 0$)

$$V = \alpha x^2 - \beta y^2 + \gamma x^2 y^2 + \delta x^4 + \varepsilon y^4 \quad (5.36)$$

calculando as derivadas parciais temos:

$$V_x = 2\alpha x + 2\gamma x y^2 + 4\delta x^3, V_{xx} = 2\alpha + 2\gamma y^2 + 12\delta x^2 \quad (5.37)$$

e

$$V_y = -2\beta y + 2\gamma x^2 y + 4\varepsilon \delta y^3, V_{yy} = -2\beta + 2\gamma x^2 + 12\varepsilon y^2 \quad (5.38)$$

calculando os pontos críticos:

$$V_x = 0 \implies x(2\alpha + 2\gamma y^2 + 4\delta x^2) = 0 \quad (5.39)$$

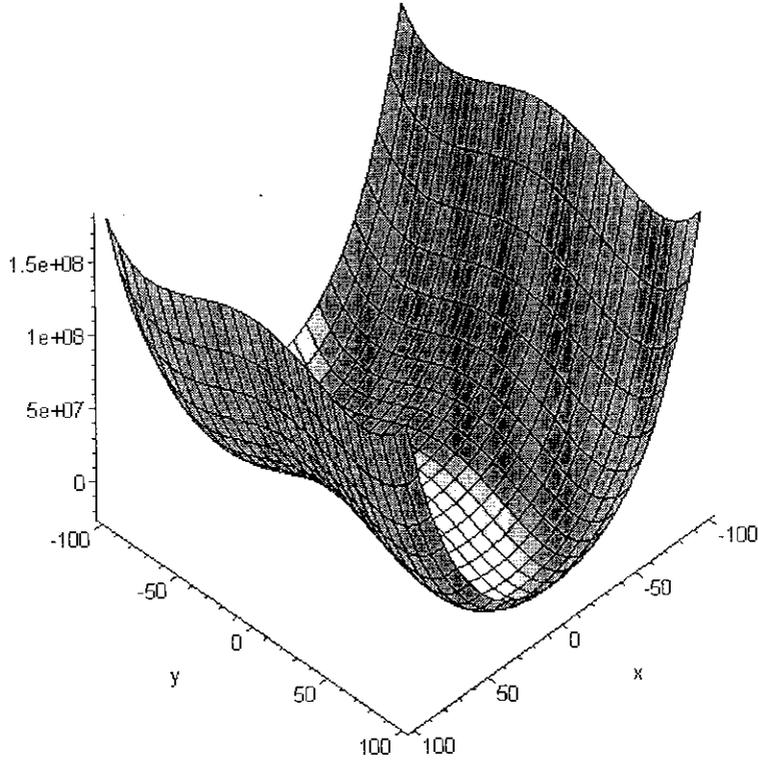
e

$$V_y = 0 \implies y(-2\beta + 2\gamma x^2 + 4\varepsilon \delta y^2) = 0 \quad (5.40)$$

neste caso temos $2\alpha + 2\gamma y^2 + 4\delta x^2 > 0$, se $x=0$ temos o seguinte valor de vácuo não trivial:

$$y = \pm \sqrt{\frac{\beta}{2\epsilon}} \quad (5.41)$$

Desta forma temos $V_{xx} > 0$ e $V_{yy} > 0 \implies \Delta > 0$ (A matriz Hessiana admite um mínimo).
O gráfico é muito parecido com o do caso (i)



(iii) Para $\alpha < 0$ e $\beta < 0$ ($\gamma > 0, \delta > 0, \epsilon > 0$)

$$V = -\alpha x^2 - \beta y^2 + \gamma x^2 y^2 + \delta x^4 + \epsilon y^4 \quad (5.42)$$

calculando as derivadas parciais temos:

$$V_x = -2\alpha x + 2\gamma x y^2 + 4\delta x^3, V_{xx} = -2\alpha + 2\gamma y^2 + 12\delta x^2 \quad (5.43)$$

e

$$V_y = -2\beta y + 2\gamma x^2 y + 4\epsilon y^3, V_{yy} = -2\beta + 2\gamma x^2 + 12\epsilon y^2 \quad (5.44)$$

os valores de x e y não triviais serão respectivamente:

$$x = \pm \sqrt{\frac{(\beta\gamma - 2\varepsilon\alpha)}{(\gamma^2 - 4\varepsilon\delta)}} \quad (5.45)$$

e

$$y = \pm \sqrt{\frac{(\alpha\gamma - 2\beta\delta)}{(\gamma^2 - 4\varepsilon\delta)}} \quad (5.46)$$

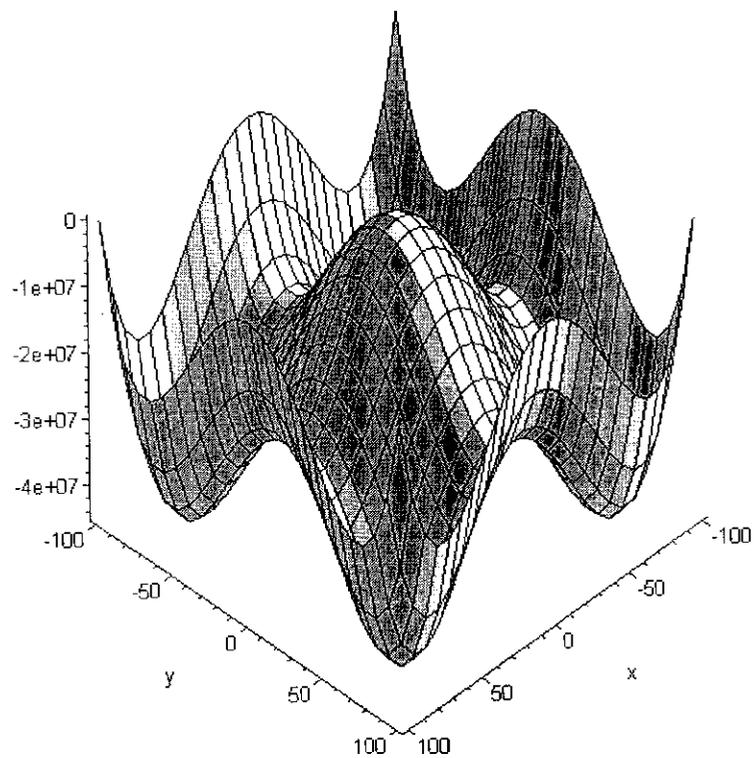
estes valores são obtidos ao impormos as seguintes condições:

$$\beta\gamma > 2\varepsilon\alpha, \alpha\gamma > 2\beta\delta, \gamma^2 > 4\varepsilon\delta \quad (5.47)$$

ou

$$\beta\gamma < 2\varepsilon\alpha, \alpha\gamma < 2\beta\delta, \gamma^2 < 4\varepsilon\delta \quad (5.48)$$

o gráfico:



5.7 Apêndice2

5.7.1 A formulação de Sakita para a supercondutividade BCS

A hamiltoniana BCS é dada por

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1$$

$$\hat{H}_0 = \Sigma \int d\vec{x} \bar{\psi}_s(\vec{x}) \left(-\frac{\vec{\nabla}^2}{2m} - \mu \right) \psi_s(\vec{x}),$$

$$\hat{H}_1 = -g \int d\vec{x} \bar{\psi}_\uparrow(\vec{x}) \bar{\psi}_\downarrow(\vec{x}) \psi_\downarrow(\vec{x}) \psi_\uparrow(\vec{x}), s = \uparrow \downarrow \quad (5.49)$$

Onde g é uma constante de acoplamento atrativa entre elétrons e antielétrons com spin up(\uparrow) e spin down(\downarrow) e μ o potencial químico. O sinal negativo de g é parte da suposição da Hamiltoniana que significa a existência de uma força atrativa entre os pares eletrônicos de Cooper que consiste na substituição de uma das partículas por sua antipartícula com um fator dois no termo de massa.

Podemos introduzir uma interação eletromagnética invariante de calibre através da seguinte substituição

$$\vec{\nabla} \longrightarrow \vec{\nabla} - ie\vec{A} \quad (5.50)$$

e tratar o potencial vetorial $\vec{A}(\vec{x})$ como uma fonte externa. Então a Hamiltoniana será igual a

$$\hat{H} = \Sigma \int d\vec{x} \bar{\psi}_s(\vec{x}) \left(-\frac{(\vec{\nabla} - ie\vec{A})^2}{2m} - \mu \right) \psi_s(\vec{x}) - g \int d\vec{x} \bar{\psi}_\uparrow(\vec{x}) \bar{\psi}_\downarrow(\vec{x}) \psi_\downarrow(\vec{x}) \psi_\uparrow(\vec{x}) \quad (5.51)$$

que é invariante sob as transformações de calibre:

$$\psi_s(\vec{x}) \rightarrow \exp(ie\Lambda(\vec{x})) \psi_s(\vec{x}), \quad \vec{A}(\vec{x}) \rightarrow \vec{A}(\vec{x}) + \vec{\nabla}\Lambda(\vec{x}) \quad (5.52)$$

A função partição baseada no Lagrangeano apropriado correspondente ao Hamiltoniano acima é dada por

$$Z = \int D\bar{\psi}D\psi \exp \left[- \int_0^\beta d\tau \int_V d\vec{x} \bar{\psi}_s(\vec{x}) \left(\frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{(\vec{\nabla} - ie\vec{A})^2}{2m} - \mu \right) \psi_s(\vec{x}) \right], \quad (5.53)$$

Onde escrevemos uma equação não relativística para os férmions (*elétrons*) $\psi_s(\vec{x})$ na teoria:

$$\exp \left[g \int d\vec{x} \bar{\psi}_\uparrow(\vec{x}) \bar{\psi}_\downarrow(\vec{x}) \psi_\downarrow(\vec{x}) \psi_\uparrow(\vec{x}) \right] \quad (5.54)$$

Notemos que o sinal antes de g mudou de menos para mais na formulação Lagrangeana. Isto é devido a $\Delta H = -\Delta L$ para caso de potenciais que não contém derivadas temporais em seus campos.

A formulação de Sakita permite expressar a interação quadri-fermiônica em termos de um campo de Higgs escalar complexo φ :

$$\frac{1}{C} \int D\varphi^* D\varphi \exp \left(-m_\varphi^2 \int d^4\vec{x} \varphi^* \varphi + \sqrt{g} m_\varphi \int d^4\vec{x} (\bar{\psi}_\uparrow(\vec{x}) \bar{\psi}_\downarrow(\vec{x}) \varphi + \psi_\downarrow(\vec{x}) \psi_\uparrow(\vec{x}) \varphi^*) \right) \quad (5.55)$$

Onde usamos a seguinte notação

$$\int d^4\vec{x} = \int_0^\beta d\tau \int_V d^3\vec{x}. \quad (5.56)$$

A constante C é dada por

$$C = \int D\varphi^* D\varphi \exp \left(-m_\varphi^2 \int d^4\vec{x} \varphi^* \varphi \right) \quad (5.57)$$

Vamos introduzir uma fonte para o campo φ na forma

$$Z = \frac{1}{C} \int D\bar{\psi}D\psi D\varphi^* D\varphi \exp \left[\begin{aligned} & - \int_0^\beta d\tau \int_V d\vec{x} \bar{\psi}_s(\vec{x}) \left(\frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{(\vec{\nabla} - ie\vec{A})^2}{2m} - \mu \right) \psi_s(\vec{x}) + \\ & (-m_\varphi^2 \int d^4\vec{x} \varphi^* \varphi + \sqrt{g} m_\varphi \int d^4\vec{x} (\bar{\psi}_\uparrow(\vec{x}) \bar{\psi}_\downarrow(\vec{x}) \varphi + \psi_\downarrow(\vec{x}) \psi_\uparrow(\vec{x}) \varphi^*) \end{aligned} \right] \quad (5.58)$$

A função partição é dada por

$$Z = Z[j, j^*]_{j=j^*=0} \quad (5.59)$$

A ação que apareceu em [?] é $L d\tau$ onde

$$L = L_0 + L_1 \quad (5.60)$$

$$L_0 = \int_V d\vec{x} \left[\bar{\psi}_s(\vec{x}) \left(\frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\vec{\nabla}^2}{2m} - \mu \right) \psi_s(\vec{x}) + m_\varphi^2 \varphi^* \varphi \right] \quad (5.61)$$

$$L_1 = \int_V d\vec{x} \left(-\frac{ie}{2m} \left[\bar{\psi}_s \vec{\nabla} \psi_s - (\vec{\nabla} \bar{\psi}_s) \psi_s \right] \vec{A} + \frac{e^2}{2m} \bar{\psi}_s \psi_s + \sqrt{g} m_\varphi (\bar{\psi}_\uparrow(\vec{x}) \bar{\psi}_\downarrow(\vec{x}) \varphi + \psi_\downarrow(\vec{x}) \psi_\uparrow(\vec{x}) \varphi^*) \right) \quad (5.62)$$

Usando a decomposição de Fourier dependente da temperatura

$$\psi_s(\vec{x}, \tau) = (\beta V)^{-\frac{1}{2}} \sum \psi_s(\vec{k}, n) \exp \left[i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \xi_n \tau) \right], \quad (5.63)$$

Obtemos a ação livre

$$\int_0^\beta d\tau L_0 = \sum \left[\bar{\psi}_s(\vec{k}, n) (-i\xi_n + \omega_k) \psi_s(\vec{k}, n) + m_\varphi^2 \bar{\varphi}^*(\vec{k}, n) \varphi(\vec{k}, n) \right] \quad (5.64)$$

Portanto, o propagador do elétron com quadrivetor momentum (\vec{k}, n) é dado por

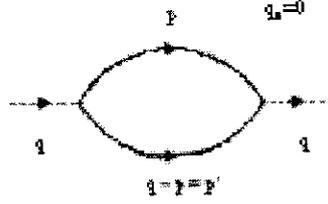
$$\frac{1}{(-i\xi_n + \omega_k)}, \quad \omega_k = \frac{\vec{k}^2}{2m} - \mu, \quad \xi_n = \frac{\pi}{\beta} (2n + 1) \quad (5.65)$$

e o propagador de φ por

$$\frac{1}{m_\varphi^2} \quad (5.66)$$

Note que o propagador de φ para esta ordem não depende do quadrivetor momentum, pois o lagrangeano[?] não depende do termo cinético.

Cálculo do diagrama em loop. Vamos calcular o diagrama a 1-loop com duas linhas externas φ .



Os termos principais (dependentes da temperatura) são

$$\frac{gm_\varphi^2}{\beta V} \sum \frac{1}{(i\xi_n - \omega_p)(-i\xi_n - \omega_p)} = A + Bq^2 + \dots, \quad (5.67)$$

Onde

$$A = \frac{gm_\varphi^2}{\beta V} \sum \frac{1}{(i\xi_n^2 + \omega_p^2)} = \frac{gm_\varphi^2}{\beta} \sum \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3p \frac{1}{(i\xi_n^2 + \omega_p^2)}, \quad (5.68)$$

Introduzindo a densidade de estados $\rho(\omega_p)$ a partir da suposição

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3p \equiv \int d\omega_p \rho(\omega_p), \quad (5.69)$$

obtemos então

$$A = \frac{gm_\varphi^2}{\beta} \sum \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega_p \rho(\omega_p)}{(i\xi_n^2 + \omega_p^2)} \simeq \frac{gm_\varphi^2}{\beta} \sum \rho(0) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega_p}{(i\xi_n^2 + \omega_p^2)}, \quad (5.70)$$

Onde $\omega_p = \frac{p^2}{2m} - \mu = 0$ é a superfície de Fermi e aproximamos através do uso do operador densidade de estados na superfície de Fermi introduzindo um corte n_{\max}

$$\omega_D = k_B T \pi (2n_{\max} + 1), \omega_D \text{ é a energia de Debye} \quad (5.71)$$

Assim

$$A = gm_\varphi^2 \rho(0) \ln \frac{4\gamma\omega_D}{k_B T \pi}, \gamma = \text{constante de Euler.} \quad (5.72)$$

O coeficiente dos termos $\varphi\varphi^*$ na ação efetiva $\Gamma(\varphi_c, \varphi_c^*)$ é então

$$m_\varphi^2 \left(1 - g\rho(0) \ln \frac{4\gamma\omega_D}{k_B T \pi} \right) \varphi_c \varphi_c^* \quad (5.73)$$

A expressão dentro dos parenteses nos dá o valor da temperatura crítica como

$$T_c = \frac{4\gamma\omega_D}{k_B\pi} \exp\left(-\frac{1}{g\rho(0)}\right). \quad (5.74)$$

Desde que o mecanismo de Higgs é a versão relativística do que foi visto acima, é possível escrever todos os cálculos dos diagramas de um-loop bem como o cálculo da massa do campo de Higgs.

Referências Bibliográficas

- [1] Hegstrom, R.A. and Kondepudi D.K,Scientific American, vol262, no1 (1990) 98.
- [2] Pasteur,L. Researches on the molecular asymmetry of natural organic products. Alembic Club Reprint, n^o 14,London(1860).
- [3] Bassalo,J.M.F. e Cattani,M.S.D. Revista Brasileira de Ensino de Física, vol 17, n^o 3 (setembro 1995)
- [4] Kondepudi. D.K. and Nelson, G.WNature vol.314, n^o 6010 (april 14, 1985) 438.
- [5] Greiner-Muller, Gauge Theory of Weak Interactions, Springer international. Berlin, 1993, Caps. 4 and 6.
- [6] Ta-Pei and Lin-Fong Li, Gauge Theory of Elementary Particle Physics ,CLARENDON PRESS, Oxford, 1984, Caps. 11,12,13.
- [7] Abers-Lee, Gauge Theories, Physics Reports 9C (1973), Secs. 5,6,7 .
- [8] Ryder, L. Quantum Field Theory 2nd edition, Cambridge (1995) Cap.8.
- [9] J.Leite Lopes, Gauge Field Theories an Introduction ,PERGAMON PRESS. LOCAL (1981) Caps. VI,VII,VIII,IX.
- [10] Chela-Flores J., J.of Theoretical Biology 117 (1985) 179, Chirality 3 (1991) 389.
- [11] Salam A.,J Mol Evol 33 (1991) 105, Physics Letter B288 (1992)153.
- [12] Mason,S.F.Nature vol.311 (1984) 324.
- [13] Mizutani, Nature Vol.259 (1976) 505.

- [14] B. Sakita, Quantum theory of many-variable systems and fields, *Worldscientific, Singapore*(1985) Cap. 5.
- [15] Wenqing wang et al, *Tetrahedron: Asymetry* 13(2002) 2427 (*Pergamon*).
- [16] Figureau, A. *Orig.Life.Evol.Biosphere*.25 (ANO) 211-217
- [17] Rikken and Raupach, *Nature* (2000) 405, 932.
- [18] Roncadelli, M. and Gelmini, G.B., *Physics letters* 99B (1981) 411.
- [19] Ernest Ma, Martti Raidal, and Utpal Sarkar. *hep-ph/0012101 v3* 12 jul2001.
- [20] P.H.Frampton, M.C.Oh and T. Yoshikawa. *hep-ph/0204273 v1* 23 apr2002.
- [21] .Disponível em: <http://metricsdev01.jpl.nasa.gov/sse./search/index.cfm>.
- [22] Eliezer J. Barreiro, Carlos Alberto Manssour Fraga, *Química Medicinal da Ação dos Fármacos*, Ed. Art. Med.(2001) Cap.1.

**“TEORIA ELETROFRACA ESTENDIDA COM
NEUTRINOS MASSIVOS E TEMPERATURAS DE
TRANSIÇÃO EM BIOMOLÉCULAS”**

Álvaro Antonio Rocha Ferreira

Tese de Mestrado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Ministério da Ciência e Tecnologia fazendo parte da banca examinadora os seguintes professores:



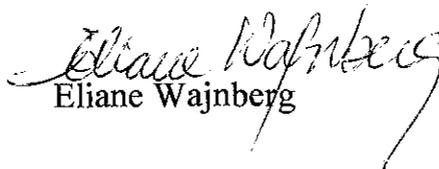
José Abdalla Helayél Neto - Presidente



Mauro Sérgio Góes Negrão – Co-orientador



Nelson Ricardo de Freitas Braga



Eliane Wajnberg



Darci Motta – Suplente

Rio de Janeiro, 21 de maio de 2004