

2 Conhecimentos Básicos de Neutrinos

2.1 Neutrinos no Modelo Padrão

O Modelo Padrão da física de partículas elementares é uma descrição matemática das interações fraca, forte e eletromagnética. Ele é descrito baseado nos grupos de calibre $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ que inclui interação eletrofraca que foi concebido por Salam, Glashow e Weinberg (55), nos anos 60, e interação forte ou cromodinâmica quântica (56) e vem tendo sucesso em numerosos testes. As interações forte, fraca e eletromagnética se relacionam pelos grupos de calibres respectivamente, $U(3)$, $SU(2)$ e $U(1)$. Muitas características de várias interações são explicadas pela simetria pela qual esses grupos estão relacionados. Em particular, a maneira que vários férmions são afetados por diferentes tipos de interação é determinada por suas representações (ou simplesmente por suas cargas no caso de simetria de calibre Abelian) sob correpondentes grupos de simetria.

Na ausência de qualquer evidência direta para sua massa, os neutrinos foram introduzidos no Modelo Padrão como férmions sem massas. Neste modelo, não há mistura e ou violação de CP (Conjugação de carga e Paridade) no setor de lépton. Os neutrinos são férmions e não têm interação forte ou eletromagnética, apenas têm interação fraca (além da força gravitacional, que não é relevante para os trabalhos em que estão baseados esta tese).

O Modelo Padrão tem 3 neutrinos ativos. Eles residem num dubleto letônico,

$$L_\ell = \begin{pmatrix} \nu_{\ell L} \\ \ell_L^- \end{pmatrix}, \quad \ell = e, \mu, \tau, \quad (2-1)$$

onde e, μ, τ são auto-estados dos léptons carregados que são definidos em pares no grupo $SU(2)_L$ desses auto-estados de massas. Em outras palavras, o termo de interação de corrente carregada (CC) para o lépton é:

$$- \mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{\ell} \bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu \ell_L^- W_\mu^+ + \text{h.c.}, \quad (2-2)$$

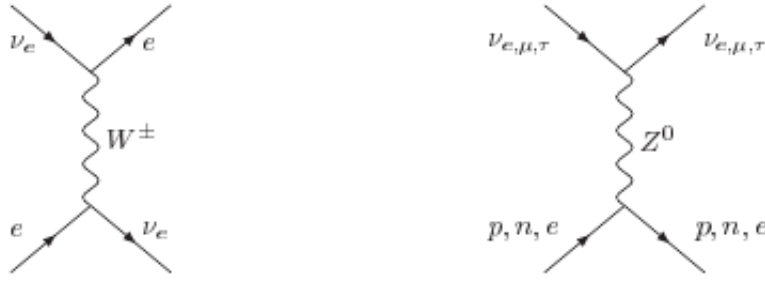


Figura 2.1: Diagramas de espalhamento do neutrino através de interações de correntes carregadas CC e neutra NC.

e o termo de interação de corrente neutra (CN) é dada por:

$$-\mathcal{L}_{\text{CN}} = \frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_{\ell} \bar{\nu}_{\ell L} \gamma^{\mu} \nu_{\ell L} Z_{\mu}^0, \quad (2-3)$$

onde g é a constante de acoplamento adimensional associada com o grupo de simetria $SU(2)_L$, θ_W é o ângulo de Weinberg e é definido por: $\tan \theta_W = \frac{g}{g'}$. E g' é a constante de acoplamento adimensional associada com o grupo de simetria $U(1)_Y$.

As equações (2-2) e (2-3) fornecem todas as interações dos neutrinos no Modelo Padrão. Essas interações são mediadas pela corrente carregada, CC, e neutra, NC, dadas pelos bósons W^{\pm} e Z^0 , respectivamente; conforme mostra a Fig.2.1

A medida do decaimento da largura do bóson Z^0 em neutrinos mostra a existência de 3 neutrinos ativos (N_{ν}) e leves ($m_{\nu} < m_Z/2$). Os resultados do experimento LEP mostra (58):

$$N_{\nu} = 2.9840 \pm 0.0082. \quad (2-4)$$

A massa dos neutrinos podem ser obtidas cinematicamente ou diretamente através de decaimentos que produzem neutrinos. A massa de neutrino eletrônico pode ser obtida a partir dos experimentos do decaimento β do ${}^3\text{He}$, que é baseado na reação:



Até o presente, não existem evidências diretas vindas desde processo de massa não nula e só temos limites superiores para ela (59),

$$m_{\nu_e} < 2 \text{ eV}. \quad (2-6)$$

As massas dos outros sabores dos neutrinos são obtidas estudando a

cinemática dos decaimentos:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (\text{para } m_{\nu_\mu}) \\ \tau^+ &\rightarrow n\pi + \nu_\tau \quad (\text{para } m_{\nu_\tau})\end{aligned}\tag{2-7}$$

Também, não existe evidência de massa não nula e só há limite superior (59):

$$\begin{aligned}m_{\nu_\mu} &< 190 \text{ keV (90\%CL)}, \\ m_{\nu_\tau} &< 18,2 \text{ MeV (95\%CL)},\end{aligned}\tag{2-8}$$

onde colocamos entre parênteses o nível de confiança (confidence level, CL) do resultados, o que corresponde a qualidades dos ajustes obtidos.

Os limites de massa para os neutrinos são obtidos também de dados cosmológicos, por exemplo, o Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) (60) nos fornece o limite para a massa total $\Sigma m_\nu < 1,3 \text{ eV}$ (95% CL) só com seus dados. No entanto, quando combinado com os dados de BAO (Baryon Acoustic Oscillations) (61) e de Supernovas (60) esse limite é restringido significativamente para $\Sigma m_\nu < 0,61 \text{ eV}$ (95% CL), tendo como hipótese o universo plano.

2.2

Natureza de Massas dos Neutrinos

Na realidade, como existe forte evidência (os dados de oscilações de neutrinos solares, atmosféricos, reatores e aceleradores) de que os neutrinos tenham massas, nesta seção vamos dar um tratamento mais fundamental sobre os tipos de neutrinos quanto à natureza de suas massas.

Os estados dos neutrinos e antineutrinos observados nas interações fracas têm helicidades -1 e +1, respectivamente¹. Para neutrinos sem massa e na ausência de correntes de mão-direita, não existe a possibilidade de distinção dos neutrinos de Dirac e Majorana. Se os neutrinos não tivessem massas, um espinor de duas componentes é suficiente para descrevê-los², que são projeções da helicidade -1 e +1. Para partículas com spinor de quatro componentes Ψ temos,

$$\Psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\Psi\tag{2-9}$$

¹ A helicidade é definida como sendo a projeção do spin da partícula na direção do seu momento, sendo os operadores de projeção definidos por: $P_\pm = 1/2(1 \mp \frac{\sigma \cdot \mathbf{P}}{|\mathbf{P}|})$.

² Isso foi originalmente discutidos por Weyl (62), no caso de partículas sem massas e de spin 1/2.

$$\Psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\Psi \quad (2-10)$$

onde $\Psi_{L(R)}$ são auto-estados de $P_{L(R)} = (1 \mp \gamma_5)/2$, ou seja, são as projeções quirais de Ψ . Os autovalores das quiralidades $P_{L(R)}$ coincidem com as helicidade (P_{\mp}) correspondentes para férmions com massa nula.

No caso dos neutrinos serem massivos, estes são descritos pela equação de Dirac onde os auto-estados de quiralidades de direita ψ_R e esquerda ψ_L , estão acoplados e formam um espinor de quatro componentes de massa m ,

$$i(\hat{\sigma}^\mu \partial_\mu)\psi_R - m\psi_L = 0, \quad (2-11)$$

$$i(\hat{\sigma}^\mu \partial_\mu)\psi_L - m\psi_R = 0, \quad (2-12)$$

onde $\hat{\sigma}^\mu = (\sigma^0, \vec{\sigma})$, e σ^0 e $\vec{\sigma}$ são as matrizes identidade e de Pauli, respectivamente. Nas eqs. (2-11) e (2-12), $\psi_{L(R)}$ são espinores de duas componentes e podem ser reescritos por:

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_L \end{pmatrix}, \quad \text{com} \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} \psi_R \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad \Psi_L = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_L \end{pmatrix}. \quad (2-13)$$

Uma descrição alternativa foi desenvolvida por Majorana (63) no caso de uma partícula idêntica a sua antipartícula. Neste caso, ψ_R , com massa m , ou ψ_L , com massa m' , obedecem as equações independentes,

$$i(\hat{\sigma}^\mu \partial_\mu)\psi_R - m\epsilon\psi_L^* = 0, \quad (2-14)$$

$$i(\hat{\sigma}^\mu \partial_\mu)\psi_L - m\psi_R^* = 0, \quad (2-15)$$

onde $\epsilon = i\sigma_y$.

Os campos de Majorana também podem ser expressos na forma de quatro componentes:

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} -\epsilon\psi_L^* \\ \psi_L \end{pmatrix}, \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} \psi_R \\ \epsilon\psi_R^* \end{pmatrix} \quad (2-16)$$

Pode-se constatar que o campo de Dirac Ψ da eq. (2-13) é equivalente ao par dos campos de Majorana com $m = m'$ e $\psi_L = \epsilon\psi_R^*$.

Os campos de Majorana (2-16) são autoconjugados, $\Psi_{L(R)}^c = \Psi_{L(R)}$, condição de Majorana, onde a conjugação é definida com $\Psi_{L(R)}^c = C\bar{\Psi}_{L(R)}^T$, com $C \equiv i\gamma^2\gamma^0$. Os campos Ψ_L e Ψ_R são autos estados de CP com autovalores opostos.

Existem três tipos de termos de massa invariante de Lorentz que podem aparecer na Lagrangeana do neutrino,

$$m_D[\bar{\psi}_R\psi_L + ((\bar{\psi})_L)^c\psi_R^c], \quad m_M^L[(\bar{\psi}_L)^c\psi_L + (\bar{\psi})_L\psi_L^c] \quad e \quad m_M^R[(\bar{\psi}_R)^c\psi_R + (\bar{\psi})_R\psi_R^c]. \quad (2-17)$$

A primeira expressão da Eq. (2-17) é o termo de massa de Dirac, com o parâmetro de massa m_D , o que exige a existência de tanto os auto-estados de quiralidade ψ_L e ψ_R e conserva o número leptônico. O termo de massa de Dirac é originado pelo mecanismo de Higgs padrão responsável pela geração de massa dos quarks e léptons carregados. Este termo pode ser escrito como:

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}^D &= m_D [\bar{\psi}_R\psi_L + (\bar{\psi}_L)^c\psi_R^c] \\ &= m_D \bar{\Psi}_R \Psi_L + \dots \end{aligned} \quad (2-18)$$

O segundo e o terceiro termos de massa da eq. (2-17), que violam o número leptônico, podem estar presentes sem a existência de ψ_L ou ψ_R para os parâmetros de massa m_M^L e m_M^R , respectivamente. Estes termos podem ser gerados em modelos além do Modelo Padrão, como nos Modelos Supersimétricos. Os dois termos de massa de Majorana são:

$$-\mathcal{L}_L^M = \frac{1}{2}m_M^L [(\bar{\psi}_L)^c\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_L^c], \quad (2-19)$$

$$-\mathcal{L}_R^M = \frac{1}{2}m_M^R [(\bar{\psi}_R)^c\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_R^c]. \quad (2-20)$$

Assim, a partir dos termos de massa de Dirac eq. (2-18), e de Majorana eqs. (2-19) e (2-20), temos uma lagrangeana que é formada pelos termos Dirac e de Majorana dada por:

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}^{D+M} &= m_D [\bar{\psi}_R\psi_L + (\bar{\psi}_L)^c\psi_R^c] + \frac{1}{2}m_M^L [(\bar{\psi}_L)^c\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_L^c] \\ &\quad + \frac{1}{2}m_M^R [(\bar{\psi}_R)^c\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_R^c]. \end{aligned} \quad (2-21)$$

Em termos de campo de Majorana,

$$\begin{aligned} v_L &= (1/2)(\psi_L + (\psi_L)^c) \\ v_R &= (1/2)(\psi_R + (\psi_R)^c) \end{aligned} \quad (2-22)$$

onde $v_L^c = v_L$ e $v_R^c = v_R$. A Lagrangeana \mathcal{L}^{D+M} da eq. (2-23) pode ser rescrita como:

$$-\mathcal{L}^{D+M} = m_D \bar{v}_R v_L + \frac{1}{2}m_M^L (\bar{v}_L)^c v_L + \frac{1}{2}m_M^R (\bar{v}_R)^c v_R + \dots \quad (2-23)$$

Portanto, o termo de massa do neutrino mais geral para o caso de n espécies

de neutrinos de mão-direita e de mão esquerda é dado por:

$$- \mathcal{L}^{D+M} = \frac{1}{2} (\bar{n}_L)^c M_{n_L} n_L + \dots \quad (2-24)$$

onde $n_L = (v_L, (v_R^c))$ é um vetor de base formados pelos neutrinos ativos de mão esquerda e pelos neutrinos estéreis de mão direita, respectivamente. A matriz de massa M tem a forma geral $2n \times 2n$ e é dado por:

$$M = \begin{pmatrix} m_M^L & m_D \\ m_D^T & m_M^R \end{pmatrix}, \quad (2-25)$$

e m_M^L , m_M^R são as matrizes de massa de Majorana de mãos esquerda e direita respectivamente, e m_D é matriz de massa complexa de de mão direita de Dirac.

Neste caso, existe uma possibilidade intinteressante que explica porque as massas dos neutrinos são muito pequenas (64). Suponhamos que $m_D \ll m_M$, onde a grandeza de m_D pode ser parecida com as massas de léptons carregados e m_M pode ser dada pela escala de grande unificação (GUT), tipicamente na ordem de $\sim 10^{10} - 10^{15}$ GeV.

Em particular, para o caso mais simples, isto é para uma única espécie de neutrino, $n = 1$, os elementos da matriz M são apenas números e esta corresponde a uma matriz 2×2 . Então, diagonalizando a matriz (2-25) encontramos seus autovalores m_1 e m_2 que são respectivamente dados por:

$$m_1 \simeq m_D^2/m_M \text{ e } m_2 \simeq m_M. \quad (2-26)$$

Dessa forma podemos obter a massa de neutrino muito leve, m_1 . Este mecanismo é chamado o mecanismo de *Seesaw* (64). Podemos generalizar este mecanismo para 3 gerações e também existem muitas variações deste mecanismo, veja por exemplo as referências (65, 66).