UNICAMP

Rafael Noberto Almeida da Costa

Violação de CP em Oscilações de Neutrinos

Campinas
2014

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
Instituto de Física *Gleb Wataghin*

RAFAEL NOBERTO ALMEIDA DA COSTA

VIOLAÇÃO DE CP EM OSCILAÇÕES DE NEUTRINOS

Dissertação apresentada ao Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para obtenção do título de Mestre em Física

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo

Este exemplar corresponde à versão final
Dissertação defendida pelo aluno
Rafael Noberto Almeida da Costa, e orientada pelo
Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo

Campinas
2014

Ficha catalográfica
Universidade Estadual de Campinas
Biblioteca do Instituto de Física Gleb Wataghin
Lucimeire de Oliveira Silva da Rocha - CRB 8/9174

C823v Costa, Rafael Noberto Almeida da, 1985-
Violação de CP em oscilações de neutrinos / Rafael Noberto Almeida da Costa. – Campinas, SP : [s.n.], 2014.

Orientador: Marcelo Moraes Guzzo.
Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física Gleb Wataghin.

1. Violação de CP (Física nuclear). 2. Oscilação de neutrinos. 3. Partículas (Física nuclear). I. Guzzo, Marcelo Moraes,1963-. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física Gleb Wataghin. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: CP violation in neutrino oscillations
Palavras-chave em inglês:
CP violation (Nuclear physics)
Neutrino oscillations
Particles (Nuclear physics)
Área de concentração: Física
Titulação: Mestre em Física
Banca examinadora:
Marcelo Moraes Guzzo [Orientador]
Juan Carlos Monteiro Garcia
Pedro Cunha de Holanda
Data de defesa: 14-02-2014
Programa de Pós-Graduação: Física

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE **RAFAEL NOBERTO ALMEIDA DA COSTA - RA 063878** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN", DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 14 / 02 / 2014.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo - Orientador do Candidato
DRCC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Juan Carlos Montero Garcia – IFT/UNESP

Prof. Dr. Pedro Cunha de Holanda – DRCC/IFGW/UNICAMP

Resumo

Apresentamos neste trabalho um review descrevendo a oscilações de neutrinos quando é levado em conta a violação da simetria de carga paridade (CP). Por conta disso abordaremos a origem da violação de CP no Modelo Padrão das Partículas Elementares, desde a sua descoberta no sistema dos mésons káons neutros (K^0), até a sua inclusão dentro do Modelo Padrão, a qual foi desenvolvida por Kobayashi e Maskawa. Depois de entendermos a violação de CP passamos a tratar das oscilações de neutrinos e como esta violação é incluída no modelo. Abordamos o modelo utilizando os dados mais recentes dos parâmetros para as oscilações de neutrinos, incluindo a recente medição do ângulo de mistura θ_{13}. Utilizando estes dados e os resultados obtidos a partir do modelo de oscilações de neutrinos inferimos um limite para a fase de violação de CP, dado por nós como sendo $\delta_{CP} = 19^{+19^o}_{-9^o}$ com 1σ de $C.L.$

Abstract

In this work was make a review describing the neutrino oscillations when is taken in account the charge parity symmetry violation (CP). Because of that we will approach the origin of CP violation in Standard Model of Elementary Particles, since its discovery in the neutral kaons meson system (K^0), until its inclusion within the Standard Model, made by Kobayashi and Maskawa. After we understand the CP violation we treat the neutrino oscillations and how this violation is included in the model. We approach the model using the most recent data of the parameters from neutrino oscillations, including the recent data measured to the mixing angle θ_{13}. Utilizing this data, and the data obtained from the model of neutrino oscillation, we infer a limit to the CP violation phase, given by us as being $\delta_{CP} = 19^{+19^o}_{-9^o}$ with 1σ of C.L.

Sumário

Dedico este trabalho à minha esposa e aos meus pais
que acreditaram nas minhas capacidades e me
incentivaram a sempre seguir em frente com meus sonhos.

Agradecimentos

Ao longo do desenvolvimento deste trabalho muitas figuras importantes na minha vida acadêmica e pessoal tiveram uma participação muito significativa para a conclusão do mesmo. Entre elas destaco o meu orientador Marcelo, mais importante do que ser meu guia e mentor ele também me incentivou a seguir com este trabalho de forma quase que independente desde o início do mesmo. A sua atenção, colaboração e incentivos foram muito mais que cruciais para a conclusão deste. E mais, os ensinamentos proporcionados pela experiência de trabalhar sobre sua orientação com certeza vão ser levados por todo o meu futuro. Desde já e para todos os dias que estão por vir, muito obrigado Marcelo.

Dentro da minha vida acadêmica não posso deixar de destacar importantes amigos que fiz e que estiveram presentes em muitos momentos da minha vida. Entre os muitos que conheci, alguns tiveram participação especial no decorrer deste trabalho. Como o Tony, que sempre esteve presente para organizar os churrascos de final de semestre e assim tornando possível ter pelo menos um dia certo onde nos reuníamos com todos os amigos Físicos e não Físicos também para comer, beber e afogar as magoas. Ao Mateus com suas ideias muitas vezes inspiradoras e companheirismo, principalmente na hora do café. Ao Danilo, Murilo, Léozito, Giácomo e Poronga (também conhecido como Eric o Japoneis), que tiveram que morar sob o mesmo teto que eu por um longo tempo e assim tiveram que ouvir minhas reclamações do dia a dia, ótimos dias, por sinal, quando morei com eles, vou sentir muita falta disso. Ao Cajuru, sempre pronto para ir tomar uma cerveja, ou duas, ou muito mais. Ao Baiano, companheiro master de sala e super amigo que sei que posso contar sempre. O mesmo se repete para o Pedróvisk, ou simplesmente Pedro, que além de tudo já me salvou de muitas enrascadas. Ao Paulo, por compartilhar dos momentos Zen. Ao Davi, sempre pronto para fazer piadas e tonar o dia mais alegre. E por último, mas não menos importante ao Luiz Fernando, por ter me salvo de algumas enrascadas também e por sempre proporcionar uma ótima conversa.

Certo que na minha vida acadêmica também conheci a Giselle, mas esta tem que ser agradecida a parte, pois foi ela um pilar extremamente importe nesta trajetória. Ela me deu forças quando estava ficando fraco, me deu moral para encarar o mundo, me deu carinho para liberar o stress e me deu amor para tornar meu mundo ainda mais feliz. Ela foi a pessoa com a qual resolvi passar o resto da minha vida e por isso hoje ela é minha esposa. Agradeço por todo o apoio e tudo mais, te amo Gi.

Não posso deixar de citar minha mãe, que sempre acreditou em mim e sempre insistiu que eu deveria seguir em frente com perseverança e muito esforço, sem o seu apoio não teria chegado nem na metade deste caminho, muito obrigado mãe. Aos meus amigos Erik e Thiago por estarem juntos comigo desde quando eu me dei conta que era gente e por suas constantes presenças nos momentos mais importantes da minha vida, amo vocês meu irmãos. Ao Wesley e a Déia, por também estarem presentes em todos os momentos importantes da minha vida desde quando entraram na mesma, amo vocês dois também. A todos os meus irmão (são muitos por sinal), tias, primos e também aos meus avós, por torcerem por mim.

E finalmente agradeço aos funcionários da pós do Instituto de Física por seus trabalhos prestados e na atenção proporcionada. E agradeço a CAPES por ter financiado este trabalho.

Muito obrigado a todos,

Rafael Noberto.

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Introdução

Dentro da Física contemporânea um dos temas de principal destaque é a violação de carga-paridade (VCP) na área de Física de Partículas. Isto porque a VCP é um dos elementos chave para podermos entender melhor a Bariogêneses, sendo a ligação entre esta e aquela atribuída às três condições de Sakharov [1], as quais podem ser enumeradas como:

Tabela 1: Condições de Sakharov para a Bariogêneses ter ocorrido.

1.	Violação do número bariônico (B)	Algumas interações de partículas elementares devem violar o número bariônico B, para que assim B do Universo tenha mudado com o tempo.
2.	Violação de C e CP	C e CP devem ser violados de forma que não haja uma igualdade perfeita entre os processos com $\Delta B \neq 0$, de outra forma nenhuma assimetria poderia evoluir para um estado inicialmente simétrico.
3.	Evolução fora do equilíbrio	Esta condição é necessária, pois de outra forma a simetria CPT iria criar compensações entre os processos que aumentaram e diminuíram B.

As duas primeiras condições se fazem necessárias para que a Bariogêneses leve à formação da assimetria bariônica observada no universo e a VCP. A condição de *evolução fora do equilíbrio* se faz necessária para abranger tanto a expansão do universo quanto a teoria de que inicialmente o Universo era muito quente e denso.

Para entendermos melhor esta ligação temos que teoricamente a assimetria bariônica do universo e a VCP estão diretamente conectadas, esta conexão por sua vez surge dos processos que não conservam número bariônico. Estes processos surgem na fase onde o Universo ainda possuía altas temperaturas, no entanto estão *quase* em equilíbrio térmico. Destes processos surgiram aqueles com pequenos desvios do equilíbrio térmico, levando a produção de bárions em excesso. Este instante é conhecido como a transição de fase Eletrofraca e o excesso é quantificado como [2]

$$\frac{\eta_B}{\eta_\gamma} \sim \frac{\mu_B}{T} \sim \frac{\tau_0}{\tau_u}\delta_{ms}, \tag{1}$$

onde η_B e η_γ são as densidades de bárions e fótons, μ_B é o potencial químico, τ_0 é o tempo característico dos processos violando B, τ_u é a idade do universo e δ_{ms} é a assimetria microscópica destes processos

$$\delta_{ms} = \frac{\sigma(in \to out) - \sigma(\bar{in} \to \bar{out})}{\sigma(in \to out) + \sigma(\bar{in} \to \bar{out})}.$$

A assimetria é caracterizada por $\sigma(in \to out) \neq \sigma(\bar{in} \to \bar{out})$, implicando que há VCP (veja seção 1.1.3 e/ou Eq.(3.13)), uma simetria que a princípio deveria ser respeitada. Isto leva ao fato de (1) não ser nulo, resultado garantido pela assimetria bariônica observada hoje em dia.

Dentro deste contexto entendemos que a VCP é um dos elementos chave para entendermos melhor a Bariogêneses e como ela de fato ocorreu. Hoje nós conhecemos três fontes cuja simetria CP é violada, estes são os mésons estranhos neutros K^0, B^0 e D^0. Estes mésons possuem um sistema interessante, pois a sua partícula neutra mistura com sua antipartícula. Tomaremos como exemplo o caso do méson K, denominado káon, no contexto o káons neutros possuem sua mistura representada $K^0 - \bar{K}^0$, a qual estudaremos com mais detalhe no Capítulo 1.

Com isto temos a ciência de que existem no mínimo três sistemas que violam CP, todos dentro do Modelo Padrão (MP), que por conta disso nos referimos à estas VCPs, como violação de CP do Modelo Padrão (entenda como sendo a violação de CP nos mésons). Todavia ao tentarmos conectar estes processos de VCP do MP com a assimetria bariônica descobrimos que sua magnitude não é suficiente para explicar esta. Comumente a quantificação de quanto a VCP do MP contribui para a assimetria bariônica pode ser feita em uma primeira aproximação utilizando o determinante de Jarlskog [4], dado por

$$D = (m_t^2 - m_u^2)(m_t^2 - m_c^2)(m_c^2 - m_u^2)(m_b^2 - m_d^2)(m_b^2 - m_s^2)(m_s^2 - m_d^2) \times J_q, \tag{2}$$

onde m_j é a massa do quark j e J_q o termo conhecido como invariante de Jarskog. Este pode ser representado por

$$J_q = c_{12}c_{13}^2c_{23}s_{12}s_{13}s_{23}\sin\delta, \tag{3}$$

sendo c_{ij} e s_{ij} respectivamente o cosseno e o seno do ângulo de mistura θ_{ij} dos quarks e δ é a fase responsável pela violação de CP, cujos valores são apresentados na Tabela 2. Utilizando destes dados calculamos o valor do invariante de Jarskog, obtendo

$$J_q = (3 \pm 1) \times 10^{-5}. \tag{4}$$

Tabela 2: Massa dos quarks para a escala de energia da ordem do bóson Z^0 [5]

Nome	Simbolo	Massa (MeV)	Ângulo	Valor
Up	u	$m_u = 1,27^{+0,5}_{-0,42}$	θ_{12}	$13,04 \pm 0,05^o$
Down	d	$m_d = 2,9^{+1,24}_{-1,19}$		
Strange	s	$m_s = 55^{+16}_{-15}$	θ_{13}	$0,201 \pm 0,011^o$
Charm	c	$m_c = 619 \pm 84$		
Top	t	$m_t = (171,7 \pm 3,0)10^3$	θ_{23}	$2,38 \pm 0,06^o$
Bottom	b	$m_b = (2,89 \pm 0,09)10^3$		

Como a Bariogêneses ocorreu teoricamente na transição de fase eletrofraca, cuja temperatura era da ordem de $T_{EF} = 100GeV$ [2], estimamos que a contribuição do MP para a assimetria bariônica como sendo representada por [2, 3, 6]

$$\frac{D}{T^{12}} \sim 10^{-21}.$$

Do Modelo Cosmológico Padrão (MCP) a assimetria em questão é quantificada como sendo

$$\frac{\eta_B}{\eta_\gamma} \propto 10^{-10},$$

logo ao comparar a contribuição que a violação de CP obtida dos mésons fornece à assimetria Bariônica com o dado obtido pelo MCP constamos que a VCP do MP é insuficiente para explicar a assimetria bariônica do Universo. Como estes mésons são as únicas fontes de VCP no MP, é de conclusão imediata que os mesmos não são suficientes para explicar esta assimetria constatada. Sendo assim surge uma necessidade em buscar outras alternativas, ou fontes e até mesmo uma física além do MP para explicar esta assimetria que intriga a área de Física de Partículas.

Na busca por novas fontes de VCP enxergamos no sistema de neutrinos, o qual foi a primeira evidencia de uma física além do Modelo Padrão, um possível candidato. Isto porque no MP os neutrinos são introduzidos como férmions totalmente sem massa, para o qual nenhum termo de massa invariante de gauge pode ser obtido. As consequências disso é que os neutrinos não poderiam misturar e assim não existiria nenhuma possibilidade de violação de CP no setor leptônico. Como os experimentos atuais não deixam dúvidas de que neutrinos oscilam e consequentemente possuem massa (Veja seção 2.1) eles são a primeira evidência clara de física além do MP e candidato a possuir violação de CP no setor leptônico, o que contribuiria para um melhor entendimento da Leptogêneses [7] e consequentemente a Bariogêneses.

1 A Simetria CP e o Modelo Padrão

O foco desta dissertação é estudar a violação da simetria carga-paridade, ou simplesmente violação de CP (VCP), em oscilações de neutrinos. Porém é importante entender como ela surgiu, ou melhor, como ela foi identificada, ou encontrada e quais são as consequências de existir tal assimetria. Com este objetivo vamos estudar inicialmente as primeiras partículas a apresentarem este fenômeno, estas hoje são conhecidas como mésons káons neutros $K^0 - \bar{K}^0$, que são partículas estranhas.

Os primeiros a estudarem o sistema formado por estes mésons foram M. Gell-Mann e A. Pais em 1955 [8]. A motivação para eles realizarem tal estudo estava ligado ao fato de que partículas estranhas na Interação Forte conservam estranheza, enquanto na Interação Fraca não. Isto quer dizer que partículas estranhas não podem ser suas próprias antipartículas, desta forma os autoestados do káon neutro com respeito a estas interações são diferentes um do outro. Desta forma denominamos os autoestados de Interação Forte K^0 e $\bar{K}^0$, que podem se misturar através das Interações Fraca formando o sistema $K^0 - \bar{K}^0$, onde $\bar{K}^0$ é definido como o conjugado CP de K^0 :

$$\left|\bar{K}^0\right\rangle = CP\left|K^0\right\rangle . \tag{1.1}$$

É importante ressaltar que esta definição não foi aplicada pelos autores, pois na época acreditava-se que a simetria da paridade era uma boa simetria e somente a partir de 1956 com T.D. Lee e C. N. Yang [9], os quais propuseram que a Paridade não seria conservada em processos de interação fraca, o que foi confirmado por Wu em 1957 [10], que a simetria CP foi adotada como uma simetria da natureza. Porém vamos usar desta definição para explicar a ideia do trabalho de Gell-Mann e Pais de uma forma mais didática.

1.1 Dinâmica do Sistema $K^0-\bar{K}^0$

1.1.1 Os Autoestados K_1 e K_2

A primeira pergunta que fazemos quando tratamos de partículas neutras é como diferenciamos a partícula da sua antipartícula. Primeiramente admitiremos que para esta partícula neutra em questão a mesma se difere da antipartícula. Para o caso dos káons neutros sabemos que os autoestados de interação forte K^0 e $\bar{K}^0$ decaem através da interação fraca em 2π, porém em princípio não sabemos quem foi que decaiu. Desta forma, para representar tal interação podemos tomar um estado geral que possa descrever tal dúvida, este então seria um estado que mistura estes autoestados do káon, o qual podemos denotar como [11]

$$\Psi(t)=a(t)\left|K^0\right\rangle+b(t)\left|\bar{K}^0\right\rangle, \tag{1.2}$$

onde $\Psi(t)$ é um estado que depende do tempo. Desta forma podemos evolui-lo usando a equação livre de Schrödinger, ou seja, admitindo que não haja interações com o meio, desta forma teremos

$$i\hbar\partial_t\Psi=H\Psi. \tag{1.3}$$

Porém não sabemos qual é a forma da matriz H, apenas que ela deve ser uma matriz 2×2 nesta representação. Para descobrir sua forma realizamos um "*Gendanken Experiment*", neste consideramos que podemos controlar a Força Fraca, desta forma temos a possibilidade de ligá-la, ou desliga-la quando quisermos. Considerando-a inicialmente desligada estes káons não decaem e a estranheza é igual para as duas partículas. Assim a matriz H neste sistema seria apenas uma matriz de massa diagonal e real[1],

$$H=\begin{pmatrix} M_K & 0 \\ 0 & M_K \end{pmatrix}. \tag{1.4}$$

Podemos assegurar a igualdade dos elementos diagonais (massas) através da Simetria CPT, pois uma partícula e sua antipartícula devem possuir a mesma massa, ou seja, K^0 e $\bar{K}^0$ são dois

[1] Aqui estamos usando o Sistema Natural de Unidades, no qual $\hbar=c=1$.

autoestados de massa degenerados. Agora nós ligamos a Força Fraca, logo a estranheza dos káons não é mais a mesma e temos novamente o decaimento deles

$$K^0 \to \pi\pi, \quad \bar{K}^0 \to \pi\pi,$$

a dinâmica então os mistura formando assim o sistema $K^0-\bar{K}^0$. A forma mais lógica de representar tal mistura seria introduzindo um termo não diagonal na matriz Hamiltoniana, o qual denotaremos por Δ, com esta mudança reescrevemos a matriz como

$$H = \begin{pmatrix} M_K & \Delta \\ \Delta & M_K \end{pmatrix}. \tag{1.5}$$

A mesma pode ser facilmente diagonalizada, onde obtemos uma representação com dois autovetores, um simétrico e outro antissimétrico, com autovalores M_1 e M_2 respectivamente, assim denotaremos os autovetores como

$$|K_1\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\left|K^0\right\rangle + \left|\bar{K}^0\right\rangle) \tag{1.6a}$$

$$|K_2\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\left|K^0\right\rangle - \left|\bar{K}^0\right\rangle). \tag{1.6b}$$

Desta forma nós temos que os autoestados de interação forte, K^0 e $\bar{K}^0$, se misturam através da interação fraca formando, o que poderíamos chamar de autoestados de interação fraca, K_1 e K_2. O interessante agora é que podemos diferenciá-los experimentalmente, pois a partir da Eq. (1.1) nós temos

$$CP\left|K_{1(2)}\right\rangle = +(-)\left|K_{1(2)}\right\rangle, \tag{1.7}$$

ou seja, o conjugado CP de K_1 é par e o de K_2 é impar. Como os káons podem decair em dois, ou três píons e estes possuem CP par e ímpar respectivamente [12],

$$\begin{aligned} CP\,|\pi\pi\rangle &= +\,|\pi\pi\rangle \\ CP\,|\pi\pi\pi\rangle &= -\,|\pi\pi\pi\rangle, \end{aligned}$$

então ao admitirmos que CP é conservado, ou seja, o CP do estado inicial e final é o mesmo, deveremos observar os decaimentos

$$K_1 \rightarrow 2\pi \tag{1.8a}$$

$$K_2 \rightarrow 3\pi. \tag{1.8b}$$

Portanto, quando observarmos 2π é o K_1 decaindo e se for 3π é o K_2 decaindo, mas não apenas nisso eles diferem, pois por (1.7) podemos perceber que eles não são antipartículas um do outro, pois eles são autovetores de CP, então é de se esperar que eles possuam tempos de vida diferentes. Ainda mais, como a massa de três píons $3M_\pi \approx 420MeV$ e a massa de K_2, que deve ser $M_{K_2} \approx 500MeV$ (próximo das massas de K^0 e $\bar{K}^0$), são muito próximas, resulta em um espaço de fase muito pequeno para este decaimento, com isso a energia liberada é muito pequena. Este fato interfere em seu tempo de vida, pois uma vez que as massas de K_1 e K_2 devem ser muito próximas, afinal eles são misturas dos mesmos estados, resulta que este deve ter um tempo de vida consideravelmente maior em comparação.

De fato esta diferença foi encontrada por Leederman e colaboradores em 1956 [13] e estes publicaram o resultado

$$\begin{aligned} \tau_1 \equiv \tau(K_1) &\sim 1 \times 10^{-10} s \\ 10^{-6} s > \quad \tau_2 \equiv \tau(K_2) &> 3 \times 10^{-9} s. \end{aligned}$$

Este resultado, apesar de não ser muito preciso, já mostrava que o tempo de vida de K_2 era pelo menos dez vezes maior que o de K_1, comprovando assim a previsão de Gell-Mann e Pais. Hoje nós sabemos, de fato, que o tempo de vida deles é muito diferente, como podemos observar pelos dados mais recentes publicados pelo PDG [14]:

$$\begin{aligned} \tau_1 \equiv \tau(K_1) &= (0,8958 \pm 0,0005) \times 10^{-10} s \\ \tau_2 \equiv \tau(K_2) &= (5,099 \pm 0,021) \times 10^{-8} s. \end{aligned}$$

Este é um resultado interessante, o qual abre portas para muitas especulações do tipo "*O que é uma partícula?*", contudo nosso objetivo não é entrar neste tipo de discussão e sim descrever fenomenologicamente a violação de CP. Porém até agora nós apenas discutimos o sistema de káons neutros com conservação de CP. Então onde surge a violação de CP neste sistema?

1.1.2 A Diferença de Massa ΔM_K e o Mecanismo de Regeneração de K_1 e K_2

O problema que deu origem a descoberta da violação de CP surgiu em 1955 com Pais e Picci-oni [15], neste trabalho os autores discutiram qual dos autoestados, K_1 e K_2, seria mais pesado[2], se de fato eles existissem. A ideia surgiu por causa da forma de como K_0 e $\bar{K}^0$ interagem com a matéria, pois K^0 praticamente não interage, enquanto $\bar{K}^0$ possui alta probabilidade de ser absorvido. Esta característica no habilita construir um "*Gendanken Experiment*" do tipo Stern-Gerlack, o qual pode ser representado pela Figura1.1.

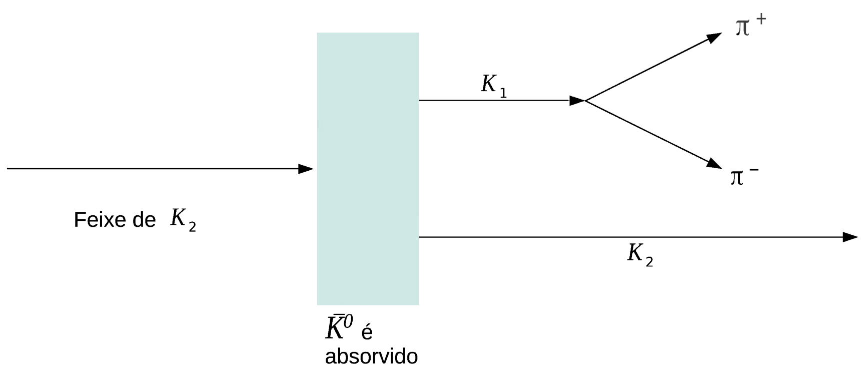


Figura 1.1: *Esquema do tipo Stern-Gerlack para o sistema de kaons. Na figura um processo produz K^0, depois de um tempo suficientemente longo apenas a componente K_2 sobrevive, esta entra em contato com a matéria, onde a componente $\bar{K}^0$ é absorvida, assim o sistema é regenerado [11].*

O *experimento* consiste em possuir uma fonte, a qual produz, digamos, K^0. Este K^0 nada mais é que uma superposição dos estados K_1 e K_2, ou especificamente $K_0 = {}^1\!/\!\sqrt{2}(|K_1\rangle + |K_2\rangle)$. Como sabemos o tempo de vida de K_2 é muito maior que o de K_1, desta forma depois de um t suficientemente longo este K_1 vai decair e restará apenas o K_2 (esta foi basicamente a ideia utilizada por Leederman em 1956 para obter o tempo de vida de K_2 [13]). Este por sua vez vai encontrar um

[2] O objetivo deste trabalho não é reproduzir as contas feita por estes autores e aqui apresentaremos apenas a ideia e a interpretação.

aparato onde interagirá, contudo sabemos que K_2 é dado pela Eq. (1.6b) e como $\bar{K}_0$ é absorvido então vai restar apenas K^0, desta forma a componente K_1 vai ser regenerada, (previsão realizada por Pais e Piccioni em 1955 [15]) e o processo pode ser "repetido". A ideia por trás segue da interpretação de que quando K_2 atravessa um meio ele é em sua maior parte um estado K_2', mas com uma pequena componente de K_1'. Estas duas partes vão adquirir uma fase minimamente diferentes ao passar pelo meio, assim ao saírem do meio o sistema tem que ser analisado novamente em termos de K_1 e K_2.

Por sua vez o K_1 regenerado por esta teoria possuíra uma amplitude que depende da diferença de massas entre ele e K_2. Logo é possível obter a amplitude de espalhamento frontal, a qual vai ser proporcional ao módulo quadrado de $\Delta M_K = M_2 - M_1$. Porém com apenas o módulo não é possível verificar qual deles é maior, para isso precisamos saber qual é a fase e para obtermos ela devemos variar a espessura da placa, com isso obtemos o deslocamento de fase de $K^0 N$ e $\bar{K}^0 N$ (por N entende-se como sendo o núcleon constituinte da matéria), a partir desta determinação obtemos que $\Delta M_K > 0$, ou seja, $M_2 > M_1$. O impressionante sobre esta diferença é a sua magnitude, pois hoje temos do PDG [14]

$$\Delta M_K = (3,449 \pm 0,001) \times 10^{-12} MeV,$$

mostrando que a diferença entre M_1 e M_2 é muito pequena. Contudo, o ponto não é mostrar o sucesso da teoria, mas sim as consequências fenomenológicas que ela apresentou.

1.1.3 A Violação de CP e os Estados K_S e K_L

Pelo resultado apresentado para ΔM_K, vemos que ele envolve um grau de precisão elevado. De fato os experimentos da época não possuíam o grau de precisão necessário para obter um valor muito preciso. Com isso quase dez anos depois dos estudos realizados por Gell-Mann, Pais e Piccioni um grupo experimental, que estava tentando medir este ΔM_K apresentou um resultado inesperado [16]. Eles observaram um excesso considerável de K_1, o que acabou gerando alguma polêmica, pois isso poderia significar que teríamos K_2 decaindo em 2π, resultado que violaria a simetria CP, a qual era admitida ser uma simetria que a natureza deveria obedecer.

Cronin, Fitch e colaboradores resolveram então verificar esta anomalia, com a ideia de que poderia ser um decaimento de $K_2 \to 2\pi$. E de fato eles constataram a anomalia e publicaram em 1964 o resultado [17]

$$\frac{\Gamma(K_2 \to \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_2^0 \to \textbf{ all charged modes})} = (2,0 \pm 0,4) \times 10^{-3}.$$

Esta descoberta gerou muita polêmica e muitas alternativas foram propostas para explicar este excesso, as quais foram todas descartadas experimentalmente, o que levou os físicos da época à começar a aceitar o fato de que a simetria CP estava sendo violada.

Interpretamos o resultado apresentado por Cronin e Fitch dizendo que o estado de K_2 contém uma pequena mistura de uma componente CP par, ou seja, de K_1. Este estado, constituinte de uma componente $|K_2\rangle$ e uma pequena componente $|K_1\rangle$, denominamos de $|K_L\rangle$, o qual representa o estado com tempo de vida longo (L do inglês "Long"). Com a mesma interpretação temos o estado $|K_S\rangle$ representando o estado com tempo de vida curto (S do inglês "Short"), o qual é constituído de uma componente $|K_1\rangle$ com uma pequena mistura de $|K_2\rangle$. Ambos estados $|K_L\rangle$ e $|K_S\rangle$ são matematicamente apresentados como

$$|K_L\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{1+|\bar{\epsilon}|^2}}(|K_2\rangle + \bar{\epsilon}\,|K_1\rangle) \tag{1.9a}$$

$$|K_S\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{1+|\bar{\epsilon}|^2}}(|K_1\rangle - \bar{\epsilon}\,|K_2\rangle). \tag{1.9b}$$

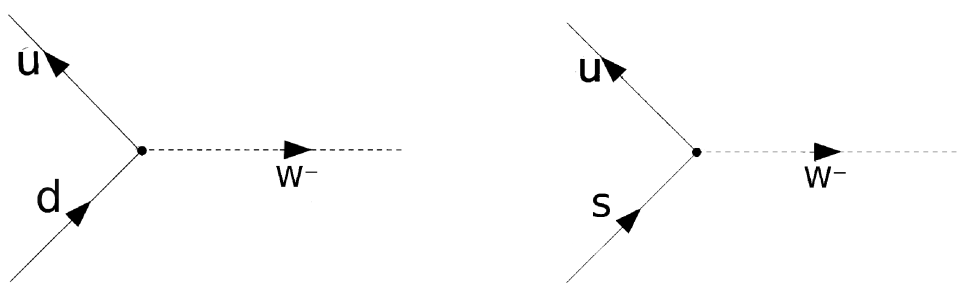
Observe que os estados de K_S e K_L não são mais simétricos e nem se transformam um no outro por CP, todavia eles foram construídos de forma a serem invariantes se aplicarmos a simetria CPT (carga,paridade e tempo). Esta invariância é garantida pelo fato de $\bar{\epsilon}$ ser imaginário (lembre que se a é imaginário então $Ta = -aT$).

1.2 Violação de CP no Modelo Padrão

Até agora apresentamos uma descrição puramente fenomenológica. É importante também observar que a violação de CP é um efeito muito pequeno, principalmente se compararmos com a violação da paridade, onde podemos tomar por exemplo o caso de neutrinos. Neste caso dizemos que a violação da paridade é máxima, pelo fato de não temos neutrinos de mão direita[3] no Modelo Padrão (MP).

1.2.1 O Mecanismo Cabibbo-GIM

O objetivo desta seção é mostrar como a violação de CP pode ser incorporada no MP e para isso vamos partir dos trabalhos de Cabibbo [20]; Glashow, Iliopoulos e Maiani [21]; Kobayashi e Maskawa [23]. Na época de Cabibbo, meados dos anos 60, o sistema de quarks estava sendo implementado, porém só existiam três quarks, o up, down e strange, respectivamente referenciados como u, d e s. Eles também eram tomados como sendo objetos matemáticos e não partículas físicas reais. Dentro deste cenário Cabibbo propôs, utilizando das regras de Feynman adaptadas para os quarks, que os vértices $d \to u + W^-$ (Figura 1.2a) carregaria um fator $\cos\theta_c$ e os vértices $s \to u + W^-$ (Figura 1.2b) carregaria um fator $\sin\theta_c$, onde θ_c é conhecido como ângulo de Cabibbo



a ***b***

Figura 1.2: *Diagramas de Feynman para a interação dos quarks u, d e s nas interações fracas, em **a** a correção no vértice dada por Cabibbo ficaria* $\frac{-ig_w}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\cos\theta_c$ *e em **b*** $\frac{-ig_w}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\sin\theta_c$ *[12].*

A teoria de Cabibbo corrigiu a amplitude de decaimento de muitas partículas. No entanto estes vértices deram origem ao decaimento de $K^0 \to 2\mu$, representado pela Figura1.3. Este, por sua vez, possuía uma amplitude de decaimento proporcional à $\sin\theta_c \cos\theta_c$, o que levava as taxas de decaimento de K^0 à um valor maior do que o limite experimental permitido.

Este problema perdurou por algum tempo, até que no começo dos anos de 1970 Glashow, Illiopolous e Maiani propuseram uma solução. Esta consistia na introdução de um novo quark[4] nomeado

[3] Teoricamente existe a possibilidade da existência de neutrinos estéreis [18, 19], os quais são de mão direita, porém não vamos entrar nesta discussão.

[4] A introdução de um novo quark não é mérito exclusivo do mecanismo GIM, pois em 1964 Bjorken e Glashow [22] discutiram a existência de um quarto quark.

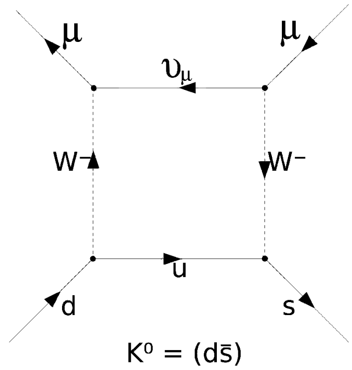


Figura 1.3: *Diagrama de box para o decaimento de* $K^0 \rightarrow 2\mu$.

charm e referenciado como c. A ideia é simples, porém com grandes consequências, e consistia em construir um novo diagrama, semelhante ao da Figura 1.3 e apenas trocando o quark u pelo quark c, estes vértices ($d \rightarrow c + W^-$ e $s \rightarrow c + W^-$) geram os termos $\frac{-ig_w}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(1-\gamma^5)(-\sin\theta_c)$ e $\frac{-ig_w}{2\sqrt{2}}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\cos\theta_c$, assim geraria um termo que anularia o termo gerado pelo diagrama da Figura 1.3, ou em outras palavras, um diagrama seria anulado pelo outro, com o custo de adicionar um novo quark.

O mecanismo acabou sendo referenciado como Cabibbo-GIM, cuja interpretação é semelhante ao sistema $K^0 - \bar{K}^0$, pois teríamos d e s como sendo os autoestados de interação forte, e quando eles estão interagindo fracamente os mesmos são estados misturados. Estas misturas seriam então dadas por

$$d' = d\cos\theta_C + s\sin\theta_C, \qquad s' = -d\sin\theta_C + s\cos\theta_C$$

ou na forma de matriz

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_C & \sin\theta_C \\ -\sin\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}. \tag{1.10}$$

1.2.2 A matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

O mecanismo Cabibbo-GIM serviu como base para o trabalho de Makoto Kobayashi e Toshihide Maskawa, o qual descreveu como a violação de CP (VCP) pode ser incorporada no MP e foi publicado cerca de três anos depois [23]. Neste trabalho Kobayashi e Maskawa descreveram como a VCP poderia ser descrita usando o princípio de *gauge*. De uma forma simplificada a VCP entra no MP a partir da lagrangiana hadrônica para os quarks

$$\mathscr{L}_{had} = \mathscr{L}_{cin} + \mathscr{L}_{mass} + \mathscr{L}_{forte} + \mathscr{L}', \tag{1.11}$$

onde $\mathscr{L}_{cin}$ é a parte cinética invariante de gauge e ela contém as interações com os campos invariantes de gauge. $\mathscr{L}_{mass}$ é o termo de massa generalizado, o qual inclui os acoplamentos de Yukawa com o dubleto φ do modelo de Weinberg [24], desde que eles contribuem para as massas dos quarks através de quebra espontânea de simetria. Por último $\mathscr{L}_{forte}$ é uma parte da interação forte que conserva a terceira componente do isospin I_3 [23]. Especificamente a VCP surge da $\mathscr{L}_{mass}$, por causa dos acoplamentos com φ. O ponto é que após uma quebra espontânea de simetria são obtidos matrizes de massas fermiônicas nas bases de autoestados de gauge [25]. Estas matrizes por sua vez, não possuem nenhum motivo para serem diagonais, simétricas e/ou hermitianas. Todavia elas podem ser diagonalizadas através de transformações bi-unitárias [25, 26], ou seja, para uma matriz de massa M, devem existir matrizes unitárias U_1 e U_2, tal que

$$U_1^\dagger M U_2 = M_d \tag{1.12}$$

onde M_d é uma matriz diagonal de valores positivos[5]. Com isso nós temos que a relação entre autoestados de gauge e massa é dada como

$$\bar{\psi}'_L M \bar{\psi}'_R = (\bar{\psi}'_L U_1)(U_1^\dagger M U_2)(U_2^\dagger \bar{\psi}'_R), \tag{1.13}$$

desta forma teremos que a corrente fraca carregada para quarks será dada por [25]

$$\begin{aligned} J^+_{q\mu} &= \bar{q}_{AL}\gamma_\mu \tau^+ q_{AL} \qquad (1.14)\\ &= \bar{p}'_{AL}\gamma_\mu n'_{AL} \\ &= \bar{p}_{AL}\gamma_\mu [U^\dagger_{(p)} U_{(n)}]_{AB} n_{BL} \end{aligned}$$

[5]Para uma prova desta relação veja a referência [25] Cap. 11.3.

onde

$$q_{AL} = \begin{pmatrix} p'_A \\ n'_A \end{pmatrix}_L$$

$$\begin{aligned} p'_A = &\quad (u', c'...) \qquad & n'_A = &\quad (d', s'...) \\ p'_L = &\quad U_(p) p_L & n'_L = &\quad U_(n) n_L, \end{aligned}$$

a linha no campo indica que ele é um autoestado de gauge e τ^+ é similar a soma das matrizes de Pauli $\sigma_1 + i\sigma_2$.

Obtemos assim uma nova matriz U definida por

$$U = U^\dagger_{(p)} U_{(n)}, \tag{1.15}$$

que por sua vez faz a mistura de quarks. Para o caso de duas famílias é a matriz de mistura de (1.10). O fato é que (1.15) não possui uma forma única, ou definida, além disso se quisermos observar VCP os elementos de U não podem ser todos reais [25]. Como foi mostrado por Kobayashi e Maskawa [23], se tivéssemos apenas duas famílias não poderíamos representar VCP por (1.15). Basicamente se esta matriz for da forma $n \times n$, ela possui $2n^2$ parâmetros, os quais são reduzidos para n^2 quando as condições de unitariedade são impostas. $(2n-1)$ fases podem ser removidas pelas redefinições dos estados dos quarks, restando $(n-1)^2$ parâmetros. Destes, $n(n-1)/2$ são ângulos o que nos deixa com

$$(n-1)^2 - n(n-1)/2 = (n-1)(n-2)/2$$

fases fixas independentes [11, 25]. Logo para duas famílias as fases independentes estão ausentes e somente com três famílias é possível obter uma fase fixa independente. Esta fase então levaria a informação da violação de CP, porém o custo para introduzi-la foi o acréscimo de uma terceira família.

O resultado final seria então escrito em termos da três famílias

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}.$$

resultando na matriz de mistura

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \tag{1.16}$$

Esta matriz pode ser parametrizada de várias formas, a adotada por Kobayashi e Maskawa segue abaixo, em seguida temos a parametrização recentemente adotada pelo PDG [14];

$$\begin{pmatrix} c_1 & -s_1c_3 & -s_1s_3 \\ s_1c_2 & c_1c_2c_3 - s_2s_3e^{i\delta} & c_1c_2s_3 + s_2c_3e^{i\delta} \\ -s_1s_2 & c_1s_2c_3 - c_2s_3e^{i\delta} & c_2s_2s_3 + c_2c_3e^{i\delta} \end{pmatrix} \tag{1.17a}$$

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & -s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}. \tag{1.17b}$$

O modelo de Kobayashi e Maskawa foi muito bem sucedido em explicar a VCP no sistema $K^0 - \bar{K}^0$ e hoje nós temos que o ângulo $\delta = (1,20^\circ \pm 0,08^\circ)$ e este efeito é demasiadamente pequeno, da ordem de $\sim 10^{-3}$ [11, 14].

A parametrização que adotaremos será a do PDG (1.17b), pois esta é a parametrização adotada para explicar oscilações de neutrinos que discutiremos a seguir.

Oscilações de Neutrinos: Princípios Básicos

2

2.1 Neutrinos - Um pouco de história

Podemos dizer que os neutrinos começaram sua história dentro da nossa teoria de partículas elementares em 1930, quando Pauli sugeriu que para explicar o espectro de energia do decaimento beta uma outra partícula era emitida juntamente com o elétron, desta forma para conservar carga esta partícula deveria ser neutra, porém ele sugeriu chamar esta partícula de "nêutron". Todavia o nome foi adotado por Chadwick em 1932, quando o mesmo detectou uma partícula neutra com uma massa próxima a do próton, o que obviamente não poderia ser a mesma partícula proposta por Pauli. Contudo no ano seguinte Fermi apresentou sua teoria do decaimento beta, a qual incorporava a partícula sugerida por Pauli e esta por sua vez deveria ter uma massa extremamente pequena ou, como foi adotada, com massa nula. Fermi por sua vez chamou tal partícula de *neutrino* [12].

Como a teoria de Fermi obteve um enorme sucesso em descrever os dados experimentais, os neutrinos ganharam um bom indicativo de sua existência. Mesmo que eles tenham demorado mais de vinte anos para serem detectados experimentalmente, evidenciando a dificuldade dos mesmos serem detectados. Mas não era apenas a teoria de Fermi que dava sustentabilidade para a existência dos neutrinos, pois nos experimentos cosmológicos, em particular com píons e múons de raios cósmicos que apresentavam padrão de decaimento que indicavam a existência de uma partícula neutra cuja a massa deveria ser muito pequena. Isto porque os traços deixados por estas partículas, os quais eram peculiares de decaimento, apresentavam apenas uma partícula carregada no produto final, como pode ser visto a partir da famosa fotografia que levou ao descobrimento do méson Pi (ou píon) mostrada na Figura 2.1. O grupo de Powell, o qual realizava estes experimentos, analisava estes traços e para eles uma possível explicação para os mesmos seria se estivessem ocorrendo as reações de decaimento [12]

$$\pi \rightarrow \mu + \nu \tag{2.1a}$$

$$\mu \rightarrow e + 2\nu. \tag{2.1b}$$

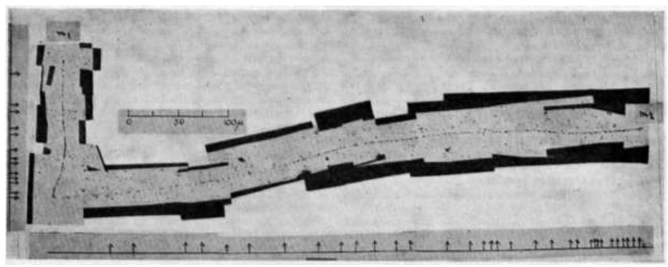


Figura 2.1: Famosa fotografia obtida pelo grupo de Powell, que levou ao descobrimento do Méson Pi, também conhecido com píon [27].

A primeira evidência experimental da existência dos neutrinos veio com o Grupo de Clyde Cowan e Frederick Reines em 1956 [28]. Esta foi a comprovação de que os neutrinos não eram partículas fictícias colocadas a mão para podermos manter a conservação de energia. Com este avanço o estudo na área de neutrinos da mais um passo e o próximo é dado no ano seguinte, quando Pontecorvo sugeriu a possibilidade da oscilação de neutrinos [29]. Evidentemente sua sugestão foi fortemente baseada no estudo de Gell-Mann e Pais para com os káons, ou seja, a possibilidade de oscilação de um neutrino com um antineutrino, $\nu - \bar{\nu}$. A principal motivação para esta escolha é porque nesta época era conhecido apenas um tipo de neutrino, não três, como hoje temos ciência.

Pontecorvo seguiu com seus estudos na área de neutrinos e assim no ano seguinte publicou outro artigo sobre os mesmos. Desta vez ainda mais baseado na ideia de Gell-Mann e Pais, pois agora ele sugeriu que a definição destas partículas misturadas seriam [30]

$$\nu = \frac{1}{\sqrt{2}}(\nu_1 + \nu_2), \tag{2.2a}$$

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\nu_1 - \nu_2), \tag{2.2b}$$

onde ele nomeou os estados ν_1 e ν_2 como "*truely neutral Majorana particles*", os quais são autoestados de massa. O ponto interessante deste artigo foi que Pontecorvo se atentou ao fato de que os experimentos em reatores produziam basicamente antineutrinos. Por conta disso foi possível argumentar que os efeitos de oscilação de neutrinos poderiam ser observados depois de uma distância R do reator. Esta distância seria o ponto onde metade destes antineutrinos teriam se transformados em neutrinos, ou basicamente $\bar{\nu} \to \bar{\nu}(50\%) + \nu(50\%)$. A conclusão óbvia deste efeito seria um decréscimo na secção de choque de captura de antineutrinos pela metade. Ele conclui argumentando que este efeito poderia ser observado em escala astronômica, o qual foi o conceito chave para resolver o problema dos neutrinos solares [32].

2.1.1 A Matriz MNS

Com a chegada da década de sessenta surgiram as primeiras evidências de que deveriam existir dois tipos de neutrinos [33]. Os mesmos eram distintos pois estavam atrelados à hipótese da conservação do número leptônico, o que os distinguiam como neutrinos do tipo eletrônicos e muônicos. Nesta interpretação os decaimentos em (2.1) passaram a ser representados por

$$\pi^{+(-)} \to \mu^{+(-)} + \nu(\bar{\nu})_\mu \tag{2.3a}$$

$$\mu^{+(-)} \to e^{+(-)} + \bar{\nu}(\nu)_\mu + \nu(\bar{\nu})_e, \tag{2.3b}$$

onde $\nu(\bar{\nu})_e$ e $\nu(\bar{\nu})_\mu$ são respectivamente o neutrino e antineutrino do elétron e do múon[1]. Com a comprovação de que existia dois tipos de neutrinos, em 1962 Ziro Maki, Masami Nakagawa e Shoichi Sakata aprimoraram a ideia de oscilação de Pontecorvo e propuseram o modelo de oscilação de sabor de neutrinos em duas famílias [34]. Este é matematicamente idêntico ao modelo de oscilação em duas famílias de quarks descrito na seção1.2.1[2]. Assim temos a seguinte matriz, a qual ficou conhecida como matriz MNS,

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\delta & -\sin\delta \\ \sin\delta & \cos\delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}, \tag{2.4}$$

[1]É interessante notar que em 1942 Sakata propôs a existência de um outro par de léptons [31] em adição ao elétron e o suposto neutrino da época.

[2]O correto aqui seria falar que o modelo de duas famílias de quarks é idêntico ao de neutrinos por causa da cronologia, todavia esta associação foi feita devido a ordem em que os assuntos estão na dissertação.

onde os autores nomearam os autoestados de massa ν_1 e ν_2 como "*true neutrinos*", enquanto que ν_e e ν_μ foram nomeados "*weak neutrinos*". Deste estudo os autores também estimaram um limite para a massa do autoestado de massa ν_2 como sendo $m_2 \leqslant 3 \times 10^{-6} MeV$, entretanto considerando a massa de ν_1 como $m_1 \approx 0$.

2.1.2 O Modelo Solar Padrão e os Primeiros Experimentos com Neutrinos Solares

O Experimento de Homestake

Em 1963 começa a nascer o que hoje conhecemos como Modelo Padrão Solar (SSM do inglês *Standard Solar Model*) com Bahcall [35], o grande trunfo deste modelo foi prever um grande fluxo de neutrinos oriundos dos sol que deveria chegar até a Terra. Algumas previsões do modelo podem ser vista na Figura 2.2.

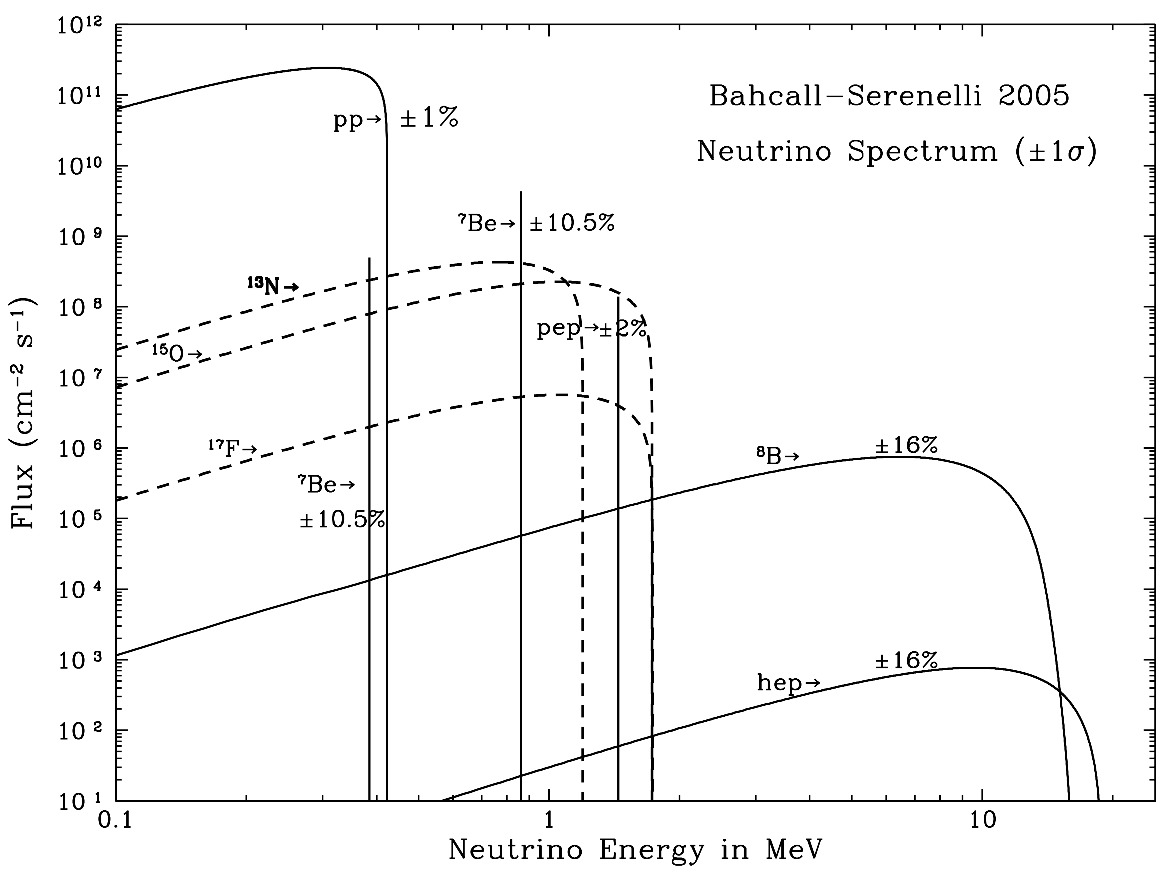


Figura 2.2: Espectro de neutrinos solares previsto pelo SSM [35].

Com base nesta teoria Raymond Davis [36] e seu grupo desenvolveram o primeiro experimento com neutrinos solares e publicaram seus resultados em 1968. Para realizar o experimento foi utilizado a mina de ouro de Homestake na Dakota do Sul. O experimento consistia basicamente de um grande tanque de percloroetileno para contar a quantidade de neutrinos que chegavam até a Terra utilizando da reação

$$\nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow e^- + {}^{37}Ar.$$

Entretanto o resultado obtido foi um tanto inesperado, pois ao confrontar os dados com o modelo havia um deficit de aproximadamente um quarto no fluxo de neutrinos eletrônicos esperado. Contudo, devido a precisão não ser muito boa devido a dificuldade de detecção dos neutrinos, causado pela sua baixa interatividade e dificuldades experimentais, como a radioatividade do argônio (o Ar possui um tempo de vida médio de 35 dias), muita gente foi levada a duvidar dos resultados e os mesmos acabaram não ganhando muita notoriedade na época.

Ao longo das décadas seguinte o grupo de Davis continuou a publicar atualizações dos dados obtidos e a partir da década de setenta muitos modelos começaram a surgir para tentar explicar o déficit observado. Nesta época o modelo de oscilações de neutrinos era mais um entre os apresentados [37]. O ultimo resultado apresentado pelo grupo foi em 1995, onde publicaram [36]

$$\Phi_{Cl} = 2,56 \pm 0.16 \pm 0,16 SNU,$$

enquanto que o SSM prediz uma taxa de

$$\Phi_{Cl}(SSM) = 7,6^{+1,3}_{-1,1} SNU,$$

onde SNU (vem do inglês *Solar Neutrino Unit*) é definido como $1SNU = 10^{-36}$*partícula alvo capturada por segundo* [40].

O Experimento de KamiokaNDE

Entre meados da década de setenta até a década de noventa surgiram inúmeros experimentos com neutrinos solares. Com destaque os anos oitenta, pois logo em 1983 entra em cena o experimento localizado na montanha de Kamioka no Japão, cujo ficou conhecido como KamiokaNDE. O mesmo utilizava uma técnica diferente da utilizada no experimento de Homestake, pois ele era baseado na detecção da radiação de Cherenkov para registrar os eventos [38]. Este método era muito mais eficiente que o utilizado pelo grupo de Davis com relação ao número de eventos detectados, pois possibilitava detecta-los quase que no mesmo instante que os mesmos ocorriam, minimizando os efeitos de radiação sofridos pelo outro. No entanto este detector só seria apto a observar eventos resultantes das reações de ^8B, as quais geram neutrinos energéticos com maior energia, como pode ser notado na Tabela 2.1. Todavia eles não eram energéticos o suficiente, tornando-os difícil de diferenciar dos eventos de "*background*" e a necessidade de um *upgrade* era necessária.

Tabela 2.1: Reações de produção de neutrinos no Sol [36].

Reação	$E_\nu(MeV)$	$\sigma(cm^2)$
Cadeia Próton-Próton:		
Fase I:		
$p + p \to d + e^+ + \nu_e$	$\leqslant 0,420$	0
$p + e^- + p \to d + \nu_e$	$1,442$	16×10^{-46}
$p + d \to {}^3He + \gamma$		
${}^3He + {}^3He \to {}^4He + p + p$	$\leqslant 18,8$	$3,9 \times 10^{-42}$
${}^3He + p \to {}^4He + e^+ + \nu_e$		
Fase II:		
${}^3He + {}^4He \to {}^7Be + \gamma$		
${}^7Be + e^- \to {}^7Li + \nu_e$	$0,861(90\%)$	$2,4 \times 10^{-46}$
${}^7Li + p \to {}^4He + e^{+4}He$		
Fase III:		
${}^7Be + p \to {}^8B + \gamma$		
${}^8B \to {}^8Be^* + e^+ + \nu_e$	$\leqslant 15$	$1,14 \times 10^{-42}$
${}^8Be^* \to {}^4He + {}^4He + \gamma$		
Ciclo Carbono-Nitrogênio:		
$p + {}^{12}C \to {}^{13}N + \gamma$		
${}^{13}N \to {}^{13}C + e^+ + \nu_e$	$\leqslant 1,20$	$1,17 \times 10^{-46}$
$p + {}^{13}C \to {}^{14}N + \gamma$		
$p + {}^{14}N \to {}^{15}O + \gamma$		
${}^{15}O \to {}^{15}Ne + e^+ + \nu_e$	$\leqslant 1,73$	$6,8 \times 10^{-46}$
$p + {}^{15}Ne \to {}^{12}C + {}^4He$		

Com os ajustes necessários surge o KamiokaNDE II e o mesmo inicia a coletar dados de neutrinos que chegavam na Terra em 1986 [38]. Este detector acabou "observando" um evento importante dentro da astronomia, pois este juntamente com outro, o Irvane-Michigan-Brookhaven (IMB), detectaram a supernova de 1987. A detecção foi indireta, pois o evento foi identificado depois que um grande fluxo de neutrinos característico de supernovas foi detectado [39].

Ainda nesta época era conhecido, a partir do grupo de Davis, que a taxa de interação de neutrinos oriundos do sol era experimentalmente de $2,1 \pm 0.3 SNU$, enquanto que o SSM previa um taxa de $7,9 \pm 2,6$ (3σ) [41], o já citado *problema do neutrino solar*. Todavia, com a publicação dos resultados do KamiokaNDE-II, ao invés de esclarecer o problema, torna-o ligeiramente mais complexo, pois a taxa obtida pelo mesmo foi de $0,46 \pm 0,13(stat.) \pm 0,08(syst.)$ [41], porém não em unidades de SNU, mas com relação ao SSM, ou seja, uma razão e se a mesma razão for feita em comparação com o resultado de Homestake teríamos ainda que o KamiokaNDE-II é 60% maior que este [42].

Com a publicação dos resultados do Kamiokande-II o modelo de oscilações de neutrinos começa a obter maior destaque a partir do começo da década de 1990 [42, 43]. Importante ressaltar que nesta época existiam outros experimentos, como o SAGE e o GALLEX [43], além do upgrade do Kamiokande-II, o Kamiokande-III. Inúmeros outros experimentos surgiram nesta década, dos quais destacaremos alguns a seguir, entre eles a próxima geração do Kamiokande começa a operar em 1996, esta nova geração ficou conhecida como Super-Kamiokande (SK) [44]. Este foi um dos experimentos responsáveis por dar o parecer final com relação a confirmação experimental da oscilação de neutrinos em 2002, onde o grupo do SK obteve com $98,9\% C.L.$(*confidence level*) os valores para a diferença de massa quadrada de neutrinos solares Δm^2 o intervalo 3 à $19 \times 10^{-5} eV^2$, enquanto que o angulo de mistura estava no intervalo de $\tan^2 2\theta \approx 0,25 - 0,65$ [45]. Não é o nosso objetivo dar uma descrição de todos os experimentos com neutrinos, principalmente porque a partir dos anos 90 o número de experimentos com neutrinos cresceu consideravelmente, por isso falamos um pouco apenas dos primeiros, que foram pioneiros em suas buscas.

O Experimento LSND

O LSND (*Liquid Scintillator Neutrino Detector*) era um experimento de *Short Base Line* (SBL - esta categoria é atribuída à experimentos cuja distância entre a fonte e o detector é da ordem de algumas centenas de metros), o qual foi desenvolvido no começo da década de 90 e seu funcionamento é iniciado em 1993 com o objetivo de procurar por oscilações de $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ [46]. Como comentado anteriormente, as oscilações de neutrinos não estavam comprovadas experimentalmente, porém tudo indicava este caminho por isso o LSND e outros aceleradores de SBL, além de outros experimentos, procuravam por evidências concretas deste fenômeno. Contudo o LSND foi o único experimento de acelerador de SBL da época que obteve alguma evidência positiva do fenômeno em questão [19]. O dados por eles apresentados apontavam para um excesso de eventos de $87,9 \pm 22,4 \pm 6$, que por sua vez correspondia à uma probabilidade de oscilação de $(2,64 \pm 0,67 \pm 0,45) \times 10^{-3}$.

Claro que o LSND não focou apenas nas oscilações de $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, mas também na sua contra parte $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, os resultados desta análise foram publicados em 1998 [47]. Estes, por sua vez, apresentavam um valor para $\Delta m^2 \approx 0,2eV^2$, o qual era totalmente diferente dos valores que estavam sendo obtidos pelos experimentos solares e atmosféricos. Desta forma estes resultados para serem explicados dentro do contexto das oscilações de neutrinos necessitavam que existissem mais do que três gerações de neutrinos. Com isso as teorias com neutrinos estéreis [49, 71] começaram a ganhar um maior destaque.

Outros Experimentos

Estes foram uns dos principais experimentos do século passado. Claramente existiram outros, que não obtiveram tanto destaque na época quanto os aqui descritos, ou não obtiveram resultados de muito destaque. Por conta disso vamos apenas mencioná-los dentro das categoria de experimentos com Reatores, com aceleradores de SBL e de *Long Base Line* (LBL - esta categoria é atribuída à experimentos cuja distância entre a fonte e o detector é da ordem de algumas centenas de quilômetros). Destacamos experimentos com aceleradores pois eles possibilitam explorar uma área onde a natureza não favorece certos experimentos, principalmente os com neutrinos atmosféricos. Isto porque a ocorrência e detecção de experimentos com estes neutrinos são muito baixas devido ao que chamamos de chuveiros atmosféricos, tornando tais experimentos complicados de serem realizados e analisados. Todavia, em aceleradores podemos controlar os processos e direciona-los para tentar obter um resultado satisfatório. Quando falamos em aceleradores para experimentos com neutrinos estamos falando de um modo geral em um feixe de prótons colidindo com algum alvo, resultando em algo do tipo

$$
\begin{aligned}
p + alvo \;\rightarrow\;& \pi^{\pm} \;+\; X \\
\pi^{\pm} \;\rightarrow\;& \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \\
& \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_{e}(\bar{\nu}_{e}) + \bar{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu}),
\end{aligned} \tag{2.5}
$$

então temos uma certa semelhança com o processo que produz os neutrinos atmosféricos, logo podemos utilizar tais experimentos para estudar os fenômenos de oscilações utilizando um feixe controlado.

- *Experimentos com Reatores*;

  Experimentos com reatores nucleares para estudar neutrinos não são novidade, tanto que podemos destacar o primeiro, e um dos mais famosos, destes experimentos realizado por Cowan e Reines em 1956 [28] utilizando os reatores do Savanaah River Plant, o qual levou à confirmação experimental da existência dos neutrinos. Para o caso das oscilações os reatores possuem a vantagem de poderem sondar os valores de Δm^2 mais baixos, pois neles são produzidos feixes de $\bar{\nu}_e$ com $E \sim MeV$, ideais para tal procura.

  No entanto os primeiros experimentos com reatores, partindo de Gosgen [50] realizado em 1986, passando por Krasnoyarsk [51] de 1994 e Burgey [52] de 1995, até Chooz [53] de 1999, não conseguiram encontrar nenhuma evidência positiva de oscilações de neutrinos. Estes resultados negativos por sua vez, acrescentaram limites, ou regiões de exclusão. Este foi o caso para estes experimentos, ondem foram obtidos regiões ondem parâmetros são excluídos se considerado a oscilação entre dois neutrinos, como o apresentado na Figura 2.3, resultado da colaboração do Chooz. Este resultado por sua vez foi uma surpresa, visto que ele excluiu completamente o resultado obtido pelo Kamiokande em 1994 [54], resultado este que definia uma região na qual era permitida a ocorrência de oscilações de neutrinos.

- *Experimentos com aceleradores de SBL;*

  Como já mencionado na seção 2.1.2, o LSND foi o primeiro experimento de SBL a obter um resultado positivo. Por outro lado, apesar deste projeto datar do inicio da década de

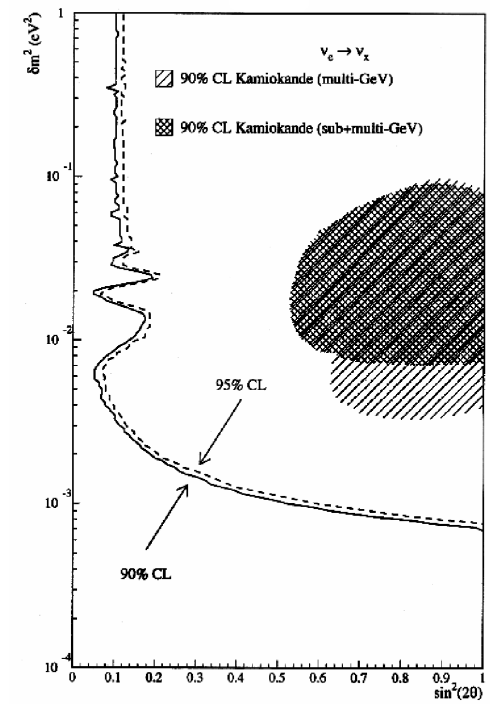


Figura 2.3: *Gráfico da região excluída pelo experimento Chooz [53], observe que a região inicialmente definida como permitida para ocorrer oscilação pelo Kamiokande foi completamente excluída pelo Chooz.*

90, ele não foi pioneiro e entre seus antecessores destacamos um dos primeiros experimentos nesta área, o qual foi realizado dentro do CERN. O experimento em questão foi desenvolvido pela colaboração CDHS [55] em 1984 e o resultado obtido por eles foi um limite com 90% de CL para o canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$. Este resultado limitava a probabilidade de sobrevivência $P_{\mu\mu} > 0,95$ com um valor mínimo $\Delta m^2_{min} = 0,25eV^2$. Neste ponto é importante ressaltar que experimentos de SBL, ao contrário dos de reatores, não são sensíveis a valores baixos de Δm^2, juntamente com a baixa precisão (90% CL) é explicável o resultado obtido por CDHS, muito alto para os valores de Δm^2 encontrados hoje em dia.

Resultados semelhantes foram obtidos por outros experimentos, todos com 90% de CL, porém em outros canais, como a colaboração E531 em 1986 [56], que obteve para o canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ a probabilidade limite $P_{\mu\tau} < 2,5 \times 10^{-3}$ e $\Delta m^2_{min} = 0,9eV^2$. Entre os que ficaram mais famosos temos o resultado publicado pela colaboração NuTev em 1995 [57], obtendo para o canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ a probabilidade limite $P_{\mu\tau} < 4 \times 10^{-3}$, com $\Delta m^2_{min} = 1,6eV^2$.

- *Experimentos com aceleradores de LBL;*

Como descrito no início desta seção, utilizamos aceleradores de neutrinos por causa da facilidade de controlar um dado fenômeno na busca de resultados experimentais esperados teoricamente. Por exemplo os experimentos envolvendo neutrinos atmosféricos são complicados de serem realizados e analisados, todavia podemos utilizar dos aceleradores para suprir tal dificuldade. Desta forma torna possível obter o Δm^2 envolvido neste processo de uma forma bem mais precisa em um intervalo de tempo menor. Neste panorama os experimentos de LBL se tornam ideais para tal análise, pois uma vez que queremos reproduzir condições semelhantes de um experimento com neutrinos atmosféricos, a distância entre fonte e detector tem que ser grande, ou seja, da ordem de algumas centenas de quilômetros.

O primeiro experimento a ser realizado nesta área foi o desenvolvido no KEK, o qual utilizou do detector desenvolvido pela colaboração do SK, tornando assim a distância entre fonte e detector como sendo uma *baseline* com cerca de $235Km$ [58], por conta disso o experimento ficou conhecido como K2K. Por conta do K2K ter sua construção iniciada no final da década de 90, seus primeiros resultados só foram publicados em 2001 [58], no qual eles constataram terem observado um déficit no número de eventos esperados e na sua energia. Esta evidência serviu para afirmar que ν_μ acelerados em algumas centenas de quilômetros estavam oscilando e possuíam parâmetros semelhantes com os que foram obtidos de experimentos com neutrinos atmosféricos. Todavia, nenhum dado era conclusivo a respeito dos valores dos parâmetros de oscilação, como o ângulo e o Δm^2. Porém o experimento era muito promissor e por conta disso acabou recebendo um *upgrade* em 2003 [59], possibilitando-o a realizar medidas mais precisas, tornando-o um dos principais experimentos na busca por parâmetros mais precisos em oscilações de neutrinos.

2.2 Oscilações de Neutrinos Resultam em Massa

No início deste capítulo falamos sobre oscilações de neutrinos, no entanto abordamos o assunto apenas até a matriz MNS de oscilação de duas famílias, descrita na Eq. (2.4). Isto porque inicialmente era conhecida apenas a existência de duas famílias de léptons. Com o avanço da teoria de partículas, com trabalhos como por exemplo o de Weinberg [24], do mecanismo GIM [21] e um pouco depois com Iliopoulos [60], começava a ficar mais evidente a ligação que a teoria de quarks possuía com a de léptons. Assim com Kobayashi e Maskawa propondo uma terceira família de quarks para explicar a VCP no sistema $K^0 - \bar{K}^0$, seguindo pela descoberta de um terceiro lépton carregado [61], seria natural estender os modelos em questão para três famílias [62].

Como já discutido em seções anteriores, o modelo de oscilações de neutrinos só começou a receber o devido destaque no começo da década de 90. Então para entendermos melhor esta teoria vamos começar pelo básico, ou seja, pelo MP. Neste é admitido que os neutrinos não possuem massa e interagem apenas por intermédio da Força Fraca. Esta possui dois tipos de interações a interação de corrente fraca carregada (CC) e de corrente neutra (NC), que para o caso dos neutrinos[3] são representadas respectivamente pelas Lagrangianas

$$-\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{\ell} \bar{\nu}_{L\ell} \gamma^{\mu} \ell_L^- W_{\mu}^+ + h.c., \tag{2.6a}$$

$$-\mathcal{L}_{NC} = \frac{g}{2\cos\theta_W} \sum_{\ell} \bar{\nu}_{L\ell} \gamma^{\mu} \nu_{L\ell} Z_{\mu}^0 + h.c., \tag{2.6b}$$

onde o ℓ, se refere aos diferentes sabores dos neutrinos, como eletrônicos (ν_e e $\bar{\nu}_e$), muônicos (ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$) e tauônicos (ν_τ e $\bar{\nu}_\tau$). A $\mathcal{L}_{CC}$ é a interpretação de que neutrinos apenas interagem com o seu respectivo lépton carregado quando estamos falando de CC. Enquanto que $\mathcal{L}_{NC}$ esta vinculada a condição de que neutrinos podem interagir por intermédio da NC, com outros neutrinos por exemplo. Uma forma mais simples e elegante de representar estas interações é através dos diagramas de Feynman, os quais para este caso são dados pela Figura 2.4.

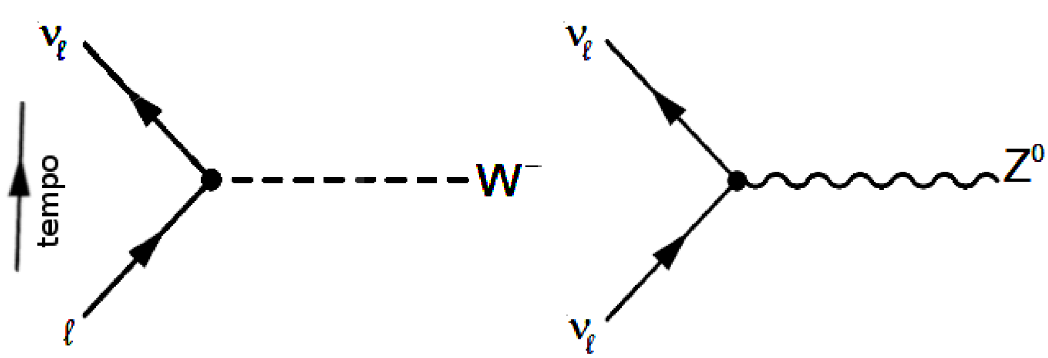


Figura 2.4: *Diagramas de Feynman para as interações de CC e NC para neutrinos.*

Podemos destacar também das Lagrangianas em (2.6) os subíndice L, eles se referem aos

[3] No geral a Força Fraca esta presente nas interações de todas a partículas elementares, diga-se, léptons e quarks.

neutrinos de mão-esquerda (ME). O fato de não termos destacado nenhuma Lagrangiana com neutrinos de mão-direita (MD) é que até hoje os mesmos nunca foram observados, mesmo se eles fossem observados seriam inertes, pois não interagiriam com nenhuma partícula, por conta disso tais neutrinos são conhecidos como estéreis. A implicação desta observação levou a conclusão de que neutrinos não teriam massa, pois até a teoria do bóson de Higgs ser publicada não existia um motivo para os neutrinos serem sem massa. Apenas era sabido que eles deveriam ter uma massa muito leve, como proposto inicialmente por Pauli. Apenas com o desenvolvimento da teoria de Fermi que os neutrinos foram admitidos não terem massa, ou aproximadamente sem a mesma, já que era uma aproximação válida para o cenário em questão. Com o desenvolvimento da teoria de Higgs, a qual propunha um mecanismo que gerava massa para as partículas [12], os neutrinos ganhavam um motivo forte para terem massa nula e isto esta ligado ao fato de que os experimentos apontavam para a existência de apenas neutrinos ME. Desta forma, como a massa dos férmions surgem das interações de Yukawa que acoplam um férmion MD com seu dubleto ME e o campos de Higgs [12,19], a falta de neutrinos MD faz com que as interações que geram massa não existam para neutrinos, deixando os mesmo sem massa[4].

2.2.1 Massa de Neutrinos

Agora podemos entender porque a maioria dos físicos foram relutantes em aceitar a teoria de oscilação de neutrinos por mais de vinte anos. Pois se tomarmos por base o trabalho de Kobayashi e Maskawa, comentado na seção 1.2.2, as oscilações surgem a partir da Lagrangiana de massa, desta forma, a interpretação mais simples e direta é que se as partículas em questão envolvidas não possuírem massa, elas não podem oscilar. Portanto uma teoria tão bem sucedida quanto o MP indicava que os neutrinos não poderiam oscilar, uma vez que eles não possuíam massa.

Com a comprovação experimental de que os neutrinos de fato oscilavam [45], ficou implícito que eles possuíam massa e que esta massa, a princípio, não seria gerada como descrita no MP quando estamos falando da geração da massa de férmions. O fato é que, mesmo sabendo que neutrinos possuem massa, não sabemos o seu valor exato e temos apenas limites superiores para a mesma. Existem também teorias que explicam a geração de massa de neutrinos, entre elas

[4] Aqui estamos admitindo os neutrinos como sendo partículas de Dirac, como foi inicialmente adorado e não estamos considerando agora os neutrinos sendo partículas de Majorana, fato que abordaremos em seguida.

destacamos o Seesaw [63, 64]. Este mecanismo basicamente assume que as massas dos neutrinos são geradas por novas interações, que por sua vez violaria a conservação do número leptônico total L. Estas interações estão além do Modelo Padrão, pois a escala de energia envolvida esta muito além da escala eletrofraca, a qual é da ordem de $10^2 GeV$. Outra implicação seria que os neutrinos seriam partículas de Majorana, ou seja, eles seriam suas próprias antipartículas.

Neutrinos de Majorana

O fato dos neutrinos serem, ou não, suas próprias antipartícula ainda não é claro. Obviamente se admitirmos um cenário na onde o número leptônico é conservado, os neutrinos não podem ser suas próprias antipartículas. Porém, temos que ter em mente que a conservação deste número foi uma simetria *imposta a mão*. Para entendermos melhor este ponto, vamos colocar como exemplo o decaimento dos píons, ou seja,

$$\pi^{+(-)} \rightarrow \mu^{+(-)} + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu).$$

A distinção entre o neutrino e o antineutrino é feita quando detectamos o neutrino resultante do decaimento do píon em questão. Por exemplo, no decaimento do π^+, o neutrino produzido vai ser detectado no detector através da produção de um múon, que neste caso é sempre o μ^- e nunca μ^+. O mesmo é válido para a sua contraparte, ou seja, o π^- produz um neutrino que quando detectado vai sempre produzir um μ^+ e nunca um μ^-. Sendo assim foi atribuído ao neutrino resultante do produto de decaimento do π^+ o nome de neutrino muônico ν_μ, o qual se refere ao lépton que o mesmo produz no processo de detecção e para o resultante do decaimento do π^-, o nome de antineutrino muônico $\bar{\nu}_\mu$. Ficamos assim com um esquema que representamos na Tabela 2.2 e definimos o número leptônico muônico (LM) como sendo $+1$ ao μ^- e ν_μ e -1 ao μ^+ e $\bar{\nu}_\mu$, desta forma convencionamos ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ a produzir somente μ^- e μ^+, respectivamente, na matéria e dizemos neste caso que os neutrinos são neutrinos de Dirac ν^D.

Entretanto, esta explicação na qual atribuímos o sabor do neutrino ao seu respectivo lépton carregado produzido é apenas conveniente. Desta forma poderíamos explicar o decaimento do nêutron onde o neutrino produzido seria um antineutrino eletrônico $\bar{\nu}_e$, uma vez que o mesmo é detectado através da produção de um e^+ e nunca um e^-. Por outro lado existe uma explicação

Tabela 2.2: *Reações que levaram a conclusão da existência dos números leptônicos, nesta reação temos o número leptônico muônico (LM), o qual atribuímos $LM = +1$ ao μ^- e ν_μ e $LM = -1$ ao μ^+ e $\bar{\nu}_\mu$. Argumentos semelhantes são utilizados para explicar os números leptônicos eletrônicos e tauônicos.*

$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$	$\Longrightarrow$	$\nu_\mu N \to \mu^- X$ $\nu_\mu N \nrightarrow \mu^+ X$
$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	$\Longrightarrow$	$\bar{\nu}_\mu N \to \mu^+ X$ $\bar{\nu}_\mu N \nrightarrow \mu^- X$

alternativa, a qual dispensa a existência de um número leptônico e utiliza apenas o conceito da helicidade. Para tal utilizamos de um fato experimental observado, o qual constata que *todos os neutrinos até então observados são ME e os antineutrinos são MD* [66]. Basicamente isto esta ligado ao fato do $\pi^{+(-)}$ ter *spin 0*, desta forma as partículas resultantes do seu decaimento em repouso terão a mesma helicidade, o que tornou possível determinar a helicidade dos neutrinos. Sendo assim como o decaimento do $\pi^{+(-)}$ resultou sempre em múons com helicidade ME(MD), o respectivo neutrino tinha que ter a mesma helicidade. Possibilitando assim atribuímos a detecção dos neutrinos MD e ME à produção do π^+ e π^- respectivamente na matéria. Ou seja, apenas com as restrições da helicidade podemos acomodar todos os fatos observados sem a necessidade da conservação, ou introdução, do número leptônico.

A implicação direta da adoção da helicidade apenas para explicar tais decaimentos é que desta forma transformamos o ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ em estados de helicidade ME e MD de uma única partícula que podemos chamar de ν^M, ou seja, os neutrinos seriam suas próprias antipartículas. Dizemos então que ν^M é uma partícula de Majorana, pois surge da suposição feita por Ettore Majorana em 1937 [65], a qual surgiu da busca de uma interpretação alternativa para evitar os estados de energia negativa de Dirac para partículas neutras elementares. Entramos assim em uma das principais questões em Física de Neutrinos, "Os neutrinos são partículas de Dirac, ou de Majorana?". Atualmente a melhor forma com a qual vem sendo empregada para resolver este dilema , é a busca pelo *duplo decaimento beta sem neutrinos*$(2\beta 0\nu)$ [67]. Com esta busca, se de fato confirmada, também seria possível obter a escala de massa absoluta dos neutrinos, a qual é outra questão que ainda não foi resolvida, apesar de sabermos que eles tem massa. Além disso, o neutrino ser de Majorana, além do neutrino estéril, é de vital importância para modelo Seesaw, o qual gera massa para os neutrinos, como já mencionado. Tratando-se do neutrino estéril, temos que o mesmo já deu um sinal de que possa existir com o LSND e um pouco mais tarde com o MiniBooNE, o qual foi inicialmente desenvolvido para comprovar o LSND [68], porém nada ainda é conclusivo.

2.2.2 Lagrangiana de Massa para Neutrinos?

Caso Dirac

Sabemos que os neutrinos possuem massa, porém não podemos determina-lá teoricamente a partir de primeiros princípios. Esperamos então pelo desenvolvimento de um experimento com o qual seria possível medir tal massa, como por exemplo o $2\beta 0\nu$. Porém poderíamos pensar num mecanismo parecido com o do MP para gerar massa para neutrinos, ou seja, poderíamos supor que a Lagrangiana que representa a massa dos férmions seja válida para os neutrinos. Como sabemos que a massa dos férmions surge das interações de Yukawa que acopla um férmion MD com seu dubleto ME e, claro, o campo de Higgs. No entanto para tal feito teríamos que introduzir o neutrino MD (consequentemente o antineutrino ME), o qual no nosso entendimento é estéril, portanto nós teríamos que introduzir, digamos, n neutrinos estéreis. Com isso seria possível construir um termo de massa de Dirac para a densidade Lagrangiana, similar a encontrada no MP, ou seja, a qual acople, ou conecte, as componentes ME e MD do mesmo campo, resultando em

$$\mathcal{L}_D = D(\bar{\psi}_E \psi_D + \bar{\psi}_D \psi_E) = D\bar{\psi}\psi, \tag{2.7}$$

onde supomos que ψ é um campo de Dirac e $\psi_{E(D)} \equiv [1 \pm \gamma_5 / 2]\psi$.

Caso Majorana

Como já discutimos, os neutrinos podem ser partículas de Majorana, logo podemos construir uma Lagrangiana nos moldes desta interpretação, ou seja, termos de massa envolvendo um campo ME e MD. Tratando-se dos campos MD e ME, temos que eles se relacionam através da relação

$$\psi_E^C = C\bar{\psi}_E^T,$$

onde ψ_E^C é o campo MD e C é a operação de conjugação de carga. Assim $\psi_M = \psi_E + \psi_E^C$ é auto conjugável, caracterizando um neutrino de Majorana, ou seja, ele é sua própria antipartícula. Claramente nenhuma partícula carregada pode ser uma partícula de Majorana, pois assim violaria a simetria de conjugação de carga, portanto concluímos com isso que o neutrino é o único férmion com potencial para ser uma partícula de Majorana. Agora estamos aptos a construir uma Lagrangiana de massa para estes neutrinos. Por sua vez ela tem que ser similar a apresenta em (2.7), ou seja, produtos de termos de quiralidades opostas, pois produtos de mesma quiralidade são nulos ($\Psi_{E(D)}\psi_{E(D)} = 0$). Isto nos deixa com os termos $\bar{\psi}_D^C\psi_E$, $\bar{\psi}_E^C\psi_R$ e seus hermitianos conjugados, introduzimos então dois termos M_E e M_D com dimensões de massa, cada qual multiplicada um termo com o seu hermitiano conjugado, resultando assim em

$$\mathcal{L}_M = \frac{1}{2}M_E(\bar{\psi}_D^C\psi_E + h.c.) + \frac{1}{2}M_D(\bar{\psi}_E^C\psi_D + h.c.). \tag{2.8}$$

Note que neste caso não falamos de neutrinos estéreis, apenas de campos ME e MD, os quais na interpretação de Majorana seriam ativos. Claramente a natureza, ou origem, das massas dos neutrinos não é tão simples assim e neste caso nos remete a um outro problema, que surge quando introduzimos estas ideias dentro do MP.

Confrontando Os Casos Dirac e Majorana com o Modelo Padrão

Como sabemos o MP é baseado no grupo de gauge

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y, \tag{2.9}$$

dentro do qual temos três gerações de férmions. Estes podem ser agrupados como representado na Tabela 2.3. Nesta representação a hipercarga fraca é dada pela relação $Y = Q - I_3$[5] a qual é semelhante a relação de Gell-Mann-Nishijima para quarks, onde Q é carga eletromagnética e I_3 é a terceira componente do isospin ($I_3 = 1/2$ para neutrinos e $I_3 = -1/2$ para os léptons carregados). Os quarks formam uma estrutura semelhante e juntos eles são a base para representar todas as interações de partículas elementares observadas. Outro fator muito importante nesta teoria é que

[5]Usualmente esta relação aparece como $Y = 2(Q - I_3)$, porém podemos redimensionar a hipercarga para apresenta-la de uma forma mais conveniente e intuitiva.

existe apenas um dubleto do bóson de Higgs com cargas $(1,2,1/2)$, o qual esta ligado ao mecanismo de geração de massa destas partículas elementares [11,12,19,25].

Tabela 2.3: *Representação de cada família dentro do MP, os números entre parênteses representam a carga correspondente ao grupo de gauge na ordem em que aparece na Eq. (2.9).*

$(1,2,-1/2)$	$(1,1,-1)$
$\begin{pmatrix}\nu_e \\ e\end{pmatrix}_E$	e_D
$\begin{pmatrix}\nu_\mu \\ \mu\end{pmatrix}_E$	μ_D
$\begin{pmatrix}\nu_\tau \\ \tau\end{pmatrix}_E$	τ_D

No MP temos que os neutrinos, a priori, não possuem massa por não possuírem sua componente de helicidade oposta, no entanto podemos "adicionar" tais componentes as definindo como neutrinos estéreis. Estes por sua vez não possuem interações no MP, logo eles são definidos pelas cargas $(1,1,0)$ e portanto $I_3 = 0$, ou seja, eles são singletos no mesmo. Sua definição fica um pouco mais clara se tivermos em mente que no MP partículas geram massa usando o Bóson de Higgs, o qual como já descrito, possui os número quânticos $I_3 = -1/2$ e $Y = 1/2$. Por conta disso, ao tomarmos a lagrangiana da Eq. (2.7), o resultado dos número quânticos I_3 e Y do termo $\bar{\psi}_E\psi_E$ tem que resultar em $I_3 = 1/2$ e $Y = -1/2$, estes são basicamente a soma dos mesmos para cada termo individual, diga-se $\bar{\psi}_E$ (estéril) e ψ_E (ativo). Como os valores dos neutrinos ativos nós conhecemos (Tabela 2.3), nos resta estabelecer que os estéreis possuam $I_3 = 0$ e $Y = 0$, para resultar nos valores esperados.

No entanto, para tal feito seriam necessários a introdução de mais três tipos de neutrinos, todos estéreis neste caso, resultando assim em seis tipos de neutrinos. Esta ideia esbarra nos limites cosmológicos impostos sobre os neutrinos, uma vez que os recentes resultados publicados por WMAP estabelece que o número efetivo de espécies de neutrinos é $4,35^{+0,86}_{-0,88}(68\% C.L.)$ [69]. Apesar deste resultado não ser muito conclusivo ele pode ser visto como um limite para o número máximo de neutrinos, que resultaria em cinco, tornando assim a introdução de mais três tipos de neutrinos um tanto quanto não natural, no sentido de não ser esperado existir na natureza.

Com estas informações voltamos à Lagrangiana da Eq (2.8), quando estamos falando dos neutrinos de Majorana o isospin e hipercarga continuam os mesmos, ou seja, $I_3 = 1/2$ e $Y = -1/2$, portanto os termos na Lagrangiana em questão, $\bar{\psi}_E^C \psi_E$, possuem $I_3 = 1$ e $Y = -1$. Seguindo o raciocínio acima, este resultado nos rende um bóson de Higgs com $I_3 = -1$ e $Y = 1$, portanto um tripleto de Higgs, o qual não existe no MP. Chegamos assim a um impasse quando tentamos encontrar um mecanismo que possa gerar massa para neutrinos, pois por um lado nós temos neutrinos estéreis e por outro nós temos um tripleto de Higgs, ambos inexistentes no MP. Fatos estes que nos leva a afirmar que para gerar massa para neutrinos precisamos de uma física além do MP, como por exemplo, poderíamos considerar a existência de outro neutrino MD para este caso. O neutrino em questão possuiria $Y = 0$ e $I_3 = 0$, com isso seria possível acoplar o termo resultante com o Higgs do MP.

Lagrangiana de Massa Geral

Podemos pensar em uma Lagrangiana "mais geral" para o caso, esta por sua vez seria simplesmente a soma de $\mathcal{L}_D$ e $\mathcal{L}_M$, resultando na Lagrangiana

$$\mathcal{L}_m = D(\bar{\psi}_E \psi_D + \bar{\psi}_D \psi_E) + \frac{1}{2} M_E (\bar{\psi}_D^C \psi_E + h.c.) + \frac{1}{2} M_D (\bar{\psi}_E^C \psi_D + h.c.). \tag{2.10}$$

Sua interpretação física pode ser melhor entendida se tomarmos dois novos campos definidos como

$$\xi = \frac{\psi_E + \psi_E^c}{\sqrt{2}} \qquad \Psi = \frac{\psi_D + \psi_D^c}{\sqrt{2}}, \tag{2.11}$$

logo temos os produtos

$$\begin{aligned}
\bar{\xi}\xi \quad &= \tfrac{1}{2}[\bar{\psi}_E \psi_E + \bar{\psi}_E^C \psi_E + \bar{\psi}_E \psi_D^C + \bar{\psi}_E^C \psi_E^C] \\
&= \tfrac{1}{2}[\bar{\psi}_E^C \psi_E^C + h.c.] \\
\bar{\xi}\Psi \quad &= \tfrac{1}{2}[\bar{\psi}_E \psi_D + \bar{\psi}_E^C \psi_D + \bar{\psi}_E \psi_D^C + \bar{\psi}_E^C \psi_D^C] \\
&= \tfrac{1}{2}[\bar{\psi}_E \psi_D + \bar{\psi}_D \psi_E] \\
\bar{\Psi}\xi \quad = (\cdots) &= \tfrac{1}{2}[\bar{\psi}_E \psi_D + \bar{\psi}_D \psi_E]
\end{aligned}$$

e finalmente

$$\bar{\Psi}\Psi \quad = (\cdots) = \tfrac{1}{2}[\bar{\psi}_D^C \psi_D^C + h.c.].$$

Podemos assim facilmente reescrever a Lagrangiana de (2.10) em termos destes novos campos, resultando finalmente em

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_m &= D(\bar{\xi}\Psi + \bar{\Psi}\xi) + M_E\bar{\xi}\xi + M_D\bar{\Psi}\Psi \\
&= \begin{pmatrix} \bar{\xi} & \bar{\Psi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_E & D \\ D & M_D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi \\ \Psi \end{pmatrix} \\
&= \bar{\Psi}[M]\Psi,
\end{aligned} \tag{2.12}$$

na ultima igualdade tomamos Ψ como sendo o vetor coluna

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \Psi \end{pmatrix}$$

e $[M]$ uma matriz, a qual denominamos de *matriz de massa do neutrino*.

Podemos facilmente diagonalizar esta matriz, obtendo como resultado

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_m &= \begin{pmatrix} \bar{\nu}' & \bar{V} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m & 0 \\ 0 & m' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu' \\ V \end{pmatrix} \\
&= m\bar{\nu}'\nu' + m'\bar{V}V,
\end{aligned} \tag{2.13}$$

onde claramente temos duas partículas, ν' e V, com massas distintas m e m' respectivamente. Note que inicialmente descrevemos uma Lagrangiana para simplesmente um campo *psi*, este que como um campo de Dirac descreve 4 estados, onde 2 deles são estados de spin da partícula e os outros 2 são o correspondente para a sua antipartícula. No entanto agora nós temos duas partículas, ν' e V, que possuem massas distintas e esperamos que tenham somente 2 estados de spin. Além disso elas são esperadas serem auto-conjugáveis com relação a CPT, ou seja, elas têm que ser suas próprias antipartículas.

Seguindo o raciocínio desenvolvido temos que ao trabalhar com uma Lagrangiana, a qual era a soma das Lagrangianas de massa de Dirac e de Majorana, ou seja, tínhamos quatro estados degenerados de massa, obtemos como resultado final um par de partículas de Majorana nãodegenerado. Esta é a base inicial para entendermos o mecanismo Seesaw, o qual descreveremos a seguir.

2.2.3 O Mecanismo Seesaw

De uma forma mais formal, este método de separar um spinor ψ em suas componentes MD e ME é conhecido como modelo simétrico "*left-right*" e descrevemos este modelo utilizando o grupo de gauge $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ (os subíndices L e R se referem a left (ou mão esquerda) e right (mão direita) respectivamente). Neste grupo os campos de neutrinos ψ_E e ψ_D são descritos com dois tipos de isospin, os quais denominamos I_L e I_R, cujo subíndice serve para indicar a qual grupo do SU(2) o mesmo pertence. Por exemplo, ao tomarmos o ψ_E temos que seu isospin $I_L = 1/2$ e $I_R = 0$, enquanto que ψ_D possui $I_L = 0$ e $I_R = 1/2$. Sendo assim se seguirmos um raciocínio similar ao apresentado na seção anterior teremos que os números quânticos dos produtos bilineares envolvendo ψ_E e ψ_D vão ser

$$
\begin{aligned}
\bar{\psi}_D \psi_E \quad &\Rightarrow \quad I_L = \tfrac{1}{2} \quad I_R = \tfrac{1}{2} \\
\bar{\psi}^C_E \psi_E \quad &\Rightarrow \quad I_L = 1 \quad I_R = 0 \\
\bar{\psi}^C_D \psi_D \quad &\Rightarrow \quad I_L = 0 \quad I_R = 1.
\end{aligned}
\tag{2.14}
$$

No entanto estes termos com coeficientes constantes são proibidos pela invariância da Lagrangiana do $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$. Lembrando que num processo de quebra espontânea de simetria, um termo do tipo $\bar{\psi}\mathbf{\Phi}\psi$, o qual é permitido pela invariância de gauge e podemos descrever como um acoplamento de Yukawa entre um campo de férmion ψ e um campo escalar de Higgs, $\mathbf{\Phi}$. Assim durante um processo de quebra espontânea de simetria, o campo $\mathbf{\Phi}$ adquire um valor esperado no vácuo $\langle\mathbf{\Phi}\rangle_0$, resultando assim no termo $\langle\mathbf{\Phi}\rangle_0\bar{\psi}\psi$, o qual é um termo de massa, ou seja, $\langle\mathbf{\Phi}\rangle_0$ é proporcional a massa. Este detalhe foi ressaltado para justificar que não podemos ter apenas um acoplamento de Yukawa para os campos em (2.14), pois ao lembrarmos das seções anteriores podemos verificar que o isospin total destes acoplamentos bilineares são nulos. Portanto para tais acoplamentos serem permitidos, precisaríamos de um campo de Higgs para cada um, digamos

$\mathbf{\Phi}$, $\mathbf{\Delta_E}$, $\mathbf{\Delta_D}$, resultando em

$$\begin{array}{lcrll} \bar{\psi}_D \mathbf{\Phi} \psi_E & \Rightarrow & \mathbf{\Phi}: & I_L = -\frac{1}{2} & I_R = -\frac{1}{2} \\ \bar{\psi}_E^C \mathbf{\Delta_E} \psi_E & \Rightarrow & \mathbf{\Delta_E}: & I_L = 1 & I_R = 0 \\ \bar{\psi}_D^C \mathbf{\Delta_D} \psi_D & \Rightarrow & \mathbf{\Delta_D}: & I_L = 0 & I_R = 1. \end{array} \tag{2.15}$$

Ao compararmos com a Lagrangiana em (2.10), vemos que os acoplamentos de Yukawa destes campos de neutrinos estão na forma onde os campos de Higgs já adquiriram um valor esperado no vácuo, assim podemos facilmente associar

$$\begin{array}{rcl} D & \sim & \langle \mathbf{\Phi} \rangle \\ M_E & \sim & \langle \mathbf{\Delta_E} \rangle \\ M_D & \sim & \langle \mathbf{\Delta_D} \rangle , \end{array} \tag{2.16}$$

ou seja, serão termos de massa de neutrinos de Dirac e Majorana. Uma vez que o valor esperado $\langle \Delta_E \rangle$ do campo de Higgs de $I = 1$ afeta o parâmetro ρ da corrente neutra de espalhamento de neutrinos, a qual possui um valor de praticamente 1 [70]. No entanto se assumirmos que ρ é de fato 1 nós teremos que $\langle \Delta_E \rangle$, e assim M_E desaparecem, ou melhor, são nulos.

Como já discutimos, partículas carregadas não podem ser de Majorana, pois assim violariam conservação de carga elétrica, logo elas só podem ser de Dirac. Por conta disso esperamos que a massa de Dirac D dos neutrinos seja da ordem da massa "observada", uma vez que os neutrinos observados estão relacionados à léptons carregados.

Com relação a $\langle \Delta_D \rangle$, ele tem que possuir uma massa muito grande. Para entendermos isso tomamos os processos de quebra de simetria do grupo $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$, o qual se dá em dois estágios. Primeiro este grupo é quebrado, gerando $SU(2)_L \times U(1)$ e assim o campo W_R adquire uma massa M_{W_R}, a qual é da ordem da escala da quebra de simetria $\langle \mathbf{\Phi} \rangle_R$. Depois o grupo $SU(2)_L \times U(1)$ é quebrado, resultando no $U(1)$ do eletromagnetismo e o conhecido campo W_L, ou simplesmente W adquire sua massa M_W, a qual é cerca de $80GeV$ [70]. Como nenhum efeito de correntes MD ainda foi observada experimentalmente, espera-se que elas sejam muito grande, ou de acordo com os limites experimentais impostos $M_D \geqslant 1,6TeV$ [70]. Logo, a escala de quebra de

$SU(2)_D$ é esperado ser muito maior que a de $SU(2)_E$, resultando que $M_D \gg D$. Portanto nossa matriz $[M]$ de (2.12) vai ter a forma

$$[M] = \begin{pmatrix} 0 & D \\ D & M_D \end{pmatrix}. \tag{2.17}$$

Facilmente obtemos os autovalores, levando em conta que $M_D \gg D$:

$$M_V \approx M_D \tag{2.18a}$$

$$M'_\nu \approx -\frac{D^2}{M_D}. \tag{2.18b}$$

Logo, em termos dos campos ξ e Ψ, podemos escrever os autovetores como

$$V \simeq \Psi + \frac{D}{M_D}\xi \tag{2.19a}$$

$$\nu' \simeq \xi - \frac{D}{M_D}\Psi. \tag{2.19b}$$

A massa negativa do neutrino leve pode ser facilmente contornada se admitirmos que o campo do neutrino físico e ν e este se relaciona com ν' resultando

$$\nu = \gamma_5 \nu' \quad \Rightarrow \quad M_\nu \simeq \frac{D^2}{M_D}. \tag{2.20}$$

É esperado que M_D possua uma massa da ordem de um quark, ou um lépton carregado, ou seja, $M_D \sim M_{q\ ou\ \ell}$, podemos assim escrever a relação

$$M_\nu M_V = M^2_{q\ ou \ell}, \tag{2.21}$$

esta é a famosa relação do *seesaw*.

A Mecânica das Oscilações de Neutrinos 3

Já demos início a discussão de que os neutrinos são encontrados na natureza com três sabores distintos, $\nu_e,\ \nu_\mu,\ \nu_\tau$, cada qual associado ao seu lépton carregado, $e,\ \mu,\ \tau$, como sugerido pelo diagrama de Feynman da Figura 2.4. Além disso, como previamente discutido, eles oscilam, ou seja, um feixe de neutrinos, o qual foi produzido através de decaimentos de interações fraca, pode espontaneamente mudar, ou oscilar em neutrinos de sabores diferentes. Por exemplo $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, enquanto viajam no vácuo. Outro fato é que neutrinos são invariantes de Lorentz, ou seja, um ν_e vai ser sempre o mesmo em qualquer referencial. A não ser que o mesmo sofra o processo de oscilação e a priori os sabores de neutrinos e antineutrino[1] se diferem. Conseguinte, os estados que descrevem neutrinos de sabores diferentes devem ser ortogonais: $\langle \nu_{\ell'} |\, \nu_\ell \rangle = \delta_{\ell'\ell},\ \langle \bar{\nu}_{\ell'} |\, \bar{\nu}_\ell \rangle = \delta_{\ell'\ell},\ \langle \bar{\nu}_{\ell'} |\, \nu_\ell \rangle = 0$.

Como já estudado, Pontecorvo, Maki, Nakagawa e Sakata propuseram modelos de oscilações de neutrinos, no entanto com propostas diferenciadas, apesar de se assemelharem por serem oscilações utilizando matrizes 2×2. No modelo MNS temos a oscilação entre dois sabores, no entanto com a chegada do neutrino do tau (ν_τ) seria interessante estudar os neutrinos no âmbito em que englobe mais de dois tipos. Esta é uma tarefa sem grandes complicações ao utilizarmos das ideias gerais da matriz MNS, onde temos que os sabores ν_ℓ são definidos por misturas de autoestados de massa ν_i, por intermédio de uma matriz de mistura, a qual definiremos de U. Usando os princípios da Mecânica Quântica, temos que um estado, descrito por autoestados de uma matriz é dado como

$$|\nu_\ell\rangle = \sum_i U_{\ell i} \,|\nu_i\rangle\,, \quad \ell = e,\ \mu,\ \tau, \ldots\ i = 1,\ 2,\ 3, \ldots \tag{3.1}$$

[1] Daqui em diante vamos usar a abordagem dos neutrinos como sendo partículas de Dirac, salvo expressa indicação contrária.

Assim para os neutrinos, U é uma matriz de mistura unitária e quando é adotada a abordagem com oscilações de três sabores, ela é conhecida como matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS). De acordo com os atuais dados, estes sabores são descritos por pelo menos três autoestados de massa, $\nu_1,\ \nu_2,\ \nu_3$, os quais devem ser distintos e muito leves, menores que $1eV$ (lembrando que o elétron, o qual é o lépton mais leve, possui massa da ordem de $1MeV$, ou seja, uma massa no mínimo 10^6 maior). Dizemos que estes autoestados de massa ν_i possuem autovalores de massa m_i, com $i = 1,\ 2,\ 3$. Aqui podemos notar ainda mais a semelhança da teoria de oscilações de neutrinos com a teoria KM para os quarks. Por conta desta semelhança podemos estudar este sistema de uma forma equivalente para com o caso das oscilações de quarks. Utilizando assim de parametrizações semelhantes para descrever o sistema de oscilações de neutrinos. Conseguinte podemos escrever (3.1) de uma forma semelhante a encontrada em (1.16), ou seja,

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{ee} & U_{e\mu} & U_{e\tau} \\ U_{\mu e} & U_{\mu\mu} & U_{\mu\tau} \\ U_{\tau e} & U_{\tau\mu} & U_{\tau\tau} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \tag{3.2}$$

e usamos a parametrização padrão da matriz de mistura

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & -s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \tag{3.3}$$

lembrando que $c_{ij} \equiv \cos\theta_(ij)$, $s_{ij} \equiv \sin\theta_{ij}$ e δ é a fase de VCP.

Porém ao contrário do que aconteceu para os quarks, para neutrinos nós primeiro observamos que existiam três famílias de léptons, para depois descobrir que os léptons neutros oscilam e que consequentemente poderiam levar ao fenômeno da VCP. O fato é que ainda não foi observado VCP no setor leptônico (se de fato existe), todavia podemos estudar suas possíveis consequências para o nosso atual universo de informações. Para tal, precisamos começar a estudar a parte mais óbvia onde a VCP teria sua influência mais clara, a qual é a probabilidade de oscilação.

3.1 Probabilidades de Oscilações de Neutrinos no Vácuo

Nesta seção vamos abordar o comportamento das oscilações de neutrinos no vácuo. Para tal vamos começar descrevendo a evolução do estado de um neutrino puro de Dirac $|\nu_\ell\rangle$ na aproximação de onda plana. Neste caso devemos descrever inicialmente um estado do neutrino, $|\nu_\alpha\rangle$, em $t=0$ por intermédio de uma superposição dos seus autoestados de massa $|\nu_i\rangle$, resultando em

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^{3} U_{\alpha i} \, |\nu_i\rangle \, , \ (\alpha = e, \ \mu, \ \tau). \tag{3.4}$$

Este feixe puro de $|\nu_\alpha\rangle$ pode ter sido produzido pelo decaimento de alguma partícula (por exemplo, píons e/ou nêutrons) enquanto ela viajava pelo vácuo. Neste caso podemos usar a aproximação de que estes neutrinos possuem o mesmo momento $\vec{p}$ ($|\vec{p}|^2 = p^2$), assim os seus autovalores de energia podem ser escritos como

$$E_i^2 = p^2 + m_i^2.$$

Da Mecânica Quântica (MQ) sabemos que um estado de onda plana descrito por intermédio dos seus autoestados tem a sua evolução temporal feita por meio de um operador de evolução temporal $U(t,0)$ como:

$$|\psi(t)\rangle = U(t,0)\,|\psi(0)\rangle = e^{-\mathrm{i}Ht} \sum_n a_n \, |\varphi_n\rangle = \sum_n a_n e^{-\mathrm{i}E_n t} \, |\varphi_n\rangle \, .$$

Usando deste conceito para descrever a evolução do estado inicial dos nossos neutrinos, obteremos depois de um tempo $t > 0$ o estado

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{i=1}^{3} e^{-\mathrm{i}E_i t} U_{\alpha i} \, |\nu_i\rangle \, . \tag{3.5}$$

Como vemos, o estado inicial depois deste tempo t evoluiu para um outro estado, este por sua vez pode ser interpretado como uma superposição de estados. Como tal podemos então encontrar um estado diferente daquele que começou com uma certa probabilidade. Digamos que queremos encontrar $|\nu_\beta\rangle$, com $\beta \neq \alpha$, a probabilidade para tal feito esta definida na MQ como sendo $|\langle\psi|\ \varphi\rangle|^2$, a qual a rigor é uma amplitude de probabilidade. Com isto podemos calcular a amplitude de probabilidade para encontrar $|\nu_\beta\rangle$ no estado $|\nu_\alpha(t)\rangle$ depois de ter transcorrido um tempo t como sendo dada por

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) \equiv P_{\alpha\beta} &= |\langle\nu_\beta|\, \nu_\alpha(t)\rangle|^2 \\
&= \left|\sum_j U_{\alpha j} U^*_{\beta j} e^{-\mathrm{i}E_j t}\right|^2 \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 4\sum_{i>j} \mathbb{R}\mathrm{e}(U^*_{\alpha i} U_{\alpha j} U_{\beta i} U^*_{\beta j}) \sin^2\left(\frac{E_i - E_j}{2} t\right) \\
&+ 2\sum_{i>j} \mathbb{I}\mathrm{m}(U^*_{\alpha i} U_{\alpha j} U_{\beta i} U^*_{\beta j}) \sin^2\left[(E_i - E_j)t\right].
\end{aligned} \tag{3.6}$$

Como não temos acesso a energia individual, então não faz sentido calcularmos a probabilidade em termos de E_i. Por conta disso vamos utilizar da invariância de Lorentz para podermos escrever a relação $m_i\tau_i = E_i t - p_i L$ [71], onde τ_i é o tempo próprio, L é a distância e t é o tempo no referencial do laboratório para o feixe viajar esta tal distância. Como sabemos a Eq. (3.6) é interpretada na MQ como uma amplitude de probabilidades, assim como para a propagação de um estado só interessa a fase relativa entre o ponto de emissão e detecção. Lembrando que na propagação de um estado, o que realmente propaga é o autoestado. Numa interpretação mais simples, colocando os neutrinos como exemplo físico, nós detectamos os estados de sabor $|\nu_\alpha\rangle$, porém quando estes estão propagando, o que realmente propaga são os autoestados de massa $|\nu_i\rangle$, assim podemos dizer que os ν_i descrevem a dinâmica, enquanto que ν_α representa o que observamos quando realizamos uma medida. Por isso que a relação destacada acima, entre m_i, E_i e τ_i, é descrita em termos dos subíndices i e não α, o mesmo fato pode ser destacado em (3.6) no argumento da função *seno*.

Descrevemos então a fase relativa, digamos entre os autoestados 1 e 2, como sendo [71]

$$\delta\phi_{12} = (E_2 t - p_2 L) - (E_1 t - p_1 L) = (p_1 - p_2)L - (E_1 - E_2)t.$$

No entanto o tempo t não é medido pelos experimentos, todavia podemos utilizar de uma aproximação para o mesmo, onde o tomamos como sendo [72]

$$t \approx \frac{E_1 + E_2}{p_1 + p_2} L,$$

a qual é uma aproximação para a média das velocidades das componentes ν_1 e ν_2 do feixe. Com um pouco de álgebra básica e utilizando desta aproximação, obtemos facilmente a fase relativa como sendo dada por

$$\begin{aligned} \delta\phi_{12} &\cong \frac{p_1^2 - p_2^2}{p_1 + p_2} L - \frac{E_1^2 - E_2^2}{p_1 + p_2} L = (m^2 - m_1^2) \frac{L}{p_1 + p_2} \\ &\cong (m_2^2 - m_1^2) \frac{L}{2E}. \end{aligned} \tag{3.7}$$

Dentro destas aproximações podemos verificar facilmente que $\delta\phi_{12} \cong -(E_1 - E_2)t$, portanto podemos escrever nossa amplitude de probabilidade em (3.6) como sendo dada por

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) \equiv P_{\alpha\beta} &= |\langle \nu_\beta |\, \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-\mathrm{i} E_j t} \right|^2 \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \mathbb{R}\mathrm{e}(U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \\ &+ 2 \sum_{i>j} \mathbb{I}\mathrm{m}(U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j}^*) \sin^2\left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right), \end{aligned} \tag{3.8}$$

onde definimos a diferença de massa quadrada $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$.

Para o caso de antineutrinos a situação é muito similar, primeiro podemos notar que $\bar{\nu}_\alpha \to \bar{\nu}_\beta$ é a imagem espelho de $\nu_\beta \to \nu_\alpha$. Assim sendo podemos assumir que CPT é invariante, desta forma teremos que

$$P(\bar{\nu}_\alpha \to \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \to \nu_\alpha). \tag{3.9}$$

Assim como podemos notar facilmente de (3.8) que

$$P(\nu_\beta \to \nu_\alpha; U) = P(\nu_\alpha \to \nu_\beta; U^*), \tag{3.10}$$

logo ao compararmos (3.9) e (3.10), teremos que

$$P(\bar{\nu}_\alpha \to \bar{\nu}_\beta; U) = P(\nu_\alpha \to \nu_\beta; U^*). \tag{3.11}$$

Observamos então que a probabilidade de oscilação de um antineutrino, como obtida em (3.11), é idêntica a de um neutrino, com a diferença carregada pela matriz de mistura U, a qual é substituída pelo seu complexo conjugado ao compararmos com os antineutrinos. Esta diferença é traduzida na expressão da probabilidade de oscilação como uma mudança de sinal na parte imaginária, claro que neste ponto estamos supondo que a matriz U é complexa. Para identificarmos mais claramente esta mudança podemos reescrever (3.8) em uma forma que também indique (3.11) em uma única expressão, como dada em seguida:

$$\begin{aligned} P(\overset{(-)}{\nu}_\alpha \to \overset{(-)}{\nu}_\beta) \equiv P_{\alpha\beta(\bar{\alpha}\bar{\beta})} &= \delta_{\alpha\beta} \quad -4\sum_{i>j} \mathbb{R}\mathrm{e}(U^*_{\alpha i}U_{\alpha j}U_{\beta i}U^*_{\beta j}) \sin^2\left(\Delta m^2_{ij}\frac{L}{4E}\right) \\ &\qquad \overset{(-)}{+} 2\sum_{i>j} \mathbb{I}\mathrm{m}(U^*_{\alpha i}U_{\alpha j}U_{\beta i}U^*_{\beta j}) \sin^2\left(\Delta m^2_{ij}\frac{L}{2E}\right). \end{aligned} \tag{3.12}$$

Esta mudança de sinal resulta em uma diferença entre as probabilidades de oscilação de neutrinos e antineutrinos, a qual denominamos $\Delta P_{\alpha\beta}$, representada por

$$\Delta P_{\alpha\beta} = P_{\alpha\beta} - P_{\bar{\alpha}\bar{\beta}} = 4\sum_{i>j} \mathbb{I}\mathrm{m}(U^*_{\alpha i}U_{\alpha j}U_{\beta i}U^*_{\beta j}) \sin^2\left(\Delta m^2_{ij}\frac{L}{2E}\right). \tag{3.13}$$

Uma vez que $\nu_\alpha \to \nu_\beta$ é a imagem CP de $\bar{\nu}_\alpha \to \bar{\nu}_\beta$, a diferença dada por (3.13), se difere de zero, é caracterizado como uma violação de CP. Vemos também que ΔP é dado somente em termos da parte imaginária da probabilidade, a qual só existe devido a introdução da fase complexa δ na matriz U, como indicado na matriz dada em (3.3), deixando assim mais evidente o porque da fase δ introduzir violação de CP no sistema. Outra informação que podemos extrair de (3.13), é o fato de que a probabilidade de sobrevivência não gera violação de CP, visto que para o caso onde $\alpha = \beta$ vai restar apenas produto de módulos, assim a parte imaginária é nula, ou explicitamente $\Delta P_{\alpha\alpha} = 0$.

3.1.1 O Problema da Hierarquia

Como sabemos, os valores de Δm^2 são obtidos através de experimentos, mas os atuais experimentos não são capazes de fornecer o valor da massa dos neutrinos individualmente. Por conta disso conhecemos três valores de Δm^2, os quais denominamos como sendo Δm^2_{21}, Δm^2_{31} e Δm^2_{32}. Os dois primeiros são obtidos diretamente dos experimentos e são conhecidos como Δm^2_{sol} (pois foi obtido inicialmente através de experimentos com neutrinos oriundos do sol) e Δm^2_{atm} (para fazer referência aos neutrinos atmosféricos, assim como foi feita para os neutrinos solares).

Experimentalmente nós temos que [14]

$$\begin{aligned} |\Delta m^2_{21}| &\cong 7,6 \times 10^{-5} eV^2, \\ |\Delta m^2_{31}| &\cong 2,4 \times 10^{-3} eV^2, \end{aligned} \tag{3.14}$$

notamos então que $|\Delta m^2_{31}| \gg |\Delta m^2_{21}|$, implicando que $|\Delta m^2_{31}| \cong |\Delta m^2_{32}|$. Este resultado leva à dois resultados matematicamente possíveis, os quais denominamos Hierarquia Normal (HN) e Invertida (HI). Na (HN) nós temos que $m_3^2 \gg m_2^2 > m_1^2$, enquanto na invertida $m_2^2 > m_1^2 \gg m_3^2$,

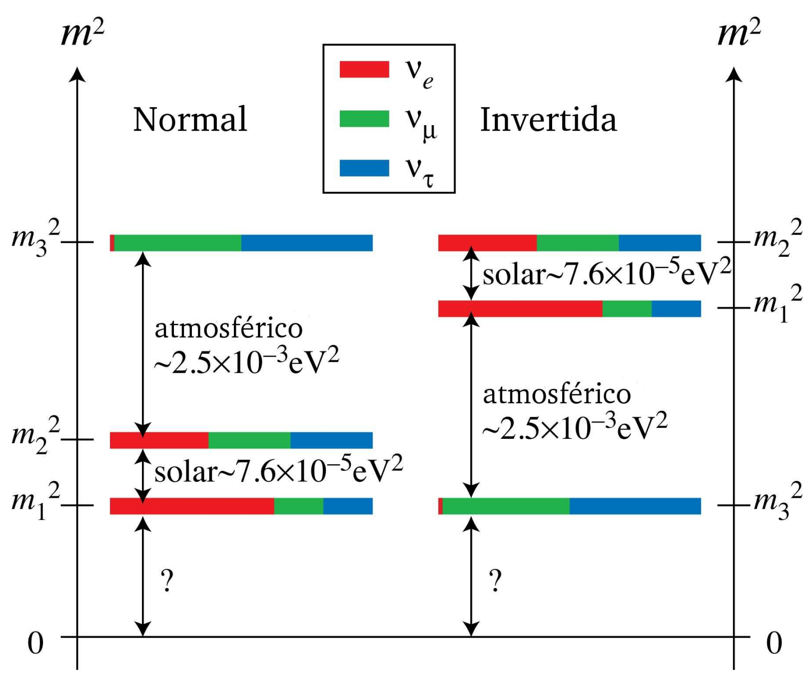


Figura 3.1: *Espectro de (massa)^2 dos três neutrinos.*

representamos este resultado na Figura 3.1. Devido à quadratura do seno na Eq. (3.12) podemos concluir que esta distinção não altera as probabilidades de oscilação dos neutrinos no vácuo. Porém ao incluirmos outros efeitos, como o efeito de matéria que estudaremos a seguir, esta afirmação não é mais valida e a diferença entre HN e HI pode modificar as probabilidades de oscilação. No entanto nenhum experimento realizado até agora foi capaz de distinguir estas duas possibilidades.

3.2 Oscilações de Neutrinos na Matéria

A matéria ordinária, como um todo, possui uma grande quantidade de elétrons, estes por sua vez interagem com neutrinos eletrônicos através das interações fraca, como sugerido pelo diagrama da Feynman da Figura 2.4. Uma vez que a matéria ordinária não é composta por taus, ou píons, é de se esperar que este efeito seja sentido apenas pelos neutrinos eletrônicos, a este efeito chamamos de *efeito MSW* [73,74]. Interpretamos este efeito com a introdução de um potencial que interfere na dinâmica de propagação dos neutrinos, de forma que interfira apenas na componente do neutrino eletrônico.

Para ficar mais claro vamos dizer que a propagação dos neutrinos no vácuo é dada pela equação de Schrödinger

$$i\frac{d}{dx}\begin{pmatrix}\nu_e\\ \nu_\mu\\ \nu_\tau\end{pmatrix} = H_0(x)\begin{pmatrix}\nu_e\\ \nu_\mu\\ \nu_\tau\end{pmatrix}, \tag{3.15}$$

sendo assim, para introduzimos os efeitos de matéria descrevemos a Hamiltoniana de interação como sendo H_0 mais uma perturbação, que podemos chamar de H_{int}. Obtemos assim a Hamiltoniana $H_m = H_0 + H_{int}$, a qual podemos escrever explicitamente como sendo

$$H_m(x) = U\begin{pmatrix}\frac{m_1^2}{2E} & 0 & 0\\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} & 0\\ 0 & 0 & \frac{m_3^2}{2E}\end{pmatrix}U^\dagger + \begin{pmatrix}V(x) & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}, \tag{3.16}$$

onde U é a matriz de mistura para neutrinos. O potencial $V(x)$ é colocado de forma que ele apenas interfira na dinâmica do ν_e, como explicitado pela matriz em (3.16). O termo $V(x)$ possui várias parametrizações e entre elas temos uma que apresenta de forma relativamente simples um efeito que leva a uma diferença entre as probabilidades de oscilação quando os neutrinos atravessam a matéria. Este termo é dada por

$$V(x) = \sqrt{2} G_F N_e(x), \tag{3.17}$$

onde G_F é a constante de Fermi e N_e é a densidade eletrônica na matéria. Em muitos dos casos N_e é admitido como sendo uma constante, pois as mudanças causadas por este termo acabam não sendo significativas. A analise em si de (3.16) não é nada trivial e muitas aproximações de diferentes tipos foram tomadas. Para ter uma ideia do comportamento utilizaremos da aproximação em duas famílias, onde levamos em conta apenas ν_e e ν_μ, neste caso apenas teremos uma ângulo de oscilação, o qual denominaremos ϑ e uma diferença de massa quadrada (Δm^2), neste caso (3.16) é reescrita como

$$H'_m(x) = U' \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} \end{pmatrix} U'^{\dagger} + \begin{pmatrix} \sqrt{2} G_F N_e & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \tag{3.18}$$

onde U' é apenas uma matriz de rotação em duas dimensões, com ângulo ϑ. Ao diagonalizarmos H'_m obtemos uma nova matriz de mistura, a qual ainda é uma matriz de rotação em duas dimensões, porém com um ângulo θ_M. Os estados de sabor ficam então sendo dados por

$$\begin{aligned} \nu_e &= \nu_{M_1} \cos\theta_M + \nu_{M_2} \sin\theta_M \\ \nu_\mu &= -\nu_{M_1} \sin\theta_M + \nu_{M_2} \cos\theta_M, \end{aligned} \tag{3.19}$$

sendo os novos Δm^2 e θ dados por

$$\Delta m_M^2 = \Delta m^2 \sqrt{\sin^2 2\vartheta + (\cos 2\vartheta - \xi)^2} \tag{3.20a}$$

$$\sin^2 2\theta_M = \frac{\sin^2 2\vartheta}{\sin^2 2\vartheta + (\cos 2\vartheta - \xi)^2}, \tag{3.20b}$$

onde $\xi \equiv \frac{2\sqrt{2} G_F N_e E}{\Delta m^2}$. Podemos então facilmente calcular a probabilidade de oscilação, obtendo assim [73]

$$\begin{aligned} P_M^{2\mu}(\nu_e \to \nu_\mu) &= \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_M \left[1 - \cos\left(\Delta m_M^2 \frac{L}{2E}\right)\right] \\ &= \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_M \left[1 - \cos 2\pi \frac{L}{L_M}\right], \end{aligned} \tag{3.21}$$

onde definimos o comprimento de oscilação na matéria como sendo $L_M = 2\pi \frac{2E}{\Delta m_M^2}$.

Estas equações, onde $N_e(t) \approx const.$, descrevem um sistema, em uma primeira aproximação, que pode ser adotado para estudar a evolução de neutrinos na matéria. Porém temos que também analisar os efeitos que a evolução de antineutrinos possui sobre este cenário. Assim sendo, o sistema de equações que descrevem as oscilações de antineutrinos, sem considerar os efeitos de matéria, são extremamente similares quando estamos falando de duas famílias, pois não há parte imaginária. Todavia, sabemos que neutrinos e antineutrinos interagem diferente com os elétrons na matéria. Sendo assim interpretamos as oscilações de antineutrinos na matéria como possuindo as mesmas equações que a sua contra parte, porém teremos que o termo ξ muda de sinal.

Esta mudança de sinal claramente vai causar uma diferença entre as probabilidades de oscilações entre neutrinos e antineutrinos, ou seja, mesmo se tratando de duas famílias nós teríamos

$$P_M^{2\nu}(\nu_e \to \nu_\mu) \neq P_M^{2\nu}(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_\mu),$$

no entanto este é um falso efeito de violação de CP. Isto porque a matéria na qual os neutrinos, ou antineutrinos, estão atravessando (por exemplo a Terra, ou Sol), apenas possui prótons, nêutrons e elétrons, ou seja, não possui suas respectivas antipartículas e sendo assim não possui uma simetria de carga, levando a conclusão de que oscilações na matéria não são invariantes de CP ou CPT [75].

3.3 Oscilações de Neutrinos na Terra

Certamente quando os neutrinos viajam através da Terra eles atravessam camadas com densidades de matérias bem distintas, como o núcleo e o manto. No entanto podemos nos restringir aos experimentos terrestre e assim em uma primeira aproximação podemos adotar que a densidade de matéria no manto terrestre é constante. Assumiremos que a Terra possui uma simetria esférica, cujo raio é R_T (em termos práticos é da ordem de $\sim 6000Km$) e sendo assim atribuímos à trajetória do neutrino na Terra através do *ângulo de Nadir* θ_n da trajetória, cujo comprimento de trajetória considerando apenas o manto é dado por [76].

$$L = 2R_T \cos\theta_n$$

Experimentos com oscilação de neutrinos com três famílias na matéria são complicados de serem analisados matematicamente, no entanto podemos atribuir algumas aproximações, de forma que seja possível realizar esta análise. Como o objetivo é analisar neutrinos terrestres podemos abordar a nossa análise utilizando de neutrinos com energias $E \gtrsim 2GeV$. Neste caso os efeitos de Δm^2_{12} são subdominantes, isto quer dizer que os efeitos de oscilação devido a Δm^2_{12} são fortemente suprimidos se tomados em relação aos efeitos na matéria. Isto acontece apenas com Δm^2_{12} pois como podemos ver na Figura 3.1 temos que $\Delta m^2_{12} \ll \Delta m^2_{13}$. Nestes moldes teremos que as probabilidades de oscilações com três neutrinos para $\nu_e \to \nu_{\mu(\tau)}(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_{\mu(\tau)})$ e $\nu_{\mu(\tau)} \to \nu_e(\nu_{\bar{\mu}(\tau)} \to \bar{\nu}_e)$ atravessando a Terra é efetivamente reduzido para o caso de dois neutrinos, além disso teremos Δm^2_{31} e θ_{13} como sendo uns dos principais parâmetros. É possível então escrever as probabilidades de oscilação como [77, 78]

$$
\begin{aligned}
P^{3\nu}_M(\nu_e \to \nu_e) &\cong 1 - P^{2\nu}_M, && (3.22a)\\
P^{3\nu}_M(\nu_e \to \nu_\mu) &\cong P^{3\nu}_M(\nu_\mu \to \nu_e) \cong s^2_{23} P^{2\nu}_M, \qquad P^{3\nu}_M(\nu_e \to \nu_\tau) \cong c^2_{23}, && (3.22b)\\
P^{3\nu}_M(\nu_\mu \to \nu_\mu) &\cong 1 - s^4_{23} P^{2\nu}_M - 2c^2_{23}s^2_{23}\left[1 - \mathbb{R}\mathrm{e}\left(e^{-i\kappa} A^{2\nu}_M(\nu' \to \nu')\right)\right], && (3.22c)\\
P^{3\nu}_M(\nu_\mu \to \nu_\tau) &= 1 - P^{3\nu}_M(\nu_\mu \to \nu_\mu) - P^{3\nu}_M(\nu_\mu \to \nu_e). && (3.22d)
\end{aligned}
$$

Aqui $P^{2\nu}_M \equiv P^{2\nu}_M(\Delta m^2_{31}, \theta_{13}; E, \theta_n)$ é a probabilidade de oscilação de dois neutrinos na Terra, $\nu_e \to \nu' \equiv (s_{23}\nu_\mu + c_{23}\nu_\tau)$, κ e $A^{2\nu}_M(\nu' \to \nu') \equiv A^{2\nu}_M$ são a fase e a amplitude de probabilidade de transição para dois neutrinos. Expressões semelhantes podem ser obtidas para os antineutrinos, neste caso basta apenas substituirmos o sinal de N_e para $P^{2\nu}_M$, κ e $A^{2\nu}_M$.

Como estamos considerando que os neutrinos estão cruzando apenas o manto terrestre, podemos adotar a aproximação de que a densidade é constante. $P^{2\nu}_M$ é dado em (3.21) com os parâmetros ϑ e Δm^2 em (3.20) substituídos por θ_{13} e Δm^2_{31}, enquanto que para κ e $A^{2\nu}_M$ nós temos [78]

$$
\begin{aligned}
\kappa &\cong \tfrac{1}{2}\left(\tfrac{\Delta m^2_{31}}{2E} L + \sqrt{2} G_F N^{man}_e L - \tfrac{\Delta m^2_M}{2E}\right),\\
A^{2\nu}_M &= 1 + (e^{-i\frac{\Delta m^2_M L}{2E}} - 1)\cos^2\theta'_M,
\end{aligned} \qquad (3.23)
$$

onde N^{man}_e é a densidade de matéria no manto terrestre.

Tomando como base as Eqs. (3.22a) e (3.22b), obtemos alguns casos interessantes se tomarmos $\Delta m^2_{31}\cos 2\theta_{13} > 0$ nas oscilações $\nu_{e(\mu)} \to \nu_{\mu(e)}$ e $\nu_e \to \nu_\tau$, a transição será máxima se $P^{2\nu}_M \cong 1$, a qual é obtida se as condições $\cos\dfrac{\Delta m^2_M L}{2E} = -1$ e

$$\cos 2\vartheta = \xi \Rightarrow N_e = N_e^{man} == \frac{\Delta m^2_{31}\cos 2\theta_{13}}{2E\sqrt{2}G_F}$$

são satisfeita. Esta ultima condição é conhecida como *ressonância* e ela implica que $\sin^2 2\theta_M = 1$, como pode ser observado de (3.20b), logo se conhecemos N_e^{man} podemos obter a energia de ressonância $E = E_{res}$.

3.3.1 Violação de CP nas Oscilações Terrestres

Podemos realizar uma análise das oscilações dos neutrinos na Terra incorporando a VCP. A análise não é direta, pois como podemos observar das Eqs. (3.22) vemos que as mesmas não levam em consideração a fase δ, visto que a aproximação abordada utiliza como base a oscilação em duas famílias. De fato não é uma tarefa simples introduzir violação de CP dentro do sistema de oscilação na matéria. Mas uma aproximação interessante foi obtida em [79] se as condições $|\alpha| \equiv {}^{|\Delta m^2_{21}|}/_{\Delta m^2_{31}} \ll 1$ e $\sin^2\theta_{13} \ll 1$ forem satisfeitas. Neste caso podemos escrever a probabilidade de oscilação do $\nu_e \to \nu_\mu$ como sendo

$$P_M^{3\nu\ man}(\nu_e \to \nu_\mu) \cong P_0 + P_{\sin\delta} + P_{\cos\delta} + P_3, \tag{3.24}$$

onde

$$\begin{aligned}
P_0 &= \sin^2\theta_{23}\frac{\sin^2 2\theta_{13}}{(A-1)^2}\sin^2[(A-1)\Delta], && (3.25a)\\
P_3 &= \alpha^2\cos^2\theta_{23}\frac{\sin^2 2\theta_{12}}{A^2}\sin^2(A\Delta), && (3.25b)\\
P_{\sin\delta} &= \alpha\frac{8J_{CP}}{A(A-1)}\sin\Delta\sin(A\Delta)\sin[(1-A)\Delta], && (3.25c)\\
P_{\cos\delta} &= \alpha\frac{8J_{CP}}{A(A-1)}\cos\Delta\sin(A\Delta)\sin[(1-A)\Delta], && (3.25d)\\
& && (3.25e)
\end{aligned}$$

sendo os parâmetros

$$\alpha = \frac{\Delta m_{21}^2}{\Delta m_{31}^2}, \;\; \Delta = \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}, \;\; A = \sqrt{2} G_F N_e^{man} \frac{2E}{\Delta m_{31}^2},$$
$$\cot\delta = J_{CP}^{-1} \mathbb{R}\mathrm{e}(U_{\mu 3} U_{e3}^* U_{e2} U_{\mu 2}^*), \;\; J_{CP} = \mathbb{I}\mathrm{m}(U_{\mu 3} U_{e3}^* U_{e2} U_{\mu 2}^*).$$

A expressão em (3.24) possui outras condições que a restringem, como o comprimento

$$L \lesssim 10.560 km E[GeV](7,6 \times 10^{-5} eV^2/\Delta m_{21}^2)$$

e a energia

$$E \gtrsim 0,34 GeV(\Delta m_{21}^2/7,6 \times 10^{-5} eV^2)(1,4 cm^{-3} N_A/N_e^{man}),$$

sendo N_A a constante de Avogadro. Para o caso da oscilação de $\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_\mu$, a sua probabilidade pode ser facilmente obtida a partir de (3.24) ao mudar $A \to -A$ e $J_{CP} \to -J_{CP}$ mantendo invariante o produto $J_{CP} \cot\delta \equiv \mathbb{R}\mathrm{e}(U_{\mu 3} U_{e3}^* U_{e2} U_{\mu 2}^*)$. Se CP for conservado, podemos notar que $P_{\sin\delta(\cos\delta)}$ é nulo em (3.24). Entretanto facilmente notamos que $\Delta P_{e\mu}^{man} \equiv P_M^{3\nu\ man}(\nu_e \to \nu_\mu) - P_M^{3\nu\ man}(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_\mu) \neq 0$, cujo resultado é esperado, pois temos uma diferença entre as probabilidades de oscilações de neutrinos e antineutrinos, como já discutimos. Este é um resultado que introduz uma complicação experimental, pois o experimento em questão teria que distinguir quando a diferença de probabilidade é devido ao efeito de matéria e quando é devido à violação de CP.

4 Análise Quantitativa da Violação de CP em Oscilações de Neutrinos

Apesar de todo o avanço experimental na área de neutrinos, ainda nos deparamos com grandes dificuldades na busca de um melhor entendimento das oscilações de neutrinos. Entre tais dificuldades destacamos a violação de CP, a qual é uma grande incógnita neste sistema, pois não existe nenhuma evidência concreta de que ela possa existir no setor leptônico. No entanto existem grandes expectativas de que a VCP exista para neutrinos, ainda mais agora que o ângulo de mistura θ_{13} foi encontrado pelas colaborações Double-Chooz [80], Daya-Bay [81] e RENO [82] e o mesmo é diferente de zero. Por conta deste resultado é possível realizar uma análise fenomenológica do comportamento da violação de CP para neutrinos e verificar possíveis consequências destes resultados.

Tabela 4.1: Diferença de massa quadrada e ângulos de mistura para os neutrinos [80–83]

Massa (eV^2)		Ângulo	
$\Delta m^2_{21} \equiv \Delta m^2_{sol}$	$= 7,59^{+0,20}_{-0,21} \times 10^{-5}$	$\theta_{12} \equiv \theta_{sol}$	$= 34,06^{+1,16}_{-0,84}{}^{o}$
$\Delta\|m^2_{31}\| \equiv \Delta m^2_{atm}$ $\Delta\|m^2_{31}\| \approx \Delta\|m^2_{32}\|$	$= 2,43^{+0,13}_{-0,13} \times 10^{-3}$	θ_{13}	$= 8,83 \pm 0,015^o$
		$\theta_{23} \equiv \theta_{atm}$	$= 45 \pm 7,1^o$

Utilizando a Eq. (3.13) e os valores dos parâmetros de oscilação apresentados na Tabela 4.1, é possível fazer uma análise comportamental da VCP. Ao mantermos a energia e a distância fixas podemos analisar o comportamento de ΔP com a fase de violação de CP δ. Neste caso notamos rapidamente que $\Delta P \propto \sin\delta$, logo é de se esperar que os máximos da função sejam múltiplos de $\pi/2$. De imediato podemos verificar o seu comportamento com relação a sua dependência em δ, obtendo assim o resultado apresentado na Figura 4.1. Nesta Figura tomamos algumas relações de L/E, onde notamos que a maior diferença para com ΔP aparece ao redor de $L/E = 700 Km/GeV$.

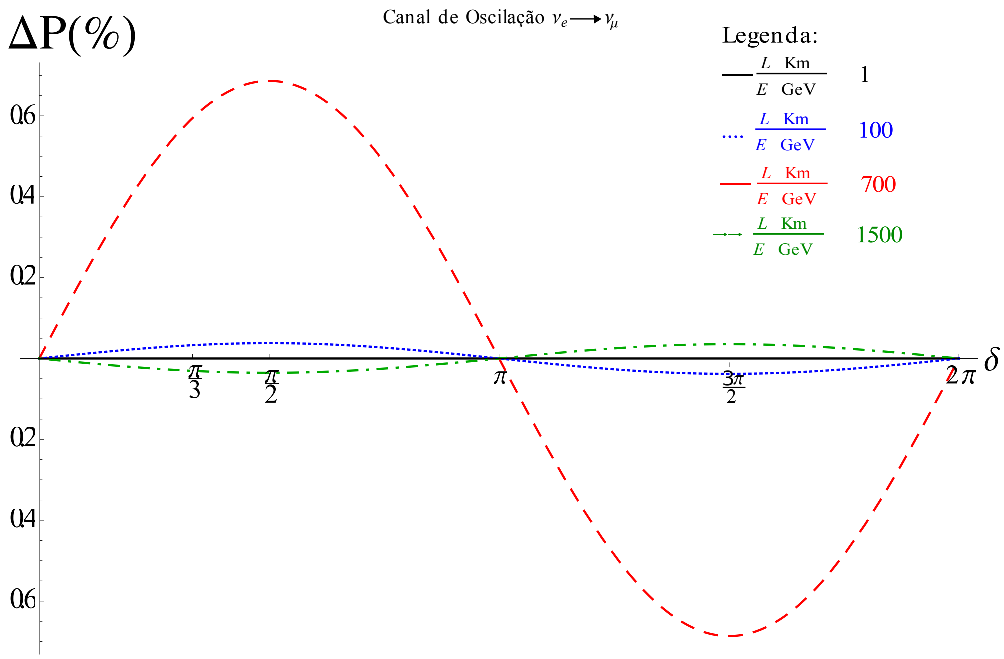
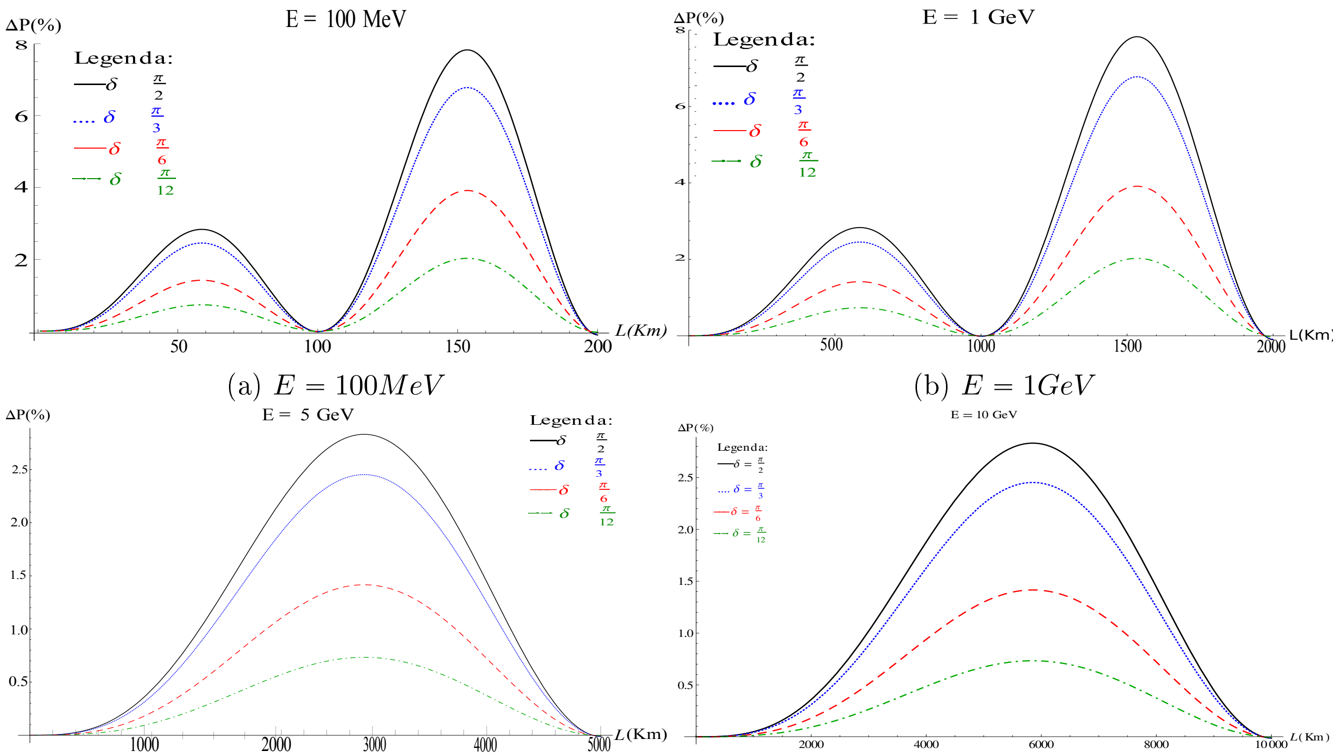


Figura 4.1: *Variação de ΔP em função de δ para diferentes valores de $^L/_E$.*

Logo para experimentos típicos de LBL, cuja ordem da distância entre o emissor e o detector é da ordem de quilômetros, a *energia ideal* para buscar com maior probabilidade a VCP seriam feixes de neutrinos com energias em torno de $1,4GeV$. Para efeitos de comparação experimentos expomos algumas configurações de experimentos com oscilações de neutrinos, como o MINOS, que possui uma *baseline* de $735Km$ e eventos com energias na faixa de $E \sim 400MeV \rightarrowtail \sim 30GeV$, ou $\left(^{L(km)}/_{E(GeV)}\right)_{MINOS} \sim 25 \rightarrowtail \sim 800$ e o K2K, que possui uma *baseline* $L = 295Km$ e energias na faixa de $E \sim 400MeV \rightarrowtail \sim 5GeV$, ou $\left(^{L(km)}/_{E(GeV)}\right)_{K2K} \sim 50 \rightarrowtail \sim 740$.

Neste âmbito buscamos uma configuração ideal para o nosso experimento de LBL. Para tal objetivo realizamos uma variação na distância percorrida pela oscilação para um conjunto de fases e energias fixas. A seleção escolhida é apresentada na Figura 4.2. Com estes resultados, dentro da variação de comprimento escolhida, percebemos que os máximos de ΔP aumentam conforme maior é L, dado a fase δ e energia E. Isto da a falsa impressão de que quanto maior for a *baseline* melhor, porém esta é uma análise simplificada e não leva em conta outros efeitos, como o de matéria e descoerência [84]. No entanto podemos notar que existem pontos onde ΔP chega a ser nulo, ou seja, se o experimento não tomar os devidos cuidados pode frustrar sua busca por VCP ao escolher uma configuração onde ao invés de ter um máximo, tenha um mínimo.

Ao tomarmos como exemplo a VCP no sistema $K^0 - \bar{K}^0$, observamos que o resultado apre-



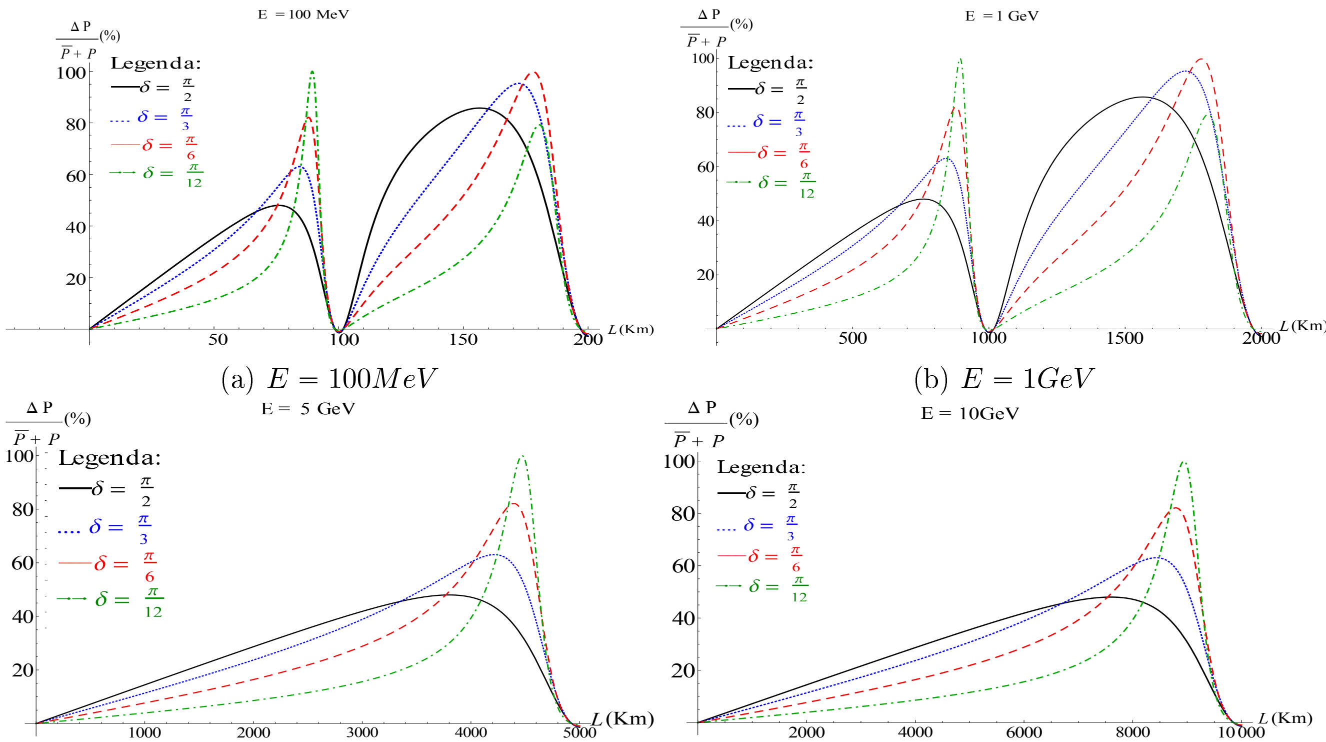
(a) $E = 100MeV$ (b) $E = 1GeV$ (c) $E = 5GeV$ (d) $E = 10GeV$

Figura 4.2: *Variação de ΔP em função de L para diferentes valores de E e δ.*

sentado por Cronin e Fitch na seção 1.1.3 é uma relação entre a taxa de transferência para um tipo de decaimento, pela soma de todas as taxas de decaimento. Seguindo esta ideia construímos uma relação similar, onde utilizamos a variação de probabilidade pela soma das probabilidades do canal $(\frac{\Delta P}{P+\bar{P}})$. Estes gráficos foram obtidos utilizando da mesma ideia para obter a Figura 4.2, ou seja, variando L para δ e E fixos, os resultados são apresentados na Figura 4.3.

Observamos na Figura 4.3 que os diferentes máximos dados pelas diferentes fases δ sofreram um deslocamento e não ocorrem mais sobre a mesma distância L. Isto quer dizer que eles estão se deslocando conforme aumenta o "baseline" e diminui a fase δ. Pelo fato dos máximos não se coincidirem mais devido à estas mudanças é um indicativo de que se de fato existir VCP para neutrinos deve existir uma configuração de *baseline* que favorece a probabilidade com a qual ela pode ser detectada. Claramente não sabemos em princípio qual é esta configuração, pois não conhecemos δ, mas podemos sondar o modelo e tentar obter uma configuração que a priori é adequada para tal busca.

Logo nos perguntamos inicialmente para quais valores de δ extraímos a maior amplitude desta



(a) $E = 100MeV$

(b) $E = 1GeV$

(c) $E = 5GeV$

(d) $E = 10GeV$

Figura 4.3: *Variação de ΔP em função de L para diferentes valores de E e δ.*

relação. Sendo assim verificamos o comportamento de $\frac{\Delta P}{P+\overline{P}}$ quando variamos δ para diferentes valores de $^{L}/_{E}$. Na Figura 4.4 podemos observar que os máximos gerados para os diferentes $^{L}/_{E}$ não ocorrem mais sobre os valores de fase $\delta = {}^{(n+1)\pi}/_{2}$ $(n = 1,\ 2,\ 3...)$, como foi observado na Figura 4.1, mas eles estão se deslocando conforme a mudança de $^{L}/_{E}$. Notamos que das curvas

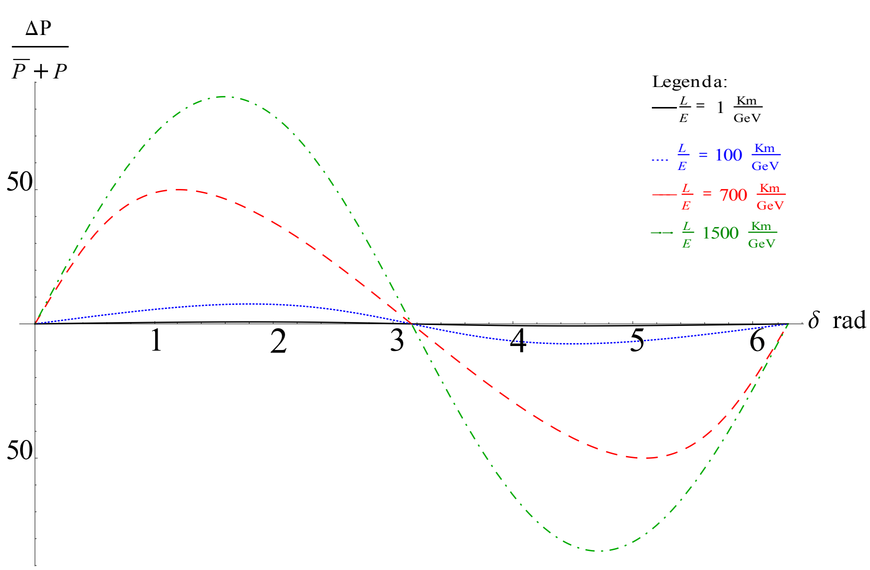


Figura 4.4: Variação de $\frac{\Delta P}{P+\overline{P}}$ com δ .

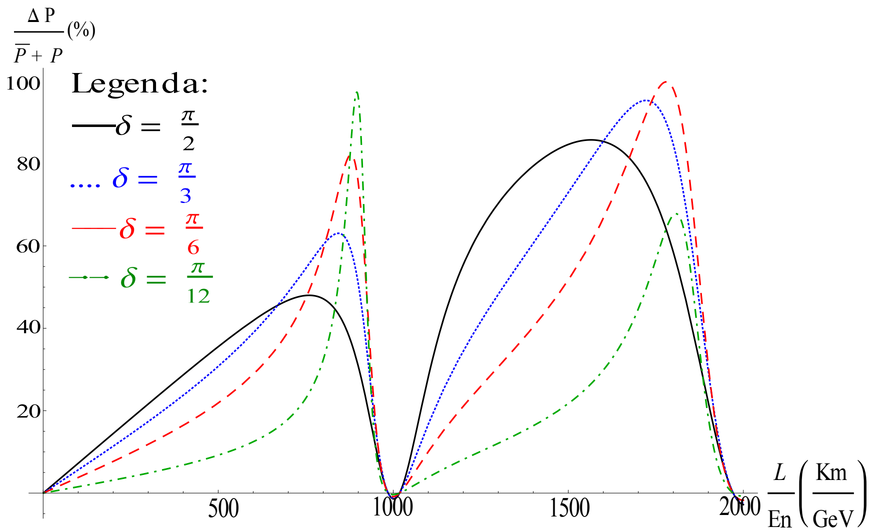
apresentadas, a dada por $^{L}/_{E} = 1500^{Km}/_{GeV}$ possui seu máximo centrado em $\delta \approx {}^{\pi}/_{2}$. Este é o caso extremo onde VCP é violado maximalmente e até que surja um experimento indicando uma tendência contrária, admitiremos que este seja um caso pouco provável. A motivação por trás de tal escolha esta principalmente na comparação com a fase VCP no setor dos quarks. Apesar destes sistemas possuírem comportamentos distintos, os mesmos possuem suas similaridades, principalmente quando comparamos seus parâmetros de oscilação. Não entre os valores de cada, mas como eles são apresentados. Para ficar mais claro o objetivo, nos parâmetros dos ângulos de oscilação dos quarks, apresentados na Tabela 2, temos dois ângulos maiores e um relativamente menor. Este mesmo comportamento é observado nas oscilações de neutrinos, sendo assim, como a fase de VCP para os quarks é relativamente pequena, defendemos a ideia que um comportamento similar ira surgir na VCP para os neutrinos, caso a mesma se confirme. Então seria pouco natural que VCP em neutrinos fosse violada maximalmente.

Nas Figuras 4.5a e 4.5b observamos o comportamento de $\frac{\Delta P}{P+P}$ com relação à $^{L}/_{E}$. Na Figura 4.5a notamos que o pico de maior probabilidade é obtido para uma fase $\delta \approx {}^{\pi}/_{12} = 15^{o}$. Conforme aumentamos $^{L}/_{E}$ os máximos globais seguintes são dados para outros valores de δ, no entanto notamos que a forma da curva foi alterada para uma mais "alargada". Se as enxergarmos como uma distribuição Gaussiana isso se traduz como uma mudança da largura sigma da distribuição. Para observar melhor este fato construímos a Figura 4.5b. Nesta figura, que tem como base a Figura 4.5a, temos que conforme vai clareando a região, maior é a probabilidade, com a mais clara indicando uma probabilidade $\gtrapprox 70\%$. Logo o conjunto de máximos da direita representado pela região mais clara, equivalente à largura de aproximadamente 1σ, possui os valores de δ no intervalo $[20^{o}; 168^{o}]$, ou seja, abrange quase todos os valores possíveis para δ. No entanto a região da esquerda possui uma região mais estreita com alta probabilidade ($> 70\%$, ou 1σ), de onde é possível inferir com 1σ que

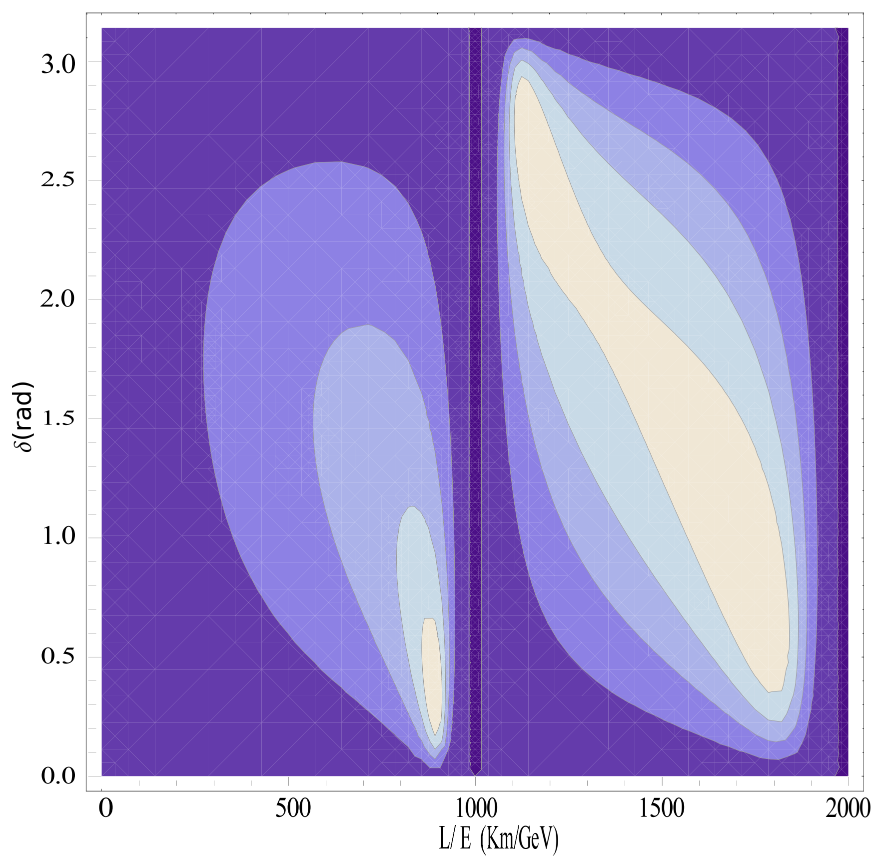
$$\delta_{CP} = 19^{o}{}^{+19^{o}}_{-9^{o}}, \tag{4.1}$$

o valor $\delta_{CP} = 19^{o}$ é o que possui o pico de maior probabilidade entre as dadas distribuições.

Além disso notamos que os experimentos de LBL possuem a configuração mais favorável para observar VCP em neutrinos, visto que este resultado apresentado para δ_{CP} é para um $^{L}/_{E} \sim$



(a)



(b)

Figura 4.5: *(a) Variação de* $\frac{\Delta P}{P+P}$ *com* $\frac{L}{E}$*, (b) curvas de nível de* $\frac{\Delta P}{P+P}$ *com* $\frac{L}{E}$*, as regiões mais clara possuem maior probabilidade.*

$890^{Km}/_{GeV}$, visto que experimentos de SBL possuem a relação de $^{L}/_{E}$ da ordem de 1, ou menor.

4.1 Contrastando com as possibilidades do LBNE

Recentemente a colaboração LBNE demonstrou intenções de realizar experimentos com neutrinos na busca da VCP desta área [85]. A configuração adotada foi de uma baseline de $1300Km$ com energias variando de $0,4 \rightarrow 4GeV$, o que equivale a dizer que temos a variação de $\frac{L(Km)}{E(GeV)}$ no intervalo $3250 \rightarrow 325$, o suficiente para cobrir os dois primeiros máximos de oscilação. Nestas configurações a sensibilidade para os efeitos de matéria levam à uma maior assimetria discreta nas probabilidades de oscilação de $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ versus $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, o que é um sinal de uma dependência na hierarquia de massa. Temos também que nesta baseline esta assimetria é maior que os efeitos de violação de CP associados com δ_{CP}, significando que tanto a hierarquia de massa, quanto δ_{CP} podem ser determinados dentro do mesmo experimento [85].

Ao contrastarmos os possíveis valores de $\frac{L}{E}$ que o LBNE pode assumir com o comportamento observado na Figura 4.1, notamos que o mesmo possui uma boa abrangência das possibilidades, inclusive para a previsão onde seria observado a maior probabilidade de obter uma diferença nas probabilidades de oscilação.

Na Figura 4.6 temos as regiões de probabilidade de $\frac{\Delta P}{P+\bar{P}}$ para a baseline do LBNE. Realizamos a análise desta figura de forma análoga a feita na seção anterior. Desta forma conforme a energia vai aumentando é possível observar três regiões de probabilidades. A primeira região esta entre $400MeV$ e $\sim 650MeV$, a segunda entre $\sim 650MeV$ e $\sim 1,3GeV$, e a terceira entre $\sim 1,3Gev$ e $5GeV$. As regiões mais claras indicam uma alta probabilidade ($> 70\%$, ou 1σ), assim observamos que para energias abaixo de $1,3GeV$, δ_{CP} possui uma ampla faixa de valores com uma maior probabilidade de ocorrência. Por outro lado para energias maiores que $1,3GeV$, até $5GeV$, a região correspondente a largura de 1σ é uma faixa bem mais estreita. Apresentamos estas faixas de valores como

$$\begin{aligned}
\delta_{CP_1} &\sim [28^o; 157^o] \\
\delta_{CP_2} &\sim [17^o; 172^o] \\
\delta_{CP_3} &= 19^{o}{}^{+19^o}_{-9^o},
\end{aligned}$$

onde os subíndices numerados faz referência à região em questão, especificamente a primeira região é representada por 1, a segunda por 2 e a terceira por 3. Note que a terceira região possui um

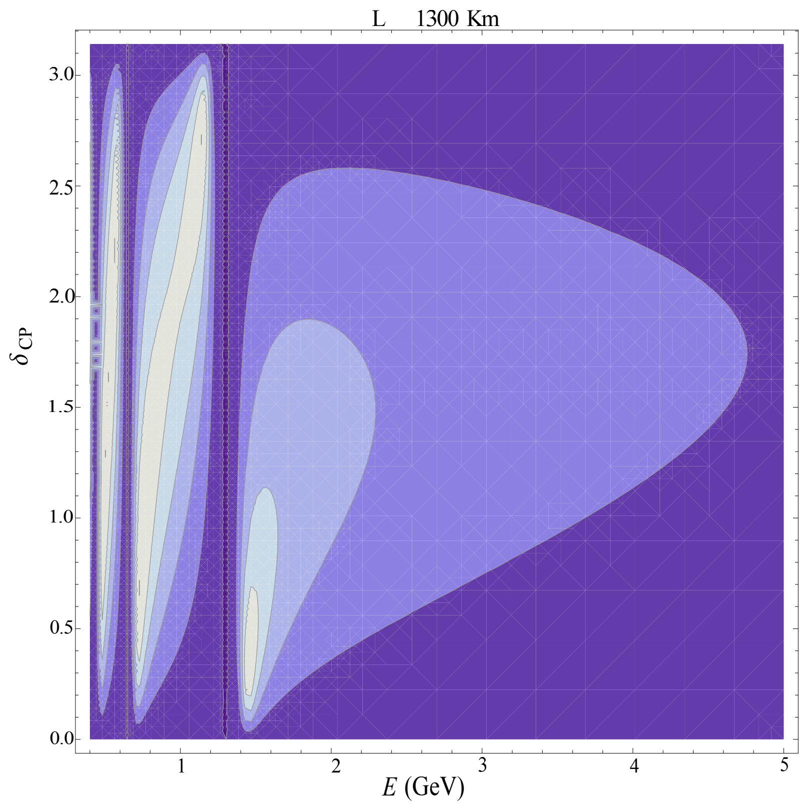


Figura 4.6: Regiões de probabilidade para $\frac{\Delta P}{P+P}$ com δ_{CP} e energia E variando. Quanto mais clara a região, maior a probabilidade.

resultado equivalente ao apresentado na seção anterior, este por sua vez nos leva a acreditar que se fato for encontrada a VCP nas oscilações de neutrinos elas estará dentro deste intervalo.

Com esta fase δ_{CP} dos neutrinos que encontramos é possível calcular quanto poderá ser o invariante de Jarskog. Utilizamos então os ângulos de oscilação para os neutrinos apresentados na Tabela 4.1 e o invariante de Jarskog dado na Eq. (3), obtendo assim

$$J_\nu = (1,14^{+1,09}_{-0,52}) \times 10^{-2}. \tag{4.2}$$

Ao compararmos com o invariante obtido para os quarks, dado na Eq. (4), resulta que o invariante de Jarskog para os neutrinos pode ser cerca de mil vezes maior em comparação com os quarks. Este resultado é animador, pois indica que a VCP para os neutrinos pode ter uma contribuição muito maior que os quarks ao tentarmos explicar o resultado da assimetria bariônica obtida através do MCP.

Conclusão

No inicio desta dissertação destacamos um dos motivos de se estudar a violação de carga paridade (VCP) que seria para explicar a questão da assimetria bariônica. Como apresentado, hoje sabemos que através do Modelo Cosmológico Padrão (MCP) a assimetria bariônica é da ordem de 10^{-10} e que a contribuição do Modelo Padrão com a oscilação de mésons estranhos neutros não é muito maior que 10^{-20}. Resultado este que deixa claro que dentro do Modelo Padrão não é possível explicar a assimetria bariônica.

Uma das apostas de uma nova fonte de VCP é no setor leptônico, especificamente as oscilações de neutrinos, que foi escopo desta dissertação. No entanto ainda não temos ideia se a VCP existe de fato neste setor e nenhum experimento foi capaz de encontra qualquer diferença entre as probabilidades de oscilação entre neutrinos e antineutrinos. Este fato se deve basicamente aos efeitos de matéria, conhecido como MSW, que por conta de uma falta de precisão dos experimentos atuais não é possível distinguir a diferença entre as probabilidades de oscilação de neutrinos e antineutrinos quando esta é devida à VCP, ou aos efeitos de matéria.

No entanto realizamos uma análise no âmbito das oscilações de neutrino no vácuo nesta dissertação onde indicamos uma configuração de experimento com oscilações de neutrinos que seria favorável à encontrar a VCP neste fenômeno. O resultado por nós encontrado seria de experimentos que possuem os valores

$$\frac{L(Km)}{E(GeV)} \approx 890.$$

Para efeito de comparação apresentamos os valores de $^{L}/_{E}$ de alguns experimentos conhecidos de LBL. Estes foram o MINOS, que possui uma *baseline* de $735Km$ e eventos com energias na faixa de $E \sim 400MeV \rightarrowtail\sim 30GeV$, ou $\left(^{L(km)}/_{E(GeV)}\right)_{MINOS} \sim 25 \rightarrowtail\sim 800$ e o K2K, que possui uma *baseline* $L = 295Km$ e energias na faixa de $E \sim 400MeV \rightarrowtail\sim 5GeV$, ou $\left(^{L(km)}/_{E(GeV)}\right)_{K2K} \sim$

$50 \rightarrowtail\sim 740$. Este fato serviu para mostrar que dentro da nossa expectativa de configuração favorável à encontrar VCP, os experimentos em questão não atendem a este resultado.

Na análise desenvolvida nesta dissertação foi possível obter uma fase de VCP que correspondeu ao valor mais provável de ser encontrado se usado a configuração encontrada e este foi de

$$\delta_{CP} = 19^{o}{}^{+19^o}_{-9^o}.$$

Esta mesmo valor de fase foi encontrado de forma equivalente ao utilizarmos os dados da configuração do futuro experimento do LBNE, cujo um dos principais objetivos vai ser a busca por VCP. Aqui ressaltamos que o LBNE possui uma configuração que atende as nossas expectativas de um experimento favorável de encontrar a VCP. Isto porque o mesmo vai possuir uma *baseline* com cerca de $1300Km$ e energias variando entre $400MeV \rightarrowtail 4GeV$, ou seja, $\left({}^{L(km)}/_{E(GeV)}\right)_{LBNE} \sim 325 \rightarrowtail\sim 3250$ e assim atendendo a região por nós calculada como sendo a mais favorável

Além disso com este valor de fase habilitou-nos à calcular um possível valor para o invariante de Jarskog para o sistema de neutrinos e este foi

$$J_\nu = (1,14^{+1,09}_{-0,52}) \times 10^{-2}.$$

Sendo assim, ao compararmos com o invariante de Jarskog obtido para o sistema de quarks vemos que em comparação à este, o valor do invariante para o sistema de neutrinos é cerca de mil vezes maior.

Com isso concluímos que se fato for confirmada a VCP na oscilação de neutrinos ela possuirá uma fase que muito provavelmente não será menos que 10^o e nem maior que 40^o. Além disso ela poderá vir à contribuir no entendimento da origem da assimetria bariônica ao fazer a ligação entre a VCP e a Bariogêneses, como discutido no início da dissertação.

Referências Bibliográficas

[1] A.D. Sakharov, *"Violation of CP Symmetry, C-Asymmetry and Baryon Asymmetry of the Universe", Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **5**, 32 (1967); translation in *JETP Lett.* **5**, 24 1967).

[2] M.E. Shaposhnikov, *"Barion Asymetry of the Universe in Stantard Electroweak Theory", Nucl. Phys.* **B287**,757 (1987);G.R. Farrar, M.E. Shaposhnikov, *"Baryon Asymmetry of the Universe in the Minimal Standard Model", Phys. Rev. Lett.* **70**, 2833 (1993).

[3] M.E. Shaposhnikov, *"Possible appearance of the baryon asymmetry of the universe in an electroweak theory", JETP Lett.* **44**, 465 (1986).

[4] C. Jarlskog, *"Commutator of the Quark Mass Matrices in the Standard Electroweak Model and a Measure of Maximal CP Nonconservation", Phys. Rev. Lett.* **55**, 1039 (1985).

[5] Z. Xing, H. Zhang, S. Zhou, *"Updated values of running quark and lepton masses", Phys. Rev. D* **77**, 113015 (2008).

[6] L. Canetti, M. Drewes, M. Shaposhnikov, *"Matter and Antimatter in the Universe", New J. Phys.* **14**, 095012 (2012).

[7] S. Davidson, E. Nardi, Y. Nir, "*Leptogenesis*", *Phys. Rept.* **466**,105(2008).

[8] M. Gell-Mann, A. Pais, "*Behavior of Neutral Particles under Charge Conjugation*", *Phys. Rev.* **97**, 1387(1955).

[9] T. D. Lee, C.N. Yang, *"Question of Parity Conservation in Weak Interactions", Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).

[10] C. S. Wu, *et.al.*, "*Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*", *Phys. Rev.* **105**, 1413(1957).

[11] I. I. Bigi, A.I. Sanda, *CP Violation* 2ºEd.(Cambridge University Press, 2009).

[12] David J. Griffiths, *Introduction to Elementery Particles* (John Wiley & Sons, 1987).

[13] K. Lande, *et.al.*, "*Observation of Long-Lived Neutral V Particles*", *Phys. Rev.* D**103**, 1901(1956).

[14] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **37** 075021 (2010)

[15] A. Pais, O. Piccioni, "*Note on the Decay and Absorption of the θ^0*", *Phys. Rev.* **100**, 1487(1955)

[16] L.B. Leipuner *et. al.*, "*Anomalous Regeneration of K_1^0 Mesons from K_2^0 Mesons*", *Phys. Rev.* **132**, 2285(1963).

[17] J. H. Christenson *et. al.*, "*Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson*", *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138(1964).

[18] C. Giunti, *Phenomenology of Sterile Neutrinos*, arXiv:1110.3914v1 [hep-ph]

[19] M.C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, "*Phenomenology with Massive Neutrinos*" *Phys. Rept.* **460**, 1(2008).

[20] N. Cabibbo, "*Unitary Symmetry and Leptonic Decays*", *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531(1963).

[21] S. L. Glashow, J. Illiopolous, L. Maiani, "*Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*", *Phys. Rev.* **D2** 1285(1970).

[22] B. J. Bjorken, S. L. Glashow, "*Elementery Particles e SU(4)", Phys. Lett.* **11**, 255(1964).

[23] M. Kobayashi, T. Maskawa, "*CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*", *Prog. Theor. Phys* **49**, 652(1973).

[24] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.***69**, 1264(1967); **27** 1688(1971).

[25] Ta-Pei Cheng, Ling-Fong Li, "*Gauge Theory of Elementery Particle Physics", Clarendon Press, Oxford* (2000).

[26] Eduardo R De Lascio, "*Setor Eletrofraco Fortemente Acoplado na Escala TeV: Teoria e Fenomenologia no LHC*", Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo - Instituto de Física (2011).

[27] C.M.G. Lattes, G.P.S. Occhialini, C.F.Powell, *"Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions", Nature* **159**, 694 (1947).

[28] C. Cowan, F. Reines, *et. al., "Detection of the Free Neutrino: a Confirmation"*, Science, **124**, 103(1956).

[29] B. Pontecorvo, *"Mesonium and Antimesonium", JETP* **6**, 429(1958) [*J.Exptl.Theoret.Phys. (U.S.S.R)* **33**, 549 (1957).]

[30] B. Pontecorvo *"Inverse Beta Processes and Nonconservation of Lepton Charge"*, *JETP* **7**, 172(1958) [*J.Exptl.Theoret.Phys. (U.S.S.R)* **34**, 247 (1958)].

[31] S.Sakata, K.Inoue, "*On the Correlations between Mesons and Yukawa Particles*",(Japanese journal of Japan Math. and Phys. Society) **16**, 232 (1942); *Prog. Theor. Phys.* **1**, 143 (1946);

[32] M. Nakagawa, "*Birth of Neutrino Oscillation*", *Europhysics NEUTRINO OSCILLATION WORKSHOP* (NOW'98), 7-9 Sept. 1998, Amsterdam; hep-ph/9811358 (1998).

[33] G. Danby, *et. al., "Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos"*, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 36 (1962).

[34] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, "*Remarks on the Unified Model of Elementery Particles"*, *Prog. Theor. Phys.* **28,** 870(1962).

[35] J. N. Bahcall, *et. al., "Solar Neutrino Flux", ApJ.* **137**, 344(1963); J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, S. Basu, *"New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes," ApJ* **621**, L85 (2005).

[36] R. Davis, *et al., "Search for Neutrinos from the Sun", Phys. Rev. Lett.* **20**, 1205(1968); B. T. Cleveland, *et al. "Measurement of the Solar Elevtron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector", ApJ* **496**, 505 (1998).

[37] S. Nussinov, *"Solar Neutrinos and Neutrino Mixing", Phys. Lett.* **63B**, 201(1976).

[38] M. Nakahata, *et. al.* "*Atmospheric Neutrino Background and Pion Nuclear Effect for KAMIOKA Nucleon Decay Experiment", J. Phys. Soc. Jpn*, **55** 3786(1986).

[39] Hirata K. S., *et. al.* "*Observation in the Kamiokande-II detector of the neutrino burst from supernova SN1987A", Phys. Rev. D* **38**, 448(1988).

[40] J. N. Bahcall "*What Next With Solar Neutrinos?", Phys. Rev. Lett.* **23**, 251(1969).

[41] K. S. Hirata, *et. al.*,"*Observation of* ^{8}B *Solar Neutrinos in the Kamiokande-II Detector", Phys. Rev. Lett.* **63**, 16(1989).

[42] K. S. Hirata, *et. al.*, "*Constraints on Neutrino-Oscillation Parameters from the Karniokande-II Solar-Neutrino Data", Phys. Rev. Lett.* **65**, 1301(1990).

[43] P. B. Pal, "*Particle Physics Confronts The Solar Neutrino Problem", Int. J. Mod. Phys.* **7**, 5387(1992).

[44] Y. Fukuda, T. Hayakawa, *et. al., "Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos", Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562(1998).

[45] S. Fukuda, Y. Fukuda, *et. al., "Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data", Phys. Leet. B* 539, 179(2002).

[46] C. Athanassopoulos, *et. al., "Candidate Events in a Search for* $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ *Oscillations", Phys. Rev. Lett.***75**, 2650(1995); *"Evidence for neutrino oscillations from muon decay at rest", Phys. Rev. C* **54** 2685(1996).

[47] C. Athanassopoulos *et al., "Results on* $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ *Neutrino Oscillations from the LSND Experiment", Phys. Rev. Lett.* **81**, 1774(1998); *"Results on* $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ *oscillations from pion decay in ?ight neutrinos", Phys. Rev. C* **58**, 2489(1998).

[48] V. Barger, B. Kayser, *et al., "Fate of the sterile neutrino", Phys. Lett. B* **489**, 345(2000).

[49] D. O. Caldwell, R. N. Mohapatra, *"Neutrino mass explanations of solar and atmospheric neutrino deficits and hot dark matter", Phys. Rev. D* **48**, 3259(1993).

[50] G. Zacek, *et. al., "Neutrino-oscillation experiments at the Gösgen Nuclear Power Reactor", Phys. Rev.D* **34**, 2621(1986).

[51] G. S. Vidyakin, *et. al., "Limitations on the characteristics of neutrino oscillations", JETP Lett.* **59**, 390(1994).

[52] Y. Declais, *et. al., "Search for neutrino oscillations at 15, 40 and 95 meters from a Nuclear-Power-Reactor at Bugey", Nucl. Phys. B* **434**, 503(1995).

[53] M. Apollonio, *et. al., "Limits on neutrino oscillations from the CHOOZ experiment", Phys. Lett. B* **466**, 415(1999).

[54] Y. Fukuda *et al., "Atmospheric* $^{\nu_\mu}/_{\nu_e}$ *ratio in the multi-GeV energy range", Phys. Lett. B* **335**, 237(1994).

[55] F. Dydak, *et al., "A search for* ν_μ *oscillations in the* Δm^2 *range* $0,3-90eV^2$*", Phys. Lett. B* **134**, 281(1984).

[56] N. Ushida *et al., "Limits to* $\nu_\mu,\ \nu_e \rightarrow \nu_\tau$ *Oscillations and* $\nu_\mu,\ \nu_e \rightarrow \tau^-$ *Direct Coupling", Phys. Rev. Lett.* **57**, 2897(1986).

[57] K. S. McFarland, *et al., "Limits on* $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$ *and* $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)$ *Oscillations from a Precision Measurement of Neutrino-Nucleon Neutral Current Interactions", Phys. Rev. Lett.* **75**, 3993(1995).

[58] K. Nishikawa, *"Present and future neutrino oscillation experiments in Japan", Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **59**, 289(1997); S. H. Ahn, *et al., "Detection of accelerator-produced neutrinos at a distance of* $250km$*", Phys. Rev. Lett.* **511**, 178(2001).

[59] K Nitta, *et al., "The K2K SciBar detector", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **535**, 147(2004).

[60] C. Bouchiat, J. Iliopoulos, Ph. Meyer, *"An anomaly-free version of Weinberg's model", Phys. Lett. B* **38**, 519(1972).

[61] M. L. Perl *et al., "Evidence for Anomalous Lepton Production in* $e^+ - e^-$ *Annihilation",Phys. Rev. Lett.* **35**, 1489(1975).

[62] G. Altarelli, N. Cabibboa, L. Maiania, R. Petronzioa, *"Must the new heavy lepton have it's own neutrino?", Phys. Lett. B* **67**, 463(1977).

[63] P. Minkowski, *"$\mu \to e\gamma$ at a rate of one out of* 10^9 *muon decays?", Phys. Lett. B* **67**, (1977).

[64] R.N. Mohapatra and G. Senjanovic,*"Neutrino Mass and Spontaneous Parity Nonconservation", Phys. Rev. Lett.* **44**, 912(1980).

[65] E. Majorana, *"A Symmetric Theory of Electrons and Positrons", Nuovo Cimento* **14**, 171(1937); H. Fritzsch, M. Gell-Mann, and P. Minkowski, *"Vectorlike weak currents and new elementary fermions", Phys. Lett. B* **59**, 256 (1975).

[66] G. Backenstoss, *et al., "Helicity of* μ^- *Mesons from* π^- *Meson Decay", Phys. Rev. Lett.* **6**, 415(1961); M. Bardon, *et al., " Helicity of* μ^- *Mesons; Mott Scattering of Polarized Muons", Phys. Rev. Lett.* **7**, 23(1961).

[67] W. H. Furry, *"On Transition Probabilities in Double Beta-Disintegration", Phys. Rev.* **56**, 1184(1939); O. Cremonesi,*"Neutrinoless Double Beta Decay", Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* **12**, 80(2012).

[68] A. O. Bazarko, *"MiniBooNE: Status of the Booster Neutrino Experiment", Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **91**, 210(2001);A. A. Aguilar-Arevalo *et al., "Search for Electron Neutrino Appearance at the* $\Delta m^2 \sim 1eV^2$ *Scale", Phys. Rev. Lett.* **98**, 231801(2007).

[69] E. Komatsu, *et al., "Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation", ApJS* **192**, 18(2011).

[70] R. N. Mohapatra, P. B. Pal, *"Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics", World Scientific Lecture Notes in Physics,* Ed. 3, Vol. 72(2004).

[71] B. Kayser, *"Neutrino Physics", eConf* **C040802**, L004(2004) - hep-ph/0506165.

[72] H. J. Lipkin, *"Quantum Theory of Neutrino Oscillations for Pedestrians - Simple Answers to Confusing Questions", Phys. Lett.* **B642**, 366(2006).

[73] L. Wolfenstein, *"Neutrino oscillations in matter", Phys. Rev.* **D17**, 2369(1978).

[74] S. P. Mikheev, A. Yu. Smirnov, *"Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos", Sov. J. Nucl. Phys.* **42**, 913(1985).

[75] P. Langacker, S. T. Petcov, G. Steigman, S. Toshev, *"Implications of the Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) Mechanism of Amplification of Neutrino Oscillations in Matter", Nucl. Phys.* **B282,** 589(1987).

[76] A. D. Dziewonski, D. L. Anderson, *"Physics of the Earth and Planetary Interiors"* **25**, 297 (1981); V. Barger *et al., "Matter Effects on Three-Neutrino Oscillations", Phys. Rev.* **D22**, 2718(1980).

[77] E. Kh. Akhmedov, A. Dighe, P. Lipari, A. Yu. Smirnov, *"Atmospheric Neutrinos at Super-Kamiokande and Parametric Resonance in Neutrino Oscillations", Nucl. Phys.* **B542**, 3(1999).

[78] S. T. Petcov, *"New Enhancement Mechanism of the Transitions in the Earth of the Solar and Atmospheric Neutrinos Crossing the Earth Core", Nucl. Phys.* **B77** 93(1999).

[79] M. Freund, *"Analytic approximations for three neutrino oscillation parameters and probabilities in matter", Phys. Rev.* **D64**, 053003(2001).

[80] Y. Abe, *et al., "Indication for the disappearance of reactor electron antineutrinos in the Double Chooz experiment", Phys. Rev. Lett.* **108**, 131801(2012).

[81] F. P. An., *et al., "Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay", Phys. Rev. Lett.* **108**, 171803(2012).

[82] Soo-Bong Kim, *et al., " Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment", Phys. Rev. Lett.* **108**, 191802(2012).

[83] K. Nakamura *et al.* *"Review of Particle Physics", J. Phys G* **37**, 1 (2010).

[84] R. L. N. de Oliveira, *"Análise Fenomenológica da Descoerência na Oscilação de Neutrinos"*, Dissertação de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas (2007).

[85] T. Akiri *et al.* [LBNE Collaboration], arXiv:1110.6249 [hep-ex]; C.Adams *et al.* [LBNE Collaboration], arXiv:1307.7335.